

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A-50

P4-87-917

Б.А.Аликов*, Х.Н.Бадалов, Я.Ваврышук,
В.О.Нестеренко, А.В.Сушков

О РОЛИ КОРИОЛИСОВА
И КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ОПИСАНИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ $E1$ -ПЕРЕХОДОВ
В НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ Eu И Tb

Направлено в журнал "Z.Phys.A. - Atoms and Nuclei"

* Научно-исследовательский институт прикладной физики
Ташкентского государственного университета, Ташкент

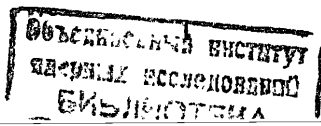
I. Введение

Приведенные вероятности $E1(\Delta K=0)$ - переходов между низколежащими состояниями нечетных деформированных ядер с $155 \leq A \leq 175$ имеют с увеличением A , помимо локальных флуктуаций, достигающих двух порядков, общую тенденцию к уменьшению от $B(E1) \sim 10^{-5} e^2 b$ до $\sim 10^{-8} e^2 b$. В то же время какой-либо явно выделенной систематичности в поведении $E1(|\Delta K|=1)$ - переходов не наблюдается ^{/1/}.

В работе ^{/1/} указанная тенденция для $E(\Delta K=0)$ - переходов связывается с наличием октупольных вибрационных компонентов в волновых функциях нечетных ядер. Тот факт, что октупольные вибрационные компоненты играют наряду с кориолисовым смешиванием большую роль в наиболее быстрых $E1$ - переходах в нечетных деформированных ядрах, известен уже давно ^{/1-5/}. Однако микроскопические подходы для описания $E1$ - переходов при одновременном учёте сил Кориолиса и квазичастично-фононного взаимодействия, приводящего к появлению октупольных компонентов, фактически остались на уровне 60-х годов ^{/3,4/}.

Современный уровень развития микроскопической теории ядра и появление новых экспериментальных данных выдвигают более высокие требования к описанию $E1$ - переходов. Наряду с октупольными компонентами в волновых функциях нечетных ядер надо учитывать квадрупольные компоненты, которые, как сейчас хорошо известно (см., например, ^{/6/}), являются часто доминирующими среди вибрационных компонентов. Вычисление $B(E1)$ - величин в нечетных ядрах необходимо увязывать с описанием спектра низколежащих состояний этих ядер, а также с описанием $B(E1)$ - величин в четно-четном остове. Требуется исследовать роль электрического гигантского дипольного резонанса (ГДР), влияние которого на $E1$ - переходы между низколежащими состояниями, исходя из общих соображений, может быть велико. В работах ^{/3,4/} эти вопросы исследованы не были. Согласно результатам расчетов ^{/3,4/} с экспериментальными данными также нельзя признать удовлетворительным. Недавно в работе ^{/7/} были представлены результаты вычислений $B(E1)$ в нечетных деформированных ядрах, где были учтены взаимодействие Кориолиса, а также квадрупольные и октупольные возбуждения четно-четного остова. Однако в этих расчетах была опущена важная коллективная часть матричного элемента $E1$ - перехода, соответствующая однофононному переходу и определяющая основной вклад от октупольных компонентов состояний.

Таким образом, назрела задача о таком микроскопическом описании $E1$ - переходов в нечетных деформированных ядрах, которое бы одновременно учитывало кориолисово и квазичастично-фононное взаимодействия, а также удовлетворяло современным требованиям микроскопической теории. Решению этой задачи посвящена настоящая работа. Как бу-



дет видно из дальнейшего, согласованные микроскопические расчеты приведенных вероятностей ЕІ-переходов в чётно-четных и нечётных ядрах носят многоступенчатый характер, при этом сложность микроскопических расчетов заставляет пользоваться определенными приближениями, пренебрегать рядом эффектов. Поэтому главной целью настоящей работы было не столько получение хорошего количественного описания ЕІ-переходов в четно-четных и нечетных ядрах, сколько демонстрация основных качественных эффектов, возникающих при одновременном учёте сил Кориолиса и квазичастично-фононного взаимодействия в нечётном ядре, и выявление ряда проблем, не нашедших пока своего решения.

Для расчетов нами использовались две модели: неадиабатическая вращательная модель (НВМ) ^{8,9/}, описывающая ротационный спектр с учётом взаимодействия Кориолиса, и квазичастично-фононная модель ядра (КФМ) ^{10-12/}, дающая микроскопическое описание неротационных возбуждений. Следует подчеркнуть, что КФМ хорошо зарекомендовала себя при исследовании многих свойств низколежащих неротационных состояний как чётно-четных, так и нечетных деформированных ядер.

Вычисления проводились для ЕІ-переходов между состояниями ротационной полосы $5/2^- [532]$ и состояниями полос $5/2^+ [413]$ (переходы с $\Delta K=0$) и $3/2^+ [411]$ (переходы с $|\Delta K|=1$) в нечетно-протонных ядрах $153, 155_{Eu}$ и $155, 157_{Tb}$. Выбор указанных ЕІ-переходов обусловлен тем, что, как показал анализ в подходах типа НВМ, учёт только спаривания и взаимодействия Кориолиса не в состоянии объяснить наблюдаемую сильную "ускоренность" переходов $5/2^- 5/2 [532] \rightarrow 5/2^+ 5/2 [413]$ с $\Delta K=0$ и "задержанность" переходов $5/2^- 5/2 [532] \rightarrow 7/2^+ 3/2 [411]$ и $5/2^- 5/2 [532] \rightarrow 5/2^+ 3/2 [411]$ с $|\Delta K|=1$. Отличие теоретических значений от экспериментальных достигает здесь двух порядков. Эта проблема обсуждалась также в более ранних работах ^{2,3,5,9/}. Здесь необходимо наряду с взаимодействием Кориолиса учитывать квази-частично-фононное взаимодействие, что, как будет показано ниже, кардинально улучшает согласие с экспериментальными данными.

2. Основные уравнения подхода КФМ + НВМ и детали расчетов

2.1. Полный гамильтониан и однофононные состояния чётно-чётного остова

Расчеты проводились с гамильтонианом

$$H = H_{intr} + H_{rot}, \quad (1)$$

где H_{intr} описывает внутренние неротационные возбуждения нечётных ядер в рамках КФМ ^{10-12/}, а H_{rot} — ротационные возбуждения и смешивание состояний вследствие взаимодействия Кориолиса в рамках НВМ ^{8,9/}.

Гамильтониан внутренних возбуждений

$$H_{intr} = H_{sw} + H_{pair} + H_{mm} \quad (2)$$

Таблица I. Параметры потенциала Саксона - Вудса для нейтронной и протонной одночастичных схем

Ядро		$R_0, \text{фм}$	$V_0, \text{МэВ}$	$\alpha, \text{фм}^2$	$\alpha, \text{фм}^{-1}$	β_{20}	β_{40}
153_{Eu}	N	1,24	48,2	0,39	1,67	0,250	0,077
	Z		59,2	0,37	1,69	0,250	0,060
155_{Eu}	N	1,24	48,2	0,39	1,67	0,270	0,076
	Z		59,2	0,37	1,69	0,270	0,068
155_{Tb}	N	1,24	48,2	0,38	1,63	0,245	0,049
	Z		59,2	0,35	1,63	0,242	0,042
157_{Tb}	N	1,24	48,2	0,38	1,63	0,269	0,062
	Z		59,2	0,35	1,63	0,263	0,046

содержит среднее поле H_{sw} в виде одночастичного потенциала Саксона - Вудса, монополюное спаривательное взаимодействие H_{pair} и изоскалярное и изовекторное мультиполь-мультипольное взаимодействие H_{mm} с $\lambda\mu = 10, 11, 20, 22, 30, 31, 32$.

Используемые нами параметры потенциала Саксона - Вудса приведены в табл. I. Величины параметров квадрупольной и гексадекапольной деформаций получены на основе значений соответствующих моментов Q_2 и Q_4 , рассчитанных в работе ^{13/}. Одночастичный спектр брался от дна потенциальной ямы до энергии + 6 МэВ. Константы спаривательного взаимодействия подбирались по экспериментальным парным энергиям.

Энергии и волновые функции однофононных состояний четно-четного остова находились в приближении хаотических фаз (ПХФ) с изоскалярными мультиполь-мультипольными силами с $\lambda\mu = 20, 22, 30, 31$ и 32 . Константы мультиполь-мультипольного взаимодействия подбирались по известным из эксперимента энергиям нижайших неротационных состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- .

2.2. Вероятности ЕІ-переходов в чётно-чётном остова

В ряде работ предполагается, что на вероятности ЕІ-переходов с низколежащих состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , генерируемых октуполь-октупольными силами, оказывает сильное влияние "хвост" гигантского дипольного резонанса (см., например, ^{14/}). На наш взгляд, эта точка зрения пока не имела наглядного микроскопического обоснования, во всяком случае для области изучаемых нами ядер. С целью исследования этого эффекта матричные элементы ЕІ-переходов с состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в четно-четном остова вычислялись нами с использованием как изоскалярных октуполь-октупольных сил, так и изовекторных и изоскалярных ди-

поль-дипольных сил. Методические расчеты показали, что использованный одночастичный базис достаточно широк для изучения влияния ГДР, и что изовекторными октуполь-октупольными силами можно пренебречь. Константы изоскалярного и изовекторного диполь-дипольного взаимодействия $\alpha_0^{(1)}$ и $\alpha_1^{(1)}$ подбирались таким образом, чтобы воспроизвести энергетическое положение ГДР и из условия равенства нулю первого решения секулярного уравнения. Последнее условие представляет собой распространенный, но довольно грубый приём выделения духовых примесей, связанных с нарушением трансляционной инвариантности гамильтониана. Применение точных методов выделения указанных духовых примесей (см., например, /15,16/) при одновременном учёте диполь-дипольных и октуполь-октупольных сил существенно усложнило бы расчёты.

Гамильтониан ПХФ, включающий одновременно взаимодействия с разными значениями λ_1 и λ_2 и одинаковым значением μ ($\lambda\mu = 10$ и 30 или $\lambda\mu = 11$ и 31), выражается через операторы фононов в виде /17/:

$$H_{ПХФ} = \sum_q \epsilon_q B(qq_0) - \frac{1}{8} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\ell} \{ (\alpha_0^{(\lambda\mu)} + \alpha_1^{(\lambda\mu)}) (D_N^{\lambda\mu\ell} D_N^{\lambda\mu\ell'} + D_Z^{\lambda\mu\ell} D_Z^{\lambda\mu\ell'}) +$$

$$+ (\alpha_0^{(\lambda\mu)} - \alpha_1^{(\lambda\mu)}) (D_N^{\lambda\mu\ell} D_Z^{\lambda\mu\ell'} + D_Z^{\lambda\mu\ell} D_N^{\lambda\mu\ell'}) \} (Q_{\mu\ell}^+ + Q_{\mu\ell}^-) (Q_{\mu\ell'}^+ + Q_{\mu\ell'}^-),$$

где

$$D_{\tau}^{\lambda\mu\ell} = \sqrt{1 + \delta_{\mu,0}} \sum_{q_1, q_2 \in \tau} f_{q_1, q_2}^{\lambda\mu} U_{q_1, q_2} (\psi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell} + \varphi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell}), \quad (4)$$

$$Q_{\mu\ell}^{\pm} = \frac{1}{2} \sum_{q_1, q_2} \{ \psi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell} A^+(q_1, q_2, \mu) - \varphi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell} A(q_1, q_2, -\mu) \}. \quad (5)$$

Здесь $A^+(q_1, q_2, \mu)$, $A(q_1, q_2, \mu)$ и $B(q_1, q_2, \mu)$ - операторы типа $\alpha_{\tilde{q}_1}^+ \alpha_{\tilde{q}_2}^+$, $\alpha_{\tilde{q}_1} \alpha_{\tilde{q}_2}$ и $\alpha_{\tilde{q}_1}^+ \alpha_{\tilde{q}_2}$; $\alpha_{\tilde{q}}^+$ - оператор рождения одноквартичного состояния \tilde{q} ; $\tilde{q} = b\tilde{q}$, $\tilde{k} = b\tilde{k}$, $\tilde{\mu} = b\tilde{\mu}$; k - проекция углового момента на ось симметрии ядра; $k \geq 0$, $\mu \geq 0$, $b = \pm 1$ - знак k или μ ; ℓ - номер ПХФ - фонона с данным значением μ ; $U_{q_1, q_2} = U_{q_1} V_{q_2} + U_{q_2} V_{q_1}$, где U_q и V_q - коэффициенты преобразования Боголюбова; $f_{q_1, q_2}^{\lambda\mu}$ - одночастичный матричный элемент от оператора $\hat{f}^{\lambda\mu} = r^\lambda (Y_{\lambda\mu} + (-1)^\mu Y_{\lambda, -\mu}) (1 + \delta_{\mu,0})^{-1}$; $\sum_{q_1, q_2 \in \tau}$ - суммирование только по нейтронным ($\tau = N$) или только по протонным

($\tau = Z$) состояниям. Все другие формулы, необходимые для расчетов в рамках этого расширенного варианта ПХФ, даны в работе /17/. Там же показано, что в отличие от общепринятого варианта ПХФ каждая из амплитуд $\psi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell}$ и $\varphi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell}$ состоит из слагаемых, соответствующих λ_1 и λ_2 , т.е. в нашем случае из дипольного и октупольного слагаемых.

Матричный элемент $E_{\lambda\mu}$ - перехода между основным состоянием с $K^\pi = 0^+$ и однофононным состоянием $Q_{\lambda\mu}^+ | >$ с $K = \mu$ и $\pi = (-1)^\lambda$ в чётно-чётном остове имеет вид

$$M_{\lambda\mu} = \langle K^\pi | \mathcal{M}(E_{\lambda\mu}) | > = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\tau} \sum_{q_1, q_2 \in \tau} P_{q_1, q_2}^{\lambda\mu} U_{q_1, q_2} (\psi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell} + \varphi_{q_1, q_2}^{\lambda\mu\ell}), \quad (6)$$

где $Q_{\lambda\mu}^+ | > = 0$, $P_{q_1, q_2}^{\lambda\mu}$ - одночастичный матричный элемент от оператора $e_{eff}^{(\tau)} r^\lambda (Y_{\lambda\mu} + (-1)^\mu Y_{\lambda, -\mu}) (1 + \delta_{\mu,0})^{-1}$; $e_{eff}^{(\tau)}$ - эффективные заряды (в случае ЕИ-переходов брались $e_{eff}^{(N)} = -\frac{Z}{A}$ и $e_{eff}^{(Z)} = \frac{N}{A}$). В случае ЕИ-переходов амплитуды ψ и φ в формуле (6) не имеют индекса λ .

2.3. Неротационные состояния нечётного ядра и матричные элементы E_{λ} - переходов между ними

Волновая функция n -го неротационного состояния нечетного ядра с квантовыми числами K^π имеет вид /10-12/:

$$\psi_n(K^\pi) = \{ \sum_{\tilde{q}} C_{\tilde{q}}^n \alpha_{\tilde{q}}^+ + \sum_{\tilde{q}, \tilde{q}'} D_{\tilde{q}, \tilde{q}'}^n \delta_{\tilde{k}, \tilde{k}'} \alpha_{\tilde{q}}^+ Q_{\tilde{q}'}^+ | >. \quad (7)$$

Здесь $C_{\tilde{q}}^n$ и $D_{\tilde{q}}^n$ - амплитуды одноквартичного компонента и компонента квазичастицефонон, $\tilde{q} = \lambda\mu\ell b$, $Q_{\tilde{q}}^+ | > = \alpha_{\tilde{q}}^+ | > = 0$.

Используя секулярные уравнения ПХФ для однофононных состояний, гамильтониан (2) можно выразить через операторы фононов и квазичастиц, в результате чего он разбивается на две части /10-12/:

$$H_0 = \sum_q \epsilon_q B(qq_0) - \frac{1}{4} \sum_{\lambda, \mu} \sum_{\ell} \frac{X^q + X^{q'}}{\sqrt{\gamma^q \gamma^{q'}}} Q_{\tilde{q}}^+ Q_{\tilde{q}'}^+, \quad (8)$$

$$H_{\lambda\mu} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\tilde{q}} \{ (Q_{\tilde{q}}^+ + Q_{\tilde{q}}^-) \sum_{q_1, q_2} \frac{f_{q_1, q_2}^{\lambda\mu}}{\gamma^q} B(q_1, q_2, \tilde{\mu}) + h.c. \}. \quad (9)$$

Здесь H_0 генерирует фононные и квазичастичные возбуждения, $H_{\lambda\mu}$ - взаимодействие квазичастиц с фононами, смешивающее в нечётном ядре одноквартичные состояния и состояния квазичастицефонон. Да-

лее, $V_{q_1 q_2} = U_{q_1} U_{q_2} - V_{q_1} V_{q_2}$. Выражения для χ^g и γ^g , а также все другие формулы, необходимые для вычисления энергий и структуры состояний нечетных ядер для общего случая, включающего учёт принципа Паули в компонентах квазичастица \otimes фонон волновой функции (7), приведены в работах /11, 12/. В настоящих расчетах принцип Паули не учитывался, поскольку, как показали наши оценки, его влияние на результаты расчетов оказалось сравнительно невелико.

При вычислении энергий и структуры состояний нечетных ядер учитывалось по 5 фононов каждой из мультипольностей $\lambda_M = 20, 22, 30, 31, 32$. Все параметры расчетов фиксировались при вычислениях для однофононных состояний чётно-чётного остова, поэтому в расчетах для состояний (7) нечетных ядер свободных параметров не было.

Внутренний матричный элемент E_{λ_M} - перехода между состояниями типа (7) в нечетном ядре имеет вид /12/:

$$\begin{aligned} \langle K_f^{\pi_f} | \hat{M}(E_{\lambda_M}) | K_i^{\pi_i} \rangle &= \sum_{q_1, q_2} C_{q_1}^{n_f} C_{q_2}^{n_i} V_{q_1 q_2} P_{q_1 q_2}^{\lambda_M} + \\ &+ \sum_{g, q_f} C_{q_f}^{n_f} D_{g q_f}^{n_i} M_{g f} + \sum_{g, q_i} D_{g q_i}^{n_f} C_{q_i}^{n_i} M_{g f} + \sum_{g, q_1, q_2} D_{g q_1}^{n_f} D_{g q_2}^{n_i} V_{q_1 q_2} P_{q_1 q_2}^{\lambda_M} (-1)^{\Omega} + \\ &+ \delta_{\mu, 0} \delta_{(-1)^{\lambda, 1}} \left(\sum_{q_1} C_{q_1}^{n_f} C_{q_1}^{n_i} + \sum_{g, q_1} D_{g q_1}^{n_f} D_{g q_1}^{n_i} \right) \sum_{q_2} V_{q_2}^2 P_{q_2 q_2}^{\lambda_M}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\Omega = \delta_{K_i - K_f, \mu} \delta_{K_i + K_2, \mu} + \delta_{K_i + K_f, \mu} \delta_{K_i - K_2, \mu}. \quad (10')$$

Матричный элемент (10) содержит члены типа CD(DC), соответствующие переходу с поглощением (рождением) фонона и пропорциональные матричному элементу M_g (6) однофононного перехода в чётно-чётном остова. Эти члены представляют собой коллективную часть EI-перехода, и именно через них октупольные вибрационные примеси в волновой функции нечетного ядра влияют на силу EI-переходов. Члены типа CC и DD отвечают, соответственно, за переходы между одноквазичастичными компонентами и компонентами квазичастица \otimes фонон. Члены, стоящие при $\delta_{\mu, 0} \delta_{(-1)^{\lambda, 1}}$, играют важную роль для переходов без изменения чётности с $\Delta K=0$ и в случае EI-переходов не работают.

2.4. Неадиабатическая вращательная модель

Рассмотрим теперь ротационную часть гамильтониана (1) H_{rot} , описывающую в рамках НВМ /8,9/ ротационные возбуждения и смешивание состояний вследствие взаимодействия Кориолиса в нечетном ядре. В

соответствии с /8,9/

$$H_{rot} = H_{rot}^0 + H_{cor} + H_j, \quad (11)$$

$$H_{rot}^0 = \frac{1}{2\mathcal{I}} (\hat{I}^2 - I_3^2), \quad (12)$$

$$H_{cor} = -\frac{1}{\mathcal{I}} (\hat{I}_1 \hat{J}_1 + \hat{I}_2 \hat{J}_2), \quad (13)$$

где \mathcal{I} - момент инерции, \hat{I} и \hat{J} - операторы полного углового момента и внутреннего углового момента ядра. Далее, H_{rot}^0 описывает вращение ядра как целого, H_{cor} - взаимодействие Кориолиса. Центробежное взаимодействие считается включенным во внутреннее движение.

Волновая функция полного гамильтониана (1) имеет вид

$$|IM\rangle = \sum_{kn} C_{kn}^I |IMkn\rangle, \quad (14)$$

$$|IMkn\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (\Psi_n(K^\pi) D_{Mk}^I + (-1)^{I+K} \Psi_n(-K^\pi) D_{M-k}^I), \quad (15)$$

где $\Psi_n(K^\pi)$ задается выражением (7). Остальные формулы НВМ даны в /8,9/.

Приведенная вероятность электрического перехода записывается в виде /18/:

$$B(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}) = |M(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f})|^2,$$

$$\begin{aligned} \text{где } M(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}) &= \sum_{\substack{K_i, n_i \\ K_f, n_f}} C_{K_i, n_i}^{I_i} C_{K_f, n_f}^{I_f} ((I_i K_i \lambda K_f - K_i | I_f K_f) \times \\ &\times \langle K_f^{\pi_f} n_f | M(E\lambda, \mu = K_f - K_i) | K_i^{\pi_i} n_i \rangle + (-1)^{I_i + K_i} (1 - \delta_{K_i, 0}^{\lambda}) \times \\ &\times (I_i - K_i \lambda K_i + K_f | I_f K_f) \langle K_f^{\pi_f} n_f | M(E\lambda, \mu = K_i + K_f) | K_i^{\pi_i} n_i \rangle). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь C_{kn}^I - амплитуда кориолисова смешивания состояний, $\langle K_f^{\pi_f} n_f | M(E\lambda, \mu) | K_i^{\pi_i} n_i \rangle$ - матричный элемент (10).

Ранее неоднократно отмечалось, что для хорошего описания низко-

энергетических возбуждений нечетных ядер в моделях типа НВМ требуется ослабление некоторых матричных элементов взаимодействия Кориолиса $\langle IMKn | H_{\text{Cor}} | IMK'n \rangle$ и подгонка энергий одноквазичастичных состояний (см., например, работу /19/). В /20/ было показано, что необходимое ослабление матричного элемента взаимодействия Кориолиса $\langle IMKn | H_{\text{Cor}} | IMK'n \rangle$ можно получить в значительной степени за счет учета вибрационных компонентов в состоянии нечетного ядра. Такого рода микроскопические расчеты $\langle IMKn | H_{\text{Cor}} | IMK'n \rangle$ вполне выполнимы /7/, но они весьма трудоёмки и не обеспечивают в полной мере требуемого согласия с экспериментальными данными. Поэтому мы рассчитывали матричные элементы взаимодействия Кориолиса в модели независимых квазичастиц (МНК) с использованием подгоночных коэффициентов ослабления $\alpha_{\text{погр.}}$. Эти коэффициенты представлены в табл. 2, где они сравниваются с коэффициентами $\alpha_{\text{КФМ}}$, учитывающими перенормировку амплитуд одноквазичастичных компонентов состояний (7). Видно, что именно взаимодействие квазичастиц с фононами главным образом ответственно за ослабление матричных элементов $\langle IMKn | H_{\text{Cor}} | IMK'n \rangle$.

Таблица 2. Факторы ослабления матричных элементов взаимодействия Кориолиса ($\alpha_{\text{погр.}} = \langle f | H_{\text{Cor}} | i \rangle_{\text{погр.}} / \langle f | H_{\text{Cor}} | i \rangle_{\text{МНК}}$, $\alpha_{\text{КФМ}} = C_{q_i}^{n_i} \cdot C_{q_f}^{n_f}$, где C_q^n - амплитуды одноквазичастичных компонентов состояний i и f)

f	i	I53 _{Eu}		I55 _{Eu}		I55 _{Tb}		I57 _{Tb}	
		$\alpha_{\text{погр.}}$	$\alpha_{\text{КФМ}}$	$\alpha_{\text{погр.}}$	$\alpha_{\text{КФМ}}$	$\alpha_{\text{погр.}}$	$\alpha_{\text{КФМ}}$	$\alpha_{\text{погр.}}$	$\alpha_{\text{КФМ}}$
523↑	532↑	0,7	0,9	0,8	0,9	0,7	0,9	0,8	0,9
532↑	541↑	0,6	0,9	0,6	0,9	0,6	0,9	0,7	0,9
541↑	550↑	0,8	0,7	0,7	0,7	0,8	0,7	0,8	0,6
404↓	413↓	0,8	0,9	0,8	0,9	0,8	0,9	0,8	0,9
402↑	411↑	0,4	0,4	0,5	0,7	0,7	0,8	0,6	0,7
411↑	420↑	0,5	0,8	0,6	0,7	0,9	0,8	0,8	0,8

3. Обсуждение результатов расчетов

3.1. E1-переходы в чётно-четном остоле и влияние на них ГДР

При вычислении по формуле (10) в рамках КФМ матричного элемента E1-перехода в нечетном ядре используются матричные элементы M_g однофононных E1-переходов в чётно-чётном остоле. Поэтому, прежде

чем рассматривать нечетные ядра, остановимся сначала на E1-переходах в чётно-чётном остоле. Доминирующий вклад в (10) дают матричные элементы E1-переходов на первые однофононные состояния с $\Gamma^{\pi} K_{\rho} = \Gamma^{\pi} 0_1$ и $\Gamma^{\pi} 1_1$, поскольку эти состояния являются наиболее коллективными.

В табл. 3 представлены результаты расчётов приведенных вероятностей $B(E1, 0^+ \rightarrow 1^- K_1)$ и $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^- K_1)$ и энергии соответствующих однофононных состояний с $K_{\rho}^{\pi} = 0_1^-$ и 1_1^- для $^{152,154}\text{Sm}$ и $^{154,156}\text{Gd}$, являющихся чётно-четными остовами ядер $^{153,155}\text{Eu}$ и $^{155,157}\text{Tb}$. Приведенная вероятность $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^- K_1)$ вычислялась в рамках общепринятого варианта ПХФ с использованием только октуполь-октупольных сил. Значения эффективных зарядов для E3-переходов были подобраны так ($e_{\text{eff}}^{(N)} = 0,3$ и $e_{\text{eff}}^{(Z)} = 1,3$), чтобы скомпенсировать обрезание одночастичного базиса. При этом, как видно из табл. 3, для $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^- K_1)$ получается неплохое согласие с экспериментальными данными. Большие значения $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^- K_1)$ свидетельствуют о сильной коллективности состояний с $K_{\rho}^{\pi} = 0_1^-$ и 1_1^- . Это в свою очередь означает, что в состояниях соответствующих нечетных ядер $^{153,155}\text{Eu}$ и $^{155,157}\text{Tb}$ должны присутствовать заметные октупольные вибрационные компоненты, существенно влияющие на вероятности E1-переходов.

Приведенные вероятности $B(E1, 0^+ \rightarrow 1^- K_1)$ представлены в табл. 3 для двух вариантов расчёта: а) в рамках обычного ПХФ с использованием только октуполь-октупольных сил и б) в рамках расширенного варианта ПХФ с изоскалярными октуполь-октупольными и изоскалярными и изовекторными диполь-дипольными силами. Включение изовекторных диполь-дипольных сил приводит к смещению ГДР в сторону больших энергий возбуждения и, соответственно, к ослаблению влияния "хвоста" ГДР на низколежащие состояния. Поэтому, как видно из табл. 3, при учёте диполь-дипольного взаимодействия $B(E1)$ - величины уменьшаются в 3,5 - 4 раза для переходов с $|\Delta K|=0$ и в 2 - 2,5 раза для переходов с $|\Delta K|=1$. Более сильное ослабление $B(E1)$ - величин в случае $\Delta K = 0$, видимо, связано с тем, что соответствующая ветвь ГДР лежит ниже по энергии.

Влияние ГДР на E1-переходы типа $0^+ \rightarrow 1^- K_1$ можно исследовать микроскопическим путем, если вычислить вклад в матричный элемент (6) E1-перехода членов $q_1 q_2$ с энергиями $\epsilon_{q_1} + \epsilon_{q_2}$ из области локализации ГДР. При отсутствии мультиполь-мультипольных сил эта область составляет $7,0 \div 10,5$ МэВ для E1-переходов с $\Delta K=0$ и $8,5 \div 11$ МэВ для E1-переходов с $|\Delta K|=1$. Вычисленный таким методом вклад ГДР в матричный элемент (6) составил $91 \div 97$ % как для случая $\Delta K=0$, так и для случая $|\Delta K|=1$. Этот результат имеет место для E1-переходов не только на первые ($l=1$), но и на следующие низколежащие

Таблица 3. Приведённые вероятности E1- и E3-переходов на состояния с $K_{\pi}^{\pi} = 0_{1}^{-}$ и Γ_{1}^{-} в чётно-чётных ядрах Sm и Gd. В(E1) рассчитаны без учёта (зеркаля отрона) и с учётом (нижняя строка) диполь-дипольных сил. В(E3) вычислялись при $e_{eff}^{(N)} = 0,3$ и $e_{eff}^{(Z)} = 1,3$

Ядро	Энерг., кэВ $K_{\pi}^{\pi} = 0_{1}^{-}$	В(E1, $0^{+}0 \rightarrow \Gamma_{1}^{-}$)		В(E3, $0^{+}0 \rightarrow 3^{+}0_{1}$)		Энерг., кэВ $K_{\pi}^{\pi} = \Gamma_{1}^{-}$	В(E1, $0^{+}0 \rightarrow \Gamma_{1}^{-}$)		В(E3, $0^{+}0 \rightarrow 3^{+}\Gamma_{1}^{-}$)		
		эксп. $10^{-3} e^2 b$ огн.ег.	теор. $10^{-3} e^2 b$ огн.ег.	эксп. огн.ег.	теор. огн.ег.		эксп. $10^{-3} e^2 b$ огн.ег.	теор. $10^{-3} e^2 b$ огн.ег.	эксп. огн.ег.	теор. огн.ег.	
$^{152}_{Sm}$	963	0,13	0,23 18 4,9	32 8,8	13,8(I4)	II,3	-	2,9 1,3	5,2 2,3	8,5(6)	II,7
$^{154}_{Sm}$	922	-	-	18 4,8	32 8,6	9,2	-	2,3 1,2	4,1 2,2	-	10,4
$^{154}_{Gd}$	1241	-	-	22 5,6	40 10	12,7	-	1,7 0,8	3,1 1,4	-	9,5
$^{156}_{Gd}$	1366	-	-	14 3,6	25 6,5	6,2	0,24	0,43	2,0 1,0	16,9(7)	9,6

однофононные состояния с $K^{\pi} = 0^{-}$ и Γ^{-} . Таким образом, для данной группы ядер сила дипольных переходов на низколежащие состояния с $K^{\pi} = 0^{-}$ и Γ^{-} почти полностью определяется "хвостом" ГДР. Заметим, что в однофононных состояниях с $K^{\pi} = 0^{-}$ и Γ^{-} амплитуды $\Psi_{9,9_2}^{M2} + \Psi_{9,9_2}^{M2}$ двухквaziчастичных компонент из области локализации ГДР малы, но зато велики соответствующие одночастичные матричные элементы $P_{9,9_2}^{1M}$, что и приводит к доминирующему вкладу ГДР.

Как будет показано ниже (см. пункт 3.2), E1-переходы в чётно-чётном остове в значительной степени определяют силу E1-переходов в нечётном ядре (через октупольные примеси). Поэтому и в нечётных ядрах, по крайней мере в рассматриваемой области, за E1-переходы должен быть в основном ответственен "хвост" ГДР.

Из табл. 3 видно также, что рассчитанные значения В(E1) превышают экспериментальные в $30 \div 40$ раз в случае $\Delta K = 0$ и 4-5 раз в случае $|\Delta K| = 1$. Одной из возможных причин рассогласования может быть то, что в настоящих расчётах для восстановления трансляционной инвариантности гамильтониана использовался довольно грубый приём (см. пункт 2.2). Выше отмечалось, что точные методы восстановления трансляционной инвариантности известны /15,16/, но их применение в случае, когда одновременно используются диполь-дипольные и октуполь-октупольные силы, заметно усложняет расчёты. В работе /16/ на примере ядер начала области актиноидов было показано в рамках ПХФ с октуполь-октупольными силами, что строгое выделение духовых примесей, связанных с нарушением трансляционной инвариантности, приводит к изменению $V(E1, 0^{+}0 \rightarrow \Gamma^{-}K_1)$ на $20 \div 50\%$. При этом В(E1) - величины остаются на 2-3 порядка больше экспериментальных оценок. Таким образом, судя по результатам этой работы, восстановление трансляционной инвариантности гамильтониана является необходимым, но недостаточным условием решения проблемы описания В(E1) - величин для низколежащих состояний чётно-чётных ядер. Можно предположить, что другой возможной причиной рассогласования является сильное взаимодействие Кориолиса в чётно-чётном остове. Используя результаты работы /21/, мы исследовали этот эффект. Учёт сил Кориолиса приводит к изменению значений $V(E1, 0^{+}0 \rightarrow \Gamma^{-}K_1)$ в несколько раз, но в целом описание В(E1, $0^{+}0 \rightarrow \Gamma^{-}K_1$) оставалось неудовлетворительным. Поэтому проблема описания В(E1) - величин для переходов между низколежащими состояниями в чётно-чётных ядрах остается открытой. Здесь необходимы дополнительные теоретические исследования и гораздо более полная и точная экспериментальная информация.

3.2. Неротационные состояния в $^{153,155}\text{Eu}$, $^{155,157}\text{Tb}$ и матричные элементы E1-переходов между ними

Неротационные состояния ядер $^{153,155}\text{Eu}$ и $^{155,157}\text{Tb}$ рассчитывались в рамках КМ. Волновая функция состояний бралась в виде (7). В качестве примера в табл. 4 и 5 приведены результаты расчетов энергий и структуры низколежащих неротационных состояний в ^{153}Eu и ^{157}Tb . Здесь представлены все состояния с энергией (теоретической) до 1 МэВ и ряд необходимых для настоящих расчетов состояний с более высокой энергией возбуждения. Приведены неполюемые в дальнейших расчетах октапольные компоненты состояний, а также квадрупольные компоненты, вклад которых в условие нормировки волновой функции составляет не менее 3%.

Из таблиц 4 и 5 видно, что энергии уровней воспроизводятся вполне удовлетворительно. Исключение составляют уровни с одноквазичастичными компонентами $402\uparrow$ и $404\downarrow$, имеющие равновесные деформации β_{20}/I_3 и β_{40} , заметно отличающиеся от деформаций основного состояния. Результаты, приведенные в табл. 4 и 5, несколько отличаются от результатов аналогичных расчетов, сделанных ранее для этих ядер в рамках КМ [6]. Это связано с различиями в выборе параметров потенциала Саксона - Вудса. Следует заметить, что во многих случаях среди вибрационных компонентов состояний доминируют квадрупольные компоненты. Это указывает на важность учета квадруполь-квадрупольных сил, которые отсутствовали в ранних расчетах [3,4]. Без учета этих сил структура низколежащих состояний может быть заметно искажена. Октапольные компоненты низколежащих состояний чаще всего малы. Их вклады в нормировку состояний обычно составляют несколько процентов или даже доли процента. Как показали методические расчеты, устойчивость амплитуд октапольных компонентов к изменению параметров модели не хуже, чем для квадрупольных компонентов. Неме будет показано, что из-за высокой коллективности октапольных фононов октапольные компоненты, несмотря на свою малость, играют важную роль при описании E1-переходов.

В таблице 6 представлены матричные элементы E1-переходов между неротационными состояниями, вычисленные в рамках МНК с учетом эффекта блокировки и по формуле КМ (10), когда волновая функция (7) содержит компоненты квазичастица-фонон. Видно, что в случае $\Delta K=0$ $\langle f|M(E1)|i\rangle_{\text{КМ}}$ много больше $\langle f|M(E1)|i\rangle_{\text{МНК}}$. Легко понять, почему это происходит. Сильная коллективизация октапольного фонона с $\lambda_{\mu\nu} = 301$ приводит к большой величине матричного элемента E1-перехода в четно-четном остове (6), входящего в выражение (10) для матричного элемента E1-перехода в нечетном ядре. В результате, немот-

Таблица 4. Энергия и структура квазичастично-фононных состояний ядра ^{153}Eu (см. текст)

π K	Энергия, кэВ		Структура, %					
	эксп.	теор.						
5/2 ⁺	0	0	4I3 ⁺ 94	4II ⁺ +Q _{22I}	3	523 ⁺ +Q _{30I}	0,2	
				532 ⁺ +Q _{30I}	0,1	54I ⁺ +Q _{30I}	0,03	
5/2 ⁻	97	69	532 ⁺ 92	4II ⁺ +Q _{30I}	0,8	4I3 ⁺ +Q _{30I}	0,1	
				402 ⁺ +Q _{30I}	0,3			
3/2 ⁺	103	96	4II ⁺ 86	4II ⁺ +Q _{22I}	6	523 ⁺ +Q _{32I}	4	
				532 ⁺ +Q _{30I}	0,6	54I ⁺ +Q _{30I}	0,2	
3/2 ⁻	637	448	54I ⁺ 84	550 ⁺ +Q _{22I}	5	420 ⁺ +Q _{30I}	1,7	
				422 ⁺ +Q _{30I}	1,1	4II ⁺ +Q _{30I}	0,4	
7/2 ⁻	-	467	523 ⁺ 86	4II ⁺ +Q _{32I}	9	4I3 ⁺ +Q _{30I}	0,4	
				404 ⁺ +Q _{30I}	0,4			
1/2 ⁻	-	550	550 ⁺ 64	532 ⁺ +Q _{22I}	10	420 ⁺ +Q _{30I}	9	
				54I ⁺ +Q _{22I}	8			
1/2 ⁺	789	612	4II ⁺ 47	4II ⁺ +Q _{22I}	27	4I3 ⁺ +Q _{22I}	22	
1/2 ⁺	635	645	420 ⁺ 76	550 ⁺ +Q _{30I}	6	422 ⁺ +Q _{22I}	5	
				532 ⁺ +Q _{32I}	4	54I ⁺ +Q _{30I}	2,1	
5/2 ⁻	-	915	523 ⁺ 0,3	532 ⁺ +Q _{20I}	100			
5/2 ⁺	618	934	402 ⁺ 5	4I3 ⁺ +Q _{20I}	91	532 ⁺ +Q _{30I}	2,5	
5/2 ⁺	707	1118	402 ⁺ 16	532 ⁺ +Q _{30I}	73	4I3 ⁺ +Q _{20I}	7	
7/2 ⁺	570	1609	404 ⁺ 63	523 ⁺ +Q _{30I}	21	4II ⁺ +Q _{22I}	7	
				532 ⁺ +Q _{30I}	4			

ря на малые значения амплитуд октапольных компонентов D_{q301} , в выражении (10) коллективный член типа CD (DC) становится много больше одноквазичастичного члена типа CC. При $|\Delta K|=1$ $\langle f|M(E1)|i\rangle_{\text{КМ}}$ в большинстве случаев больше, чем $\langle f|M(E1)|i\rangle_{\text{МНК}}$, но в целом они сравнимы по величине. Это объясняется тем, что в случае $\Delta K=0$ нейтронная и протонная части коллективных членов типа CD (DC) дают вклад в полный матричный элемент (10) преимущественно одного знака, а в случае $|\Delta K|=1$ - разного знака. Последнее, возможно, является особенностью ядер данной области.

Результаты расчетов $B(E1)$ - величин для четно-четных ядер (см.

Таблица 5. Энергии и структура квазичастично-фононных состояний ядра ^{157}Tb (см. текст)

K	Энергия, кэВ		Структура, %						
	эксп.	теор.							
3/2 ⁺	0	0	4II↑ 93	4II↑+Q _{22I} 4	54I↑+Q _{30I} 0,3				
			532↑+Q _{3II} 0,1	550↑+Q _{3II} 0,03					
5/2 ⁻	326	378	532↑ 94	4I3↑+Q _{30I} 0,4	4II↑+Q _{3II} 0,1				
7/2 ⁻	572	409	523↑ 94	404↑+Q _{30I} 0,2	4I3↑+Q _{3II} 0,03				
5/2 ⁺	328	550	4I3↑ 97	532↑+Q _{30I} 0,5	523↑+Q _{30I} 0,5				
1/2 ⁺	598	682	4II↓ 70	4II↑+Q _{22I} 24	4I3↑+Q _{22I} 3				
3/2 ⁻	-	1126	54I↑ 80	4II↑+Q _{30I} 6	550↑+Q _{22I} 4				
			420↑+Q _{3II} 2	4I3↑+Q _{3II} 1,9					
1/2 ⁻	-	1241	550↑ 4I	532↑+Q _{22I} 46	54I↑+Q _{22I} 7				
			420↑+Q _{30I} 1,7						
5/2 ⁺	838	1423	402↑ 46	4I3↑+Q _{20I} 35	523↑+Q _{3II} 8				
			532↑+Q _{30I} 3	660↑+Q _{22I} 3					
3/2 ⁺	993	1353		4II↑+Q _{20I} 98					
1/2 ⁺	-	1444	420↑ 6I	532↑+Q _{32I} 13	4II↑+Q _{22I} 5				
				4I3↑+Q _{22I} 5	54I↑+Q _{3II} 4				
				422↑+Q _{22I} 3	550↑+Q _{30I} 2,5				
7/2 ⁺	659	1513	404↓ 90	523↑+Q _{30I} 4	532↑+Q _{3II} 1,8				

табл. 3) и предварительные расчеты для нечетных ядер показали, что матричные элементы (10) переходов с $|\Delta K|=1$, вычисленные в рамках КФМ и представленные в табл. 6, систематически завышены приблизительно на фактор 2 относительно тех значений, которые приводят к хорошему согласию с экспериментальными данными. Поэтому в дальнейших вычислениях для матричных элементов этого типа вводился коэффициент ослабления, равный 1/2. Это заметно улучшает количественное описание $B(E1)$ - величин как в нечетных, так и в четно-четных (по сравнению с результатами табл. 3) ядрах. Завышение $|\Delta K|=1$ - матричных элементов (10) скорее всего вызвано тем, что при вычислениях

Таблица 6. Матричные элементы $\langle f|T(E1)|i\rangle \cdot 10^{-2}$ е.ф.м., вычисленные в рамках МНК и КФМ

ΔK	f	i	^{153}Eu		^{155}Eu		^{155}Tb		^{157}Tb	
			МНК	КФМ	МНК	КФМ	МНК	КФМ	МНК	КФМ
0	404↓-523↑		-0,89	-27,4	-0,73	-32,6	0,18	-19,7	0,55	-4,8
	4I3↑-532↑		-0,60	-4,4	-0,74	-4,0	-2,1	12,7	-2,7	6,4
	402↑-532↑		2,3	71,0	3,2	60,3	0,50	17,9	0,69	13,0
	4II↑-54I↑		-0,51	-7,4	-0,69	-10,9	0,77	-23,3	1,1	-17,4
1	4I3↓-523↑		-1,7	3,1	-1,9	4,0	0,12	-0,46	0,04	0,73
	4II↑-532↑		0,64	-4,9	0,81	-3,9	-1,9	0,41	-2,9	1,2
	4I3↓-54I↑		1,2	-0,98	1,2	-1,6	1,3	-0,52	1,4	-5,7
	420↑-54I↑		-7,3	5,0	-8,0	4,2	-5,9	1,4	-6,5	7,3
	4II↑-550↑		-1,3	-1,1	-1,6	-0,81	-1,6	-0,71	-1,9	2,5

матричных элементов $M_{\Delta K}$ E1-переходов в четно-четном остове был использован ряд приближений (см. пункт 2.2).

3.3. Энергии и структура вращательных состояний

Необходимые для дальнейших расчетов амплитуды кориолисова смешивания ротационных состояний вычислялись в рамках НВМ путем прямой диагонализации матрицы взаимодействия Кориолиса в ограниченном базисе состояний определенной четности: 7/2⁺[404], 5/2⁺[4I3], 3/2⁺[422], 3/2⁺[4II], 3/2⁺[402], 1/2⁺[420], 1/2⁺[4II] и 1/2⁻[400] - в случае уровней положительной четности и 11/2⁻[505], 9/2⁻[514], 7/2⁻[523], 5/2⁻[532], 3/2⁻[541], 3/2⁻[532], 1/2⁻[550], 1/2⁻[541] и 1/2⁻[530] - в случае уровней отрицательной четности. При этом рассчитанные одноквазичастичные энергии, инерциальные параметры (оцененные по величинам в соседних четно-четных ядрах), а также матричные элементы кориолисова взаимодействия корректировались так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными энергиями ротационных состояний.

Результаты расчетов для вращательных полос 5/2⁺[4I3],

Таблица 7. Энергии и амплитуды Кориолисова смешивания состояний ротационных полос $5/2^+[413], 3/2^+[411]$ и $5/2^-[532]$, в ядрах $^{153}, ^{155}\text{Tb}$ и $^{155}, ^{157}\text{Tb}$

Ядро	I	Энергии, кэВ		Амплитуды смешивания C_{12}^k		Энергии, кэВ		Амплитуды смешивания C_{12}^k		Энергии, кэВ		Амплитуды смешивания C_{12}^k		
		эсп.	теор.	$5/2^+[413]$	$3/2^+[411]$	$5/2^+[413]$	$3/2^+[411]$	эсп.	теор.	$5/2^+[413]$	$3/2^+[411]$	эсп.	теор.	
^{153}Tb	3/2	-	-	-	-	104	-	104	-	0,999	0,006	-	-	
	5/2	0	0	0,997	0,044	172,9	172	172,9	172	-0,064	0,053	97,4	97	
	7/2	83,4	83	0,147	0,066	269,7	269	269,7	269	-0,090	0,081	151,6	156	
	9/2	193,0	192	0,210	0,085	396,4	388	396,4	388	-0,111	0,103	235,3	236	
	11/2	325,0	326	0,268	0,103	537,9	545	537,9	545	-0,121	0,126	321,9	337	
	13/2	481,0	486	0,295	0,118	716,2	712	716,2	712	-0,136	0,139	477,9	466	
	15/2	654,7	673	0,325	0,133	892,4	933	892,4	933	-0,136	0,165	589,6	610	
	3/2	-	-	-	-	245,6	246	245,6	246	-	0,999	0,008	-	-
	5/2	0	0	0,998	0,046	307,4	305	307,4	305	-0,038	0,037	104,3	104	
	7/2	78,6	78	0,068	0,071	391,5	389	391,5	389	-0,058	0,056	169,0	167	
^{155}Tb	9/2	179,2	179	0,101	0,088	501,0	494	501,0	494	-0,075	0,073	254,7	252	
	11/2	300,7	302	0,152	0,132	627,3	629	627,3	629	-0,088	0,090	357,2	358	
	13/2	444,5	448	0,174	0,149	782,0	776	782,0	776	-0,103	0,103	488	490	
	15/2	606,4	617	0,193	0,166	862,4	865	862,4	865	-0,111	0,119	624	642	
	3/2	-	-	-	-	0	0	0	0	-	0,998	0,004	-	-
	5/2	271,1	271	0,999	0,033	65,5	64	65,5	64	0,035	0,037	226,9	227	
	7/2	334,8	336	0,570	0,041	156,8	159	156,8	159	0,068	0,075	250,0	250	
	9/2	452,6	446	0,608	0,061	274,1	274	274,1	274	0,076	0,073	317,1	312	
	11/2	596,0	590	0,622	0,081	408,7	432	408,7	432	0,104	0,097	377,4	406	
	13/2	767,3	767	0,628	0,071	576,1	592	576,1	592	0,109	0,072	555,3	540	
^{157}Tb	15/2	977	977	0,626	0,079	747,6	820	747,6	820	0,148	0,110	673,2	693	
	3/2	-	-	-	-	0	0	0	0	-	0,999	0,002	-	-
	5/2	327,5	327	0,997	0,054	60,8	60	60,8	60	0,046	0,045	326,4	326	
	7/2	407,9	406	0,159	0,081	143,8	143	143,8	143	0,072	0,069	357,8	362	
	9/2	513,8	510	0,224	0,104	232,5	251	232,5	251	0,095	0,089	425,8	428	
	11/2	643,5	637	0,289	0,097	377,5	386	377,5	386	0,120	0,109	517,9	519	
	13/2	789	789	0,303	0,144	532,0	538	532,0	538	0,141	0,121	648,0	636	
	15/2	-	-	-	-	639,5	725	639,5	725	0,168	0,143	783,4	774	
	3/2	-	-	-	-	0	0	0	0	-	0,999	0,002	-	-
	5/2	327,5	327	0,997	0,054	60,8	60	60,8	60	0,046	0,045	326,4	326	
7/2	407,9	406	0,159	0,081	143,8	143	143,8	143	0,072	0,069	357,8	362		
9/2	513,8	510	0,224	0,104	232,5	251	232,5	251	0,095	0,089	425,8	428		
11/2	643,5	637	0,289	0,097	377,5	386	377,5	386	0,120	0,109	517,9	519		
13/2	789	789	0,303	0,144	532,0	538	532,0	538	0,141	0,121	648,0	636		
15/2	-	-	-	-	639,5	725	639,5	725	0,168	0,143	783,4	774		

$3/2^+[411]$ и $5/2^-[532]$ приведены в табл. 7. В таблице опущены при-
месные состояния, амплитудами смешивания которых можно пренебречь
в дальнейших расчетах $B(E1)$ - величин. В наибольшей степени сме-
шиваются состояния отрицательной четности. Прimesии других configura-
ций в состояниях положительной четности полос $3/2^+[411]$ и $5/2^+[413]$
значительны только для ядер Tb. В целом достигнуто неплохое согла-
сие с экспериментальными данными.

3.4. Вероятности E1-переходов в ядрах $^{153}, ^{155}\text{Eu}$ и $^{155}, ^{157}\text{Tb}$

Рассмотрим E1-переходы между состояниями ротационной полосы
 $5/2^-[532]$ и состояниями полос $5/2^+[413]$ (переходы с $\Delta K=0$) и
 $3/2^+[411]$ (переходы с $|\Delta K|=1$) в нечетно-протонных ядрах $^{153}, ^{155}\text{Eu}$
и $^{155}, ^{157}\text{Tb}$. Экспериментальные данные о приведенных вероятнос-
тях этих переходов (табл. 8, рис. I) получены из значений времен
жизни возбужденных состояний $^{153,155}\text{Eu}$, а в случае переходов между вы-
сокоспиновыми состояниями оценены по известным квадрупольным момен-
там и интенсивностям γ -переходов $^{153,155}\text{Eu}$. Соответствующие фор-
мулы для этих оценок приведены в $^{153,155}\text{Eu}$. Видно, что эксперимен-
тальные значения $B(E1)$ для E1($\Delta K=0$)- переходов - величины поряд-
ка $10^{-5} e^2 \delta^2$. Они существенно больше $B(E1)$ - величин для
E1($|\Delta K|=1$) - переходов. В случае переходов типа $|\Delta K|=1$ зна-
чения $B(E1)$ сильно флуктуируют в зависимости от спинов начального
и конечного состояний. В ядре ^{157}Tb эти флуктуации превышают два
порядка величины, минимальное значение $\sim 3 \cdot 10^{-9} e^2 \delta^2$ наблюдается
для перехода $5/2^-[532] \rightarrow 5/2^+[413]$. Можно заметить также,
что вероятности $B(E1, |\Delta K|=1)$ переходов с $\Delta I=0$ и -1 зна-
чительно изменяются от ядра к ядру. Несомненно, такое сложное пове-
дение $B(E1)$ - величин в изотопах Eu и Tb представляет больш-
шой интерес для теоретического исследования.

Из рис. I видно, что НВМ, включая взаимодействие Кориолиса
и не учитывающая квазичастично-фононное взаимодействие, не дает
даже качественного описания рассматриваемых E1-переходов с $\Delta K=0$
и I. Это имеет место также для переходов между состояниями с более
высокими спинами. Данный вывод в целом согласуется с результатами
предыдущих работ $^{153,155}\text{Eu}$. В случае E1($\Delta K=0$) - переходов $5/2^-[532] \rightarrow$
 $\rightarrow 5/2^+[413]$ в $^{153}, ^{155}\text{Eu}$, для которых имеются экспериментальные
данные, результаты расчетов $B(E1)$ в рамках НВМ занижены на два по-
рядка. Увеличение более чем на порядок теоретических вероятностей
для этих же переходов в ядрах $^{155}, ^{157}\text{Tb}$ обусловлено увеличением
сверхтекучего фактора V_{q_i}, q_i . Кориолисово взаимодействие в
случае $\Delta K=0$ заметно снижается только на вероятностях переходов

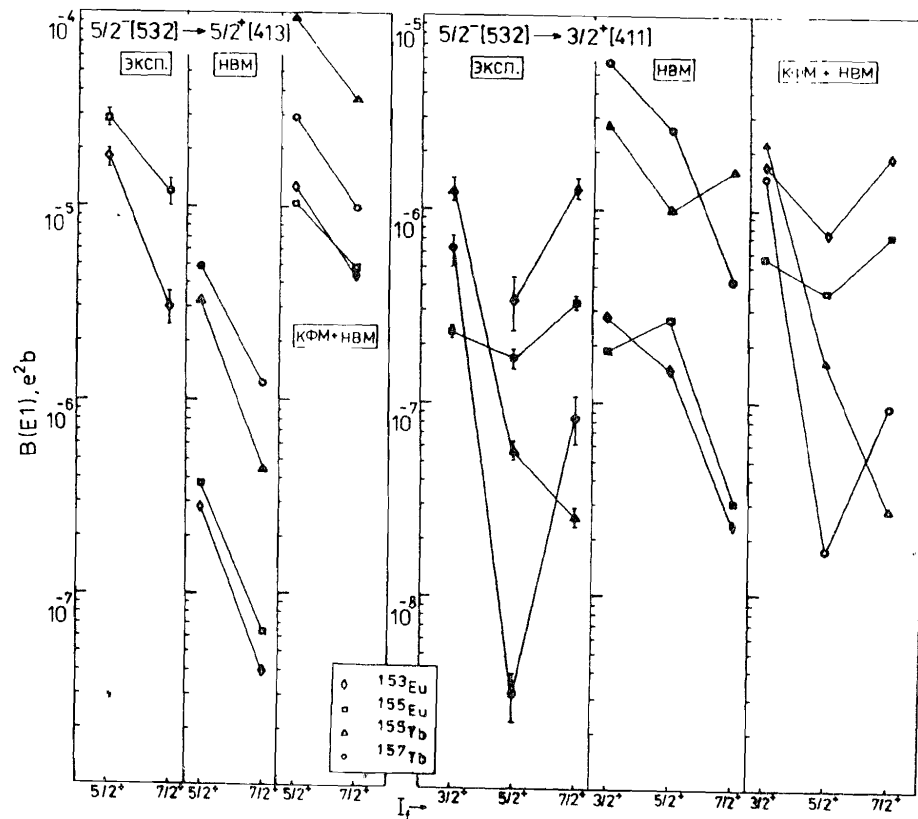


Рис. 1.

Экспериментальные и вычисленные в рамках НВМ и КФМ + НВМ приведенные вероятности Е1-переходов между состоянием $5/2^- 5/2 [532]$ и состояниями ротационных полос $5/2^+ [413]$ и $3/2^+ [411]$ с $I_{\pi} = 3/2^+, 5/2^+$ и $7/2^+$ в $^{153,155}\text{Eu}$ и $^{155,157}\text{Tb}$.

для высоких спинов. Рассчитанные в рамках НВМ вероятности Е1-переходов с $|\Delta K|=1$, за рядом исключений в ^{153}Eu , больше экспериментальных значений. В ^{157}Tb это различие достигает двух-трех порядков. При этом теория совершенно не отражает наблюдаемой сильной зависимости вероятностей этого типа переходов от спина конечного состояния и от N и Z . Следует добавить, что в расчетах в рамках НВМ для переходов с $\Delta K = 0$ и I между состояниями с низкими значениями спинов основной вклад в матричный элемент перехода дают лидирующие по K компоненты начального и конечного состояний.

Из рис. 1 и табл. 8 видно, что поведение экспериментальных $B(E1)$ - величин как при $\Delta K = 0$, так и при $|\Delta K| = 1$ удается удовлетворительно описать в рамках общего подхода КФМ + НВМ, учитывающего кориолисово и квазичастично-фононное взаимодействия. Включение в рассмотрение квазичастично-фононного взаимодействия приводит в случае переходов с $\Delta K = 0$ по сравнению с результатами НВМ к регулярному, более чем на порядок, увеличению рассчитанных значений $B(E1)$. При этом, как видно из рис. 1, происходит также увеличение значений $B(E1)$ с $|\Delta K|=1$ в ядрах Eu . В случае сильно заторможенных $E1(|\Delta K|=1)$ -переходов в ядрах Tb имеет место другой эффект: приведенные вероятности существенно уменьшаются по сравнению с предсказаниями НВМ. В результате поведение $B(E1, |\Delta K|=1)$ - величин удается воспроизвести не только качественно, но и в значительной степени количественно. В частности, воспроизводится глубокий минимум в значениях $B(E1)$ для перехода $5/2^- 5/2 [532] \rightarrow 5/2^+ 3/2 [411]$ в ^{157}Tb .

С ростом спинов состояний их компонентный состав из-за сил Кориолиса усложняется. Соответственно усложняется общая картина влияния кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий на Е1-переходы. Поэтому неплохое согласие результатов расчетов $B(E1)$ - величин в рамках КФМ + НВМ и экспериментальных данных, полученное для Е1-переходов между состояниями с относительно высокими спинами (см. табл. 8), служит дополнительным важным подтверждением того, что подход КФМ + НВМ правильно отражает основные черты поведения Е1-переходов в нечетных ядрах.

Для лучшего понимания полученных результатов обсудим роль кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий в формировании матричных элементов обсуждаемых Е1-переходов. Рассмотрим табл. 9, где приведены составные части полного матричного элемента Е1-перехода

Таблица 8. Сравнение экспериментальных приведенных вероятностей E1-переходов между состояниями ротационной полосы $5/2^-$ [532] и состоянием $3/2^+$ [413] ($\Delta K = 0$) и $3/2^+$ [411] ($|\Delta K| = 1$) в ядрах ^{153}Eu и ^{155}Eu и ^{156}Gd и ^{157}Tb с рассчитанными в рамках КМ + НМ ($F = B(E1)_{\text{КМ}} / B(E1)_{\text{НМ}}$)

I_i^π I_f^π	^{153}Eu		^{155}Eu		^{156}Gd		^{157}Tb	
	$B(E1)_{\text{КМ}}$	$B(E1)_{\text{НМ}}$	$B(E1)_{\text{КМ}}$	$B(E1)_{\text{НМ}}$	$B(E1)_{\text{КМ}}$	$B(E1)_{\text{НМ}}$	$B(E1)_{\text{КМ}}$	$B(E1)_{\text{НМ}}$
$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	18(2) ¹	0,73	29(3) ¹	0,37	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$ [413]	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	29(3) ¹
$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	3,0(6) ¹	1,6	12(2) ¹	0,41	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	10(3) ¹
$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	2,6(7)	1,6	10,6(13)	0,39	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	8,2
$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	6,0(17)	1,4	18,2(21)	0,34	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	7,7
$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	6,5(13)	1,0	16,6(20)	0,42	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	5,8
$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	(5,8)	1,0	11,6(16)	0,36	$13/2^- \rightarrow 9/2^+$	$13/2^- \rightarrow 9/2^+$	$13/2^- \rightarrow 9/2^+$	1,5
$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	8,0(14)	1,0	17,8(28)	0,52	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	-
$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	4,5(20)	2,1	12,2(23)	0,95				-
$13/2^- \rightarrow 9/2^+$	8,4(19)	0,83						-
$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	5,8(11)	1,4						-
$3/2^+$			$5/2^-$ [532] \rightarrow $3/2^+$ [411]		$5/2^- \rightarrow 3/2^+$	$5/2^- \rightarrow 3/2^+$	$5/2^- \rightarrow 3/2^+$	0,61(12) ¹
$5/2^+$	0,9(11) ¹	4,2	0,34(3) ¹	2,7	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	0,003(1) ¹
$5/2^+$			0,17(2)	2,3	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	0,084(24) ¹
$7/2^+$			1,00(5)	2,1	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	-
$7/2^+$			0,25(3)	2,2	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	-
$7/2^+$			0,32(5)	1,6	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	-
$9/2^+$			1,83(15)	2,0	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	0,63
$9/2^+$			0,62(13)	1,9	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	$\leq 0,28$
$9/2^+$					$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	2,7
$9/2^+$					$11/2^- \rightarrow 11/2^+$	$11/2^- \rightarrow 11/2^+$	$11/2^- \rightarrow 11/2^+$	$\leq 0,45$
$11/2^+$			2,6(4)	1,8	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	0,71
$11/2^+$			4,0(9)	2,4	$13/2^- \rightarrow 13/2^+$	$13/2^- \rightarrow 13/2^+$	$13/2^- \rightarrow 13/2^+$	$\leq 3,1$
$11/2^+$			4,3(6)	1,3	$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	$\leq 2,1$
$11/2^+$			1,9(7)	0,6				-
$13/2^+$								-
$13/2^+$			2,6(10)	2,7				-
$13/2^+$			2,0(6)	1,2				-

к) Данные из измерений $T_{1/2}$ уронеи. Остальные значения $B(E1)_{\text{КМ}}$ получены с использованием квадратурных моментов $Q_2: 6,8\text{b}$ (^{153}Eu), $6,92\text{b}$ (^{155}Eu), $6,15\text{b}$ (^{156}Gd), и $6,9\text{b}$ (^{157}Tb).

хх) Теоретические значения, полученные в наших расчётах.

$\eta(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)$, вычисленного по формуле (16). Эта таблица показывает важность учёта при описании E1-переходов (особенно в случае $|\Delta K|=1$) не только лидирующих по K компонентов состояний, но и сравнительно небольших примесных компонентов, появившихся из-за взаимодействия Кориолиса. Здесь также наглядно продемонстрирована возможность взаимной компенсации отдельных слагаемых полного матричного элемента, что может приводить к резкому уменьшению $B(E1)$, как это видно в случае перехода $5/2^- \rightarrow 5/2^+$ [532] \rightarrow $5/2^+$ $3/2^+$ [411] в ^{157}Tb .

В верхней части табл. 9 для примера приведены величины главного и примесных (возникших за счет кориолисова взаимодействия) компонентов полных матричных элементов E1-переходов $5/2^- \rightarrow 5/2^+$, $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ и $11/2^- \rightarrow 9/2^+$ с $\Delta K = 0$ в ядре ^{153}Eu . Видно, что при включении квазичастично-фонового взаимодействия вклад главного компонента ($413^+ - 532^+$) по отношению к примесным значительно увеличился, что привело к увеличению рассчитанных вероятностей более чем на порядок по сравнению со значениями, полученными в НМ. Следует добавить, что уменьшение приведенных в табл. 9 величин a_{if} для переходов типа $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ по сравнению с $5/2^- \rightarrow 5/2^+$ связано прежде всего с коэффициентом Клебша-Гордана.

Картина компонентного состава полного матричного элемента E1-перехода качественно меняется для переходов с $|\Delta K|=1$ (нижняя часть таблицы). Из-за больших значений матричных элементов (см. табл. 6), входящих в состав примесных компонентов с $\Delta K=0$, вклады последних относительно вклада главного компонента ($411^+ - 532^+$) значительно увеличиваются и часто превышают его. Это приводит к значительному изменению полной вероятности перехода. Если теперь обратить внимание на знаки обсуждаемых компонентов переходов $5/2^- \rightarrow 3/2^+$ и $5/2^- \rightarrow 5/2^+$, $7/2^+$, становится понятной причина наблюдаемой в эксперименте "задержанности" переходов $5/2^- \rightarrow 5/2^+$, $7/2^+$ по сравнению с переходом $5/2^- \rightarrow 3/2^+$ и наблюдаемого большого разброса значений $B(E1)$ (рис.1). Следует отметить, что в случае переходов, где имеет место значительная компенсация разных по знаку вкладов от примесных компонентов, становятся особенно существенными полученные в расчётах НМ величины амплитуд кориолисова смешивания состояний.

Таким образом, расчёты в рамках КМ + НМ для E1-переходов в ядрах ^{153}Eu и ^{155}Eu и ^{156}Gd и ^{157}Tb показали важность одновременного учёта кориолисова и квазичастично-фонового взаимодействий. Ни одно из этих взаимодействий в отдельности не в состоянии описать поведение рассмотренных переходов.

Добавим, что в отличие от случая $|\Delta K|=1$ для E1-переходов с

Таблица 9. Структура матричных элементов $M(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)$

Е1-переходов между некоторыми состояниями ротационной полосы $5/2^- [532]$ и полос $5/2^+ [4I3]$ и $3/2^+ [4II]$ в ядрах ^{153}Eu и ^{157}Tb . $M(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)$ и $M_{fi}(E1) \equiv \langle f | M(E1) | i \rangle / (1 + \delta_{\Delta K, 1})$ вычислены по формулам (16) и (10) соответственно, $a_{if} = C_{K_f}^{I_i} C_{K_i}^{I_f} (I_i \pm K_i, 1 \mu | I_f K_f)$, $F = B(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{эксп}} / B(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{теор}}$

$^{153}\text{Eu}, I_i^\pi 5/2 [532] \rightarrow I_f^\pi 5/2 [4I3], \Delta K = 0$									
$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$			$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	$11/2^- \rightarrow 9/2^+$				
f	i	$ \Delta K $	$M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}
404+	-523+	0	-27,4	-	-	-	-	-0,03I	0,84
4I3+	-523+	I	I,5	-	-	-	-	0,199	0,30
4I3+	-532+	0	-4,4	0,832	-3,68	0,5I9	-2,29	-0,52I	2,30
4I3+	-54I+	I	0,6	-0,083	0,04	0,130	-0,06	0,097	-0,05
402+	-532+	0	7I,0	0,002	0,14	0,005	0,3I	-0,0I0	-0,58
4II+	-532+	I	-2,4	0,034	-0,08	0,020	-0,05	0,066	-0,16
4II+	-54I+	0	-7,4	0,005	-0,04	0,0I0	-0,07	-0,024	0,18
$M(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{еФм}}$			$-3,62 \cdot 10^{-2}$		$-2,62 \cdot 10^{-2}$			$2,84 \cdot 10^{-2}$	
$B(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{эксп}}, \text{е}^2 \delta$			$1,8(2) \cdot 10^{-5}$		$3,0(6) \cdot 10^{-6}$			$8,0(14) \cdot 10^{-6}$	
F			0,7		I,6			I,0	
$^{157}\text{Tb}, I_i^\pi 5/2 [532] \rightarrow I_f^\pi 3/2 [4II], \Delta K = 1$									
$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$			$5/2^- \rightarrow 3/2^+$	$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$				
f	i	$ \Delta K $	$M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}	$a_{if} M_{fi}(E1)$ $10^{-2}, \text{еФм}$	a_{if}
4I3+	-532+	0	6,4	-	-	0,038	0,24	0,037	0,24
402+	-532+	0	I3,0	-	-	0,026	0,33	0,025	0,32
4II+	-532+	I	0,6	0,8I3	0,47	0,53I	0,3I	0,2I6	0,13
4II+	-54I+	0	-I7,4	-0,044	0,77	0,043	-0,75	0,059	-I,02
4II+	-550+	I	I,3	0,000	0,00	-0,005	-0,0I	0,005	0,0I
420+	-54I+	I	3,7	0,002	0,0I	0,003	0,0I	0,002	0,0I
$M(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{еФм}}$			$I,25 \cdot 10^{-2}$		$0,14 \cdot 10^{-2}$			$-0,32 \cdot 10^{-2}$	
$B(E1, I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)_{\text{эксп}}, \text{е}^2 \delta$			$6,1(12) \cdot 10^{-7}$		$3,1(13) \cdot 10^{-9}$			$8,4(24) \cdot 10^{-8}$	
F			2,5		5,9			I,2	

$\Delta K = 0$ остается нерешенным следующий вопрос: вычисленные матричные элементы Е1-переходов в четно-четном остове позволяют получить неплохое согласие для $B(E1)$ - величины в нечетном ядре, но в то же время дают сильно завышенные значения $B(E1)$ в четно-четном остове. Причина этого серьезного несогласования пока остается неясной. Как показывают работы /16,23/, такие эффекты, как взаимодействие Кориолиса в четно-четном остове и строгое восстановление трансляционной инвариантности гамильтониана, безусловно, важны, но они не объясняют несогласования, имеющего место при расчете вероятностей $B(E1, \Delta K=0)$ -переходов для четно-четных и нечетных ядер. Может оказаться существенным строгое выделение из волновой функции нечетного ядра духовых примесей, связанных с несохранением числа частиц. В наших расчетах эта процедура проводилась приближенно: путем исключения диагональных одночастичных матричных элементов при решении секулярного уравнения для нечетного ядра. Желательно также включить в рассмотрение не только октуполь-октупольные и диполь-дипольные силы, но и диполь-октупольные силы. Однако, скорее всего, проблему позволит решить только одновременный учет всех или части этих эффектов. Если при этом произойдет уменьшение матричного элемента M_{301} Е1 ($\Delta K=0$) -перехода в четно-четном остове и одновременно увеличение амплитуд вибрационных октупольных компонентов $\lambda_{\mu\nu}^{\nu} = 30I$ в состояниях нечетного ядра, то описание Е1-переходов в четно-четном остове улучшится, а в нечетном ядре - сохранится на прежнем удовлетворительном уровне.

4. Выводы

Проведены микроскопические расчеты приведенных вероятностей Е1-переходов между состояниями ротационной полосы $5/2^- [532]$ и состояниями полос $5/2^+ [4I3]$ и $3/2^+ [4II]$ в нечетно-протонных ядрах $^{153}, ^{155}\text{Eu}$ и $^{155}, ^{157}\text{Tb}$. Показано, что НВМ, включающая только взаимодействие Кориолиса, не в состоянии объяснить наблюдаемую "ускоренность" Е1-переходов с $\Delta K=0$ и сильную "задержанность" некоторых Е1-переходов с $|\Delta K|=1$, а также ряд особенностей поведения $B(E1)$ (например, флуктуации $B(E1)$ в ^{157}Tb достигавшие двух порядков величины). Одновременный учет в рамках подхода КФМ + НВМ кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий (последнее приводит к появлению октупольных вибрационных компонентов в волновой функции нечетного ядра) позволяет объяснить все эти эффекты и дать удовлетворительное количественное описание рассматриваемых Е1-переходов.

При включении квазичастично-фононного взаимодействия основной вклад в матричный элемент Е1-перехода с $\Delta K=0$, как и в случае НВМ,

дают лидирующие по K компоненты начального и конечного состояний. При этом величина матричного элемента существенно увеличивается за счет коллективных октупольных возбуждений чётно-чётного остова, при -водящих к появлению примесей фонона с $\lambda_{\mu\nu} = 301$ в состояниях нечетного ядра. Это и приводит к сильной "ускоренности" $E1(\Delta K = 0)$ -переходов.

Переход с $|\Delta K| = 1$ между главными по K компонентами начального и конечного состояний при включении квазичастично-фононного взаимодействия не усиливается столь значительно, как в случае $\Delta K = 0$. Это связано прежде всего с компенсацией нейтронной и протонной частей коллективного члена в его матричном элементе. Корриолово взаимодействие приводит к появлению в матричном элементе $E1(|\Delta K| = 1)$ -перехода членов типа $\Delta K = 0$, которые из-за своего коллективного характера становятся сравнимы с членами типа $|\Delta K| = 1$. Возникает сложная картина, когда результирующий матричный элемент $E1$ -перехода определяется суммой нескольких членов одного порядка величины и, вообще говоря, разного знака. Взаимной компенсацией таких членов объясняется сильная "задержанность" $E1$ -переходов с $|\Delta K| = 1$ в ядрах Tb . Наоборот, в ядрах Eu мы получили некоторое усиление переходов этого типа.

Одновременно с объяснением вероятностей $E1$ -переходов в нечетных ядрах $^{153,155}Eu$ и $^{155,157}Tb$ получено удовлетворительное описание низколежащих состояний этих ядер, а также $E1(|\Delta K| = 1)$ -переходов в их чётно-чётных остовах.

На основе микроскопических расчетов продемонстрирована определяющая роль "хвоста" электрического дипольного гигантского резонанса в $E1$ -переходах между низколежащими состояниями чётно-чётных ядер. Этот эффект остается в силе для большинства $E1$ -переходов в рассмотренных нечётных ядрах.

Пока не найден ответ на вопрос, почему в случае $\Delta K = 0$ при одних и тех же матричных элементах $E1$ -переходов в чётно-чётном остове получается неплохое описание $B(E1)$ - величины в нечетном ядре и то же время сильное занижение значений $B(E1)$ в чётно-чётном остове. По-видимому, для решения этого вопроса необходим одновременный учёт ряда дополнительных эффектов: строгое выделение из волновых функций состояний духовых примесей, связанных с нарушением трансляционной инвариантности гамильтониана и в случае нечетного ядра - с несохранением числа частиц; включение диполь-октупольных сил; корриолово взаимодействие в чётно-чётном остове.

Авторы благодарны за внимание к работе и полезные обсуждения В.Г.Соловьеву, К.Я.Громову, И.Н.Михайлову, Н.И.Пятову и Р.Г.Назми-динову.

Литература

1. Андрейчев В.-ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 1038.
Andrejtscheff W. and Manfrass P.-Phys. Lett., 1975, 55B, p.159.
2. Vergnes M.N. and Rasmussen J.O.-Nucl. Phys., 1965, 62, p.233.
3. Monsonogo G., Piepenbring R.-Phys. Lett., 1966, 21, p. 180.
Monsonogo G., Piepenbring R.-Nucl. Phys., 1966, 78, p. 265.
4. Bernthal F.M., Rasmussen J.O.-Nucl. Phys., 1967, A101, p. 513.
5. Malmskog S.G. et al.-Nucl. Phys., 1967, A103, p. 481.
Faessler A. et al.-Nucl. Phys., 1966, 85, p. 670.
6. Гареев Ф.А. и др.-ЭЧАЯ, 1976, 4, с. 357.
7. Шаронов И.А. и др.-Болг. физ. ж., 1986, 13, с. 318.
8. Базнат М.И., Пятов Н.И. и Черней М.И.-ЭЧАЯ, 1973, 4, с. 941.
9. Базнат М.И., Пятов Н.И.-ЯФ, 1973, 18, с. 762.
10. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука", М., 1971.
Соловьев В.Г., Григорьев Е.П. Структура чётных деформированных ядер, "Наука", М., 1974.
11. Soloviev V.G., Nesterenko V.O., Bastrukov S.I.-Z. Phys. A, 1983, 309, p. 353.
Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Сушков А.В. Сообщение ОИЯИ, P4-86-115, Дубна, 1986.
12. Бастрюков С.И., Нестеренко В.О. Сообщение ОИЯИ, P4-84-135, Дубна, 1984.
Bastrukov S.I., Nesterenko V.O. In: Intern. Symp. on In - Beam Nucl. Spectr. Debrecen, 1984, p. 689.
13. Аликов Б.А. и др.-Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 875.
14. Бриансон Ш. и Михайлов И.Н.-ЭЧАЯ, 1982, 13, вып. 2, с. 245.
15. Базнат М.И., Пятов Н.И., Саламов Д.И.-ЯФ, 1977, 25, № 6, с. 1155.
16. Пятов Н.И., Базнат М.И.-ЯФ, 1979, 30, № 5, с. 1219.
17. Nesterenko V.O. Kukhtina I.N., Bushkov A.V. Dao Tien Khoa Preprint JINR, E4-87-492, Dubna, 1987.
18. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1977.
19. Аликов Б.А. и др.-Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.42, с.704.
20. Kvasil J. et al.-Czech. J. Phys., 1981, B31, p.1376.
21. Bäcklin A. et al.-Nucl. Phys., 1982, A380, p. 189.

22. Lee M.A.-Nucl. Data Sheets, 1982, 37, p. 487.
 23. Kroger L.A., Reich C.W. - Nucl. Data Sheets, 1975, 15, p. 409.
 24. Аликов Б.А. и др. Препринт ОИЯИ, 6-10293, Дубна, 1976.
 25. Bunting R.L., Reich C.W.-Nucl. Data Sheets, 1983, 39, p. 103.
 26. Prokofjev P.T. et al.-Nucl. Phys. 1986, A455, p. 1.
 27. Абдуразаков А.А. и др.-Изв. АН СССР, серия физ. 1980, 44, с. 898.
 28. Winter G. et al.-Nucl. Phys., 1973, A199, p. I.

Аликов Б.А. и др. P4-87-917
 О роли кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий при описании вероятностей E1-переходов в нечетных изотопах Eu и Tb
 В рамках микроскопического подхода, объединяющего квазичастично-фононную модель и неадиабатическую вращательную модель /КФМ+НВМ/, показано, что сложное поведение E1-переходов в ядрах $^{153,155}\text{Eu}$ и $^{155,157}\text{Tb}$ удается описать только при одновременном учете кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий. При этом, по сравнению с результатами НВМ, учитывающей только силы Кориолиса, расчеты дают значительное усиление E1 ($\Delta K = 0$)-переходов, а E1 ($|\Delta K|=1$)-переходы могут претерпевать как усиление, так и существенное ослабление. Одновременно дается описание низколежащих состояний рассмотренных ядер, исследуются E1-переходы в их четно-четных остовах, демонстрируется определяющая роль "хвоста" гигантского дипольного резонанса в E1-переходах между низколежащими состояниями четно-четных и нечетных ядер. Проводится подробный анализ полученных результатов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С. Виноградовой

Alikov B.A. et al. P4-87-917
 About the Role of the Coriolis and Quasiparticle-Phonon Interactions for the Description of E1-Transitions in Odd Eu and Tb Isotopes
 It is shown in the framework of microscopic approach, including the quasiparticle-phonon model and nonadiabatic rotational model (QPM+NRM), that the complex behaviour of E1-transitions in $^{153,155}\text{Eu}$ and $^{155,157}\text{Tb}$ nuclei can be described only when the Coriolis and quasiparticle-phonon interactions are taken into account simultaneously. In comparison with the predictions of NRM which takes into account the Coriolis interaction only, our calculations result in much stronger E1 ($\Delta K=0$) transitions and in both stronger and essentially weaker E1 ($|\Delta K|=1$) transitions. The description of low-lying states of these nuclei is also obtained and E1-transitions in appropriate even-even cores are investigated. It is shown that E1-transitions between low-lying states in even-even and odd nuclei are generated mainly by the "tail" of a giant dipole resonance. The obtained results are analysed in detail.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

Рукопись поступила в издательский отдел
 29 декабря 1987 года.