

ЭФФЕКТЫ НЕАДИАБАТИЧНОСТИ КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

П.Н.Усманов, И.Н.Михайлов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре описываются и проверяются на практических задачах ряд методов и моделей ядер, предназначенных для описания свойств основного и возбужденных состояний положительной четности четно-четных деформированных ядер. Отдельные модели проиллюстрированы примерами их применений. Расчеты проводятся для изотопов $^{164,166,168,170}\text{Er}$, $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ и ^{156}Gd . Вычисляются вероятности монопольных, квадрупольных электрических и магнитных дипольных переходов между состояниями вращательных полос. Обсуждаются эффекты неадиабатичности, проявляемые в энергиях и электромагнитных характеристиках ядер. В частности, изучается влияние $K^\pi = 1^+$ -состояний на свойства низколежащих уровней. Демонстрируются предсказательные возможности методов и моделей.

In this review paper, a series of methods and models of nuclei that are constructed for description of the properties of ground and excited positive-parity states of even-even deformed nuclei are described and tested in practical problems. Some models are illustrated by the examples of their applications. The calculations for the isotopes $^{164,166,168,170}\text{Er}$, $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ and ^{156}Gd are performed. The probabilities of monopole, quadrupole electric and magnetic dipole transitions between the states of rotation bands are calculated. The nonadiabatic effects that are manifested in energies and electromagnetic characteristics of nuclei are discussed. In particular, the influence of the $K^\pi = 1^+$ states on the properties of low-lying levels is studied. The prediction power of the methods and models are demonstrated.

ВВЕДЕНИЕ

Адиабатическая модель ядра, предложенная Бором и Моттельсоном и представляющая феноменологическое направление, сыграла большую роль при изучении свойств деформированных ядер. Согласно этой модели низкие

возбужденные состояния четно-четных деформированных ядер связаны с вращением аксиально-симметричного ядра как целого. Более высоколежащие возбужденные состояния рассматриваются как колебания ядерной поверхности. Такая простая феноменологическая трактовка позволила описать большое число экспериментальных фактов, относящихся к деформированным ядрам, и предсказать ряд новых свойств этих ядер [1—3].

Прогресс экспериментальной ядерной физики, связанный с совершенствованием ускорительной техники, методов детектирования и с модернизацией обработки получаемых данных, обусловил появление качественно новой экспериментальной информации о спектре, электромагнитных свойствах и данных по β -распаду состояний в широкой области угловых моментов [4—9].

Можно отметить несколько общих особенностей структуры деформированных четно-четных ядер, определивших направление теоретического описания экспериментальных данных. В них прослеживаются достаточно «длинные» ротационные полосы. Спектр неротационных состояний весьма богат (особенно для ядер редкоземельной и актиноидной областей). Нередки случаи существования нескольких ротационных полос с отрицательной и положительной четностями, расположенных в очень узком интервале энергий возбуждения. Все это создает предпосылки для смешивания адиабатических состояний с фиксированными значениями K — проекции углового момента на ось симметрии ядра. Действительно, данные экспериментов четко указывают на наличие отклонений от адиабатической теории. С ростом углового момента I выполнение закона $E(I) \sim I(I+1)$ нарушается. Это может быть связано как с изменением момента инерции при изменении частоты вращения, так и с выстраиванием внутренних угловых моментов возбуждений разной природы. Разложение в виде степенного ряда [1]

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + \dots,$$

где I — угловой момент состояния, а величины A , B и C — феноменологические параметры, оказалось мало пригодным для описания энергий «длинных» ротационных полос ядер: их практически невозможно использовать для экстраполяции данных в область больших угловых моментов. Установить физическую картину, приводящую к отклонению от адиабатической теории, на феноменологическом уровне весьма трудно, если опираться на параметры типа A , B , C , а микроскопический расчет их также связан с различными неопределенностями.

Более успешными в смысле воспроизведения данных об энергиях ротационных полос являются разложения момента инерции и энергии по степеням частоты вращения (ω_{rot}). Используя соотношение классической механики

$$\frac{\partial}{\partial \omega_{\text{rot}}} (E(\omega_{\text{rot}}) - \omega_{\text{rot}} \tilde{I}) = 0$$

между энергией (E), угловым моментом ($\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$) и угловой частотой вращения ($\omega_{\text{rot}} = \partial E / \partial \tilde{I}$), получаем выражение

$$E(I) = \alpha \omega_{\text{rot}}^2(I) + \beta \omega_{\text{rot}}^4(I) + \gamma \omega_{\text{rot}}^6(I) + \dots, \quad (1)$$

в котором параметрами (α, β, γ) являются величины в разложении углового момента по степеням ω_{rot} :

$$\sqrt{I(I+1)} = 2\alpha \omega_{\text{rot}}(I) + \frac{4}{3} \beta \omega_{\text{rot}}^3(I) + \frac{6}{5} \gamma \omega_{\text{rot}}^5(I) + \dots \quad (2)$$

Это разложение было предложено Харрисом [10] на основе кренкинг-модели Инглиса [11,12]. Сходимость (2) значительно лучше (1), так что только два параметра достаточны для описания зависимости энергии от спина вплоть до величины $\sim 10\hbar$. Как следует из [12], формулы (1), (2) позволяют воспроизвести энергетические спектры и при более высоких спинах. Однако и такое описание спектра ротационных полос имеет свои ограничения, особенно четко проявляющиеся при описании ротационных полос, построенных над состояниями с внутренним возбуждением.

Изучение спектров ротационных полос четко свидетельствует о том, что неадиабатические эффекты не всегда можно описать в первом приближении теории возмущений по параметрам кориолисова смешивания состояний. Существенные отклонения от правил адиабатической теории наблюдаются в спектре энергий ротационных полос возбужденных состояний и ветвлении электромагнитных переходов между состояниями ротационных полос. Предсказания адиабатической теории нередко отличаются на сотни процентов или даже на порядки величины от данных эксперимента. Как правило, эти отклонения также не поддаются описанию в нижайших порядках теории возмущений по параметрам кориолисовой связи полос. Например, формула В.М.Михайлова [13], полученная для описания отклонений от правил интенсивностей $E2$ -переходов между взаимодействующими полосами $K^\pi = 0^+$ и $K^\pi = 2^+$ (с учетом членов первого порядка в разложении энергии по $I(I+1)$):

$$B(E2; K = 2I_i \rightarrow K = 0I_f) = 2M_i^2 \{ C_{I_f, 2; 2-2}^{I_f 0} [1 + a_2 [I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)]] \}^2, \quad (3)$$

во многих случаях не может воспроизвести экспериментальные данные [14—20].

В этой связи актуальным является поиск феноменологических и микроскопических подходов, способных описать спектральные и распадные характеристики состояний в широком диапазоне энергии возбуждения и углового момента.

В области умеренных спинов описание неадиабатических эффектов возможно в рамках моделей, в которых рассматривается смешивание ограниченного числа состояний, имеющих относительно небольшую энергию возбуждения. Учет связи коллективных полос в рамках подобных моделей проводился многими авторами. Однако во многих случаях они ограничились рассмотрением низкой части спектра энергии и недостаточного числа ротационных полос, участвующих в смешивании.

Интерес к исследованию свойств деформированных ядер особенно повысился в последние годы в связи с открытием новой коллективной изовекторной магнитной дипольной моды. Измеренные значения энергий возбужденных состояний таких мод свидетельствуют о том, что они расположены не очень высоко в спектре возбуждений, и учет смешивания состояний изовекторных магнитных мод с низколежащими состояниями может привести к интересным физическим явлениям.

В данном обзоре описывается ряд методов и моделей ядер, предназначенных для изучения отклонений от адиабатической теории, проявляющихся в энергиях и электромагнитных характеристиках возбужденных состояний четно-четных деформированных ядер. Проводится систематическое исследование экспериментально наблюдаемых свойств низколежащих состояний и анализируется структура волновых функций вращательных уровней. Выясняется роль состояний углового $M1$ -резонанса в смешивании состояний с разными внутренними конфигурациями в радионуклидах деформированной области.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ СОСТОЯНИЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ

Неадиабатические эффекты свидетельствуют о наличии связи между вращательным движением и внутренними возбуждениями в ядрах. Использование феноменологических моделей дает возможность установить наиболее важные элементы этой связи и интерпретировать кажущиеся подчас неожиданными эффекты.

Для построения подобных моделей существенно сделать адекватный выбор пространства состояний, смешивание которых может объяснить наблюдаемые явления. В этой связи отметим следующие обстоятельства.

Известно, что в четно-четных ядрах, как правило, момент инерции основной (gr) полосы меньше моментов инерции β - и γ -вибрационных

полос ($\nu_{gr} < \nu_{\beta}, \nu_{\gamma}$). Такое соотношение интервалов энергии невозможно воспроизвести в случае, когда отклонение от модели жесткого ротатора рассматривается как результат прямого ротационного смешивания gr , β - и γ -полос, но это можно объяснить в модели, где допускается кориолисова связь между состояниями gr , β -, γ -полос с более высоколежащими полосами.

В экспериментах по рассеянию электронов и фотонов на многих ядрах деформированной области [21—28] обнаружены коллективные состояния $K^{\pi} = 1^{+}$, которые имеют сильные $M1$ -переходы на основное состояние. Такие моды возбуждения описываются в различных подходах [29—40]. В эксперименте по рассеянию фотонов на изотопах $^{160,162,164}\text{Dy}$, $^{172,174,176}\text{Yb}$ и ^{156}Gd также найдено по несколько состояний с $I^{\pi} = 1^{+}$ и измерены соответствующие значения $B(M1)$ [27,28]. Отношения приведенных вероятностей $M1$ -переходов $R = B(M1; 1^{+}1 \rightarrow 2^{+}0_{gr}) / B(M1; 1^{+}1 \rightarrow 0^{+}0_{gr})$ из этих уровней согласуются с адиабатическими значениями, вычисленными по правилу Алаги, и позволяют приписать этим полосам квантовые числа $K^{\pi} = 1^{+}$. В связи с этим представляет интерес изучение влияния состояний $K^{\pi} = 1^{+}$ на свойства низколежащих уровней. В такой ситуации бóльшие, чем у основной полосы, эффективные моменты инерции β - и γ -полос объясняются более интенсивным смешиванием их с $K^{\pi} = 1^{+}$ -полосой, по сравнению со смешиванием gr - и $K^{\pi} = 1^{+}$ -полос. Существенные эффекты, вызываемые связью β -, γ - и $K^{\pi} = 1^{+}$ -полос, могут ожидать в случае, когда основания энергий β - и γ -ротационных полос расположены близко друг к другу.

В данном разделе анализируется феноменологическая модель для изучения свойств состояний положительной четности, в которой рассматривается кориолисово смешивание состояний gr , β -, γ - и $K^{\pi} = 1^{+}$ -полос. Проводятся расчеты для изотопов $^{164,166,168,170}\text{Er}$, $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ и ^{156}Gd . Описываются спектры энергий. Вычисляются приведенные вероятности квадрупольных и монопольных электрических переходов между состояниями вращательных полос. Обсуждаются эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в электромагнитных переходах, и поведение параметра Расмуссена $X_i^{j\ell} = B(E0; I0_i^{+} \rightarrow I0_j^{+}) / B(E2; I0_i^{+} \rightarrow I0_j^{+})$ между уровнями ненулевого спина. Оцениваются значения безразмерного ядерного матричного элемента $E0$ -перехода — $\rho(E0)$. В частности, исследуется влияние состояний $K^{\pi} = 1^{+}$ -полос на электромагнитные характеристики низколежащих уровней. Объясняется различие g_R -факторов состояний основной и γ -полос при

низких спинах. Вычисляются значения коэффициентов смеси мультиполей δ для $\gamma \rightarrow \gamma$, $\gamma \rightarrow g\gamma$ и $\beta \rightarrow g\beta$ переходов и сравниваются с экспериментальными данными.

1.1. Формулировка модели. Будем рассматривать деформированные атомные ядра, в которых выделены хорошо локализованные главные оси (внутренней системы координат). Пространственная ориентация системы определяется углами Эйлера θ_i . В обобщенной модели ядра предполагается, что полный гамильтониан ядра состоит из двух частей:

$$H = H(R^2) + H_{\text{int}},$$

$$H_{\text{int}} = \sum_K \omega_K b_K^+ b_K, \quad (1.1)$$

где $H(R^2)$ описывает вращательную энергию ядра и является функцией вращательного углового момента R ($R = I - j$, где I — полный и j — внутренний угловые моменты). Второй член является внутренней частью гамильтониана, которую мы записываем, вводя фоннные операторы b_K^+ (b_K) рождения (уничтожения) возбужденных состояний положительной четности, ω_K — значения энергий возбуждения нижайших состояний полос.

Собственная волновая функция гамильтониана имеет вид

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \Psi_{g\gamma, K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\Psi_{K', K}^I}{\sqrt{1 + \delta_{K', 0}}} \times \right.$$

$$\left. \times [D_{M, K}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M, -K'}^I(\theta) b_{-K'}^*] \right\} |0\rangle. \quad (1.2)$$

Здесь $\Psi_{K', K}^I$ — амплитуды смешивания базисных состояний. Пространство состояний состоит из $(3+l)$ полос, где l — число включенных 1^+ -состояний. В него входят основная $|0\rangle$, однофоннные полосы $b_{\lambda=2, K}^+ |0\rangle = b_K^+ |0\rangle$ с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и 1^+ -полосы.

Гамильтониан (1.1) обладает такими трансформационными свойствами, что состояние (1.2) можно классифицировать квантовым числом — сигнатурой $\sigma = \pm 1$, которая накладывает ограничения на значения углового момента $(-1)^I \sigma = 1$. Это приводит к существенному различию смешивания состояний различной сигнатуры.

Представим вращательную часть гамильтониана $H(R^2)$ в виде разложения Тейлора по степеням j . Оставляя в этом разложении лишь члены нулевого и первого порядка, получаем гамильтониан

$$H = H_{\text{rot}}(I^2) + H_{K,K}^{\sigma}(I), \quad (1.3)$$

$$H_{K,K}^{\sigma}(I) = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{\text{rot}}(I) - (j_x)_{K,K'} \chi(I, K) \delta_{K', K \pm 1}, \quad (1.4)$$

действующий в пространстве состояний (1.2) с фиксированными значениями углового момента I . В формуле (1.4) $\omega_{\text{rot}}(I) = dE_{\text{core}}(I)/dI$ — угловая частота вращения остова ($E_{\text{core}}(I) \equiv H_{\text{rot}}(I(I+1))$), j_x — проекция внутреннего углового момента на ось X и

$$\chi(I, 0) = 1, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2},$$

$$(j_x)_{gr,1} = -\sqrt{3} \cdot \eta_0, \quad (j_x)_{\beta,1} = -\sqrt{3} \cdot \eta_1, \quad (j_x)_{\gamma,1} = -1 \cdot \eta_2. \quad (1.5)$$

Решая уравнение Шредингера

$$(H_{K,v}^{\sigma}(I) - \epsilon_v^{\sigma}) \psi_{K,v}^{\sigma} = 0, \quad (1.6)$$

определяем собственные функции и энергии состояний положительной четности.

Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_v^{\sigma}(I) = E_{\text{core}}(I) + \epsilon_v^{\sigma}(I). \quad (1.7)$$

Энергию вращающегося остова $E_{\text{core}}(I)$ можно определить различными методами, например, параметризацией Харриса для энергии и углового момента [10] (уравнение (1)).

1.2. Электрические квадрупольные переходы. Вычислим приведенную вероятность $E2$ -переходов [1,2]:

$$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f K_f | |m(E2; \mu)| | I_i K_i \rangle|^2 \quad (1.8)$$

между состояниями типа (1.2).

Компоненты электрического квадрупольного тензора в лабораторной системе связаны с компонентами во внутренней системе стандартным преобразованием

$$\hat{m}(E2; \mu) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 D_{\mu, 0}^2(\theta) + \sum_{\nu} \hat{m}'(E2; \nu) D_{\mu, \nu}^2(\theta), \quad (1.9)$$

где $\hat{m}'(E2; \nu) = m_{\nu}(b_{\nu}^+ + (-1)^{\nu} b_{-\nu})$.

Здесь Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра, m_{ν} — некоторые константы, определяемые из эксперимента для $B(E2)$.

Определим приведенную вероятность $E2$ -переходов из однофононных состояний $|I_i K_i b_i\rangle$ на уровни основной полосы:

$$\begin{aligned} B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f gr) = & \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \left[\Psi_{gr, gr}^{I_f} \Psi_{gr, K_i}^{I_i} C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} + \right. \right. \\ & + \sum_n \Psi_{K_n, gr}^{I_f} \Psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i K_n; 20}^{I_f K_n} \left. \right] + \sqrt{2} \left[\Psi_{gr, gr}^{I_f} \sum_n \frac{(-)^{K_n} m_{K_n} \Psi_{K_n, K_i}^{I_i}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} \times \right. \\ & \left. \left. \times C_{I_i K_n; 2 - K_n}^{I_f 0} + \Psi_{gr, K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \Psi_{K_n, gr}^{I_f}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} C_{I_i 0; 2K_n}^{I_f K_n} \right] \right\}^2, \quad (1.10) \end{aligned}$$

где

$$m_K = \langle gr | \hat{m}(E2) | K^{\pi} \rangle, \quad K^{\pi} = 0^+, 2^+ \text{ и } 1^+.$$

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ -переходов из β - и γ -вибрационных полос имеем

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \beta \rightarrow I_f gr) = \left| m_0 C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} \right|^2, \quad (1.11)$$

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \gamma \rightarrow I_f gr) = \left| m_2 C_{I_i 2; 2-2}^{I_f 0} \right|^2, \quad (1.12)$$

что позволяет вычислить значения параметров m_0 и m_2 из эксперимента.

Но в случае, когда β - и γ -полосы расположены близко друг к другу, они сильно смешиваются даже при $I = 2$, и адиабатическое приближение (1.11) и (1.12) становится неприменимым (например, в ядре ^{232}Th) [15].

Для приведенных вероятностей $E2$ -переходов из состояний γ -полосы с $\sigma = -1$ (I — нечетный) формула (1.10) имеет вид

$$\begin{aligned}
 & B(E2; I_i \gamma \rightarrow I_f 0_{gr}) = \\
 & = \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \sum_{K=1} \Psi_{K, gr}^{I_f} \Psi_{K, \gamma}^{I_i} C_{I_i K; 20}^{I_f K} + \right. \\
 & \left. + \sqrt{2} \Psi_{gr, gr}^{I_f} \sum_{K=1} (-1)^K m_K \Psi_{K, \gamma}^{I_i} C_{I_i K; 2-K}^{I_f 0} \right\}. \quad (1.13)
 \end{aligned}$$

Эта формула позволяет определить значение m_1 , если известны экспериментальные значения $B(E2)$ или отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов $R_{f\gamma} = B(E2; I_\gamma \rightarrow (I+1)_{gr}) / B(E2; I_\gamma \rightarrow (I-1)_{gr})$. Отличие отношения $B(E2) / B^{\text{rot}}(E2)$ от единицы определяет степень неадиабатичности $E2$ -переходов.

1.3. Электрические монополярные переходы. Для понимания природы и анализа различных мод ядерных возбуждений чрезвычайно важны электромагнитные переходы. Среди них особое место занимают монополярные переходы электрического типа. С ними связаны такие интересные и довольно слабо изученные аспекты ядерной структуры, как изменения в среднеквадратичных радиусах, сжимаемость ядерной материи, радиальные осцилляции плотности, дыхательная мода и др. [41].

Основной причиной, вызывающей $E0$ -переходы, является кулоновское взаимодействие нуклонов ядра с электронами атомной оболочки. Остальные — как электромагнитные, так и другие — взаимодействия обычно не играют роли [42]. Однофотонные $E0$ -переходы строго запрещены законом сохранения углового момента.

Монополярные переходы сопровождаются, как правило, более интенсивными квадрупольными. В тех случаях, когда время жизни исследуемого уровня определить не удастся, измеряют величину $E0/E2$ -смешивания [43]:

$$X_f(E0/E2) = \frac{B(E0; i \rightarrow f)}{B(E2; i \rightarrow f')} = \frac{e^2 R_0^4 \rho^2(E0; i \rightarrow f)}{B(E2; i \rightarrow f')}, \quad (1.14)$$

где ρ — безразмерный матричный элемент $E0$ -перехода и $R_0 = r_0 A^{1/3}$ — зарядовый радиус ядра. Состояния i и f должны иметь одинаковые спины и четности. Переходы между монополярными состояниями сравнивают с $E2$ -переходами с данного 0^+ -уровня на 2^+ -уровень, ближайший к конечному состоянию в $E0$ -переходе. Зачастую значением именно этого параметра

ограничивается экспериментальная информация о переходе. С другой стороны, так как отношение $X(E0/E2)$ не зависит от электронных факторов и энергий перехода, оно полезно при сравнении с ядерными моделями.

В рамках модели, описанной выше, для приведенных вероятностей $E0$ -переходов из состояний $K^\pi = 0^+$ -полос на уровни основной вращательной полосы имеем следующую формулу:

$$B(E0; I0_v \rightarrow Igr) = \left\{ \sum_v m'_0 (\Psi_{0_v 0_2}^I \Psi_{gr, gr}^I + \Psi_{gr, 0_2}^I \Psi_{0_v gr}^I) \right\}^2, \quad (1.15)$$

где v — квантовое число 0^+ -полосы, включенной в базисные состояния гамильтониана (1.3), $m'_0 = \langle gr | m(E0) | 0_v^+ \rangle$ — матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и 0_v^+ -полос, которые являются численными параметрами и определяются из эксперимента. В рамках нашей модели для адиабатического случая формула (1.14) имеет следующий вид:

$$X_I(E0/E2) = X_0(E0/E2) \frac{(2I-1)(2I+3)}{I(I+1)}, \quad (1.16)$$

где

$$X_0(E0/E2) = \frac{B(E0; 00_v - 0gr)}{B(E2; 00_v \rightarrow 2gr)} = \left[\frac{m'_0}{m_0} \right]^2. \quad (1.17)$$

Используя экспериментальные данные $X_0^{\text{эксп}}(E0/E2)$, для переходов из 0_v^+ -уровней по формуле (1.17) можно определить численные значения матричных элементов m'_0 . При этом численные значения параметров m_0 определяются по адиабатической формуле (1.11). Определение параметров m'_0 по (1.17) является достаточно точным, так как 0_v^+ -уровни не возмущены силами Кориолиса.

1.4. Магнитный момент и $M1$ -переходы. Дипольный магнитный момент ядра в состоянии (1.2) определяется из соотношения [1]:

$$\mu = \langle IM = IK | \mu_Z | IM = IK \rangle,$$

где Z -составляющая оператора магнитного момента связана с оператором $M1$ -перехода:

$$\hat{\mu}_Z = \frac{2Mc}{e\hbar} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \hat{M}(M1; \mu = 0).$$

Оператор $M1$ -перехода во внутренней системе состоит из двух членов [1]:

$$\begin{aligned} \hat{M}(M1; \mu = 0) = & \sum_{\nu} \hat{m}(M1; \nu) D_{\mu=0, \nu}^1 + \\ & + \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) g_R (I_{\mu=0} - I_3 D_{\mu=0,0}^1), \end{aligned} \quad (1.18)$$

первый из которых дает вклад внутреннего движения в магнитный момент, второй — вклад вращательного движения, который пропорционален компоненте углового момента, перпендикулярной оси симметрии.

Используя общепринятое обозначение

$$\langle K | m(M1; \nu = 0) | K \rangle = \sqrt{3/4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) g_K K, \quad (1.19)$$

где g_K — внутренний g -фактор полосы с $K \neq 0$, получим выражение для магнитного момента K -полосы:

$$\mu_{IK} = g_R I + \sum_{K'=1} |\Psi_{K, K'}^I|^2 (g_{K'} - g_R) \frac{K'}{I+1}. \quad (1.20)$$

При выводе (1.20) мы ограничились лишь диагональными матричными элементами (1.19).

В адиабатическом приближении имеем:

для $K^\pi = 0^+$ -полос (g и β) $\mu_I = g_R I$;

для $K^\pi \neq 0^+$ -полос (γ и $K^\pi = 1^+$) $\mu_{IK} = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1}$.

Из систематики g_R -факторов деформированных ядер редкоземельной и трансурановой областей следует $g_R \simeq 0, 4 \pm 0,1$ ($g_R = Z/A$) [1,2].

Вероятность $M1$ -перехода из однофоновых состояний на уровни основной ротационной полосы определяется выражением

$$\begin{aligned} B(M1; IK \rightarrow I' 0_{gr}) = \\ = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \left| \sum_{K_1=1}^2 \Psi_{K_1, K}^I \Psi_{K_1, gr}^{I'} K_1 C_{IK_1; 10}^{I' K_1} (g_{K_1} - g_R) \right|^2. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Согласно (1.21), в адиабатическом приближении $M1$ -переходы из состояний γ -полос на уровни основной полосы запрещены, т.е. такие переходы возможны за счет кориолисова смешивания состояний с $\Delta K=1$. В реакциях по рассеянию электронов и фотонов на ядрах обнаружены низколежащие коллективные $K^\pi = 1^+$ -состояния в нескольких ядрах редкоземельной и трансурановой областей, имеющие довольно большое значение $B(M1; 11^+ \rightarrow 00^+)$ [21—28]. Эти переходы происходят между нижайшими уровнями $K^\pi = 1^+$ и $K^\pi = 0_{gr}^+$ -полос, невозмущенными силами Кориолиса. Для описания таких переходов в рамках данной модели запишем:

$$\hat{m}(M1; \nu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) [\hat{m}_{K\nu=0} (b_K b_K^+ + b_K^+ b_K) \delta_{\nu,0} + m'_\nu (b(b^+b)_K^1)_\nu^1 + \text{э.с.}], \quad (1.22)$$

включив в оператор внутреннего магнитного дипольного момента дополнительный член, приводящий к изменению числа фононов на единицу. Оператор (1.22) приводит к дополнительному члену в выражении (1.21):

$$B(M1; IK \rightarrow I'0_{gr}) = \frac{3}{4\pi} \left| \sum_{K_1=1}^2 \Psi_{K_1, K}^I \Psi_{K_1, gr}^{I'} K_1 C_{IK_1}^{I'K} \times \right. \\ \left. \times (g_{K_1} - g_R) + \frac{\sqrt{6}}{10} m'_1 \Psi_{gr, gr}^{I'} \Psi_{1, K}^I C_{11}^{I'0} \right|^2 \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2. \quad (1.23)$$

В адиабатическом приближении имеем

$$B(M1; 11^+ \rightarrow 00_{gr}^+) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 0,02(m'_1)^2. \quad (1.24)$$

Из известного экспериментального значения вероятности таких $M1$ -переходов можно вычислить m'_1 .

Для магнитного момента состояния имеем следующее выражение:

$$\mu_K(I) = g_R I + \sum_{K'=1} |\Psi_{K', K}^I|^2 (g_{K'} - g_R) \frac{K'^2}{I+1} + \\ + \frac{\sqrt{3}}{10} m'_1 \Psi_{gr, K}^I \Psi_{1, K}^I \sqrt{\frac{I}{I+1}}. \quad (1.25)$$

Вместо приведенных вероятностей $M1$ -переходов обычно исследуются коэффициенты смеси мультиполей δ , значения которых устанавливаются экспериментально, используя соотношение

$$\delta(I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = 0,834 \cdot E_\gamma (\text{МэВ}) \frac{\langle I_f K_f || \hat{m}(E2) || I_i K_i \rangle}{\langle I_f K_f || \hat{m}(M1) || I_i K_i \rangle} \left(\frac{e \cdot b}{\mu_{\text{Я}}} \right). \quad (1.26)$$

В адиабатическом приближении для (1.26) внутри одной полосы с $K \neq 0$ имеем

$$\delta = 0,933 \frac{eQ_0}{g_K - g_R} E_\gamma / \sqrt{I^2 - 1}, \quad (1.27)$$

где E_γ — энергия γ -перехода.

1.5. Результаты расчетов. *Расчеты для изотопов* ^{164,166,168,170}Er.

В расчетах для изотопов использовались экспериментальные данные из [4—6, 44—62]. При описании спектра состояний положительной четности параметры модели подбирались следующим образом.

1) Согласно [63] предполагали, что при низких значениях спина энергия вращающегося остова совпадает с энергией основной вращательной полосы. Поэтому инерционные параметры вращающегося остова ν_0 и ν_1 определялись из наилучшего согласия энергии вращательных состояний основной полосы до спина $I \geq 8$, используя (1) ($\nu_0 = 2\alpha$, $\nu_1 = 4/3 \cdot \beta$).

2) Параметры оснований gr - и β -полос брались равными экспериментальным значениям энергии при спине, так как они не возмущаются силами Кориолиса $I=0$: $\omega_{gr} = E_{gr}^{\text{эксп}}(0) = 0$ и $\omega_\beta = E_\beta^{\text{эксп}}(0)$, энергию основания $K^\pi = 1^+$ -полосы полагали равной $\omega_1 \simeq 3$ МэВ [24].

3) Свободными параметрами модели являются параметры в формуле (1.5) η_ν , определяющие кориолисово взаимодействие между состояниями ротационных полос, и энергия основания γ -полосы ω_γ , которые подбирались из условия наилучшего согласия расчетных энергий gr -, β - и γ -полос с экспериментальным.

Параметры, использованные при вычислении спектра энергии, приведены в табл.1.1. Вычисленные значения энергий gr -, β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос представлены в [14]. Эффекты, связанные с взаимодействием Кориолиса, можно видеть на рис.1.1, на которых изображена зависимость абсолютных значений амплитуды смешивающихся состояний от углового момента для

Таблица 1.1. Параметры, использованные в расчетах для изотопов Eг

A	ω_{β}	ω_1	ω_{γ}	η_0	η_1	η_2	ϑ_0	ϑ_1
164	1,246	3,0	0,777	0,28	1,95	1,50	31,4	118,4
166	1,460	3,0	0,710	0,62	1,69	2,05	35,3	181,2
168	1,217	3,0	0,732	0,0	2,04	1,10	35,9	111,3
170	0,891	3,0	0,845	0,03	1,29	0,0	36,5	117,8

γ -вибрационных полос в $^{164,166,168}\text{Eг}$. Из рис.1.1 видно, что смешивание полос сильно проявляется в ядрах $^{164,168}\text{Eг}$, что должно сказываться на значениях вероятностей электромагнитных переходов.

Далее рассмотрим результаты вычислений электромагнитных характеристик вышеописанных ядер. Параметры m_0 и m_2 определены на основе выражений (1.11) и (1.12) соответственно, с использованием экспериментальных значений приведенных вероятностей E2-переходов в $^{164}\text{Eг}$ [44,45], равных $m_0 = (-7,0 \pm 1,2) \text{ e} \cdot \text{фм}^2$ и $m_2 = (+30,5 \pm 4,0) \text{ e} \cdot \text{фм}^2$.

Для отношения приведенных вероятностей E2-переходов из состояний $K^\pi = 2^+$ с нечетным I на уровни $I \pm 1$ основной полосы, используя (1.10), можно написать следующее выражение:

$$R_{I\gamma} = \frac{B(E2; I_{\gamma} \rightarrow (I+1)_{gr})}{B(E2; I_{\gamma} \rightarrow (I-1)_{gr})} = \left| \frac{-\Psi_{1,\gamma}^I + Z\Psi_{\gamma,\gamma}^I \sqrt{\frac{I-1}{I+1}}}{\Psi_{1,\gamma}^I \sqrt{\frac{I-1}{I+1}} + Z\Psi_{\gamma,\gamma}^I} \right|^2, \quad (1.28)$$

где $Z = m_2/m_1$.

Параметр m_1 был определен на основе (1.28) по экспериментальному значению $R_{5\gamma}$ для $I = 5$ в $^{164}\text{Eг}$ [17] и оказался равным $m_1 = -80,0 \text{ e} \cdot \text{фм}^2$.

В табл.1.2—1.4 даны вычисленные значения отношений приведенных вероятностей E2-переходов из γ -полосы $R_{I\gamma}$. Рассчитанные значения $R_{IK}^{\text{теор}}$ сравниваются с различными экспериментальными $R_{IK}^{\text{эксп}}$, а также с R_{IK}^A , вычисленными по адиабатической теории, и с $R_{IK}^{\text{теор}}$ (DRM), вычисленными в рамках «двухроторной» модели [77]. Надо отметить, что для всех изотопов Eг отношения R_{IK} вычислялись с определенным выше набором парамет-

Рис.1.1. Структура волновых функций состояний γ -полосы для ^{164}Er (а), ^{166}Er (б), ^{168}Er (в)

ров m_K и $Q_0 = 742$ фм [4]. Как видно из табл.1.2—1.4, модель удовлетворительно описывает все известные значения $R_{IK}^{\text{эксп}}$ этих ядер.

Отклонение $R_{I\gamma}^{\text{эксп}}$ от $R_{I\gamma}^A$ является заметным как для четных, так и для нечетных спинов при $I = 3, 5$. В случае ^{164}Er $R_{3\gamma}^{\text{эксп}}$ от $R_{3\gamma}^A$ отличается в два раза, и с ростом I различие увеличивается, что является подтверждением смешивания γ -полосы с полосой $K^\pi \neq 0^+$. Наша модель, учитывающая такое смешивание, удовлетворительно описывает отклонение $R_{IK}^{\text{эксп}}$ от правила Алаги.

Вычислены характеристики магнитных дипольных переходов из β - и γ -вибрационных полос и внутри γ -полосы по (1.23). Параметр m'_1 определяется по (1.24) с использованием следующего экспериментального значения: для ^{168}Er [24] $B(M1; 00^+_{gr} \rightarrow$

$\rightarrow 11^+) \simeq 1,0 \mu_N^2$. Параметры g_K предполагали равными ($g_{K=1} = g_{K=2}$), и они определялись по (1.27) с экспериментальным значением δ для $I=4$ в

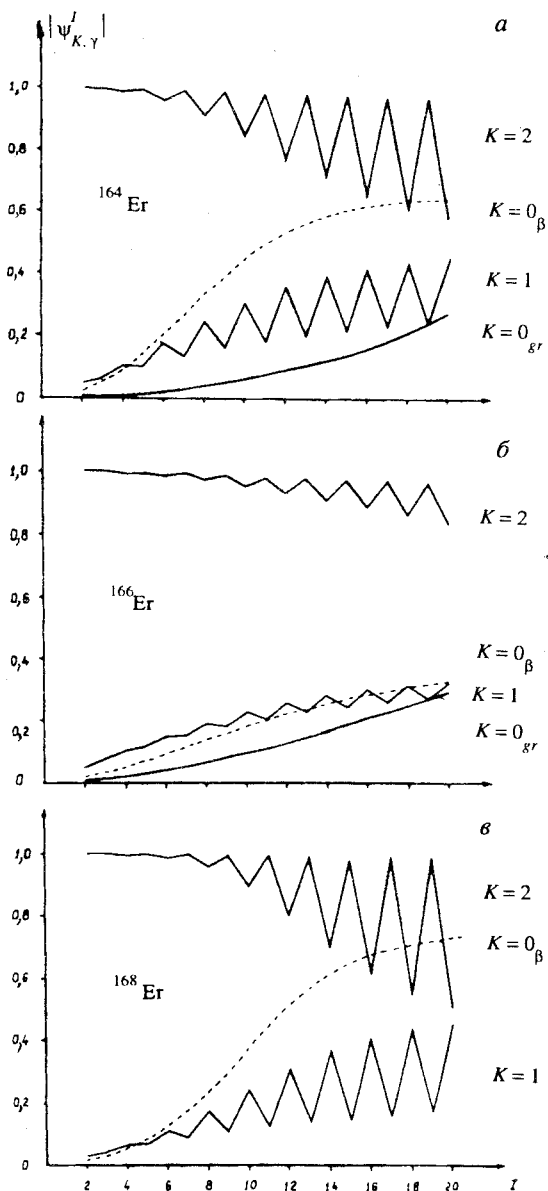


Таблица 1.2. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов в ^{164}Er

$(I_\gamma \rightarrow I'_{gr}) / (I_\gamma \rightarrow I''_{gr})$	Эксперимент		Теория		
	[46]	[17]	Феном. [14]	ДРМ [77]	Алага
$(2_\gamma \rightarrow 2_{gr}) / (2_\gamma \rightarrow 0_{gr})$	2,23(14)	1,97(30)	1,86	1,97	1,43
$(2_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (2_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	0,11(5)	0,15(3)	0,09	0,09	0,05
$(3_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (3_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	0,89(7)	0,82(20)	0,69	0,81	0,40
$(4_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (4_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	13,3(19)	5,4(13)	6,1	7,1	2,94
$(5_\gamma \rightarrow 6_{gr}) / (5_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	1,45(13)	1,3(3)	1,3	1,8	0,57
$(2_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (2_\gamma \rightarrow 0_{gr})$	0,25(10)	0,36(6)	0,17	0,18	0,075

Таблица 1.3. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов в ^{166}Er

$(I_\gamma \rightarrow I'_{K}) / (I_\gamma \rightarrow I''_{gr})$	Эксперимент		Теория		
	[47]	[48]	Феном. [14]	ДРМ [77]	Алага
$(2_\gamma \rightarrow 2_{gr}) / (2_\gamma \rightarrow 0_{gr})$	1,86(10)	1,91	1,80	1,92	1,43
$(2_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (2_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	0,097(8)	0,063	0,084	0,091	0,05
$(3_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (3_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	0,66(5)	0,73	0,66	0,78	0,40
$(3_\gamma \rightarrow 2_\gamma) / (3_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	—	34,3	30,8	43,8	—
$(4_\gamma \rightarrow 4_{gr}) / (4_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	5,67(45)	6,3	5,22	6,24	2,94
$(4_\gamma \rightarrow 6_{gr}) / (4_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	0,256(65)	0,186	0,191	0,21	0,086
$(4_\gamma \rightarrow 2_\gamma) / (4_\gamma \rightarrow 2_{gr})$	64,3(70)	53,5	44,7	66,8	—
$(5_\gamma \rightarrow 6_{gr}) / (5_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	1,36(10)	1,52(25)	1,2	1,66	0,57
$(5_\gamma \rightarrow 4_\gamma) / (5_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	—	25(20)	21	33,7	—
$(6_\gamma \rightarrow 6_{gr}) / (6_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	10,9(8)	13(7)	10,0	13,6	3,7
$(6_\gamma \rightarrow 8_{gr}) / (6_\gamma \rightarrow 6_{gr})$	—	0,28(16)	0,30	0,35	0,11
$(6_\gamma \rightarrow 4_\gamma) / (6_\gamma \rightarrow 4_{gr})$	241(17)	220(150)	170	283	—
$(7_\gamma \rightarrow 8_{gr}) / (7_\gamma \rightarrow 6_{gr})$	2,12(18)	2,5(5)	1,73	2,96	0,67
$(7_\gamma \rightarrow 6_\gamma) / (7_\gamma \rightarrow 6_{gr})$	—	18,8(40)	14,1	26,9	—
$(8_\gamma \rightarrow 8_{gr}) / (8_\gamma \rightarrow 6_{gr})$	18,9(45)	—	19,3	31,8	4,17

Таблица 1.4. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов в ^{168}Er

$(I_{\gamma} \rightarrow I'_{gr}) / (I_{\gamma} \rightarrow I''_{gr})$	Эксперимент		Теория		
	[49]	[50]	Феном. [14]	ДРМ [77]	Алага
$(2_{\gamma} \rightarrow 2_{gr}) / (2_{\gamma} \rightarrow 0_{gr})$	2,27(45)	1,79(4)	1,74	1,73	1,43
$(2_{\gamma} \rightarrow 4_{gr}) / (2_{\gamma} \rightarrow 2_{gr})$	0,044(22)	0,075(4)	0,077	0,076	0,05
$(3_{\gamma} \rightarrow 4_{gr}) / (3_{\gamma} \rightarrow 2_{gr})$	0,65(30)	0,64(4)	0,61	0,62	0,4
$(4_{\gamma} \rightarrow 4_{gr}) / (4_{\gamma} \rightarrow 2_{gr})$	6,3(30)	5,27(55)	5,0	4,6	2,94
$(4_{\gamma} \rightarrow 6_{gr}) / (4_{\gamma} \rightarrow 4_{gr})$	0,076(38)	—	0,178	0,16	0,086
$(5_{\gamma} \rightarrow 6_{gr}) / (5_{\gamma} \rightarrow 4_{gr})$	1,0(4)	—	1,1	1,15	0,57
$(6_{\gamma} \rightarrow 6_{gr}) / (6_{\gamma} \rightarrow 4_{gr})$	10,7(42)	—	10,6	6,9	3,7
$(6_{\gamma} \rightarrow 8_{gr}) / (6_{\gamma} \rightarrow 6_{gr})$	0,19(8)	—	0,31	0,24	0,11
$(7_{\gamma} \rightarrow 8_{gr}) / (7_{\gamma} \rightarrow 6_{gr})$	1,64(80)	—	1,57	1,72	0,67

^{166}Er [56]. Вычисленные значения коэффициента смеси мультиполей δ представлены в табл. 1.5—1.6, они сравниваются с экспериментальными значениями, также вычисленными в рамках «двухроторной» модели (ДРМ) [77]. Знаки экспериментальных значений δ , приводимые разными авторами для одного и того же перехода в данном ядре, нередко противоположны. В ряде случаев эти противоречия кажущиеся: знак δ зависит от того, какими формулами для анализа угловых корреляций и какими соглашениями пользовались авторы. В данном обзоре приводятся знаки δ , следующие из соглашения о знаках Стефана — Беккера [62], как в [4]. Как видно из таблиц, экспериментальные значения δ имеют большой разброс. Видно, однако, что одно из них согласуется с $\delta^{\text{теор}}$, вычисленным в рамках данной модели. В таблицах приведены значения величин, характеризующих переходы между ротационными полосами γ - и gr -полос и переходов внутри γ -полосы.

Надо отметить, что значения параметра m_1 , определенные из отношений вероятностей E2-переходов, оказались большими, чем в других работах. Это связано с тем, что мы в базисные состояния гамильтониана включили только одну полосу с $K^{\pi} = 1^+$, тогда как таких состояний может быть несколько, как в ядрах $^{160,162,164}\text{Dy}$ и $^{172,174,176}\text{Yb}$ [27,28]. Поэтому и

Таблица 1.5. Коэффициенты смеси мультиполей δ для ^{164}Er

I_i	I_f	Эксперимент [51]	Теория	
			Феном. [14]	ДРМ [77]
2_γ	2_{gr}	—	- 5,1	- 3,6
3_γ	2_{gr}	$0,13^{+0,28}_{-0,25}$ или $- 7,7^{+5,1}_{-\infty}$	- 5,2	- 3,1
4_γ	4_{gr}	$- 1,15^{+0,35}_{-1,02}$ или > 7	- 2,45	- 1,78
5_γ	4_{gr}	$- 4,8^{+1,5}_{-5,8}$ или $0,0^{+0,07}_{-0,04}$	- 3,0	- 1,63
6_γ	6_{gr}	$- 1,19^{+1,6}_{-1,02}$ или > 3,3	- 1,42	- 1,16
7_γ	6_{gr}	$- 6,5^{+2,2}_{-5,5}$	- 2,19	- 1,0
8_γ	8_{gr}	$- 1,5^{+0,75}_{-3,0}$ или $12,0^{+\infty}_{-6,8}$	- 0,89	- 0,82

значения $V(M1)$ -переходов из 1^+ -состояний, полученные в рамках нашей модели, могут оказаться завышенными.

Из результатов расчета сделаны следующие выводы, которые коротко изложены в [14].

1. Отклонения R_{IK} от правила Алаги связаны со смешиванием gr -, β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос.

2. Присутствие $K^\pi = 1^+$ -компонентов в волновых функциях вибрационных состояний приводит к $M1$ -переходам из них на состояния основной полосы.

3. Значения коэффициентов δ для переходов из γ -полосы имеют отрицательный знак, что соответствует большинству имеющихся экспериментальных данных. С ростом углового момента коэффициент δ уменьшается по абсолютной величине.

Таблица 1.6. Коэффициенты смеси мультиполей δ для ^{168}Er

I_i	I_f	Эксперимент	Теория	
			Феном. [14]	ДРМ [77]
2_γ	2_{gr}	$ \delta \geq 6,4$ [57] $ \delta \geq 29$ [52] или $\geq \frac{9,4}{4,8}$ [59]	-7,9	-4,4
3_γ	2_{gr}	$ \delta = 8,1$ [58] 16,5(23) [59]	-7,9	-4,0
3_γ	4_{gr}	-4,9(3) [59]	-5,5	-3,0
4_γ	4_{gr}	$-5,7^{+5,7}_{-3,7}$ [52] или $\frac{25^+}{13^-}$ $\frac{50^+}{33^-}$ [57]	-3,7	-2,5
5_γ	4_γ	$ \delta = 1,41$ [49] $ \delta = 1,38^{+2,05}_{-0,71}$ [60]	-1,6	3,3
6_γ	5_γ	$ \delta = 1,05$ [49] $ \delta = 1,55^{+1,05}_{-0,76}$ [60]	-1,5	2,3
7_γ	6_γ	$ \delta = 1,92$ [49] $ \delta = 1,52^{+1,14}_{-0,82}$ [60]	-1,6	3,6
8_γ	7_γ	$ \delta = 0,245$ [49]	-1,3	2,5

4. В ядрах $^{164,166}\text{Er}$ должно существовать $K^\pi = 1^+$ -состояние, и $B(M1)$ -фактор из этого уровня должен быть такого же порядка ($\approx 0,33\mu_N^2$), как в $^{168,170}\text{Er}$ [24].

Расчеты для изотопов $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$. На рис.1.2—1.6 приведены спектры теоретических и экспериментальных энергий изотопов $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ соответственно. Из сравнения видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергий.

Данные о структуре состояний β - и γ -полос $^{156,162}\text{Dy}$, полученные при описании энергии, представлены в [18]. В состояниях γ -полосы β -компоненты становятся заметными уже при низких спинах. Смешивание состояний β - и γ -полос сильно проявляется в $^{156,158}\text{Dy}$ из-за близости энергий оснований полос.

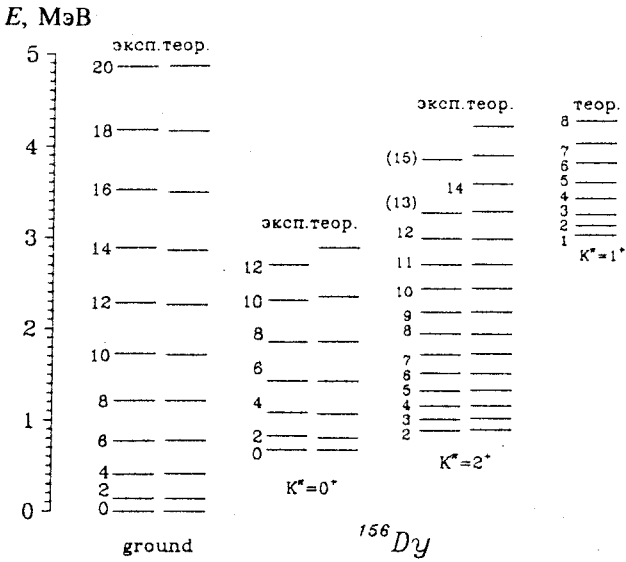


Рис.1.2. Сравнение теоретического и экспериментального спектров энергии для ^{156}Dy

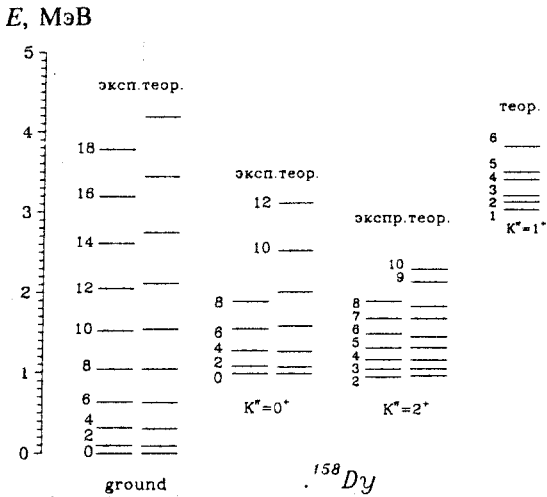


Рис.1.3. То же, что на рис.1.2, для ^{158}Dy

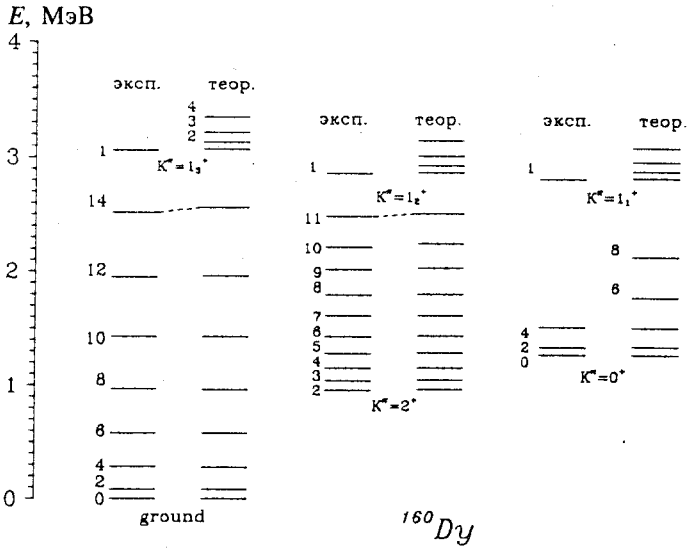


Рис.1.4. То же, что на рис.1.2, для ^{160}Dy

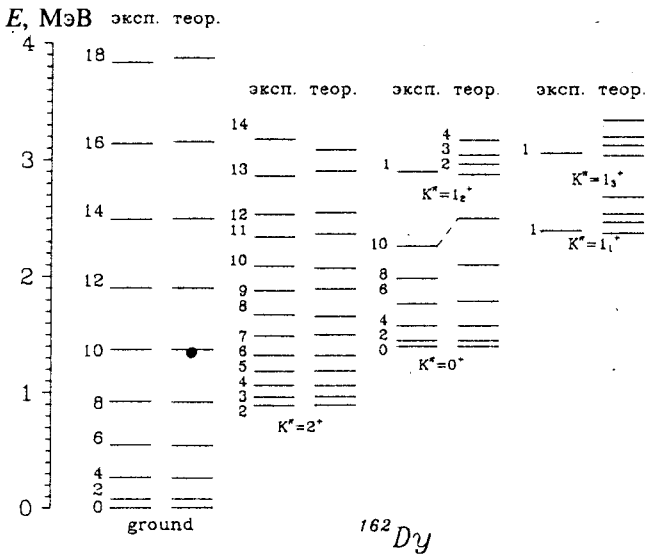


Рис.1.5. То же, что на рис.1.2, для ^{162}Dy

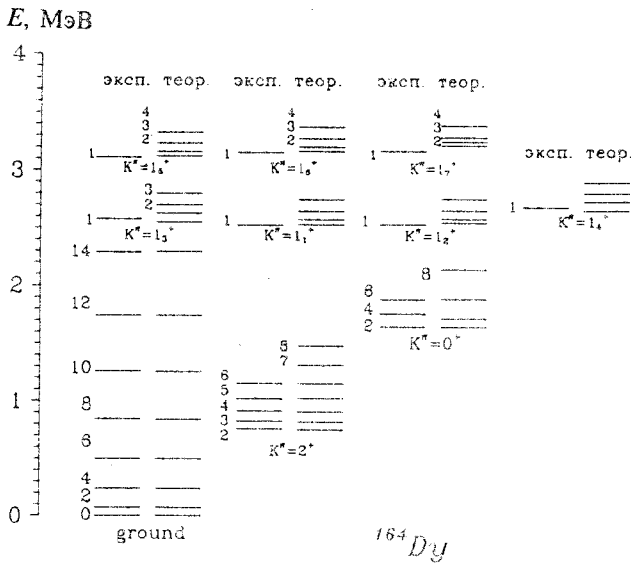


Рис.1.6. То же, что на рис.1.2, для ^{164}Dy

Вычислены электрические $E2$ -переходы из коллективных состояний основной полосы по (1.10). При расчетах значения Q_0 брались из эксперимента. Параметры m_0 и m_2 определялись также из эксперимента [4] с использованием формул (1.11) и (1.12) для приведенных вероятностей $E2$ -переходов в адиабатическом приближении. Экспериментально не определены значения $B(E2)$ из 1^+ -полос, поэтому, считая $B(E2)$ из состояний 1^+ -полос на уровни основной полосы одинаковыми в адиабатическом приближении (т.е. $m_1 = m_{1_1} = m_{1_2} = \dots$), параметр m_1 определяли из наилучшего согласия вычисленных значений отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов из состояний γ -полосы с экспериментальными данными. На рис.1.7 показаны вычисленные значения $B(E2)$ для $I_\gamma \rightarrow (I-2)_{gr}$, $I_\gamma \rightarrow I_{gr}$ и $I_\beta \rightarrow (I-2)_{gr}$ переходов и приведенные матричные элементы $\langle (I+2)_{gr} || m(E2) || I_{gr} \rangle$, $\langle I_{gr} || m(E2) || I_{gr} \rangle$ в ^{156}Dy , которые сравниваются с экспериментом [19] и вычисленными значениями в адиабатическом приближении. Как видно из рисунков, неадиабатичности $B(E2)$ -переходов из β - и γ -полос можно объяснить смешиванием состояний gr -, β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос.

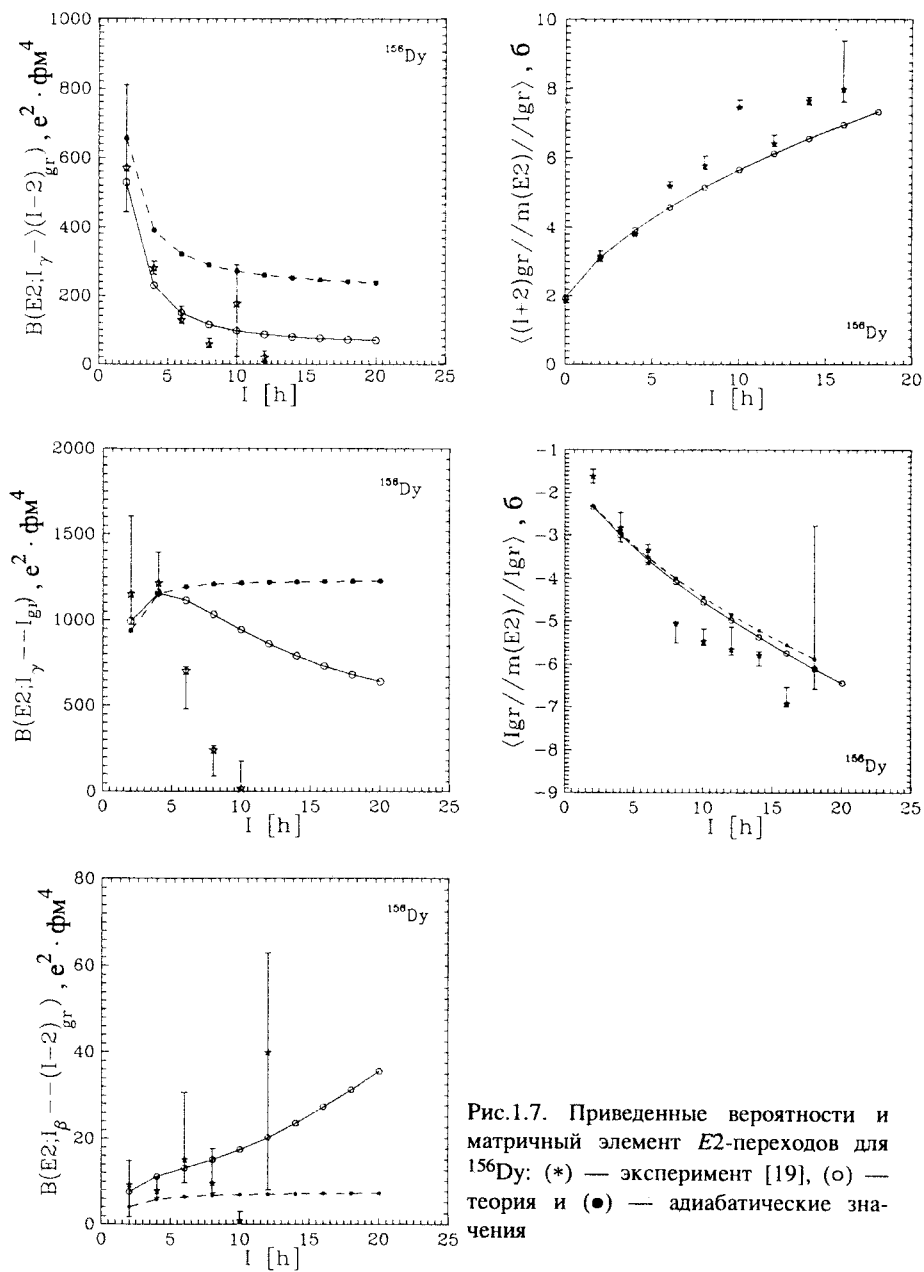


Рис.1.7. Приведенные вероятности и матричный элемент $E2$ -переходов для ^{156}Dy : (*) — эксперимент [19], (o) — теория и (•) — адиабатические значения

Таблица 1.7. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов
 $B(E2; I_\gamma \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I_\gamma \rightarrow I_2 gr)$ [18]

I	I_1	I_2	^{156}Dy		^{158}Dy		Алага
			Эксперимент [64]	Теория	Эксперимент [65]	Теория	
2	0	2	0,60(9)	0,53	0,44(9)	0,55	0,7
3	2	4	0,37(6)	1,2	1,72(35)	1,20	2,5
4	2	4	0,15(2)	0,21	0,21(4)	0,22	0,34
5	4	6	0,21(2)	0,62	0,77(15)	0,58	1,57
6	4	6	0,20(3)	0,17	0,26(10)	0,12	0,27
8	6	8	0,18(2)	0,18	—	0,03	0,24
9	8	10	0,07(2)	0,31	—	0,24	1,38

Таблица 1.8. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов
 $B(E2; I_\gamma \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I_\gamma \rightarrow I_2 gr)$ [18]

I	I_1	I_2	^{160}Dy		^{162}Dy		^{164}Dy		Алага
			Эксперимент [66]	Теория	Эксперимент [67,68]	Теория	Эксперимент [69,70]	Теория	
2	0	2	0,58(6)	0,59	0,56(2)	0,58	0,55(3)	0,55	0,7
3	2	4	1,5(2)	1,64	1,61(7)	1,58	1,35(15)	1,33	2,5
4	2	4	0,22(4)	0,23	0,20(1)	0,21	0,30(4)	0,19	0,34
5	4	6	0,83(14)	0,93	0,92(6)	0,87	0,5	0,69	1,75
6	4	6	0,17(5)	0,15	0,16(3)	0,13	0,22(2)	0,10	0,27
2	4	2	0,06(1)	0,08	0,07(1)	0,08	0,11(1)	0,08	0,05

В табл.1.7 и 1.8 приведены вычисленные значения отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов из γ -вибрационной полосы для вышеперечисленных ядер. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными значениями $R_{I\gamma}^{\text{экс}}$ [64—70], также вычисленными по формуле Алаги. Как видно из таблиц, модель удовлетворительно описывает отклонения $R_{IK}^{\text{экс}}$ от правила Алаги.

Значения параметра m_1 , характеризующего $E2$ -переходы из уровней 1^+ -полос, для $^{156,158}\text{Dy}$ оказались больше, чем для $^{160,162,164}\text{Dy}$. Это связано с тем, что для изотопов $^{156,158}\text{Dy}$ в базисные состояния гамильтониана включили только одну полосу с $K^\pi = 1^+$, хотя этот уровень не обнаружен в эксперименте, тогда как в эксперименте для $^{160,162,164}\text{Dy}$ найдены несколько 1^+ -состояний. Большое значение m_1 в расчетах указывает на возможность существования нескольких уровней и в ядрах $^{156,158}\text{Dy}$.

Вычислены $M1$ -переходы по (1.23) из состояний β - и γ -полос. Параметры m'_1 определялись по (1.24) с экспериментальными значениями $B(M1)$ из 1^+ -уровней [28]. Параметры g_K и g_R найдены из экспериментальных значений магнитных моментов для основной ($\mu(4^+, gr) = 1,48_{-0,54}^{+0,67} \mu_N$) и γ ($\mu(2^+, \gamma) = (0,32 \pm 0,4) \mu_N$) полос для ^{160}Dy [71]: $g_K = 0,10$ и $g_R = 0,36$. В работе [72] показано, что $g_R^{\text{эксп}}(4^+, ^{158}\text{Dy}) \simeq g_R^{\text{эксп}}(2^+, ^{160}\text{Dy}) \simeq g_R^{\text{эксп}}(2^+, ^{162}\text{Dy})$. Поэтому в расчетах для всех изотопов Dy использовались определенные выше значения g_K и g_R . Вычисленные значения $g_R^{\text{эфф}}(I) = \mu(I)/I$ в зависимости от спина представлены на рис.1.8 для $^{158,160,162}\text{Dy}$. Как видно из рисунков, g_R -фактор γ -полосы при низких I меньше, чем в основной полосе (g_R), и с ростом I становится близким к g_R^{gr} . В нашей схеме значения g_R для состояний основной полосы оказались постоянными, что и подтверждает эксперимент при $I \leq 10\hbar$ в ^{158}Dy [72,73].

Эксперимент [73] для ^{158}Dy при спинах $I \simeq 14\hbar$ в gr -полосе дает $g_R = 0,04 \pm 0,11$. Это, наверное, связано со сложной структурой основной полосы при высоких спинах. Например, в нашей схеме не учитывается смешивание gr -полосы с выстроенной S -полосой, которая имеет большой момент инерции. На рис.1.9 даны вычисленные значения $B(M1)$ по формуле (1.24) для переходов $I_\gamma \rightarrow (I \pm 1)_{gr}$, $I_\gamma \rightarrow I_{gr}$. Во всех случаях $B(M1)$ монотонно растет с увеличением спина, и для ^{160}Dy $B(M1)$ всегда меньше, чем для других ядер.

В табл.1.9 приводится сравнение теоретических и экспериментальных значений δ для $^{160,162,164}\text{Dy}$. Экспериментальные данные по δ для ^{160}Dy оказались больше, чем для $^{162,164}\text{Dy}$, а для $^{156,158}\text{Dy}$ они отсутствуют. Значения $\delta^{\text{эксп}}$ для переходов в γ -полосе есть только для ^{162}Dy . В пределе погрешности эксперимента $\delta^{\text{эксп}}$ согласуется с вычисленными $\delta^{\text{теор}}$. Для

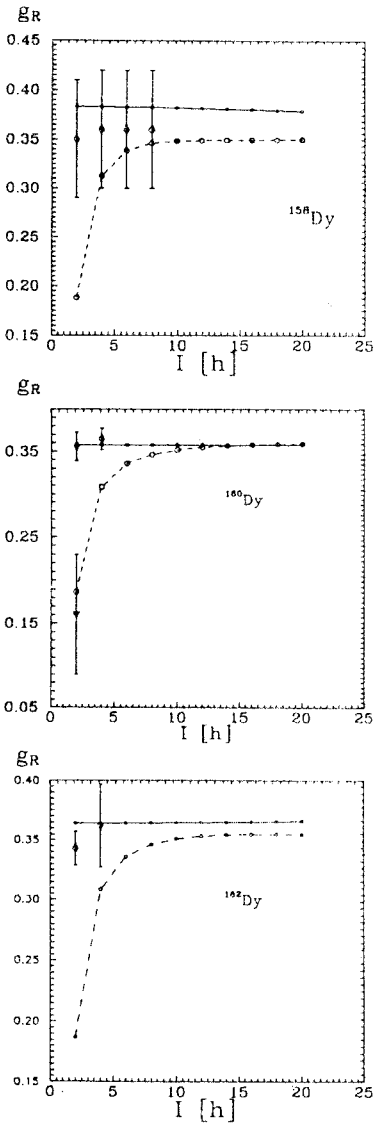


Рис.1.8. Спиновая зависимость g_R -фактора для $^{158,160,162}\text{Dy}$: эксперимент для состояний основной полосы (\diamond) и γ -полосы (∇), теоретические значения для основной (\bullet) и γ -полосы (\circ)

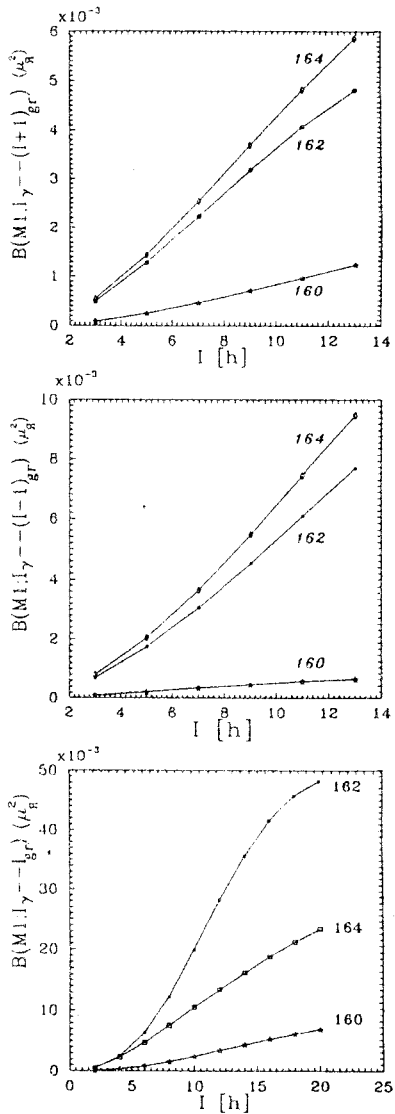


Рис.1.9. Теоретические значения $B(M1)$: (*) — для ^{160}Dy , (\bullet) — для ^{162}Dy и (\diamond) — для ^{164}Dy

Таблица 1.9. Значения коэффициентов δ для изотопов Dy [19]

I_i	I_f	^{160}Dy		^{162}Dy		^{164}Dy	
		Эксперимент [99]	Теория	Эксперимент [68]	Теория	Эксперимент [68]	Теория
2_γ	2_{gr}	$\delta > 0,5$	14,1	$-8,3 < \delta < 3,4$	-5,64	$-16,3 < \delta < 31,5$	-5,22
4_γ	4_{gr}	$< 1; > -8$	7,62	$-5,3^{+4,7}_{-0,8}$	-2,65	$-0,87^{+0,11}_{-0,13}$	-2,63
6_γ	6_{gr}	$\delta > 1,4$	4,96	$-17,9 < \delta < 2,3$	-1,64	—	-1,78
8_γ	8_{gr}	$\delta > 1,5$	3,5	—	-1,08	—	-1,80
10_γ	10_{gr}	$< -2,7; > 1,2$	2,6	—	-0,74	—	-1,39
3_γ	2_{gr}	$\delta > 11,0$	15,8	$-2,6^{+1,6}_{-5,3}$	-5,27	$-6,7 < \delta < 55,5$	-4,48
5_γ	4_{gr}	$< 8; > -14,0$	10,3	$\delta < 62,7$	-2,72	$-5,5^{+2,1}_{-6,1}$	-2,54
7_γ	6_{gr}	7,2(10)	6,9	—	-2,13	—	-1,76
9_γ	8_{gr}	7,0(12)	5,8	—	-1,65	—	-1,31
11_γ	10_{gr}	$\delta > 0,0$	5,0	—	-1,33	—	-1,13
3_γ	4_{gr}	-0,05(5)	9,7	$-11,7 < \delta < 10,4$	-5,41	$-5,4^{+3,2}_{-2,5}$	-3,63
5_γ	6_{gr}	$\delta > 10$	6,1	$-3,9^{+1,5}_{-4,1}$	-2,60	—	-2,31
7_γ	8_{gr}	5(8)	4,7	—	-1,95	—	-1,72
4_γ	3_γ	—	-0,77	$ \delta = 1,2(80)$	-0,67	—	-0,60
5_γ	4_γ	—	-0,75	$ \delta = 1,2(8)$	-0,66	—	-0,59
6_γ	5_γ	—	-0,70	$ \delta = 0,67$	-0,63	—	-0,59

$\gamma \rightarrow gr$ -переходов в большинстве случаев теория дает удовлетворительное согласие с экспериментом.

Представленные в [69] экспериментальные значения $B(E2; 2\gamma \rightarrow 2gr) = 0,045(25); 0,0446(27); 0,0411 e^2 \cdot \text{б}^2$ для изотопов $^{160,162,164}\text{Dy}$ соответственно и коэффициентов смеси мультиполей $\delta^{\text{экср}}(2\gamma \rightarrow 2gr; ^{160}\text{Dy}) = -16,7(14)$ [74], $\delta^{\text{экср}}(2\gamma \rightarrow 2gr; ^{162}\text{Dy}) = -8,1(11)$ [75], $\delta^{\text{экср}}(2\gamma \rightarrow$

$\rightarrow 2gr; {}^{164}\text{Dy}) = -5,7(12)$ [75], позволяют определить $B^{\text{экс}}(M1)$. Они оказались равными: $B^{\text{экс}}(M1; {}^{160}\text{Dy}) = 0,086(6) \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$, $B^{\text{экс}}(M1; {}^{162}\text{Dy}) = 0,44(3) \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$, $B^{\text{экс}}(M1; {}^{164}\text{Dy}) = 0,42(3) \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$. Наши вычисления дают $B^{\text{теор}}(M1; {}^{160}\text{Dy}) = 0,082 \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$, $B^{\text{теор}}(M1; {}^{162}\text{Dy}) = 0,52 \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$ и $B^{\text{теор}}(M1; {}^{164}\text{Dy}) = 0,42 \cdot 10^{-3} \mu_{\text{Я}}^2$, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями.

Расчеты для ${}^{156}\text{Gd}$. Достаточно полный анализ состояний положительной и отрицательной четности был проведен Баклином и др. в работе [76]. Ядро ${}^{156}\text{Gd}$ — одно из наиболее хорошо изученных ядер — является одним из первых ядер, в котором был обнаружен новый тип возбуждения — коллективные состояния $I^\pi = 1^+$ в области энергий $2 + 3,5$ МэВ [21]. В настоящее время в эксперименте по рассеянию γ -квантов идентифицировано несколько таких состояний в ${}^{156}\text{Gd}$ [62]. В табл.1.10 представлены энергии 1^+ -коллективных уровней, значения вероятностей $B(M1)$ и отношения приведенных вероятностей $R = B(M1; 1^+1 \rightarrow 2^+gr) / B(M1; 1^+1 \rightarrow 0^+gr)$. Также в β -распаде ${}^{156}\text{Eu}$ наблюдалось три 1^+ -состояния с энергиями 1966, 2027 и 2187 кэВ [76]. Установлены ротационные уровни, построенные на 1^+ -состояниях до 4^+ для первых двух полос и до 3^+ для последней полосы. Отношения $M1$ -переходов из этих уровней согласуются с адиабатическими значениями, вычисленными по правилу

Таблица 1.10

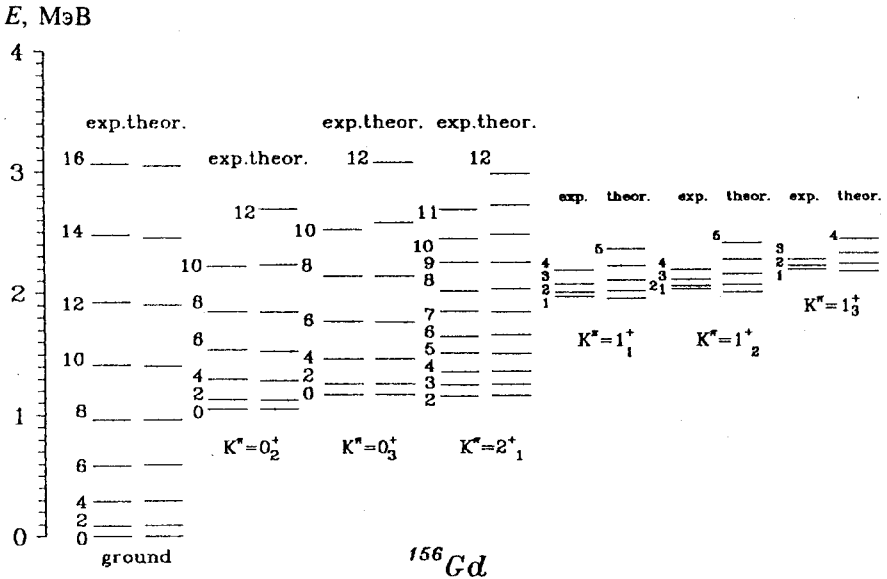
Характеристики 1^+ -состояний [79]

E_1 , кэВ	$R_{\text{экс}}$	$B(M1) \uparrow$, $\mu_{\text{Я}}^2$
2027	0,25(24)	0,16(5)
2974	0,45(8)	0,35(7)
3010	0,53(23)	0,09(2)
3050	0,39(17)	0,11(3)
3070	0,64(7)	1,21(23)
3122	0,47(20)	0,09(3)
3158	0,50(13)	0,34(7)
3218	0,48(11)	0,31(6)

Алаги, подтверждаются интерпретацией этих полос как полос $K^\pi = 1^+$ [76]. Уровень с энергией 2027 кэВ также наблюдался в эксперименте по рассеянию фотонов (см. табл.1.10).

В реакции $(\alpha, 2n)$ получены сведения об уровнях ротационных полос с $K^\pi = 0_1^+$ (основная) — до $I = 16^+$, $K^\pi = 0_2^+$ и 0_3^+ (β -вибрационные) — до $I = 10^+$ и $K^\pi = 2_1^+$ (γ -вибрационная) — до $I = 11^+$.

Для изучения свойств уровней приведенных полос проводились расчеты в рамках вышеописанной модели. В базисные состояния гамильтониана вклю-

Рис.1.10. Энергии состояний положительной четности в ^{156}Gd

чены gr , 0_2^+ , 0_3^+ , 2_1^+ и все известные из эксперимента полосы с $K^\pi = 1^+$. Энергии оснований 1^+ -полос также определялись из эксперимента:

$$\omega_{1_v} = E_{1_v}^{\text{эксп}}(I=1) - E_{\text{core}}^{\text{теор}}(I=1).$$

На рис.1.10 приведены теоретические и экспериментальные энергии состояний положительной четности.

Структура состояний gr , 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полос приведена в [20]. Основная полоса является более чистой сравнительно с 0_2^+ , 0_3^+ и 2_1^+ -полосами, эффекты смешивания в которых проявляются достаточно заметно. Особенно сильно смешиваются состояния 0_3^+ - и 2_1^+ -полос. Это приводит к неадиабатичностям вероятностей электромагнитных переходов между состояниями полос положительной четности, в частности, к $E0$ -переходам из состояний 2_1^+ -полосы на вращательные уровни основной полосы.

Вычисление приведенных вероятностей $E2$ -переходов будем производить по формуле (1.10). В расчетах величина внутреннего квадрупольного

Таблица 1.11. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов
 $R_I = B(E2; I0_2 \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I0_2 \rightarrow I_2 gr)$ [20]

I	I_1	I_2	R_I		
			Эксперимент	Теория	Алага
2	2	0	5,1 (5) [76] 2,7 (7) [78] 3,45 (34) [80]	4,1	1,43
2	4	2	1,1 (1) [76] 0,84 (8) [69]	0,74	1,80
4	4	2	2,3 (2) [76]	2,4	0,91
4	6	4	0,65 (9) [76] 0,7 (3) [78]	0,32	1,75
6	6	4	1,2 (8) [78]	1,8	0,81
10	10	8	> 1,7 [78]	1,33	0,74

момента бралась равной $Q_0 = 6,81(6)$ б [4]. Значения m_K подбирались из условия наилучшего согласия вероятностей $E2$ -переходов с экспериментальными данными. В табл.1.11 и 1.12 представлены отношения вероятностей $E2$ -переходов из 0_2^+ - и 2_1^+ -полос соответственно. Наиболее сильные отклонения от правила Алаги наблюдаются для отношений R_{JK} из состояний $\beta(0_2^+)$ -полосы. Это объясняется тем, что β -состояния оказываются менее коллективными, чем $\gamma(2_1^+)$ -состояния, и малая компонента последнего в волновых функциях β -полосы приводит к существенным отклонениям от адиабатической теории. Как видно из этих таблиц, используемая модель удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

В табл.1.13 проводится сравнение экспериментальных и адиабатических значений приведенной вероятности $E2$ -переходов в основной полосе, а также значений, вычисленных в рамках ИВА [78] и нашей модели. Как видно из таблицы, экспериментальные данные хорошо согласуются с адиабатическими значениями $B(E2)$, и, следовательно, можно говорить о том, что основная полоса при указанных спинах почти не смешивается с другими полосами. Этот вывод наглядно подтверждается результатами расчета, проведенного в рамках нашей модели.

Таблица 1.12. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов
 $R_1 = B(E2; I_2 \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I_2 gr)$ [20]

I	I_1	I_2	R_1		
			Эксперимент	Теория	Алага
2	2	0	1,75(55) [78]	1,90	1,43
			1,60(9) [69]		
			1,56(17) [81]		
			1,96(22) [80]		
			1,60(12) [76]		
2	4	2	0,090(9) [69]	0,060	0,05
			0,105(3) [81]		
			0,14(2) [76]		
3	4	2	0,56(21) [78]	0,65	0,40
			0,695(8) [81]		
			0,77(15) [76]		
4	4	2	5,81(24) [81]	4,4	2,94
			5,9(6) [76]		
5	6	4	1,22(16) [78]	1,16	0,57
			1,45(19) [81]		
			1,40(16) [76]		
6	6	4	5,9(14) [78]	5,55	3,7
7	8	6	2,0(12) [78]	1,62	0,67
9	10	8	2,5(12) [78]	2,1	0,72
10	10	8	$\simeq 5$ [78]	6,6	4,48

Используя экспериментальные данные $X_0(E0/E2) = 0,23(1)$ и $0,031(13)$ [4] для переходов из 0_2 - и 0_3 -уровней соответственно, по формуле (1.17) определяем численные значения матричных элементов $m'_{0_2} = 0,058(1) e \cdot б$ и $m'_{0_3} = 0,023(4) e \cdot б$. При этом для параметров m_{0_v} брались следующие

Таблица 1.13. Экспериментальные и теоретические значения приведенной вероятности $E2$ -переходов в основной полосе [20]

I	$B(E2; I^+gr \rightarrow (1-2)^+gr) \cdot 10^4 \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^4$			
	Эксперимент [82]	ИВА [78]	Теория	Адиаб.
2	0,92(3)	0,92	0,91	0,92
4	1,29(2)	1,29	1,29	1,31
6	1,47(4)	1,39	1,43	1,44
8	1,57(15)	1,39	1,50	1,51
10	1,59(9)	1,34	1,55	1,55

Таблица 1.14. Характеристики $E0$ -переходов между возбужденными состояниями ^{156}Gd [20]

$I^\pi K_V$	$E_{\text{ур}},$ кэВ	$E_\gamma,$ кэВ	$X_{\mu}(E0/E2)$			$B(E2) \cdot 10^{-4}, \text{ e}^2 \cdot \text{б}^2$	
			Эксперимент	Теория	Адиаб.	Теория	Адиаб.
0^+0_2	1049	1049	0,23(1) [4]	0,23	0,23	144	144
2^+0_2	1258	1168	0,19(5) [41]	0,240	0,762	130	41
4^+0_2	1298	1010	0,20(4) [41]	0,091	0,838	277	37
6^+0_2	1540	956	0,18(8) [41]	0,071	0,855	318	37
8^+0_2	1848	883	0,05 – 0,08 [41]	0,065	0,862	331	36
10^+0_2	2220	804	0,06(3) [41]	0,061	0,865	335	36
0^+0_3	1168	1168	0,031(13) [4]	0,031	0,031	169	169
2^+0_3	1258	1169	0,017(9) [83]	0,096	0,105	45	48
4^+0_3	1462	1174	0,036(4) [83]	0,057	0,115	60	44
6^+0_3	1766	1181	—	0,040	0,117	71	43
8^+0_3	2134	1169	—	0,033	0,118	77	43
10^+0_3	2523	1107	—	0,028	0,119	81	43

величины: $m_{0_2} = 0,12$ е · б. и $m_{0_3} = 0,13$ е · б. Далее, по формуле (1.15) вычисляем приведенную вероятность $B(E0)$. В табл.1.14 представлены вычисленные значения $X_I(E0/E2)$, которые сравниваются с экспериментальными значениями [4,41,83] и вычисленными по адиабатической формуле (1.16). Также в табл.1.14 приводятся $B^{\text{теор}}(E2)$, вычисленные по (1.10), и адиабатические значения $B(E2)$, определяемые по формуле:

$$B(E2; I0_v \rightarrow Igr) = m_{0_v}^2 \frac{I(I+1)}{(2I-1)(2I+3)}. \quad (1.29)$$

Как видно из таблицы, с ростом углового момента различие между экспериментальными $X_I(E0/E2)$ и рассчитываемыми по правилу Алаги значениями увеличивается. То есть с увеличением I адиабатические значения $X_I(E0/E2)$ для переходов из 0_2^+ - и 0_3^+ -полос медленно растут и при определенных I приближаются к пределу, тогда как экспериментальные значения $X_I(E0/E2)$ имеют тенденцию к уменьшению. Это объясняется следующим:

а) в адиабатическом приближении $B(E0)$ является постоянной величиной, следовательно, причиной увеличения параметра $X_I^A(E0/E2)$ является поведение $B^A(E2)$ (см. табл.1.14);

б) смешивание состояний положительной четности приводит к уменьшению $B(E0)$ со спином I и к увеличению значения $B(E2)$, что приводит к уменьшению $X_I(E0/E2)$.

Вычисляем безразмерный ядерный параметр $E0$ -перехода, зависящий от структуры ядра:

$$\rho(E0; I0_v^+ \rightarrow Igr) = \frac{\langle Igr || m(E0) || I0_v^+ \rangle}{eR_0^2}, \quad (1.30)$$

где $R_0 = r_0 A^{1/3}$ и $r_0 = 1,2$ фм.

На рис.1.11 проводится сравнение вычисленных и экспериментальных значений $\rho(E0)$. Как видно из рис.1.11, для переходов из 0_2^+ -полосы теоретические значения $\rho(E0)$ согласуются в пределах погрешности эксперимента, а для переходов из 0_3^+ -полосы дают качественное согласие.

Отметим, что экспериментальные значения $\rho(E0)$ определялись по формуле (1.30). При этом использовались данные для $X_I(E0/E2)$ и $B(E2)$, представленные в табл.1.14.

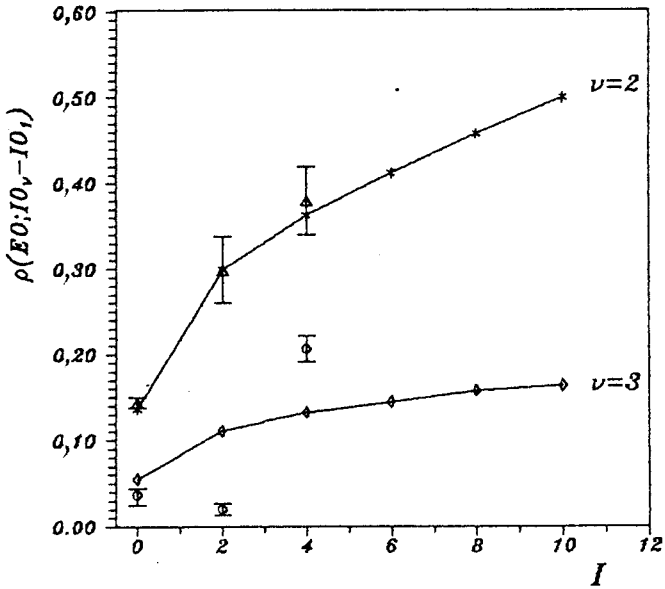


Рис.1.11. Зависимость безразмерного матричного элемента $\rho(E0; I0_\nu \rightarrow Igr)$ от спина I

В ядре ^{156}Gd наблюдаются $E0$ -переходы из состояний 2^+ , 1828 кэВ и 3^+ , 1916 кэВ полосы $K^\pi = 2^+_2$ на уровни $K^\pi = 2^+_1$, имеющие большие значения $X_2(E0/E2) = 1,2$ и $X_3(E0/E2) = 1,0$. Это, вероятно, связано с тем, что $E2$ -переходы между однофононными состояниями являются малыми, так как такие переходы проявляются в основном за счет gr -компонент в состояниях 2^+_1 - и 2^+_2 -полос.

Наши расчеты, проведенные с учетом кориолисова смешивания состояний положительной четности, хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает экспериментальные значения спектра энергий, вероятности квадрупольных электрических переходов из состояний 0^+_2 -, 0^+_3 - и 2^+_1 -полос на ротационные уровни основной полосы. Таким образом, в рамках проведенного нами теоретического анализа представляется возможность объяснить отклонения значений отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow$

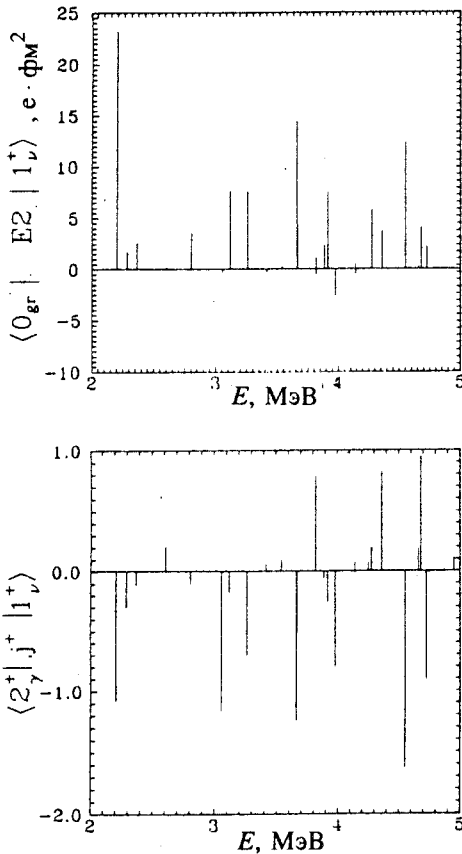


Рис.1.12. Вычисленные значения $E2$ -матричных элементов $\langle 0_{gr}^+ | E2 | 1_{\nu}^+ \rangle$ и матричных элементов кориолисова взаимодействия $\langle 2_{\gamma}^+ | j^+ | 1_{\nu}^+ \rangle$ для ^{166}Er [84]

ты кориолисова взаимодействия не являются свободными параметрами. Такая задача обсуждалась в [84,85], где проведен микроскопический анализ в рамках RPA с точным выделением духовых примесей, вызванных нарушением ротационной инвариантности гамильтониана.

На рис.1.12 показана корреляция между коллективными состояниями и матричными элементами Кориолиса [84]. Из рис.1.12 видно, что более коллективные 1_{ν}^+ -состояния имеют большие матричные элементы, связывающие их с γ -полосой.

Следует отметить, что знаки приведенных $E2$ -матричных элементов $\langle 0_{gr}^+ | E2 | 1_{\nu}^+ \rangle$ являются в основном положительными, а матричные элементы кориолисова взаимодействия $\langle 2_{\gamma}^+ | j^+ | 1_{\nu}^+ \rangle$ — отрицательными (см. рис.1.12). Это означает, что вклады состояний 1_{ν}^+ в матричные элементы $E2$ -переходов являются когерентными. Это усиливает неадиабатичность $E2$ -переходов, вызванную взаимодействием с 1_{ν}^+ -состояниями.

В работе [84] также показано, что если в вычислениях RPA ротационная инвариантность учитывается корректно, то кориолисово взаимодействие между основной и 1^+ -полосами должно быть точно равно нулю, и 1_{ν}^+ -полосы связаны силами Кориолиса только с γ -полосой. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о наличии связи основной полосы с другими полосами. Чтобы объяснить связь основной полосы с 1^+ - и γ -поло-

сами, следует учесть γ -деформацию и относительное движение протонной и нейтронной компонент, рассматриваемое в следующем разделе. При этом будет показано, что оператор внутреннего углового момента не является единственным оператором, описывающим связь с характерной для кориолисова смешивания зависимостью от квантовых чисел I и K .

2. ГИГАНТСКИЙ УГЛОВОЙ РЕЗОНАНС И СТРУКТУРА НИЖАЙШИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

В первом разделе отмечалась возможность описания неадиабатических характеристик состояний низколежащих полос деформированных ядер в рамках моделей, включающих кориолисово смешивание уровней этих полос с некоторой полосой, имеющей квантовые характеристики $K^\pi = 1^+$. Проведенный расчет в рамках RPA [84,85], содержащий анализ неадиабатических эффектов с позиций микроскопического подхода, в некоторой степени обосновывает такой феноменологический подход, свидетельствуя о наличии когерентности между матричными элементами кориолисова взаимодействия и электрического квадрупольного момента между состояниями γ -вибрационной и многочисленными 1^+ -состояниями из области «ножничной» моды возбуждения. Одновременно микроскопическое рассмотрение поставило вопрос о природе связи между основной и 1^+ -полосами, следы которой присутствуют в экспериментальных данных и учитываются в феноменологическом подходе наравне со связью 1^+ и других возбужденных полос.

В настоящем разделе рассматриваются физические причины, приводящие к такому смешиванию. Предполагается, что состояния полосы $K^\pi = 1^+$ соответствуют возбуждению гигантского углового резонанса (ГУР), предсказанного теоретически в работах [39,40] и вызываемого относительным отклонением осей симметрии протонной и нейтронной компонент ядра. Такие возбуждения подробно изучались в рамках различных подходов и были экспериментально идентифицированы в ряде ядер [21—28]. На основе этого предположения оказалось возможным построить модель с небольшим числом параметров, описывающую неадиабатические эффекты в спектре ротационных полос и в электромагнитных характеристиках состояний положительной четности деформированных четно-четных ядер.

2.1. Двухроторная модель ядра. Следуя [40], рассмотрим модель ядра, описываемую как два аксиальных ротатора (протонный и нейтронный), которые могут поворачиваться друг относительно друга, как показано на рис.2.1. Введем переменную θ , равную половине угла между осями

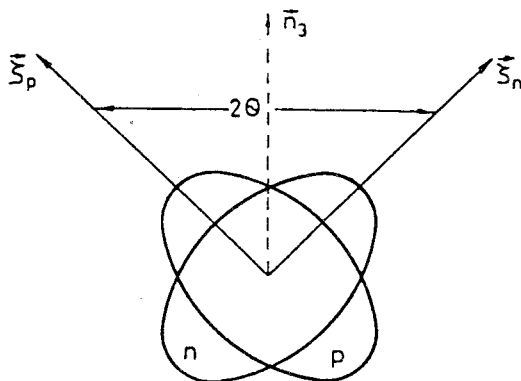


Рис.2.1. Относительное движение нейтронного и протонного ротаторов

симметрии ротаторов, направление которых определено единичными векторами ζ_p и ζ_n :

$$\cos(2\theta) = \zeta_p \zeta_n, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2. \quad (2.1)$$

Ориентацию ядра в целом определим правой ортонормированной тройкой векторов

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_1 &= [\zeta_p \zeta_n] / \sin(2\theta), & \mathbf{n}_2 &= (\zeta_p - \zeta_n) / 2\sin \theta, \\ \mathbf{n}_3 &= (\zeta_p + \zeta_n) / 2\cos \theta. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Движению в направлении угла θ противодействует сила, вклад в энергию которой определяется функцией $V(\theta)$. При $\theta \leq \pi/4$ (или при $\pi/2 - \theta \ll \pi/4$) считаем

$$V(\theta) = c\theta^2/2, \quad (V(\pi/2 - \theta) = c(\pi/2 - \theta)/2). \quad (2.3)$$

В работе [40] протонная и нейтронная компоненты рассматриваются как бесструктурные системы; здесь же допускается наличие внутренних возбуждений этих подсистем со свойствами, типичными для аксиальных ядер. Более конкретно внутренние состояния каждой из подсистем характеризуются сохраняющимся квантовым числом проекции внутреннего углового момента на ось симметрии подсистемы (k_p, k_n) . Эти числа совпадают с проекцией полного протонного (нейтронного) углового момента на ось симметрии протонной (нейтронной) компоненты ядра:

$$(\zeta_p \mathbf{I}_p) \Psi = k_p \Psi, \quad (\zeta_n \mathbf{I}_n) \Psi = k_n \Psi. \quad (2.4)$$

Согласно [86,87], гамильтониан ядра записываем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{0,0} + \hat{H}_{0,1} + \hat{T}', \quad (2.5)$$

где

$$H_{0,0} = \frac{1}{4} (A_p^0 + A_n^0) (\hat{\mathbf{I}}^2 + \hat{\mathbf{S}}^2) + V(\theta) + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (2.6)$$

$$\hat{H}_{0,1} = \frac{1}{2} (A_p^0 - A_n^0) (\hat{\mathbf{I}} \hat{\mathbf{S}}), \quad (2.7)$$

$$\hat{T}' = \hat{T}'_{\beta} + \hat{T}'_{\gamma}, \quad (2.8)$$

$$\hat{T}'_{\beta} = a_{\beta,1} (\hat{H}_{0,0} - V(\theta) - \hat{H}_{\text{int}}) + a_{\beta,2} \hat{H}_{0,1},$$

$$\begin{aligned} \hat{T}'_{\gamma} = \hat{T}'_1 + \hat{T}'_2 + \hat{T}'_3 = & b_1 \hat{\mathbf{I}}_+^2 + \hat{\mathbf{I}}_-^2 b_1^+ + b_2 (\hat{\mathbf{I}}_+ \hat{\mathbf{S}}_+ + \hat{\mathbf{S}}_+ \hat{\mathbf{I}}_+) + \\ & + (\hat{\mathbf{S}}_- \hat{\mathbf{I}}_- + \hat{\mathbf{I}}_- \hat{\mathbf{S}}_-) \hat{b}_2^+ + \hat{b}_1 \hat{\mathbf{S}}_+^2 + \hat{\mathbf{S}}_-^2 b_1. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь A_i^0 — числовые параметры ($A_i^0 = 1/(2v_i)$), где v_i — момент инерции i -й подсистемы), $\hat{\mathbf{I}} = \hat{\mathbf{I}}_p + \hat{\mathbf{I}}_n$ — оператор полного углового момента и $\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{I}}_p - \hat{\mathbf{I}}_n$ — оператор «относительного движения двух ротаторов».

Собственные волновые функции $\hat{H}_{0,0}$, описывающего систему с аксиальной симметрией, ищем в виде [86,87]:

$$\begin{aligned} \Psi(IMkK\kappa n) = & \left(\frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} (1 + \delta_{K,0} \delta_{k,0})^{-1/2} \Phi_{\kappa, n}(x) \times \\ & \times (D_{MK}^I(\alpha, \beta, \gamma) \chi_k + (-1)^{I+K} D_{M, -K}^I(\alpha, \beta, \gamma) \chi_{-k}). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Здесь

$$K \geq 0, \quad k = k_p + k_n, \quad \kappa = |k - K| = 0, 1, 2, \dots, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.11)$$

Для функций $\Phi_{\kappa, n}(x)$ имеем уравнение

$$\frac{\omega}{2} \left(-\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{1}{x^2} \left(\kappa^2 - \frac{1}{4} \right) + x^2 \right) \Phi_{\kappa, n}(x) = \varepsilon_{\kappa, n} \Phi_{\kappa, n}(x), \quad (2.12)$$

совпадающее с рассмотренным в работе [40]. Для спектра собственных значений $\mathcal{E}_{\kappa, n}$ и для собственных функций в [40] получены следующие выражения:

$$\mathcal{E}_{\kappa, n} = \omega (2n + \kappa + 1), \tag{2.13}$$

$$\varphi_{\kappa, n}(x) = \left(\frac{2n!}{(n + \kappa)!} \right)^{1/2} x^{\kappa+1/2} e^{-x^2/2} L_n^\kappa(x^2) \tag{2.14}$$

$(L_n^\kappa(x^2))$ — присоединенный полином Лагерра).

Спектр энергий оператора $\hat{H}_{0,0}$ описывается, таким образом, формулой

$$E(IkK\kappa n) = \frac{1}{2} \omega \theta_0^2 I(I + 1) + \omega (2n + \kappa + 1) + \mathcal{E}_{int}(k). \tag{2.15}$$

Схематическое представление спектра дано на рис.2.2. Проекция углового момента внутреннего движения на ось ядра (k) и прецессионного движения нейтронной и протонной компонент (κ) могут быть направлены одинаково ($k > 0$) или противоположно друг другу ($k < 0$). Поэтому возбуждение относительного движения протонов и нейтронов для внутренней конфигурации с проекцией углового момента k на ось приближенной симметрии может приводить как к увеличению, так и к уменьшению числа K .

Движение нейтронов относительно протонов может дополняться возбуждением β - и γ -состояний. В результате, в рамках модели над основным, β - и γ -колебательными состояниями реализуется бесконечная последова-

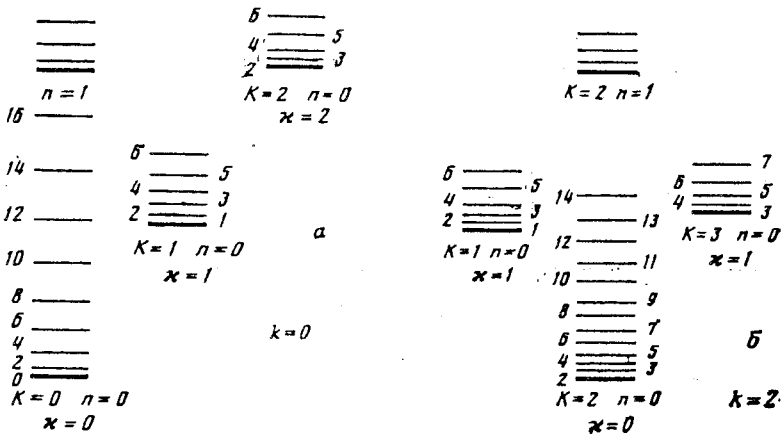


Рис.2.2. Схема уровней

тельность уровней с квантовыми характеристиками $(k=0, K=\kappa=1, n)_{gr}$, $(k=0, K=\kappa=1, n)_{\beta}$ и $(k=2, K=1, 3; \kappa=1, n)_{\gamma}$ соответственно. Эти состояния связаны с основным, β - и γ -вибрационными состояниями дипольными магнитными переходами. Состояния $(k=0, K=\kappa=1, n=0)_{\beta}$ и $(k=2, K=1, 3; \kappa=1, n=0)_{\gamma}$ в настоящее время экспериментально не обнаружены. Но в работе [31] в рамках квазичастично-фононной модели проведены расчеты для изотопов $^{156,158}\text{Gd}$ и показано, что некоторые 1^+ -состояния имеют более сильные $M1$ -переходы не на основное, а на возбужденные состояния ядра.

Оператор \hat{H} недиагонален в базисе, образованном функциями (2.10), (2.14), и его собственные функции являются смесью состояний с различными n , κ , и K . Отличными от нуля матричными элементами $\hat{H}_{0,1}$ являются

$$\begin{aligned} & \langle IMk, K \pm 1, \kappa + 1, n' | H_{0,1} | IMkK\kappa n \rangle = \\ & = \frac{1}{2} \omega \theta_0 \frac{A_p^0 - A_n^0}{A_p^0 + A_n^0} ((I \mp K)(I \pm K - 1)[1 + (-1)^I \delta_{K,0} \delta_{k,0}])^{1/2} \times \\ & \times \left\{ -\frac{n \pm K + 1}{(n + \kappa + 1)^{1/2}} \delta_{n, n'} + (\kappa \mp K) \left(\frac{(n)!(n + \kappa)!}{n!(n' + \kappa + 1)!} \right)^{1/2} - \sqrt{n} \delta_{n', n-1} \right\} \\ & (n' > n). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Этот матричный элемент описывает связь между состояниями с характерной для кориолисова смешивания зависимостью от квантовых чисел I и K . Но в оператор $\hat{H}_{0,1}$ в матричные элементы входит не сумма внутренних угловых моментов протонных и нейтронных компонент $\hat{J}_+ = \hat{j}_p^+ + \hat{j}_n^+$, а их разность $\hat{S}_+ = \hat{j}_p^+ - \hat{j}_n^+$ (см. формулу (2.7)).

2.2. Смешивание состояний с разной внутренней структурой. Рассмотрим теперь свойства оператора \hat{T}' в формуле (2.8). Приступим к рассмотрению каждого из членов в формулах (2.8) и (2.9).

1. Оператор $a_{\beta,1} H_{0,0}$ является диагональным по всем коллективным квантовым числам и по k .

2. Оператор $a_{\beta,1} V(\theta)$ смешивает состояния как с одинаковыми, так и с разными значениями κ и n , причем матричные элементы этого оператора не зависят от квантового числа углового момента состояния. Таким образом,

оператор $a_{\beta,1}(\hat{H}_{0,0} - V(\theta) - \hat{H}_{int})$ приводит к сдвигу энергий оснований gr - и β -полос, к перенормировке момента инерции, а также к отклонениям от формулы жесткого ротатора в спектре этих полос.

3. Оператор $a_{\beta,2}\hat{H}_{0,1}$ в силу условий аксиальной симметрии смешивает состояния с одинаковыми значениями квантового числа $k = k_p + k_n$. Зависимость матричных элементов этого оператора от квантовых чисел I, K, k, n начального и конечного состояний полностью определяется формулой (2.16). Такое смешивание приводит к сдвигу энергий оснований β - и 1^+ -полос и дополнительной перенормировке моментов инерции.

4. Операторы в формуле (2.8) смешивают состояния с различными k ($k(1) - k(2) = 2$), т.е. оператор \hat{T}'_Y позволяет смешивать состояния полос gr , β и $K^\pi = 1^+$ с состояниями γ -полосы. Операторы \hat{b}_1 и \hat{b}_2 в гамильтониане (2.9) меняют квантовые числа k на 2 и могут связывать состояния gr - и β -полос с состояниями γ -полосы. Для них мы принимаем следующее выражение:

$$\hat{b}_l = b_l | \gamma \rangle \langle \alpha | + b_l | \alpha \rangle \langle \gamma |, \quad (2.17)$$

где $l = 1, 2$ и $\alpha = gr, \beta$.

При сделанных предположениях отличными от нуля матричными элементами от операторов в (2.8) по волновым функциям (2.10) являются

$$\begin{aligned} \langle IMK'K'kn | \hat{T}'_1 | IMkKkn \rangle &= [(1 + \delta_{K',0} \delta_{k',0})(1 + \delta_{K,0} \delta_{k,0})]^{1/2} \times \\ &\times \{ \langle k' | \hat{b}_1 | k \rangle \delta_{k',k-2} \delta_{K',K-2} [(I+K)(I-K+1)(I+K-1)(I-K+2)]^{1/2} + \\ &+ \langle k' | \hat{b}_1^+ | k \rangle \delta_{k',k+2} \delta_{K',K+2} [(I-K)(I+K+1)(I-K-1)(I+K+2)]^{1/2} \}, \quad (2.18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle IMK'K'k'n' | \hat{T}'_2 | IMkKkn \rangle &= \frac{2i}{\theta_0} [(1 + \delta_{K',0} \delta_{k',0})(1 + \delta_{K,0} \delta_{k,0})]^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \langle k' | \hat{b}_2 | k \rangle \delta_{k',k-2} \delta_{K',K-1} [(I+K)(I-K+1)]^{1/2} \times \right. \\ &\times \left[\langle k'n' | \frac{\partial}{\partial x} | kn \rangle + \left(k - K - \frac{1}{2} \right) \langle k'n' | \frac{1}{x} | kn \rangle \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \langle k' | \hat{b}_2^+ | \kappa \rangle \delta_{k'k+2} \delta_{K'K+1} [(I-K)(I+K+1)]^{1/2} \times \\
& \times \left[\langle \kappa' n' | \frac{\partial}{\partial x} | \kappa n \rangle - \left(k - K + \frac{1}{2} \right) \langle \kappa' n' | \frac{1}{x} | \kappa n \rangle \right], \quad (2.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle IMK'K' \kappa' n' | \hat{T}_3^+ | IMkK \kappa n \rangle = & - \frac{1}{2\theta_0^2} [(1 + \delta_{K'0} \delta_{k'0})(1 + \delta_{K,0} \delta_{k,0})]^{1/2} \delta_{k', k \pm 2} \times \\
& \times \left\{ \langle \mp k' | \hat{b}_1^+ | k \rangle \left[\langle \kappa' n' | \frac{\partial^2}{\partial x^2} | \kappa n \rangle + (\mp k \pm K)^2 \langle \kappa' n' | \frac{1}{x^2} | \kappa n \rangle \mp \right. \right. \\
& \left. \mp (k - K) \langle \kappa' n' | F(x) | \kappa n \rangle \right] + \langle k' | \hat{b}_1^+ | \pm k \rangle \left[\langle \kappa' n' | \frac{\partial^2}{\partial x^2} | \kappa n \rangle + \right. \\
& \left. \left. + (\pm k \mp K)^2 \langle \kappa' n' | \frac{1}{x^2} | \kappa n \rangle \mp (k - K) \langle \kappa' n' | F(x) | \kappa n \rangle \right] \right\}, \quad (2.20)
\end{aligned}$$

где

$$F(x) = \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{x} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \right).$$

Матричные элементы $\langle \kappa' n' | \frac{\partial}{\partial x} | \kappa n \rangle$, $\langle \kappa' n' | \frac{1}{x} | \kappa n \rangle$ и $\langle \kappa' n' | F(x) | \kappa n \rangle$ легко рассчитать, пользуясь формулой (2.14). Вообще говоря, они отличны от нуля при любом соотношении n и n' .

Учет недиагональных матричных элементов инерционных операторов ($A^{p,n}$) по разным внутренним функциям приводит к дополнительной перенормировке моментов инерции полос и к отклонениям от формулы жесткого ротатора в спектре полос. Кроме прямого смешивания коллективных полос, построенных на разных внутренних функциях, появляется смешивание таких полос с полосами $k = 1$. Спиновая зависимость матричных элементов гамильтониана, связывающих состояния $\Delta k = 1$, совпадает с таковой для гамильтониана кориолисова взаимодействия, так что в модели естественным образом возникает кориолисово взаимодействие β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос, эффекты которого рассмотрены, например, в первом разделе данного обзора.

2.3. Метод проекционных операторов в двухротаторной модели. Формулы предыдущего раздела свидетельствуют о том, что часть гамильтониана, не включенная в оператор $\hat{H}_{0,0}$, использованный для построения базисных функций, имеет недиагональные матричные элементы, связывающие каждое

из базисных состояний $\Psi(IMkK\kappa l)$ с бесконечным числом других состояний $n \neq n'$. Состояния, которые могут смешиваться, хорошо разделены по энергии (см. формулу (2.15)), так что роль каждого из них невелика, однако для последовательного учета эффектов смешивания необходимо просуммировать эффекты, связанные с влиянием многих высоколежащих состояний. Прямому использованию теории возмущений препятствует наличие недиагональных матричных элементов в гамильтоновской матрице, связывающих низколежащие ядерные состояния, смешивание которых может быть произвольно сильным. Удобным методом для учета высоколежащих состояний является метод проекционных операторов Фешбаха [88], делящих пространство состояний на две части.

Метод Фешбаха в модели. Следуя [88], введем оператор \hat{P} , проектирующий на пространство интересующих нас состояний (gr - β - и γ -полос):

$$\hat{P} = \sum_{IM} [|IM_{gr}\rangle \langle IM_{gr}| + |IM\beta\rangle \langle IM\beta| + |IM\gamma\rangle \langle IM\gamma|]. \quad (2.21)$$

Пространство этих состояний будем называть P -пространством. Имея в виду приложение схемы в случае, когда данному числу соответствует несколько различных внутренних состояний, в P -пространство включены две полосы с квантовой характеристикой $K^\pi = 0^+$ (gr - и β -полосы), отличающиеся внутренними свойствами. Все остальные состояния с квантовыми характеристиками $(k=0, K=\kappa=1, n)_{gr}$, $(k=0, K=\kappa=1, n)_\beta$, $(k=2, K=\kappa=1, n)_\gamma$ и $(k=0, K=3, \kappa=1, n)_\gamma$, которые считаем расположенными достаточно высоко по энергии, включены в Q -пространство.

Для проектированного гамильтониана имеем

$$\hat{H}_{pp} = \hat{H}_{0,0}^P + \hat{P}_0 \hat{T}'_1 \hat{P}_0. \quad (2.22)$$

В (2.22) включены $\hat{H}_{0,0}^P$, являющийся диагональным по базисным волновым функциям Ψ^0 , и часть оператора \hat{T}'_1 , описывающего смешивание состояний полос в P -пространстве. Все остальные состояния считаем включенными в дополнительное Q -пространство. Хорошим приближением для наших целей является

$$\hat{H}_{QQ} = \hat{H}_{0,0}^0$$

Для гамильтониана \hat{H}_{PQ} имеем

$$\hat{H}_{PQ} = \hat{P}\hat{H}_{0,1}\hat{Q} + \hat{P}\hat{T}'_{\beta}\hat{Q} + \hat{P}\hat{T}'_2\hat{Q} = \hat{H}_{QP}^+ . \quad (2.23)$$

Операторы в (2.23) смешивают состояния P -пространства с состояниями, включенными в Q -пространство.

Полная волновая функция определяется как сумма:

$$\Psi = P\Psi + Q\Psi = \Phi + \chi . \quad (2.24)$$

Волновая функция Φ в P -пространстве имеет вид

$$\Phi^{IK} = \sum_i \psi_i^{IK} \Phi_i^{IK} , \quad (2.25)$$

где ψ_i^{IK} — амплитуды смешивания состояний IK , включенных в P -пространство. Волновая функция Φ удовлетворяет уравнению

$$\hat{H}\Phi = E\Phi .$$

Мы считаем, что собственные значения низколежащих состояний существенно меньше собственных значений оператора \hat{H}_{QQ} , а последние считаем близкими к собственным значениям $\hat{H}_{0,0}^Q = Q\hat{H}_{0,0}Q$.

На этом основании используем приближение

$$\hat{H} = \hat{H}_{PP} + \hat{H}_{PQ} \frac{1}{E - \hat{H}_{0,0}^Q} \hat{H}_{QP} . \quad (2.26)$$

Для матричных элементов \hat{H} после этого получаем выражение

$$\hat{H}_{i'i'} = (\hat{H}_{PP})_{i'i'} + \sum_j (\hat{H}_{PQ})_{ij} \frac{1}{E - E_j} (\hat{H}_{QP})_{j'i'} , \quad (2.27)$$

где j обозначает квантовые числа базисных функций, включенных в Q -пространство (дополнительные по отношению к I и M). Для энергии E в знаменателе второго члена мы принимаем значение энергии состояний иррадиационной полосы.

Используя приведенные в предыдущем разделе формулы для матричных элементов гамильтониана, получаем следующее выражение для матрицы \tilde{H} с матричными элементами, определенными формулой (2.27):

$$\tilde{H} = \sum_{i, i'} [\omega_i \delta_{i, i'} + P_{i, i'} I(I+1)], \quad (2.28)$$

где $i, i' = gr, \beta$ и γ ;

$$P_{gr, gr} = A[1 - A_0^2(1 + |\langle gr | a_{\beta, 2} | \beta \rangle|^2)] - \frac{4}{A} |\langle gr | b_2 | \gamma \rangle|^2,$$

$$P_{\beta, \beta} = A[1 - A_0^2(1 + \eta^2 |\langle \beta | a_{\beta, 2} | gr \rangle|^2)] - \frac{4}{A} |\langle \beta | b_2 | \gamma \rangle|^2,$$

$$P_{\gamma, \gamma} = A[1 - A_0^2 \Sigma'] - \frac{2}{A} [|\langle gr | b_2 | \gamma \rangle|^2 + |\langle \beta | b_2 | \gamma \rangle|^2] \left[1 - \frac{2}{I(I+1)}\right],$$

$$P_{\beta, gr} = A[\langle gr | a_{\beta, 1} | \beta \rangle - A_0^2 \langle gr | a_{\beta, 2} | \beta \rangle (1 + \eta)],$$

$$P_{gr, \gamma} = \sqrt{2} [\langle gr | b_1 | \gamma \rangle - A_0 \langle gr | a_{\beta, 2} | \beta \rangle \langle \beta | b_2 | \gamma \rangle] \left[1 - \frac{2}{I(I+1)}\right]^{1/2},$$

$$P_{\beta, \gamma} = \sqrt{2} [\langle \beta | b_1 | \gamma \rangle - A_0 \eta \langle \beta | a_{\beta, 2} | gr \rangle \langle gr | b_2 | \gamma \rangle] \left[1 - \frac{2}{I(I+1)}\right]^{1/2}. \quad (2.29)$$

$A = \frac{1}{2} \omega \theta_0^2$ — инерционный параметр остова,

$$A_0 = (A_p^0 - A_n^0) / (A_p^0 + A_n^0), \quad \Sigma' = 5 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{(2n+1)(n+1)} \approx 6,543,$$

ω_i — энергии оснований полос. Отметим, что в диагональных членах все величины, не зависящие от спина I , включены в ω_i .

Электромагнитные переходы. Вычислим матричный элемент от мультипольного оператора $\hat{m}(\lambda, \mu)$. В рамках данной модели матричный элемент от оператора $\hat{m}(\lambda, \mu)$ по волновым функциям (2.24) имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \Psi_1^I | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Psi_2^I \rangle &= \langle \Phi_1^I | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_2^I \rangle + \langle \Phi_1^I | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_2^I \rangle + \\ &+ \langle \chi_1^I | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_2^I \rangle + \langle \chi_1^I | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_2^I \rangle, \end{aligned} \quad (2.30)$$

где

$$\langle \Phi_1^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_2^{I_2} \rangle = \sum_{ii'} \psi_i^{I_1} \psi_{i'}^{I_2} \langle \chi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i'}^{I_2} \rangle, \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} & \langle \Phi_1^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_2^{I_2} \rangle = \\ & = \sum_j \frac{\sum_{ii'} \psi_i^{I_1} \psi_{i'}^{I_2} \langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle \langle \Phi_j^{I_2} | \hat{H}_{QP} | \Phi_{i'}^{I_2} \rangle}{E - E_j}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} & \langle \chi_1^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_2^{I_2} \rangle = \\ & = \sum_j \frac{\sum_{ii'} \psi_i^{I_1} \psi_{i'}^{I_2} \langle \Phi_i^{I_1} | \hat{H}_{PQ} | \Phi_j^{I_1} \rangle \langle \Phi_j^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i'}^{I_2} \rangle}{E - E_j}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} & \langle \chi_1^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_2^{I_2} \rangle = \\ & = \sum_{jj'} \frac{\sum_{ii'} \psi_i^{I_1} \psi_{i'}^{I_2} \langle \Phi_i^{I_1} | \hat{H}_{PQ} | \Phi_j^{I_1} \rangle \langle \Phi_j^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i'}^{I_2} \rangle \langle \Phi_{i'}^{I_2} | \hat{H}_{QP} | \Phi_{j'}^{I_2} \rangle}{(E - E_j)(E - E_{j'})}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Здесь суммирование идет по индексам i - и j -состояний P - и Q -пространств соответственно.

Для магнитного дипольного перехода используем мультипольный оператор [40]. Изоскалярный оператор $M_0(M1, \mu)$ в [40] дает вклад только в статистический магнитный момент ядра в состоянии с I [40,86]. Изовекторный магнитный дипольный момент $M_0(M1, \mu)$ также дает вклад в статический магнитный момент и не изменяет внутреннего состояния ядра, т.е. является диагональным по χ_k . Следовательно, $M1$ -переход между собственными функциями $\hat{H}_{0,0}^P$ отсутствует. Согласно [40], отличные от нуля матричные элементы от $M_0(M1, \mu)$ между функциями P -пространства ($i \equiv kK, k=0$,

$n = 0$) и функциями Q -пространства ($j \equiv k, K \pm 1, \kappa = 1, n'$) определяются формулой:

$$\begin{aligned} & \langle I_2 M_2 k, K \pm 1, \kappa + 1, n_2 | m_\theta(M1, \mu) | I_1 M_1 k K \kappa n_1 \rangle = \\ & = \pm \frac{i}{\theta_0} \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} (g_p - g_h) \frac{e\hbar}{2mc} \left[\frac{1 + \delta_{K,0} \delta_{k,0}}{2} \right]^{1/2} \times \\ & \times \left(\frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} \right)^{1/2} C_{I_1 M_1, 10}^{I_2 M_2} C_{I_1 K, 1 \pm 1}^{I_2 K \pm 1} \left\{ \frac{n_1 \mp (k - K) + 1}{(n_1 + \kappa + 1)^{1/2}} \delta_{n_1 n_2} + \right. \\ & \left. + (\pm K \mp k - \kappa) \left[\frac{n_2!(n_1 + \kappa)!}{n_1!(n_2 + \kappa + 1)!} \right]^{1/2} + \sqrt{n_1} \delta_{n_2 n_1 - 1} \right\} \\ & (n_2 > n_1). \end{aligned} \tag{2.35}$$

Учет смешивания полос P - и Q -пространств в формализме Фешбаха, описанном в предыдущем разделе, приводит к появлению $M1$ -переходов между состояниями P -пространства, т.е. матричные элементы (2.32) и (2.33) являются отличными от нуля. Явное выражение для $\langle \Phi_i^{I_i 1} | \hat{m}(M1) | \Phi_j^{I_j 2} \rangle$ получается подстановкой (2.35) в формулы (2.32) и (2.33):

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{gr}^{I_f} | M_\theta(M1; \mu) | \Psi_K^{I_i} \rangle &= - \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} (g_p - g_n) \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right) \times \\ & \times \sqrt{2I_i + 1} \sum_{i, i'} \Psi_i^{I_f, gr} \Psi_{i'}^{I_i, K} a_{i, i'}, \end{aligned} \tag{2.36}$$

$$\begin{aligned} a_{gr, gr} = a_{\beta, \beta} &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{I_i(I_i + 1)} C_{I_i 1; 1-1}^{I_f 0} - \sqrt{I_f(I_f + 1)} C_{I_i 0; 11}^{I_f 1} \right], \\ a_{\gamma, \gamma} &= \frac{A_0}{2\sqrt{2}} \left[\sqrt{I_i(I_i + 1) - 2} C_{I_i 1; 11}^{I_f 2} - \sqrt{I_f(I_f + 1) - 2} C_{I_i 2; 11}^{I_f 1} - \right. \\ & \left. - 3\sqrt{I_f(I_f + 1) - 6} C_{I_i 2; 11}^{I_f 3} + 3\sqrt{I_i(I_i + 1) - 6} C_{I_i 3; 1-1}^{I_f 2} \right], \\ a_{gr, \beta} &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \langle gr | a_{\beta, 2} | \beta \rangle \left[\eta \sqrt{I_i(I_i + 1)} C_{I_i 1; 1-1}^{I_f 0} - \sqrt{I_f(I_f + 1)} C_{I_i 0; 11}^{I_f 1} \right], \end{aligned}$$

$$a_{\beta, gr} = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \langle gr | a_{\beta, 2} | \beta \rangle \left[\sqrt{I_i(I_i + 1)} C_{I_i, 1; 1-1}^{I_i, 0} - \eta \sqrt{I_f(I_f + 1)} C_{I_i, 0; 11}^{I_f, 1} \right],$$

$$a_{\alpha, \gamma} = \frac{\langle \alpha | b_2 | \gamma \rangle}{A} \left[\sqrt{I_i(I_i + 1)} - 2 C_{I_i, 1; 1-1}^{I_i, 0} + \sqrt{I_f(I_f + 1)} C_{I_i, 2; 1-1}^{I_f, 1} \right],$$

$$a_{\gamma, \alpha} = -\frac{\langle \alpha | b_2 | \gamma \rangle}{A} \left[\sqrt{I_i(I_i + 1)} C_{I_i, 1; 1-1}^{I_i, 2} + \sqrt{I_f(I_f + 1)} - 2 C_{I_i, 0; 11}^{I_f, 1} \right],$$

где $\alpha = gr, \beta, g_p$ и g_n — гиромангнитные отношения протонной и нейтронной подсистем.

Формула (2.36) для приведенных вероятностей $M1$ -переходов из нечетных состояний γ -полосы имеет следующий вид:

$$B(M1; I_\gamma \rightarrow (I-1)K) = \frac{3}{16\pi} (g_p - g_n)^2 \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{I+2}{2I+1} \right) \left\{ \frac{\sqrt{2}}{A} [\langle gr | b_2 | \gamma \rangle \Psi_{gr}^{I-1K} + \langle \beta | b_2 | \gamma \rangle \Psi_{\beta}^{I-1K}] \sqrt{I^2 - 1} + 4A_0 \sqrt{\frac{I-2}{I}} \Psi_{\gamma}^{I-1K} \right\}^2 (\Psi_{\gamma}^{I\gamma})^2. \quad (2.37)$$

Для магнитного момента коллективных состояний имеем

$$\mu = g_R(I) \cdot I, \quad (2.38)$$

где

$$g_R(I) = \frac{1}{2} (g_p + g_n) - \frac{1}{2} (g_p - g_n) \sum_{i, i'} \Psi_i^{IK} \Psi_{i'}^{IK} a_{i, i'}, \quad (2.39)$$

$$a_{gr, gr} = a_{\beta, \beta} = A_0,$$

$$a_{\gamma, \gamma} = A_0 [1 - 8/I(I+1)],$$

$$a_{\beta, gr} = a_{gr, \beta} = A_0 \langle \beta | a_{\beta, 2} | gr \rangle (1 + \eta),$$

$$a_{gr, \gamma} = a_{\gamma, gr} = \frac{\sqrt{2}}{A} \langle gr | b_2 | \gamma \rangle [1 - 2/I(I+1)]^{1/2},$$

$$a_{\gamma, \beta} = a_{\beta, \gamma} = \frac{\sqrt{2}}{A} \langle \beta | b_2 | \gamma \rangle [1 - 2/I(I+1)]^{1/2}.$$

Для описания g_R -фактора состояний P -пространства появляется некоторый дополнительный параметр $\frac{1}{2}(g_p + g_n)$, который определяется из эксперимента.

Аналогичным образом получаем выражение для приведенной вероятности $E2$ -переходов, введя следующее выражение для оператора квадрупольного электрического момента ядра:

$$M(E2, \mu) = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^2(\Omega) m'_{2\nu} + \left(\frac{5}{16\pi}\right)^{1/2} D_{\mu 0}^2(\Omega) Q_0, \quad (2.40)$$

где

$$m'_{2\nu} = m_{|\nu|} (|\nu\rangle \langle gr| + |gr\rangle \langle \nu|). \quad (2.41)$$

Здесь $m'_{2\nu}$ определены в системе координат, связанной с ядром, Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра и $|\nu\rangle = |\beta\rangle, |\gamma\rangle$. Изовекторная часть оператора (2.40) обсуждается ниже.

Формула (2.31) описывает вероятности $E2$ -переходов между состояниями gr -, β - и γ -полос, включенных в P -пространство. Приведенный матричный элемент $E2$ -перехода от мультипольного оператора (2.40), вычисленный по (2.31), имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{gr}^{I_2} \| M(E2) \| \Phi_K^{I_1} \rangle = & \sqrt{2I_1 + 1} \left\{ \left(\frac{5}{16\pi}\right)^{1/2} Q_0 \times \right. \\ & \times \left[\Psi_{gr}^{I_2, gr} \Psi_{gr}^{I_1, K} C_{I_1 0; 20}^{I_2 0} + \sum_i \Psi_{K_i}^{I_2, gr} \Psi_{K_i}^{I_1, K} C_{I_1 K_i; 20}^{I_2 K_i} \right] + \\ & \left. + \sqrt{2} \left[\Psi_{gr}^{I_2, gr} \sum_i \frac{m_i \Psi_i^{I_1, K}}{\sqrt{1 + \delta_{K_i, 0}}} C_{I_1 K_i; 2 - K_i}^{I_2 0} + \Psi_{gr}^{I_1, K} \sum_i \frac{m_i \Psi_i^{I_2, gr}}{\sqrt{1 + \delta_{K_i, 0}}} C_{I_1 0; 2K_i}^{I_2 K_i} \right] \right\}. \quad (2.42) \end{aligned}$$

Это уравнение описывает основную компоненту вероятности переходов между состояниями P -пространства, и матричные элементы (2.32) и (2.33) от квадрупольного оператора равны нулю.

2.4. Влияние гигантских угловых резонансов на электромагнитные характеристики низколежащих уровней. Расчеты проводились для изотопов Eg . Параметры модели подбирались следующим образом. Энергии оснований gr - и β -полос брались из эксперимента. Инерционный параметр A

определяли, используя экспериментальную энергию $E_{gr}^{exp}(I=2)$ основной полосы. Параметры A_0 и ω_γ определялись по экспериментальным данным энергии состояний γ -полосы с нечетными I .

Смешивание состояний приводит к сильному нарушению правил адиабатической теории для ветвления переходов. Эффекты смешивания проще всего интерпретировать, используя волновые функции первого приближения теории возмущений по параметрам связи полос [89]:

$$\begin{aligned}
 |grIM\rangle &= |gr(K=0)IM\rangle - \mathcal{E}_{gr,\beta} I(I+1) |\beta(K=0)IM\rangle - \\
 &\quad - \mathcal{E}_{gr,\gamma} \sqrt{2} \tilde{I} |\gamma(K=2)IM\rangle, \\
 |\beta IM\rangle &= |\beta(K=0)IM\rangle + \mathcal{E}_{gr,\beta} I(I+1) |gr(K=0)IM\rangle - \\
 &\quad - \mathcal{E}_{\beta,\gamma} \sqrt{2} \tilde{I} |\gamma(K=0)IM\rangle, \\
 |\gamma IM\rangle &= |\gamma(K=0)IM\rangle + \sqrt{2} \tilde{I} [\mathcal{E}_{gr,\gamma} |gr(K=0)IM\rangle + \\
 &\quad + \mathcal{E}_{\beta,\gamma} |\beta(K=0)IM\rangle],
 \end{aligned} \tag{2.43}$$

где

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_{gr,\beta} &= \frac{A \langle gr | a_{\beta,1} | \beta \rangle}{\omega_\beta}, \quad \mathcal{E}_{\alpha,\gamma} = \frac{\langle \alpha | b_1 | \gamma \rangle}{\omega_\gamma - \omega_\alpha}, \\
 \tilde{I} &= I(I+1) \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}.
 \end{aligned}$$

Используя выражения (2.40) для матричного элемента оператора квадрупольного момента распределения заряда, приходим к следующему выражению:

$$\begin{aligned}
 \langle gr I_2 \| m(E2) \| \gamma I_1 \rangle &= \langle gr(K=0) I_2 \| m(E2) \| \gamma(K=2) I_1 \rangle + \\
 + \sqrt{2} \tilde{I}_1 \left\{ \mathcal{E}_{gr,\gamma} + \mathcal{E}_{\beta,\gamma} \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \frac{m_\beta}{Q_0} \right\} &\langle gr(K=0) I_2 \| \hat{m}(E2) \| gr(K=0) I_1 \rangle - \\
 - \sqrt{2} \tilde{I}_1 \mathcal{E}_{gr,\gamma} \langle \gamma(K=2) I_2 \| m(E2) \| \gamma(K=2) I_1 \rangle.
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Для отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов из γ -вибрационной полосы имеем формулу:

$$R_{I\gamma} = \frac{B(E2; I_{i\gamma} \rightarrow I_{fgr'})}{B(E2; I_{i\gamma} \rightarrow I'_{fgr})} = \left| \frac{C_{i,2;2-2}^{f,0} + \frac{Z_{\gamma}(0)}{\sqrt{24}} \tilde{I}_i C_{i,0;20}^{f,0} - \frac{Z_{\gamma}(2)}{\sqrt{24}} \tilde{I}_f C_{i,2;20}^{f,2}}{C_{i,2;2-2}^{f',0} + \frac{Z_{\gamma}(0)}{\sqrt{24}} \tilde{I}_i C_{i,0;20}^{f',0} - \frac{Z_{\gamma}(2)}{\sqrt{24}} \tilde{I}'_f C_{i,2;20}^{f',2}} \right|^2. \quad (2.45)$$

Ветвление переходов из γ -полос полностью определяется двумя не зависящими от спина параметрами

$$Z_{\gamma}(2) = \mathcal{E}_{gr,\gamma} \sqrt{24} \frac{\sqrt{5/16\pi} Q_0}{m_{\gamma}},$$

$$Z_{\gamma}(0) = \left\{ 1 + \frac{\mathcal{E}_{\beta,\gamma}}{\mathcal{E}_{gr,\gamma}} \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \frac{m_{\beta}}{Q_0} \right\} Z_{\gamma}(2). \quad (2.46)$$

Спиновая зависимость приведенных вероятностей переходов, рассчитанная таким образом, совпадает с таковой для случая двух смешивающихся полос, обладающих разными внутренними квадрупольными моментами [47]. Фактор

$$1 + \frac{\mathcal{E}_{\beta,\gamma}}{\mathcal{E}_{gr,\gamma}} \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \frac{m_{\beta}}{Q_0}$$

перенормирует внутренний квадрупольный момент полосы основного состояния.

Значения матричных элементов $\langle gr | b_1 | \gamma \rangle$, $\langle \beta | b_1 | \gamma \rangle$, описывающих прямые смешивания gr -, β - и γ -полос, находили по формуле (2.46). При этом параметры $Z_{\gamma}(K)$ определяли по формуле (2.45), используя экспериментальные данные об отношениях приведенных вероятностей $E2$ -переходов из γ -вибрационной полосы. Параметры m_{β} , m_{γ} найдены по формуле (1.12) и (1.13) с использованием экспериментальных данных $B(E2)$ для ^{164}Er [4]. Свободными параметрами модели являлись: η , $\langle gr | a_{\beta,2} | \beta \rangle$, $\langle gr | b_2 | \gamma \rangle$ и

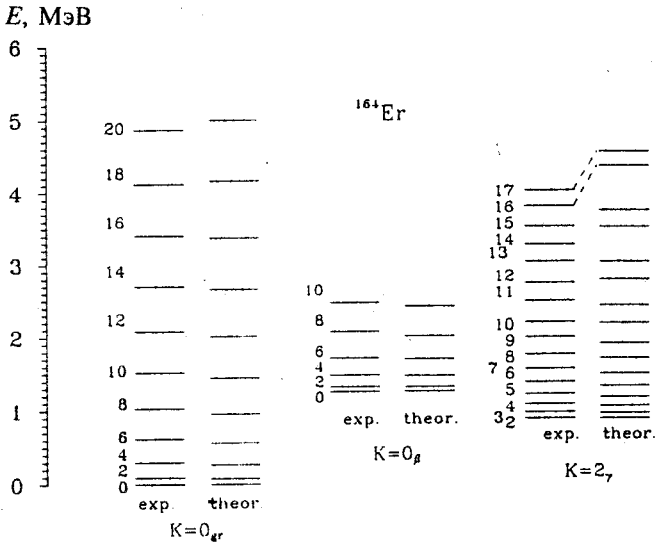


Рис.2.3. Сравнение экспериментальных и теоретических энергий состояний положительной четности для ^{164}Er

$\langle \beta | b_2 | \gamma \rangle$, которые определялись по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия теоретического спектра энергий с экспериментом. Расчеты спектров коллективных состояний положительной четности для изотопов $^{164,166,168}\text{Er}$ приведены на рис.2.3—2.5 соответственно. Из рис.2.3 видно, что при спинах $I \geq 14$ в γ -полосе ^{164}Er наблюдается отклонение теории от эксперимента. Это, наверное, связано с тем, что в P -пространство не включены экспериментально наблюдаемые:

а) полосы с $K^\pi = 0^+$ с энергиями оснований полос 1,698, 1,766, 2,173 и 2,185 МэВ [4,5];

б) выстроенная полоса, начинающаяся со спина $I = 12$, пересекающаяся с основной и приводящая к обратному загибу момента инерции.

Отметим, что мы ограничиваемся изучением свойств низковозбужденных уровней. Пренебрегаемые полосы не так сильно влияют на характеристики изучаемых уровней.

Приведенные вероятности $E2$ -переходов из γ -вибрационной полосы по (2.42) вычисляли с определенными выше значениями $m_0 = \pm 0,10$ б, $m_2 = \pm 0,27$ б и $Q_0 = 7,42$ б [4].

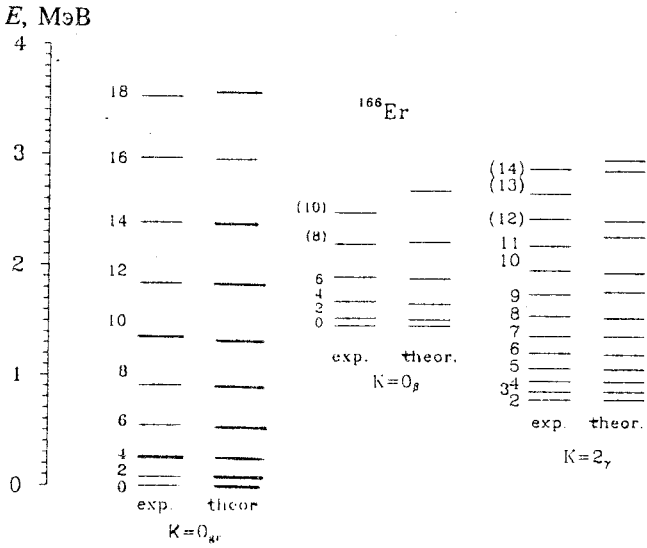


Рис.2.4. То же, что на рис.2.3, для ^{166}Er

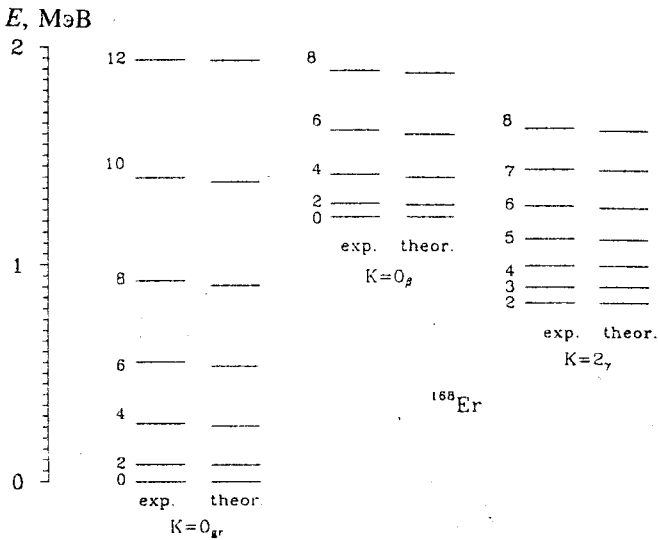


Рис.2.5. То же, что на рис.2.3, для ^{168}Er

Таблица 2.1. Значения $B(E2)$ для $\gamma \rightarrow gr$ -переходов в ^{168}Er

Переходы	$B(E2), e^2 \cdot \text{б}^2$		
	[90]	[91]	ДРМ [77]
$2_\gamma \rightarrow 0_{gr}$	0,028(2)	0,028	0,026
$\rightarrow 2_{gr}$	0,051(7)	0,066	0,046
$\rightarrow 4_{gr}$	0,0035(5)	0,0025	0,0035
$3_\gamma \rightarrow 2_{gr}$	0,046(13)	0,054	0,047
$\rightarrow 4_{gr}$	0,030(8)	0,041	0,029
$4_\gamma \rightarrow 2_{gr}$	0,0094(14)	0,0068	0,012
$\rightarrow 4_{gr}$	0,048(7)	0,080	0,055
$\rightarrow 6_{gr}$	0,0065(10)	0,0039	0,0089
$5_\gamma \rightarrow 4_{gr}$	0,027(4)	0,036	0,036
$\rightarrow 6_{gr}$	0,034(6)	0,054	0,041
$6_\gamma \rightarrow 4_{gr}$	0,005(1)	0,0021	0,0079
$\rightarrow 6_{gr}$	0,043(7)	0,079	0,055

В табл.2.1 приводятся значения $B(E2)$ из γ -полосы для ^{168}Er и сравниваются с экспериментом [90], а также с теоретическими значениями $B(E2)$, вычисленными в рамках МВБ2 [91]. Как видно из табл.2.1, значения $B(E2)$, вычисленные в рамках нашей модели, лучше согласуются с экспериментом.

В работе [92] Фахландером и др. экспериментально определены значения матричных элементов $E2$ -переходов между состояниями положительной четности в ^{166}Er , где матричный элемент $\langle (I-2) \gamma || E2 || I_{gr} \rangle$ имеет не монотонную зависимость от углового момента I . Такое поведение матричного элемента удачно описывает данная модель (см. рис.2.6). Другие модели [92], в том числе модель, рассматривающая кориолисово смешивание состояний полос через $\Delta K = 1$, не позволяют описать подобную ситуацию, хотя последняя модель хорошо воспроизводит отношения вероятностей $E2$ -переходов из состояний γ -полосы (см. табл.1.3). В табл.2.2 представлены матричные элементы $E2$ -переходов для ^{166}Er , вычисленные в рамках данной модели, которые сравниваются с вычисленными ИВА-1 и экспериментом [92].

В табл.1.2 + 1.4 приводятся теоретические значения отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов для $^{164,166,168}\text{Er}$. Они сравниваются с

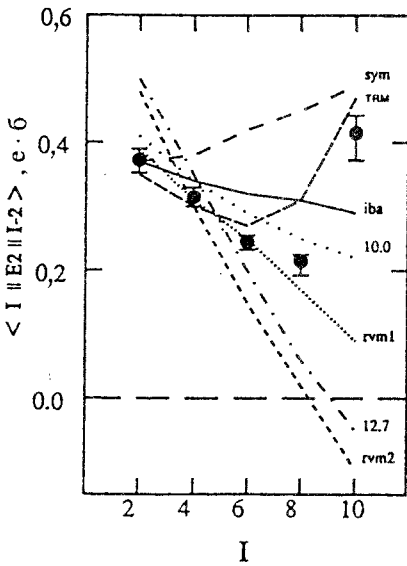


Рис.2.6. Спиновая зависимость экспериментальных и вычисленных значений $I_{\gamma} \rightarrow \rightarrow (I - 2)_{gr}$ матричных элементов в ^{166}Er .

Приведены вычисленные значения матричных элементов в рамках следующих моделей: (sym) — модель симметричного ротатора, модель асимметричного ротатора [93] (10,0 и 12,7, вычисленные со значениями $\gamma = 10^\circ$ и $12,7^\circ$ соответственно), ротационно-вибрационная модель [94] (RVM), модель взаимодействующих бозонов [95] (IBM) и двухроторная модель [77] (TRM)

экспериментальными данными и со значениями, вычисленными по формуле Алаги. Как видно из таблиц, модель удовлетворительно описывает отклонение отношений приведенных вероятностей $E2$ -переходов от правила Алаги, используя одинаковый внутренний квадрупольный момент Q_0 для основной ($K=0$) и $\gamma(K=2)$ полос, в отличие от работы [47], где $Q_0(K=0) \neq Q_0(K=2)$. Здесь надо отметить, что $B(E2)$ вычислялся одним набором m_K и Q_0 для всех изотопов Er.

Вычислялись коэффициенты смешивания мультиполей δ . В табл.1.5 и 1.6 сравниваются δ , вычисленные в рамках данной модели, с экспериментальными значениями для $^{164,168}\text{Er}$. Наилучшее воспроизведение δ получилось при

$$B(M1; 00_{gr} \rightarrow 1^+1) = \frac{\omega_1}{2A} \frac{3}{16\pi} (g_p - g_n)^2;$$

$B(M1; 00_{gr} \rightarrow 1^+1) = 0,8 \mu_J^2$ для ^{164}Er и $1,75 \mu_J^2$ для $^{166,168}\text{Er}$ при фиксированном значении $\omega_1 = 3$ МэВ. Вычисления по МВБ2 для ^{168}Er дают $B(M1) = 1,5 \mu_J^2$ [96]. Эксперимент [22,23] для ^{168}Er дает $B(M1) = 1,5 \mu_J^2$ и $\omega_1 = 3,4$ МэВ. Эксперименты (e, e') и ядерно-резонансная флюоресценция для суммы переходов $\sum B(M1) \uparrow (E_x \leq 4 \text{ МэВ})$ в ^{168}Er дают $(2,50 \pm 0,21) \mu_J^2$ и $(2,20 \pm 0,16) \mu_J^2$ соответственно [97,98]. Они всегда больше, чем наши

Таблица 2.2. Матричные элементы E2-переходов
между состояниями положительной четности в ^{166}Er

Переходы	Эксперимент [92]	Теория	
		ИВА-1 [92]	ДРМ [77]
$2_{gr} \rightarrow 0_{gr}$	$2,28^{+0,11}_{-0,11}$	2,40	2,33
$4_{gr} \rightarrow 2_{gr}$	$3,86^{+0,12}_{-0,12}$	3,84	3,75
$6_{gr} \rightarrow 4_{gr}$	$4,70^{+0,19}_{-0,14}$	4,79	4,76
$8_{gr} \rightarrow 6_{gr}$	$5,81^{+0,20}_{-0,20}$	5,52	5,60
$10_{gr} \rightarrow 8_{gr}$	$6,47^{+0,25}_{-0,25}$	6,08	6,35
$12_{gr} \rightarrow 10_{gr}$	$7,00^{+0,30}_{-0,30}$	6,51	7,01
$14_{gr} \rightarrow 12_{gr}$	$8,15^{+0,41}_{-0,86}$	6,81	7,58
$16_{gr} \rightarrow 14_{gr}$	$7,66^{+2,04}_{-2,18}$	6,98	8,09
$2_{\gamma} \rightarrow 0_{gr}$	$0,375^{+0,019}_{-0,019}$	0,37	0,36
$4_{\gamma} \rightarrow 2_{gr}$	$0,315^{+0,016}_{-0,016}$	0,34	0,30
$6_{\gamma} \rightarrow 4_{gr}$	$0,244^{+0,012}_{-0,012}$	0,32	0,27
$8_{\gamma} \rightarrow 6_{gr}$	$0,214^{+0,011}_{-0,022}$	0,31	0,30
$10_{\gamma} \rightarrow 8_{gr}$	$0,416^{+0,027}_{-0,044}$	0,29	0,45
$2_{gr} \rightarrow 2_{gr}$	$-2,33^{+0,19}_{-0,12}$	-2,87	-2,78
$4_{gr} \rightarrow 4_{gr}$	$-2,12^{+0,34}_{-0,16}$	-3,61	-3,53
$6_{gr} \rightarrow 6_{gr}$	$-4,03^{+0,25}_{-0,20}$	-4,19	-4,17
$8_{gr} \rightarrow 8_{gr}$	$-4,74^{+0,24}_{-0,47}$	-4,62	-4,72
$10_{gr} \rightarrow 10_{gr}$	$-6,78^{+0,45}_{-0,95}$	-4,92	-5,25
$4_{\gamma} \rightarrow 2_{\gamma}$	$2,60^{+0,13}_{-0,13}$	2,28	2,38
$6_{\gamma} \rightarrow 4_{\gamma}$	$4,44^{+0,22}_{-0,22}$	3,80	4,01
$8_{\gamma} \rightarrow 6_{\gamma}$	$5,28^{+0,26}_{-0,26}$	4,69	5,02
$10_{\gamma} \rightarrow 8_{\gamma}$	$5,65^{+0,28}_{-0,28}$	5,29	5,84
$12_{\gamma} \rightarrow 10_{\gamma}$	$6,00^{+0,77}_{-1,20}$	5,29	6,57

Продолжение таблицы 2.2

Переходы	Эксперимент [92]	Теория	
		ИВА-1 [92]	ДРМ [77]
$2_\gamma \rightarrow 2_{gr}$	$0,518^{+0,026}_{-0,026}$	0,49	0,49
$4_\gamma \rightarrow 4_{gr}$	$0,727^{+0,036}_{-0,036}$	0,71	0,73
$6_\gamma \rightarrow 6_{gr}$	$0,834^{+0,042}_{-0,042}$	0,83	0,89
$8_\gamma \rightarrow 8_{gr}$	$0,969^{+0,048}_{-0,048}$	0,92	1,01
$2_\gamma \rightarrow 4_{gr}$	$0,161^{+0,026}_{-0,022}$	0,13	0,14
$4_\gamma \rightarrow 6_{gr}$	$0,326^{+0,016}_{-0,041}$	0,27	0,27
$6_\gamma \rightarrow 8_{gr}$	$0,33^{+0,31}_{-0,30}$	0,39	0,31
$8_\gamma \rightarrow 10_{gr}$	$0,37^{+0,18}_{-0,30}$	0,49	0,18

оценки $B(M1; 0^+0 \rightarrow 1^+1) = 1,75 \mu_\gamma^2$, так как мы здесь не оценили переходы из состояний $(k=0, K=\kappa=1, n)_\beta$ и $(k=2, K=1, \kappa=1, n)_\gamma$ на основное состояние. Но их вклады в вычислениях коэффициентов смеси мультиполей δ учитываются.

Из результатов исследований можно сделать следующие выводы.

1. Смешивание P - и Q -пространств приводит к перенормировке моментов инерции полос, включенных в P -пространство. Это отражается на структуре собственных функций состояний и существенно проявляется на вероятностях электромагнитных переходов между состояниями P -пространства. Отклонения отношений $R_{I\gamma}$ от правила Алаги связаны в основном со смешиванием состояний P -пространства, а также со смешиванием состояний P - и Q -пространств.

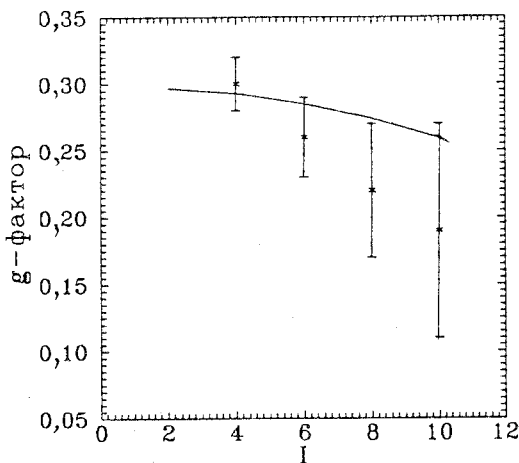
2. Присутствие компонентов ГУР в волновых функциях β - и γ -вибрационных состояний приводит к $M1$ -переходам из них на состояния основной полосы.

3. Значения коэффициентов смеси мультиполей δ для переходов из γ -полосы с ростом углового момента I уменьшаются по абсолютной величине.

4. Из наилучшего воспроизведения коэффициентов $\delta^{\text{экср}}$ низколежащих уровней имеем $B(M1; 00_{gr} \rightarrow 1^+1) = 0,8 \mu_\gamma^2$ для ^{164}Er и $\approx 1,75 \mu_\gamma^2$ для $^{166,168}\text{Er}$, при фиксированном значении $\omega_1 = 3$ МэВ.

Рис.2.7. Сравнение вычисленных и экспериментальных значений [100] g_R -фактора для состояний основной полосы ^{166}Er

На рис.2.7 представлены вычисленные значения g_R -фактора для основной полосы ^{166}Er , которые сравниваются с экспериментальными данными [100]. Как видно из рисунка, модель описывает уменьшение g_R с ростом угло-



вого момента, что есть проявление неадиабатичности в состояниях основной полосы. Такое поведение g_R невозможно описать в рамках моделей [84,85]. В основной полосе во внутриполосных $E2$ -переходах неадиабатичности нет (см. табл.1.13), она проявляется в магнитных характеристиках состояний. Это свидетельствует о смешивании состояний gR -полосы с уровнями полос, имеющими большие матричные элементы $M1$ -переходов, т.е. с состояниями ГУР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре основное внимание было уделено феноменологическим моделям и методам, которые позволили описать обширный экспериментальный материал по отклонениям свойств состояний положительной четности в четно-четных деформированных ядрах от закономерностей адиабатической теории. В частности, продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания адиабатических полос с использованием одинаковых основных параметров (моментов инерции и внутренних квадрупольных моментов).

Предложен усовершенствованный вариант двухроторной модели, где учет внутренних состояний протонной и нейтронной подсистем привел к предсказанию существования возбуждений ГУР над состояниями, имеющими разные внутренние конфигурации. Показано, что смешивание состоя-

ний $\Delta K = 1$ определяется матричным элементом оператора $\hat{S} = \hat{I}_p - \hat{I}_n$, имеющим ту же зависимость от квантовых чисел I и K , что и в матричном элементе кориолисова взаимодействия. Данный вариант модели развит с использованием формализма Фешбаха разделения пространства состояний на два подпространства. Изучен спектр системы и показано, что в ядрах с большим избытком нейтронов эффекты связи вращения ядра как целого и относительные перемещения нейтронной и протонной компонент приводят к сильным перенормировкам момента инерции ядра, а также магнитных моментов состояний разных полос. Показано, что присутствие компонентов состояний ГУР в волновых функциях вибрационных состояний приводит к $M1$ -переходам на состояния основной полосы.

Подводя итог, можно констатировать, что используемые в данном обзоре модели и методы дают возможность последовательного учета эффектов смешивания ротационных полос в четно-четных деформированных ядрах, что, в частности, позволило: 1) описать аномальное поведение приведенных вероятностей $E0$ -, $E2$ - и $M1$ -переходов, а также g_R -фактора с ростом полного спина ядра; 2) предсказать ряд новых характеристик возбужденных состояний ядра.

Авторы выражают признательность коллегам по работе Ш.Бриансон, Е.П.Григорьеву, К.Я.Громову, В.Г.Калинникову, Р.Кулессе, В.М.Михайлову, И.А.Митропольскому, Р.Г.Назмитдинову, В.О.Нестеренко, Р.А.Ниязову, А.А.Охуну, В.Г.Соловьеву, С.Фахландеру, А.Х.Холматову за интерес к работе, поддержку и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бор О., Моттельсон Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971—1977, т.1—2.
2. Соловьев В.Г. — Теория сложных атомных ядер. М.: Наука, 1971.
3. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. — Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
4. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И., Кузнеценко А.В. — Справочник по ядерной физике. Ташкент: «ФАН», 1989, т.1—2.
5. Беленький В.М., Григорьев Е.П. — Структура атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1987.
6. Sood P.C., Headly D.M., Sheline R.K. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1991, v.47, No.1, p.89.
7. Shurshikov E.N., Timofeeva N.V. — Nucl. Data Sheets, 1992, v.67, No.1, p.45.

8. Balraj Singh – Nucl. Data Sheets, 1995, v.75, No.2, p.199.
9. Бриансон Ш., Михайлов И.Н. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.2, с.245.
10. Harris S.M. — Phys. Rev. B, 1965, v.138, No.3, p.509.
11. Инглис Д. — В сб.: Проблемы современной физики. М.: ИЛ, 1956, вып.1, с.139.
12. Инглис Д. — В сб.: Проблемы современной физики. М.: ИЛ, 1956, вып.1, с.152.
13. Михайлов В.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1966, т.30, №8, с.1334.
14. Михайлов И.Н., Усманов П.Н. — Ядерная физика, 1991, т.54, с.1239.
15. Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. — Сообщение ОИЯИ, P4-85-8, Дубна, 1985.
16. Mikhailov I.N., Briançon Ch., Walen R.L., Usmanov Ph.N., Yuldashbaeva E.Kh. — Rapport D'ACTIVITE CSNSM, 1983-84, ORSAY, France, p.83.
17. Громов К.Я., Исламов Т.А., Усманов П.Н. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.858.
18. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А., Бриансон Ш. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1992, т.56, №1, с.121.
19. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А., Бриансон Ш., Кулесса Р. — Изв. РАН, сер. физ., 1993, т.57, №1, с.17.
20. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Низзов Р.А. — Ядерная физика, 1993, т.56, вып.12, с.28.
21. Bohle D., Richter A., Steffen W. et al. — Phys. Lett. A, 1984, v.137, No.1, p.27.
22. Bohle D., Kuchler G., Richter A., Steffen W. — Phys. Lett. B, 1984, v.148, No.4, p.260.
23. Berg U.E.P., Blasing C., Drexler J. et al. — Phys. Lett. B, 1984, v.149, No.1—3, p.59.
24. Richter A. — In: Proc. of the Niels Bohr Centennial Conference. Nuclear Structure, North-Holland, 1985, p.469.
25. Corr J.A., Petrovich F., Philpott R.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, No.9, p.881.
26. Djalali C., Marty N., Morlet M. et al. — Phys. Lett. B, 1985, v.164, No.4—6, p.269.
27. Wesselborg C., Von Brentano P., Zell K.O. et al. — Phys. Lett. B, 1988, v.207, p.22.
28. Zilges A., Von Brentano P., Wesselborg C. et al. — Nucl. Phys. A, 1990, v.507, p.399.
29. Кулиев А.А., Пятов Н.И. — ЯФ, 1974, т.20, вып.2, с.297.
30. Suzuki T., Rowe D.J. — Nucl. Phys. A., 1977, v.289, No.2, p.461.
31. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. — Nucl. Phys. A, 1994, v.568, No.2, p.244.

32. **Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.** — 5th Int. Spring Seminar on Nucl. Phys. «New Perspectives in Nucl. Structure», p.340—353, Rovello, Italy, May 22—26, 1995.
33. **Iachello F.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, No.15, p.1427.
34. **Sambataro M., Scholten O., Dieperink A.E.L., Piccitto G.** — Nucl. Phys. A, 1984, v.423, No.2, p.333.
35. **Lipparini E., Stringari S.** — Phys. Lett. B, 1983, v.130, No.3, 4, p.139.
36. **Nojarov R., Faessler A.** — Z. Phys. A — Atomic Nuclei, 1990, v.336, p.151.
37. **Faessler A., Nojarov R., Scholtz F.G.** — Nucl. Phys. A, 1990, v.515, p.237.
38. **Lo Iudice N.** — IV Int. Conf. on Selected Topics in Nucl. Struct., Dubna, Russia, July 5—9, 1994, E4-94-168, p.72.
39. **Lo Iudice N., Polumbo F.** — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, No.22, p.1532.
40. **De Franceschi G., Polumbo F., Lo Iudice N.** — Phys. Rev. C., 1984, v.29, No.4, p.1496.
41. **Воинова-Елисеева Н.А., Митропольский И.А.** — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.6, с.1173.
42. **Борисоглебский Л.А.** — УФН, 1963, т.81, с.271.
43. **Rasmussen J.O.** — Nucl. Phys., 1960, v.19, p.85.
44. **Ronningen R.M., Grantham R.S., Hamilton J.H. et al.** — Phys. Rev. C, 1982, v.26, p.97.
45. **Grantham R.S. et al.** — Bull. Amer. Phys. Soc., 1975, v.20, p.1190.
46. **De Boer F.W.N., Goudsmit P.F.A., Koldewich P. et al.** — Nucl. Phys. A, 1971, v.169, p.577.
47. **Reich C.W., Cline J.E.** — Nucl. Phys. A, 1970, v.159, p.181.
48. **Cline J.G., Reich C.W.** — Phys. Rev., 1963, v.129, p.2152.
49. **Прокофьев П.Т., Резвая Г. Л.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, т.34, с.719.
50. **Tirsell K.G., Multhauf L.G.** — Phys. Rev. C, 1973, v.7, p.2108.
51. **West R.L., Funk E.G., Visvanathan A. et al.** — Nucl. Phys. A, 1976, v.270, p.300.
52. **Domingos J.M., Symons G.D., Douglas A.C.** — Nucl. Phys. A, 1972, v.180, p.600.
53. **Ikegami H. et al.** — Bull. Inst. Chem. Research, Kyoto Univ., 1974, v.52, p.132.
54. **Baker K.L., Hamilton J.H., Lange J. et al.** — Phys. Lett., B, 1975, v.57, p.441.
55. **Haenni D.R. et al.** — Report ORO-4322-18, 1976.
56. **Григорьев Е.П. и др.** — В сб.: Призмённые бета-спектрометры и их применение. Вильнюс: Изд. АН Лит. ССР, 1974, с.69.
57. **Sunyar A.W.** — Preprint Brookhaven Nat. Lab., Upton, N.Y. BNL-13530, 1969.
58. **Reidy J.J. et al.** — Phys. Rev. B, 1964, v.133, p.556.
59. **Quinones L.M., Behar M., Grobowsky H.** — Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, v.18, p.37.
60. **Gelletly W., Davidson W.F., Simic J. et al.** — J. Phys. G, 1978, v.4, p.575.

61. Mc. Gowan F.K., Milner W.T., Robinson R.L. et al. — Nucl. Phys. A, 1978, v.297, p.51.
62. Becker A.J., Steffen R.M. — Phys. Rev., 1969, v.180, p.1043.
63. Bengtsson R., Frauendorf S. — Nucl. Phys. A, 1979, v.327, No.1, p.139.
64. El Masri, Ferte J.M., Janssens R. et al. — Nucl. Phys. A, 1976, v.271, p.133.
65. Абдуразаков А.А., Врзал Я., Громов К.Я. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, т.32, с.749.
66. Бонч-Осмоловская Н.А., Врзал Я., Григорьев Е.П. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, т.32, с.98.
67. Kawade K., Yamamoto H., Ikeda Y. et al. — Nucl. Phys. A, 1977, v.279, p.269.
68. Hungerford P., Hamilton W.D., Scott S.M., Warner D.D. — J. Phys. G, 1980, v.6, p.741.
69. McGowan F.K., Milner W.T. — Phys. Rev. C, 1981, v.23, p.1926.
70. Madueme G.Ch. — Phys. Rev. C, 1981, v.24, p.894.
71. Saghiron-Nisa Khan, Fox R.A., Hamilton W.D., Finger M. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1975, v.1, No.7, p.727.
72. Kalish R., Herskind B., Hagemann G.B. — Phys. Rev. C, 1973, v.8, p.757.
73. Seiler-Clark G., Pelte D., Emling H. et al. — Nucl. Phys. A, 1983, v.399, p.211.
74. Krane K.S. — Nucl. Phys. A, 1982, v.377, p.176.
75. Hooper H.R., Davidson J.M., Green P.W. et al. — Phys. Rev. C, 1977, v.15, p.1665.
76. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B., Sarakeno M. et al. — Nucl. Phys. A, 1982, v.380, p.189.
77. Mikhailov I.N., Usmanov Ph.N. — Ann. Physik. 1993, v.2, p.239.
78. Konijn J., de Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. — Nucl. Phys. A, 1981, v.352, p.191.
79. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. — Nucl. Phys. A, 1989, v.492, p.411.
80. Bjorn V. — Acta Univ. Uppsal. Uppsala Diss. Fac. Sci. 1987, No.22, p.1.
81. Iwata Y. — J. Phys. Soc. Jap., 1980, v.49, p.2114.
82. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. — Nucl. Phys. A, 1977, v.291, p.443.
83. Yamada H., Katon T., Fujioka M. et al. — J. Phys. Soc. Jap., 1976, v.41, p.1843.
84. Nesterenko V.O., Usmanov Ph.N., Okhunov A.A., Fahlander C. — J. Phys. G, 1993, v.19, p.1339.
85. Нестеренко В.О. — ЭЧАЯ, 1993, т.24, вып.7, с.1517.
86. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. — ЯФ, 1987, т.45, вып.3, с.646.
87. Бриансон Ш., Михайлов И.Н., Усманов П.Н. — ЯФ, 1989, т.50, вып.1(7), с.52.
88. Feshbach H.A. — An. of Phys., 1962, v.19, No.2, p.287.
89. Kulesa R., Lauterbach Ch., Boer J.D. et al. — Z. Phys., 1989, A334, No.3, p.299.
90. Warner D.D., Casten R.F., Davidson W.F. — Phys. Rev. C, 1981, v.24, p.1713.

91. **Gelletly W., Van Isacker P., Warner D.D. et al.** — Phys. Lett. B, 1987, v.191, p.240.
92. **Fahlander C., Thorslund I.** — Nucl. Phys. A, 1992, v.537, p.183; **Thorslund I., Fahlander C., Backlin A. et al.** — Z. Phys. A — Hadrons and Nuclei, 1992, v.342, p.35.
93. **Davydov A.S., Filippov G.F.** — Nucl. Phys., 1958, v.8, p.237.
94. **Faessler A., Grainer W., Sheline R.K.** — Nucl. Phys., 1965, v.70, p.33.
95. **Arima A., Iachello F.** — Adv. Nucl. Phys., 1984, v.13, p.139.
96. **Arima A.** — J. Phys. G: Nucl. Phys., 14 Suppl., No.88, p.S1.
97. **Metzger F.R.** — Phys. Rev. C, 1976, v.13, No.2, p.626.
98. **Rangacharyulu C., Richter A., Wortche H.J., Ziegler W.** — Phys. Rev. C, 1991, v.43, p.949.
99. **Riezebos H.J. et al.** — Nucl. Phys. A, 1987, v.465, p.1.
100. **Kuyucak S., Morrison I.M.** — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.315.