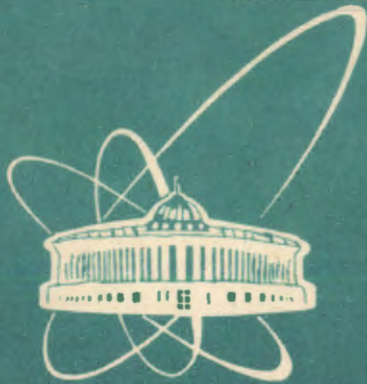


93-178



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-93-178

И.А.Шаронов¹, Б.А.Аликов, Д.Караджов,
Ф.Р.Кунгуров², Т.М.Муминов²

УЧЕТ НЕДИАГОНАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ
ЧЛЕНА ОТДАЧИ В РАМКАХ
МОДЕЛИ "РОТОР + ЧАСТИЦА"

¹НИИ прикладной физики Ташкентского
государственного университета

²Самаркандский государственный университет

1. ВВЕДЕНИЕ

Ротационные спектры нечетных деформированных ядер неплохо описываются многочисленными модификациями классической вращательной модели "ротатор+частица" (МРЧ)^{/1/} в широкой области массовых чисел. Однако для улучшения согласия результатов численных расчетов с известными экспериментальными данными приходится прибегать к параметризации энергий головных состояний ротационных полос и матричных элементов кориолисова взаимодействия. Квазичастично-фононное смешивание в нечетных ядрах^{/2/} позволяет объяснить большую часть величины как ослабления, так и усиления матричных элементов кориолисова взаимодействия^{/3,4/} и в целом улучшает согласие с экспериментом теоретического спектра неротационных состояний, на которых строятся ротационные полосы. Учет только квазичастично-фононного взаимодействия в ряде случаев не объясняет величину сдвига неротационных состояний, необходимого для корректного описания ротационных полос. Квадрупольное спаривание приводит к дополнительному смещению неротационных состояний^{/5/}, в целом заметно улучшая согласие с экспериментом для энергий неротационных состояний и, следовательно, для энергий головных состояний ротационных полос.

При описании ротационных полос положительной четности в ряде нейтронно-нечетных ядер редкоземельной области элементов (РЗЭ) учет кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий не дает возможности получить хорошее количественное описание ротационных полос с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$. Это вызвано тем, что в нечетно-нейтронных ядрах РЗЭ, таких как Sm, Gd, Dy, Er, состояния с одинаковыми квантовыми числами K^π ($K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$) из подоболочек с $N=4$ и 6 связаны между собой так называемым $|\Delta N|=2$ -взаимодействием. Поэтому для улучшения описания ротационных полос, построенных на таких состояниях, в гамильтониан МРЧ вводят феноменологический член $H(\Delta N=2)^{1/2}$ ^{/6/}. Но даже самое хорошее описание экспериментальных данных при проведении численных расчетов нельзя считать корректным, если вводимые в гамильтониан феноменологические поправки не обоснованы.

В настоящей работе мы рассмотрим роль недиагональных матричных элементов взаимодействия отдачи (gscoll term) в МРЧ и покажем, что член отдачи в состоянии естественным образом объяснить введение поправки $H(\Delta N=2)$ в гамильтониан вращательной модели.

2. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Гамильтониан деформированного ядра в приближении МРЧ запишем в следующем виде

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{rot} + H_{cor} + H_j, \quad (1)$$

где H_{av} описывает среднее поле ядра, H_{pair} - парные корреляции сверхтекучего типа, $H_{rot} = A(I^2 - I_3^2)$ - кинетическую энергию вращения, $H_{cor} = -A(I_+ J_- + I_- J_+)$ - кориолисово взаимодействие, $H_j = A(J^2 - J_3^2)$ - взаимодействие отдачи, A - инерциальный параметр. Гамильтонова матрица строится в базе симметризованных адиабатических волновых функций

$$\Phi(IMK\rho) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(D_{MK}^I \psi_K(\rho) + (-1)^{I+K+1} D_{M-K}^I \overline{\psi_K(\rho)} \right), \quad (2)$$

где ψ - внутренние волновые функции, а квантовое число I определяет четность состояния ρ . Волновая функция $\overline{\psi_K(\rho)}$ определена как время-сопряженная к функции $\psi_K(\rho)$

$$\overline{\psi_K(\rho)} = T \psi_K(\rho) = (-1)^{K+1/2} \psi_{-K}(\rho).$$

Матричные элементы гамильтониана имеют тогда вид

$$\langle \Phi(IMK\rho) | H | \Phi(IMK\rho) \rangle = E(\rho) + A \left[I(I+1) - 2K^2 + (-1)^{I+1/2} a_\rho \delta_{K, 1/2} \right], \quad (3)$$

$$\langle \Phi(IMK_1\rho_1) | H | \Phi(IMK_2\rho_2) \rangle = A \left(\langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle \delta_{K_1 K_2} - \right. \quad (4)$$

$$\left. - \sqrt{(I-K_2)(I+K_2+1)} \langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J_+ | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle \delta_{K_1, K_2+1} - \right.$$

$$\left. - \sqrt{(I+K_2)(I-K_2+1)} \langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J_- | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle \delta_{K_1, K_2-1} - \right.$$

$$\left. - (-1)^{I+K_2+1} (I+1/2) \langle \psi_{1/2}(\rho_1) | J_- | \psi_{1/2}(\rho_2) \rangle \delta_{K_1, 1/2} \delta_{K_2, 1/2} \right).$$

Здесь $E(\rho)$ - энергия неротационного состояния ρ , определяемая в рамках либо модели независимых квазичастиц (МНК)^{2,4,5/}, либо квазичастично-фононной модели (КФМ)^{2/}, a_ρ - параметр развязывания ротационной полосы с $K = 1/2$

$$a_\rho = (-1)^{I+1} \langle \psi_{1/2}(\rho) | J_- | \psi_{1/2}(\rho) \rangle. \quad (5)$$

В одних случаях членом отдачи H_j при расчете характеристик ротационных состояний просто пренебрегают, считая, что он учтен каким-то образом при определении внутренних состояний, в других случаях, например в работах^{9-11/}, влияние члена отдачи учитывается в виде добавки к энергиям головных состояний ротационных полос. При этом расчеты характеристик возбужденных состояний базируются на схеме

одночастичных уровней и матричных элементов спиновых и мультипольных операторов в потенциале среднего поля, параметры которого подобраны без учета члена отдачи. Тогда последующий учет H_j заметно искажает энергии неротационных состояний, на которых построены вращательные полосы. Поэтому мы используем член отдачи еще на уровне определения оптимальной одночастичной схемы^{14/} и его диагональные компоненты уже учтены в энергиях $E(\rho)$.

Поскольку кориолисово взаимодействие приводит к смешиванию состояний одинаковой четности с $|\Delta K|=1$, то ротационные состояния следует описывать суперпозицией адиабатических волновых функций (2)

$$\Phi(IM\rho) = \sum_{IK} C_{IK} \Phi(IMK\rho). \quad (6)$$

Амплитуды смешивания C_{IK} определяются обычно путем диагонализации гамильтоновой матрицы в ограниченном базисе состояний одной четности, связанных кориолисовым взаимодействием и наиболее близких к поверхности Ферми.

Последовательный учет члена отдачи в гамильтониане вращающегося ядра, как видно из (4), приводит к появлению в гамильтоновой матрице существенно новых членов - недиагональных матричных элементов

$$V_j(\rho_1, \rho_2) = A \langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J^2 | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle, \quad (7)$$

приводящих к взаимодействию состояний с одинаковыми K^π , то есть к $\Delta K=0$ -смешиванию. Как будет показано ниже, учет этого смешивания объясняет введение в гамильтониан МРЧ феноменологического члена $H(\Delta N=2)$, приводящего к существенному улучшению количественного описания характеристик уровней ротационных полос, построенных на состояниях с $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$ из подболочек с $N=4$ и 6 в нечетно-нейтронных ядрах РЗЭ^{6-8/}.

Конкретный вид матричных элементов (4,5,7), образующих симметричную матрицу, определяется выбором внутренних волновых функций ψ_K .

В приближении МНК волновые функции определяем как одноквази-частичные

$$\psi_K(\rho) = \alpha_{\rho+}^+ |0\rangle = |\rho+\rangle, \quad \overline{\psi_K(\rho)} = \alpha_{\rho-}^+ |0\rangle = |\rho-\rangle.$$

Здесь $\alpha_{\rho\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы в квантовом состоянии ρ с проекцией момента $\sigma = \pm 1 - (K > 0)$, а $|0\rangle$ - волновая функция вакуума. Матричные элементы операторов J_\pm и J^2 выражаются через соответствующие одночастичные матричные элементы следующим образом

$$\langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J_\pm | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle = v_{1,2}^{(\pm)} \langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J_\pm | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle, \quad (8)$$

$$\langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J^2 | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle = v_{1,2}^{(-)} \langle \psi_{K_1}(\rho_1) | J^2 | \psi_{K_2}(\rho_2) \rangle, \quad (9)$$

где $\psi_K(\rho)$ - одночастичные волновые функции, а $v_{1,2}^{(\pm)}$ - сверхтекучие поправки $v_{1,2}^{(\pm)} = u(\rho_1)u(\rho_2) \pm v(\rho_1)v(\rho_2)$.

Энергия неротационного состояния $E(\rho)$ определяется как энергия сверхтекучего состояния

$$E(\rho) = \varepsilon_\rho(\rho) + 2 \sum_{s \neq \rho} \varepsilon_\rho(s) v_\rho^2(s) - \frac{C_0^2(\rho)}{G_0} - \frac{C_2^2(\rho)}{G_2}, \quad (10)$$

где $\varepsilon_\rho(s)$ - перенормированные одночастичные энергии^{/5/}

$$\varepsilon_\rho(s) = \varepsilon^0(s) + A \langle \varphi_K(s) | j^2 | \varphi_K(s) \rangle - (G_0 + G_2 q_{20}^2(s)) v_\rho^2(s).$$

Здесь $\varepsilon^0(s)$ - энергии из решения уравнения Шредингера для потенциала среднего поля, G_0 и G_2 - константы монополярного и квадрупольного спаривания, $q_{20}(s)$ - диагональные матричные элементы оператора

$$q_{20}(s) = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \langle \varphi_K(s) | r^2 Y_{20} | \varphi_K(s) \rangle,$$

$$v_\rho^2(s) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_\rho(s) - \lambda_\rho}{E_\rho(s)} \right),$$

$$E_\rho(s) = \sqrt{(\varepsilon_\rho(s) - \lambda_\rho)^2 + C_0^2(s)},$$

$$C_0(\rho) = C_0(\rho) + C_2(\rho) q_{20}(s),$$

а $C_0(\rho)$ и $C_2(\rho)$ - монополярная и квадрупольная корреляционные функции, вычисляемые вместе с химическим потенциалом λ_ρ при решении системы основных уравнений МНК^{/5/}.

В приближении КМ^{/2/} внутренние волновые функции $\varphi_K(\rho)$ записываются в виде

$$\varphi_K(\rho) = |\rho \sigma_K; \rho_1 \rho_2 \dots \rho_N \pi\rangle = \left(\sum_{j=1}^N C_{\rho_j}^n \alpha_{\rho_j}^+ + \sum_{\lambda \mu s} D_{\rho s}^{\lambda \mu n} (\rho_1 \rho_2 \dots \rho_N) \alpha_{sv}^+ Q_1^+(\lambda \mu) \right) |0\rangle, \quad (11)$$

где коэффициенты $C_{\rho_j}^n$ и $D_{\rho s}^{\lambda \mu n}$ определяют соответственно амплитуды вклада в рассматриваемое состояние ρ одноквазичастичного компонента ρ_j и компонента "квазичастица в состоянии sv + фотон $\lambda \mu$ ", число $\nu = \pm 1$ определяется условием сохранения момента $sK_\rho = \nu K_s \pm \mu$, а $Q_1^+(\lambda \mu)$ - оператор рождения фотона $\lambda \mu$. Суммирование по j означает, что во внимание принимается одновременно несколько состояний $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$ с одинаковыми значениями квантового числа K^π , то есть одноквазичастичный компонент волновой функции состояния ρ фрагментирован по N одноквазичастичным состояниям.

Энергия $E(\rho)$ в (3) определяется в этом случае как энергия квазичастично-фононного состояния. Матричные элементы операторов j_\pm и j^2 в приближении^{/3,4/} выражаются через одночастичные посредством соотношений

$$\langle \varphi_K(\rho) | j_\pm | \varphi_K(\rho') \rangle = \langle \rho \sigma_K; \rho_1 \rho_2 \dots \rho_N \pi | j_\pm | \rho' \sigma_K; \rho'_1 \rho'_2 \dots \rho'_N \pi' \rangle = \quad (12)$$

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{\rho_i}^n C_{\rho'_j}^{n'} v_{ij}^{(+)} \left(\sigma \delta_{\sigma\sigma'} (j_\pm)_{\rho_i \rho_j} + \delta_{\sigma-\sigma'} (j_\pm)_{\rho_i \rho_j} \right) +$$

$$+ \sum_{\lambda \mu s s'} D_{\rho s}^{\lambda \mu n} D_{\rho' s'}^{\lambda' \mu' n'} v_{ss'}^{(+)} \left(\nu \delta_{\nu\nu'} (j_\pm)_{ss'} + \delta_{\nu-\nu'} (j_\pm)_{ss'} \right).$$

и

$$\langle \varphi_K(\rho) | j^2 | \varphi_K(\rho') \rangle = \langle \rho \sigma_K; \rho_1 \rho_2 \dots \rho_N \pi | j^2 | \rho' \sigma_K; \rho'_1 \rho'_2 \dots \rho'_N \pi' \rangle = \quad (13)$$

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{\rho_i}^n C_{\rho'_j}^{n'} \left(v_{ij}^{(-)} \delta_{\sigma\sigma'} (j^2)_{\rho_i \rho_j} + 2 \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\rho_i \rho_j} \sum_q (j^2)_{qq} v^2(q) \right) +$$

$$+ \sum_{\lambda \mu s s'} D_{\rho s}^{\lambda \mu n} D_{\rho' s'}^{\lambda' \mu' n'} \left(v_{ss'}^{(+)} \delta_{\nu\nu'} (j^2)_{ss'} + 2 \delta_{\nu\nu'} \delta_{ss'} \sum_q (j^2)_{qq} v^2(q) \right),$$

где $(j_\pm)_{ss'}$, $(j_\pm)_{ss'}$ и $(j^2)_{ss'}$ - одночастичные матричные элементы.

3. ВЛИЯНИЕ ЧЛЕНА ОТДАЧИ НА ЭНЕРГИИ И СТРУКТУРУ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ

Для иллюстрации роли обсуждаемых матричных элементов члена отдачи при описании ротационных состояний нечетных деформированных ядер рассмотрим результаты расчетов характеристик ротационных состояний¹⁶³ Dy. Выбор этого ядра обусловлен тем, что для него известно большое число низковозбужденных уровней положительной четности, образующих ротационные полосы, построенные на состояниях с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ из подболочек с $N=4$ и 6 . При вычислении сверхтекучих характеристик, энергий и структуры квазичастично-фононных состояний использовались параметры потенциала Саксона-Вудса из работы^{/5/}. Одночастичные матричные элементы спиновых и мультипольных операторов рассчитывались по программе "MATREL"^{/12/}, а оператора j^2 - по формуле

$$r_{ss'}^K = \langle \varphi_K(s) | j^2 | \varphi_K(s') \rangle = \sum_{nlj} a_{nlj}^K(s) a_{nlj}^K(s') j(j+1). \quad (14)$$

Амплитуды разложения деформированного состояния s по сферическим компонентам a_{nlj}^K находятся при расчете базиса одночастичных состояний по программе "CALDNU"^{/13/}.

Энергии и волновые функции неротационных состояний, необходимые для расчета матричных элементов (3) и (4), рассчитывались в рамках МНК и КМ с учетом квадрупольного спаривания. Расчеты показали, что

наилучшее (на наш взгляд) согласие теоретического ротационного спектра с экспериментом получилось в том случае, когда матричные элементы вычислялись с квазичастично-фонными волновыми функциями при $G_2 = 14$ МэВ/барн². Энергии и структура некоторых квазичастично-фонных состояний ¹⁶³Dy для этого значения G_2 приведены в табл.1. Поскольку для правильного описания ротационных спектров необходимо точно воспроизводить энергии головных состояний полос, при проведении расчетов в рамках МРЧ приходилось соответствующим образом корректировать вычисленные энергии $E(\rho)$.

Таблица 1. Энергии и структура неротационных состояний ядра ¹⁶³Dy ($G_2 = 14$ МэВ/барн²)

K^π	эксп.	E, кэВ		Структура
		МНК	КФМ	
5/2 ⁻	0	0	0	0,90 523 _↓ >-0,31 512 [↑] >-0,12 510 [↑] (221)>
5/2 ⁻	450	987	416	0,84 512 [↑] >+0,36 523 _↓ >+0,27 510 [↑] (221)>
1/2 ⁻	351,2	549	508	0,95 521 _↓ >+0,12 510 [↑] >-0,22 523 _↓ (221)> +0,13 512 [↑] (221)>-0,10 510 [↑] (221)>
1/2 ⁻	1159	3039	989	0,73 510 [↑] >-0,19 521 _↓ >-0,17 521 _↓ (201)>
1/2 ⁻	-	2342	1360	0,10 530 [↑] > +0,99 523 _↓ (221)>
3/2 ⁻	421,8	312	274	0,98 521 [↑] > -0,10 642 [↑] (311)>
7/2 ⁺	463,1	625	452	0,94 633 [↑] > +0,18 512 [↑] (311)>
5/2 ⁺	250,9	606	282	0,95 642 [↑] > +0,14 660 [↑] (221)>
3/2 ⁺	935,1	1545	868	0,91 651 [↑] >+0,14 402 _↓ >+0,33 660 [↑] (221)> -0,12 402 _↓ (201)>
3/2 ⁺	859,1	1480	680	0,88 402 _↓ >-0,12 651 [↑] >-0,38 400 [↑] (221)> -0,19 404 _↓ (221)>-0,15 651 [↑] (201)>
1/2 ⁺	884,3	2080	948	0,75 660 [↑] >+0,36 400 [↑] >+0,23 402 _↓ (221)> +0,17 651 [↑] (221)>+0,13 642 [↑] (221)> -0,10 402 [↑] (221)>
1/2 ⁺	737,6	1965	782	0,67 400 [↑] >-0,40 660 [↑] >+0,34 402 _↓ (221)> -0,14 402 [↑] (221)>-0,12 651 [↑] (221)> -0,10 642 [↑] (221)>+0,10 660 [↑] (201)>

При формировании матричных элементов оператора J_+ их величина определяется в используемом приближении в основном степенью фрагментации одноквазичастичного компонента. Для матричных элементов оператора J^2 из-за наличия большой суммы $\sum_{qq'} (J^2)_{qq'} v^2(q) = 802,8$ (см.(13)) резко усиливается роль диагональных компонентов не только в квази-

частичной CC-части, но и в коллективной DD-части. Даже небольшие изменения компонентов волновой функции сильно изменяют величину матричного элемента оператора J^2 . Поэтому при проведении расчетов надо очень тщательно подходить к выбору волновых функций. Формирование матричных элементов операторов J_+ и J^2 показано на примере $\langle 660^+ | J_+ | 660^+ \rangle$, $\langle 660^+ | J^2 | 400^+ \rangle$ и $\langle 651^+ | J^2 | 402_↓ \rangle$ в табл.2-4.

Таблица 2. Формирование матричного элемента $\langle 660^+ | J_+ | 660^+ \rangle$ по квазичастично-фонным волновым функциям

Компоненты	C_1	C_2	$\langle 1 J_+ 2 \rangle$	Вклад
CC - компоненты				
660 ⁺ > 660 ⁺ >	0,749	0,749	-6,522	-3,659
660 ⁺ > 400 ⁺ >	0,749	0,359	0,704	0,185
400 ⁺ > 660 ⁺ >	0,359	0,749	0,704	0,185
400 ⁺ > 400 ⁺ >	0,359	0,359	-0,183	-0,024
DD - компоненты				0,483
$\langle 660^+ J_+ 660^+ \rangle = -2,83$				

Таблица 3. Формирование матричного элемента $\langle 660^+ | J^2 | 400^+ \rangle$ по квазичастично-фонным волновым функциям

Компоненты	C_1	C_2	$\langle 1 J^2 2 \rangle$	Вклад
CC - компоненты				
660 ⁺ > 660 ⁺ >	0,749	-0,401	43,46	-470,64
660 ⁺ > 400 ⁺ >	0,749	0,672	-4,54	2,14
400 ⁺ > 660 ⁺ >	0,359	0,672	-4,54	386,26
400 ⁺ > 400 ⁺ >	0,359	-0,401	4,23	-0,61
DD - компоненты				
402 _↓ > 402 _↓ >	0,230	0,341	6,30	126,10
651 [↑] > 651 [↑] >	0,169	-0,120	44,04	-32,04
550 [↑] > 550 [↑] >	-0,149	0,119	31,21	-28,35
642 [↑] > 642 [↑] >	0,130	-0,098	46,33	-20,14
402 [↑] > 402 [↑] >	-0,101	-0,140	9,94	22,34
400 ⁺ > 400 ⁺ >	0,093	0,031	4,23	4,62
440 [↑] > 440 [↑] >	-0,067	0,040	22,12	-4,24
660 ⁺ > 660 ⁺ >	0,053	0,097	43,46	8,07
Остальные компоненты				-1,47
$\langle 660^+ J^2 400^+ \rangle = -8,05$				

Таблица 4. Формирование матричного элемента $\langle 651^+ | j^2 | 402_- \rangle$ по квазичастично-фононным волновым функциям

Компоненты	C_1	C_2	$\langle 1 j^2 2 \rangle$	Вклад
CC - компоненты				
$ 651^+ \rangle 402_- \rangle$	0,908	0,884	4,39	-3,24
$ 651^+ \rangle 651^+ \rangle$	0,908	-0,122	44,04	-174,99
$ 402_- \rangle 402_- \rangle$	0,139	0,884	6,30	196,53
$ 402_- \rangle 651^+ \rangle$	0,139	-0,122	4,39	0,07
DD - компоненты				
$ 660^+ \rangle 660^+ \rangle$	0,331	-0,065	43,46	-33,75
$ 402_- \rangle 402_- \rangle$	-0,122	0,011	31,21	-2,15
$ 521^+ \rangle 521^+ \rangle$	-0,082	0,019	19,40	-2,48
$ 400^+ \rangle 400^+ \rangle$	-0,029	-0,379	4,23	17,60
$ 651^+ \rangle 651^+ \rangle$	-0,016	-0,151	44,04	3,77
Остальные компоненты				0,34
$\langle 651^+ j^2 402_- \rangle = 1,21$				

При построении гамильтоновой матрицы использовалось 8 состояний отрицательной четности ($1/2^- [510]$, $1/2^- [521]$, $1/2^- [530]$, $3/2^- [521]$, $3/2^- [532]$, $5/2^- [512]$, $5/2^- [523]$, $7/2^- [514]$) и 7 состояний положительной четности ($1/2^+ [400]$, $1/2^+ [660]$, $3/2^+ [402]$, $3/2^+ [651]$, $5/2^+ [642]$, $7/2^+ [633]$, $9/2^+ [624]$).

При выполнении расчетов характеристик ротационных уровней для определения оптимальных в рамках используемой вращательной модели значений матричных элементов операторов j_+ и j_-^2 нами была проведена процедура фитирования. Вычисленные в приближении (12-13) и подобранные при фитировании значения матричных элементов приведены в табл.5. В рамках классической МРЧ состояния с $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$ из подболочек с $N=4$ и 6 связываются только кориолисовым взаимодействием, слабым для заметного смешивания состояний с $N=4$ и 6. Состояния с $K^\pi=3/2^+$ ($3/2^+ [402]$ и $3/2^+ [651]$) вообще не связаны кориолисовым взаимодействием и смешиваются между собой через состояния с $K^\pi=1/2^+$ и $5/2^+$. Квазичастично-фононное смешивание состояний $1/2^+$ приводит к усилению кориолисова взаимодействия между состояниями $1/2^+ [400]$ и $1/2^+ [660]$ (табл.6), но этого еще недостаточно для правильного воспроизведения уровней этих полос. Проведенный анализ показал, что такая ситуация типична для ядер Sm, Gd, Dy и Er, для которых в эксперименте наблюдается заметное смешивание состояний с $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$.

Таблица 5. Используемые свободные параметры:

- 1 - одноквазичастичные матричные элементы;
- 2 - квазичастично-фононные матричные элементы;
- 3 - матричные элементы, полученные при фитировании

	1	2	3		1	2	3
$\langle 510^+ j_+ 510^+ \rangle$	-0,26	0,11	0,05	$\langle 521_- j_+ 521_- \rangle$	0,36	0,05	0,13
$\langle 521^+ j_+ 530^+ \rangle$	3,78	0,97	1,79	$\langle 512^+ j_+ 521^+ \rangle$	2,18	1,85	1,09
$\langle 660^+ j_+ 660^+ \rangle$	-6,52	-2,83	-1,96	$\langle 651^+ j_+ 660^+ \rangle$	6,45	4,50	3,23
$\langle 642^+ j_+ 651^+ \rangle$	6,25	4,69	3,75	$\langle 633^+ j_+ 642^+ \rangle$	5,09	4,55	4,07
$\langle 651^+ j^2 402_- \rangle$	-4,04	1,21	1,41	$\langle 660^+ j^2 400^+ \rangle$	4,26	-8,05	-7,67

Таблица 6. Значения матричных элементов взаимодействия (4) при $A = 12,5$ кэВ

	V_{cor} МНК	V_{cor} КСМ	$V_{cor} + V_j$ МНК	$V_{cor} + V_j$ КСМ	ФИТ
$\langle 660^+ H 400^+ \rangle_{1/2^+}$	8,6	25,5	61,9	-75,1	-84,6
$\langle 660^+ H 400^+ \rangle_{3/2^+}$	-17,3	-51,0	36,0	-151,6	-118,4
$\langle 660^+ H 400^+ \rangle_{5/2^+}$	25,9	76,5	79,1	-24,1	-62,1
$\langle 651^+ H 402_- \rangle$	-	-	-50,5	15,2	17,7

При учете члена отдачи (в дальнейшем будем использовать термин $\Delta K=0$ -взаимодействие) матричные элементы гамильтониана (4) сильно возрастает (табл.6). Это позволяет сделать вывод, что $\Delta K=0$ -взаимодействие должно существенно влиять на энергии и структуру ротационных состояний $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$.

Энергии и структура нижайших ротационных уровней отрицательной и положительной четности, учитываемых при фитировании, приведены в табл.7 и 8. Отметим, что при проведении расчетов использовались все возможные варианты интерпретации головных состояний полос с $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$. Наиболее приемлемым в рамках используемого подхода является один вариант: уровень 737,6 кэВ интерпретируется как $1/2^+ 1/2 [400]$, 884,3 кэВ - как $1/2^+ 1/2 [660]$, 859,3 кэВ - как $3/2^+ 3/2 [402]$ и 935,1 кэВ - как $3/2^+ 3/2 [651]$. Из рис.1 и табл.8 явно видно, что имеющаяся совокупность неидентифицированных по асимптотическим квантовым характеристикам уровней $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+ / 14^+$ можно сгруппировать в ротационные полосы $1/2^+ [400]$ с уровнями 737,6 кэВ ($1/2^+$), 766,2 кэВ ($3/2^+$) и 915,7 кэВ ($5/2^+$), $1/2^+ [660]$ с уровнями 884,3 кэВ ($1/2^+$), 1084,2 кэВ ($3/2^+$) и 781,1 кэВ ($5/2^+$), $3/2^+ [402]$ с уровнями 859,3 кэВ ($3/2^+$), 949,3 кэВ ($5/2^+$), $3/2^+ [651]$ с уровнями 935,1 кэВ ($3/2^+$), 1129 кэВ ($5/2^+$).

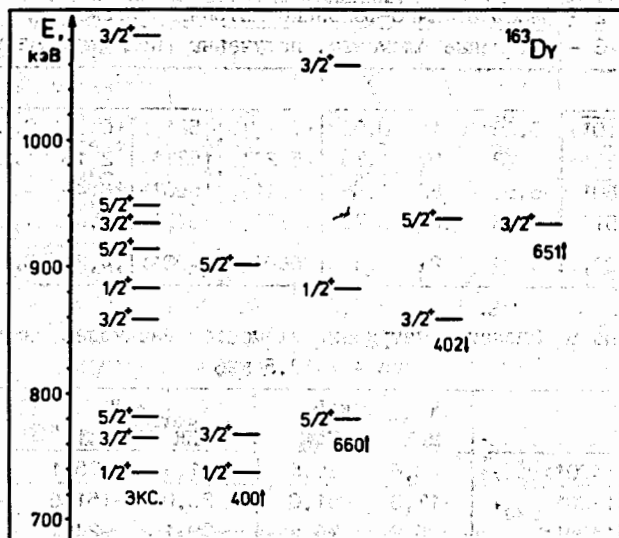


Рис.1. Сравнение теоретических энергий состояний $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ с экспериментом.

Таблица 7. Энергии ротационных состояний отрицательной четности ядра ^{163}Dy

эксп.		теор.		эксп.		теор.		эксп.		теор.	
$5/2^- [523]$		$1/2^- [521]$		$3/2^- [521]$							
$5/2^-$	0	$1/2^-$	351,2	351	$3/2^-$	421,8	422				
$7/2^-$	73,4	$3/2^-$	389,8	389	$5/2^-$	475,4	483				
$9/2^-$	167,3	$5/2^-$	427,7	426	$7/2^-$	553,0	552				
$11/2^-$	281,6	$7/2^-$	514,5	521	$9/2^-$	(645)	676				
$13/2^-$	415,1	$9/2^-$	574,0	579	$11/2^-$	(760)	777				
$5/2^- [512]$		$1/2^- [510]$									
$5/2^-$	719,0	$1/2^-$	(1159)	1159							
$7/2^-$	799,5	$3/2^-$	(1199)	1201							
$9/2^-$	918,0	$5/2^-$	(1262)	1259							
$11/2^-$	(1050)	$7/2^-$	(1342)	1359							

Табл. 8. Энергии и структура ротационных состояний положительной четности ^{163}Dy

Энергия, кэВ	Структура, C_{IK}						
	эксп.	теор.	$ 400^+\rangle$	$ 660^+\rangle$	$ 402_1^+\rangle$	$ 651^+\rangle$	$ 642^+\rangle$
$5/2^+ [642]$							
$5/2^+$	250,9	251	-0,003	0,026	0,025	0,134	0,990
$7/2^+$	285,6	285	-0,002	0,036	0,035	0,188	0,997
$9/2^+$	336,5	336	-0,008	0,067	0,042	0,229	0,907
$11/2^+$	412,4	407	-0,004	0,060	0,046	0,252	0,874
$13/2^+$	497,0	495	-0,016	0,103	0,051	0,280	0,840
$1/2^+ [660]$							
$1/2^+$	884,3	884	-0,617	0,787			
$3/2^+$	1084,2	1061	-0,398	0,696	-0,076	-0,593	
$5/2^+$	781,1	785	0,510	0,780	0,242	0,264	-0,060
$1/2^+ [400]$							
$1/2^+$	737,6	738	0,787	0,617			
$3/2^+$	766,2	763	0,798	0,562	0,196	0,099	
$5/2^+$	915,7	896	-0,676	-0,420	0,418	-0,434	0,061
$3/2^+ [651]$							
$3/2^+$	935,1	935	-0,440	0,425	0,181	0,770	
$5/2^+$	(1129)	1126	0,196	-0,461	-0,118	-0,851	-0,105
$3/2^+ [402]$							
$3/2^+$	859,3	859	-0,112	-0,140	0,961	-0,212	
$5/2^+$	949,3	936	-0,495	0,048	0,867	0,016	-0,263

Для изучения влияния $\Delta K=0$ -смешивания на формирование ротационных полос положительной четности проведены расчеты с различными матричными элементами $f(1/2^+) = \langle 660^+ | j^2 | 400^+ \rangle$ и $f(3/2^+) = \langle 651^+ | j^2 | 402_1^+ \rangle$. Один из них фиксировался оптимальным значением из табл.5, а другой брался как свободный параметр. Для удобства исследуемые зависимости от матричного элемента $f(K^\pi)$ выражаются через параметр α_r , определенный как $\alpha_r = f(K^\pi)/f_0(K^\pi)$, где $f(K^\pi)$ - матричный элемент, используемый при проведении расчетов (табл.5), а $f_0(K^\pi)$ - одноквазичастичный матричный элемент. Как видно из рис.2-4, энергии и волновые функции ротационных уровней существенно зависят от величины и знака матричных элементов f . Изменение структуры ротационных уровней, иногда даже незначительное, может привести к сильным скачкам энергий уровней, если они интерпретируются по квантовым характеристикам доминирующего компонента.

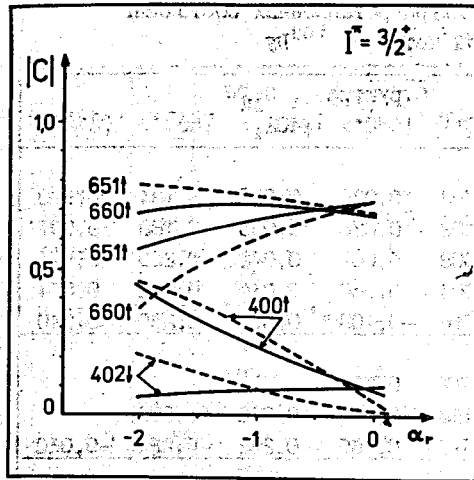


Рис.2. Зависимость волновых функций состояний $3/2^+$ с энергиями 935,1 и 1084,2 кэВ от матричного элемента $f(1/2^+)$ ($\alpha_r(1/2^+)$). Сплошная линия соответствует состоянию 1084,2 кэВ, пунктирная - 935,1 кэВ

Рассмотрим для примера уровни $3/2^+$ с энергиями 935,1 и 1084,2 кэВ. В отсутствие $\Delta K=0$ -взаимодействия ($\alpha_r = 0$) доминантами в волновых функциях этих состояний являются компоненты 660^+ и 651^+ соответственно. Вклад компонентов с $N=4$ менее одного процента, и основными примесями являются компоненты 651^+ и 660^+ соответственно. Кориолисово

смешивание между этими состояниями, несмотря на ослабление его квази-частично-фононным взаимодействием, по-прежнему велико ($V_{\text{сог}} = 51$ кэВ) и величины амплитуд доминант и примесей с $\Delta N=2$ различаются всего на 6-7%. При включении $\Delta K=0$ -взаимодействия примесь состояния 400^+ начинает расти и в области $\alpha_r \approx -0,3$ структура уровней с энергиями 935,1 кэВ и 1084,2 кэВ почти одинакова. В этой области происходит "пересечение" амплитуд доминант, в результате чего на рис.3 мы наблюдаем скачок уровней. Уровни 935,1 кэВ и 1084,2 кэВ интерпретируются теперь как $3/2^+3/2[651]$ и $3/2^+1/2[660]$ соответственно. При дальнейшем увеличении величины $\alpha_r(1/2^+)$ в сторону отрицательных значений энергии этих состояний изменяются очень слабо и происходит только перераспределение компонентов в волновых функциях.

При варьировании матричного элемента $f(3/2^+)$, связывающего состояния $3/2^+[402]$ и $3/2^+[651]$, энергии ротационных уровней изменяются слабо. Заметные изменения происходят только в структуре уровней полос, построенных на состояниях с $K^\pi=3/2^+$. Так, в отсутствие $\Delta K=0$ -взаимодействия между этими состояниями ($\alpha_r = 0$) в волновой функции уровня $3/2^+3/2[651]$ на компонент 651^+ приходится 63%, а на компонент 402^+ - тысячные доли процента, в волновой функции уровня $3/2^+3/2[402]$ на компонент 402^+ приходится 95%, а на компонент 651^+ - 0,1%. При $\alpha_r = -0,6$ доля этих компонентов составляет уже 53% и 10%, 85% и 12%, при $\alpha_r = 0,6$ - 57% и 12%, 82% и 9% соответственно.

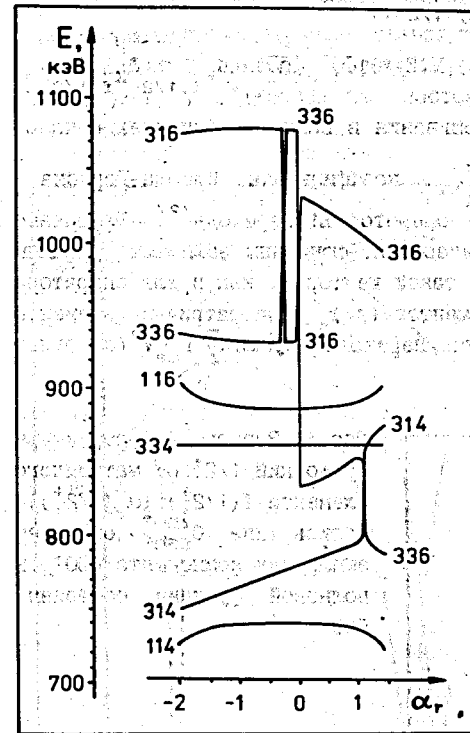


Рис.3. Зависимость энергий уровней ротационных полос, построенных на состояниях с $K^\pi=1/2^+$ и $3/2^+$ от матричного элемента $f(1/2^+)$ ($\alpha_r(1/2^+)$). Обозначения типа (314) означают $(21^\pi 2K^\pi N)$, то есть 314 - $3/2^+1/2[400]$

Сильная зависимость структуры ротационных уровней от матричных элементов $\Delta K=0$ -взаимодействия будет сказываться, естественно, на величине приведенных вероятностей электромагнитных переходов. Для примера будут рассмотрены приведенные вероятности E1-переходов, разряжающих обсуждаемые состояния $1/2^+$ на уровни полос $1/2^-[521]$ и $3/2^-[521]$.

4. ВЛИЯНИЕ $K=0$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ВЕРОЯТНОСТИ E1-ПЕРЕХОДОВ

Приведенные вероятности дипольных электрических переходов в рамках МРЧ рассчитываются с помощью уравнения

$$V(E1; I_1 \rightarrow I_2) = |V_{10} + V_{11} + V_{1-1}|^2, \quad (15)$$

где

$$V_{10} = \sum_{K_1 K_2} C_{I_1 K_1} C_{I_2 K_2} C_{I_1 K_1}^{I_2 K_2} \langle \Phi_{K_2}(\rho_2) | M(E10) | \Phi_{K_1}(\rho_1) \rangle \delta_{K_1 K_2},$$

$$V_{11} = \sum_{K_1 K_2} C_{I_1 K_1} C_{I_2 K_2} \left(C_{I_1 K_1}^{I_2 K_2} \langle \Phi_{K_2}(\rho_2) | M(E11) | \Phi_{K_1}(\rho_1) \rangle \delta_{K_1 K_2+1} + C_{I_1 K_1-1}^{I_2 K_2} \langle \Phi_{K_2}(\rho_2) | M(E1-1) | \Phi_{K_1}(\rho_1) \rangle \delta_{K_1 K_2-1} \right)$$

$$\tilde{V}_{11} = \sum_{K_1 K_f} (-1)^{I_1+1/2+1} C_{I_1 K_1} C_{I_1 K_f} C_{I_f}^{1/2} \langle \Phi_{1/2}(\rho_f) | M(E1) | \Phi_{1/2}(\rho_f) \rangle \delta_{K_1, 1/2} \delta_{K_f, 1/2}$$

Здесь $C_{I_1 K_1}$ и $C_{I_f K_f}$ — амплитуды смешивания в волновых функциях начального и конечного состояний, $C_{I_1 K_1 \lambda \mu}$ — коэффициенты Клебша-Гордона в обозначениях Яна-Альдера, $M(E1\mu)$ — оператор E1-перехода^{2/}. Матричные элементы оператора $M(E1\mu)$ по квазичастично-фононным волновым функциям записываются в приближении^{3,4/} в такой же форме, как и для оператора J^2 , только с заменой матричных элементов $(J^2)_{ss}$ на матричные элементы оператора E1-перехода. Для дипольных переходов сумма $\sum_{ss} \Gamma_{ss}^{1/2}(s)$ будет равна нулю.

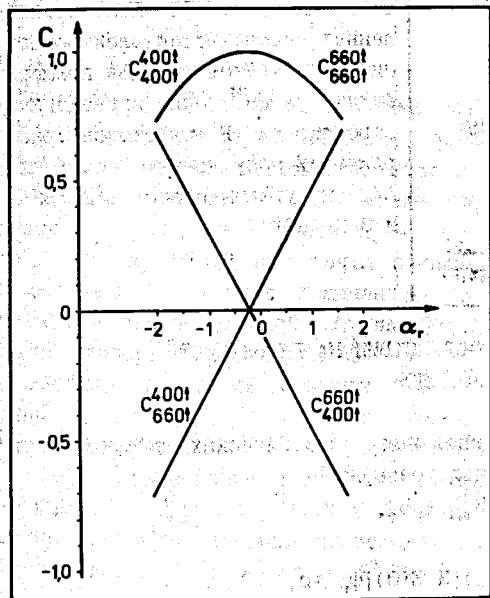


Рис.4. Зависимость структуры состояний $1/2^+$ от матричного элемента $f(1/2^+)$ ($\alpha_f(1/2^+)$). Запись типа C_{660}^{400} означает амплитуду компонента 400^+ в волновой функции состояния 660^+

Кориолисово и $\Delta K=0$ -взаимодействия приводят к тому, что волновые функции начального и конечного состояний представляют собой суперпозицию базисных состояний, используемых для построения гамильтоновой матрицы. Поэтому вероятности E1-переходов, разряжающих состояния $1/2^+$ на

уровни $1/2^-1/2[521]$, $3/2^-1/2[521]$, $3/2^-3/2[521]$, определяются комбинацией матричных элементов оператора перехода, связывающих компоненты начального состояния 400^+ и 660^+ с компонентами конечного состояния

510^+ , 521_1 , 530^+ (переход на уровень $1/2^-$), 510^+ , 521_1 , 530^+ , 521^+ , 532_1 (переход на уровень $3/2^-$). Зависимость амплитуды компонентов 400^+ и 660^+ в волновых функциях состояний $1/2^+$ от матричного элемента $\Delta K=0$ -взаимодействия (рис.4) приводит к зависимости от $f(1/2^+)$ величин вероятностей E1-переходов, разряжающих уровни 737,6 кэВ ($1/2^+[400]$) и 884,3 кэВ ($1/2^+[660]$) на состояния $1/2^-1/2[521]$, $3/2^-1/2[521]$, $3/2^-3/2[521]$ (рис.5).

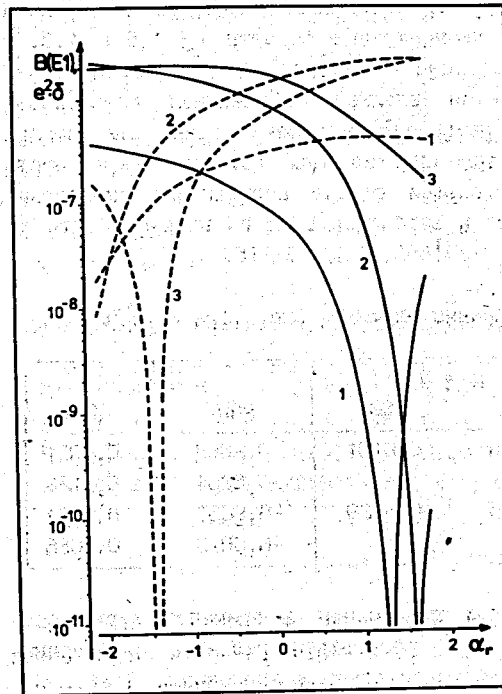


Рис.5. Зависимость величин приведенных вероятностей E1-переходов, разряжающих состояния $1/2^+$ на уровни $1/2^-$ и $3/2^-$ ротационной полосы $1/2^-1/2[521]$ (линии 1 и 2) и на состояние $3/2^-3/2[521]$ (линия 3), от матричного элемента $f(1/2^+)$ ($\alpha_f(1/2^+)$) в ^{163}Dy . Сплошные линии соответствуют переходам из состояния $1/2^+[660]$, а пунктирные — из $1/2^+[400]$

В первом приближении, то есть при учете только основного компонента в волновых функциях состояний $1/2^-$ и $3/2^-$ (его амплитуда порядка 0,99), величины приведенных вероятностей рассматриваемых E1-переходов (в $e^2\text{барн}$) будут определяться следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} W(E1; 1/2^+ \rightarrow 1/2^-1/2[521]) &= (3,3 C_6 - 5,3 C_4)^2 \times 10^{-8}, \\ W(E1; 1/2^+ \rightarrow 3/2^-1/2[521]) &= (9,9 C_6 - 11,2 C_4)^2 \times 10^{-8}, \\ W(E1; 1/2^+ \rightarrow 3/2^-3/2[521]) &= (12,5 C_6 - 7,2 C_4)^2 \times 10^{-8}. \end{aligned}$$

Здесь C_6 и C_4 — амплитуды примесей состояний 660^+ и 400^+ в волновых

функциях уровней 737,6 кэВ и 884,3 кэВ. Коэффициенты при амплитудах C_N вычислены с использованием соответствующих квазичастично-фоонных матричных элементов (табл.9). Видно, что при определенном соотношении между амплитудами C_6 и C_4 величины вероятностей из-за компенсации вкладов компонентов могут обращаться в ноль. Для перехода типа $1/2^+ \rightarrow 1/2^- 1/2[521]$ полная компенсация происходит при $C_6=0,85$ и $C_4=0,53$ ($\alpha_r=1,3$), для перехода $1/2^+ \rightarrow 3/2^- 1/2[521]$ — при $C_6=0,75$ и $C_4=0,66$ ($\alpha_r=1,6$) и для перехода $1/2^+ \rightarrow 3/2^- 3/2[521]$ — при $C_6=0,50$ и $C_4=0,87$ ($\alpha_r=-1,5$). Если учесть, что имеющаяся совокупность уровней положительной четности неплохо описывается в области $\alpha_r=-1,5$ + $-1,8$, в которой величина вероятности перехода $1/2^+ \rightarrow 3/2^- 3/2[521]$ резко падает до нуля (рис.5), то появляется вполне обоснованная возможность объяснить отсутствие этого разрешенного всеми правилами отбора γ -перехода компенсацией вкладов, определяющих величину вероятности перехода. В рамках МРЧ, учитывающей только кориолисово смешивание, такая компенсация не происходит и вероятность этого перехода того же порядка, что и для перехода $1/2^+ 1/2[660] \rightarrow 3/2^- 3/2[521]$.

Таблица 9. Используемые матричные элементы оператора E1-перехода

	$\mu = 0$		$\mu = 1$	
	МНК	КФМ	МНК	КФМ
$\langle 521_{\downarrow} E(1\mu) 660^+ \rangle$	0,0191	0,0101	-0,0068	-0,0031
$\langle 521^+ E(1\mu) 660^+ \rangle$	-	-	-0,0204	-0,0122
$\langle 521_{\downarrow} E(1\mu) 400^+ \rangle$	-0,0087	-0,0129	-0,0037	0,0024
$\langle 521^+ E(1\mu) 400^+ \rangle$	-	-	-0,0018	0,0066

Отсутствие экспериментальной информации о временах жизни состояний $1/2^+$ не позволяет сравнить результаты расчетов приведенных вероятностей E1-переходов с экспериментальными значениями $B(E1)$. Но поскольку известны интенсивности рассматриваемых переходов, то можно сравнить отношения их вероятностей. Результаты, представленные в табл.10, показывают, что при учете $\Delta K=0$ -взаимодействия между состояниями с $K^\pi=1/2^+$ можно получить в целом неплохое согласие с экспериментом. Заметные отклонения наблюдаются только для отношений, связанных с переходом 462,4 кэВ при использовании интенсивностей γ -переходов, определенных при исследовании β -распада ^{163}Tb /14/. Если использовать данные из работы /15/ (исследование уровней ^{163}Dy в реакции $^{162}\text{Dy}(n,\gamma)$), то согласие улучшается.

Табл.10. Экспериментальные значения энергий и интенсивностей E1-переходов. Отношение приведенных вероятностей E1-переходов и сравнение их с результатами расчетов. Данные с индексом * соответствуют работе /15/

начальное состояние	E_γ	I_γ	E_γ	I_γ	E_γ	I_γ
	кэВ		кэВ		кэВ	
$1/2^+[660]$	533,0	43,2(42) 0,65(20)*	494,5	100 2,0(2)*	462,4	9,8(12) 0,45(9)*
$1/2^+[400]$	386,3	20,1(20) 2,20(33)*	347,8	27,4(27) 3,20(32)*	-	-
				эксп.	теория (при разл. α_r)	
					0	-1,8 -1,5
$B(1/2^+[660] \rightarrow 1/2^- 1/2[521]) = 0,34(4)$					0,10	0,16 0,15
$B(1/2^+[660] \rightarrow 3/2^- 1/2[521]) = 0,26(12)*$						
$B(1/2^+[660] \rightarrow 1/2^- 1/2[521]) = 2,8(7)$					0,05	0,17 0,15
$B(1/2^+[660] \rightarrow 3/2^- 3/2[521]) = 0,94(50)*$						
$B(1/2^+[660] \rightarrow 3/2^- 1/2[521]) = 8,3(9)$					0,49	1,2 0,87
$B(1/2^+[660] \rightarrow 3/2^- 3/2[521]) = 3,6(14)*$						
$B(1/2^+[400] \rightarrow 1/2^- 1/2[521]) = 0,54(11)$					0,22	0,63 0,38
$B(1/2^+[400] \rightarrow 3/2^- 1/2[521]) = 0,50(14)*$						
$B(1/2^+[400] \rightarrow 3/2^- 3/2[521])$ ($e^2\text{барн}$)					7,6-07	4,6-08 2,3-11

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы на примере расчета характеристик ротационных уровней положительной четности ядра ^{163}Dy показывают, что учет недиагональных матричных элементов оператора j^2 в гамильтониане нечетного деформированного ядра позволяет естественным образом объяснить введение феноменологической поправки $N(\Delta N=2)$ в классическую МРЧ. Эта поправка давала возможность объяснить $|\Delta N|=2$ -смешивание состояний положительной четности, наблюдаемое в эксперименте для нечетно-нейтронных ядер Sm, Gd, Dy, Er. В используемом нами подходе $|\Delta N|=2$ -взаимодействие является частным случаем $\Delta K=0$ -взаимодействия, способного привести к сильному смешиванию ротационных состояний с одинаковыми квантовыми числами $I^\pi K$, в частности, состояний $1/2^+[400]$ и $1/2^+[660]$, $3/2^+[402]$ и $3/2^+[651]$.

Показано, что в ряде случаев приведенные вероятности E1-перехо-

дов, связанных с такими состояниями, будут сильно зависеть от матричных элементов $\Delta K=0$ -взаимодействия. Очевидно, что это относится ко всем γ -переходам, связанным с ротационными состояниями, в которых заметно проявляется $\Delta K=0$ -смешивание. Используемый подход позволяет объяснить отсутствие в ^{163}Dy перехода $1/2^+1/2[1400] \rightarrow 3/2^-3/2[1521]$, разрешенного всеми правилами отбора.

Сильная зависимость матричных элементов $\Delta K=0$ -взаимодействия от структуры квазичастично-фононных состояний приводит к необходимости очень тщательного подбора волновых функций как по степени фрагментации одноквазичастичного компонента, так и по амплитудам квазичастично-фононных примесей. Это может служить определенным критерием при расчете энергий и структуры неротационных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бор О., Моттельсон Б. - Структура атомного ядра, т.2. М.: Мир, 1977.
2. Соловьев В.Г. - Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
3. Квасил Я. и др. - Препринт ОИЯИ Р4-11066, Дубна, 1977.
4. Шаронов И.А. и др. - Болг. физ. журнал, 1986, т.13, с.318.
5. Шаронов И.А. и др. - Болг. физ. журнал, 1989, т.16, с.241.
6. Hjorth S.A. et al. - Nucl. Phys. A, 1972, v.184, p.113.
7. Grottdal T. et al. - Phys. Norvegica, 1975, v.8, p.33.
8. Kanestrom I. et al. - Nucl. Phys. A, 1971, v.164, p.664.
9. Ogle W. et al. - Rev. Mod. Phys., 1971, v.43, p.424.
10. Rekstad J. - Nucl. Phys. A, 1975, v.247, p.7.
11. England T., Rekstad J. - Phys. Lett. B, 1979, v.89, p.8.
12. Малов Л.А. и др. - Сообщения ОИЯИ, Р4-88-511, Дубна, 1983.
13. Иванова С.П., Ширикова Н.Ю. - Сообщения ОИЯИ, Р4-9081, Дубна, 1975.
14. Lederer C.M., Shirley V.S. - Table of Isotopes, 7-th ed., New-York, 1978.
15. Schult O.W.B. et al. - Phys. Rev., 1967, v.154, p.1146.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1993 года.