

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

88-919
Ш 264

P4-88-919

И.А.Шаронов*, Д.Караджов, Б.А.Аликов*, Т.М.Муминов*

**КВАДРУПОЛЬНОЕ СПАРИВАНИЕ
И ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРОТАЦИОННЫХ
СОСТОЯНИЙ НЕЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР**

Направлено в "Болгарский физический журнал"

* Научно-исследовательский институт прикладной физики Ташкентского государственного университета

1988

I. Введение

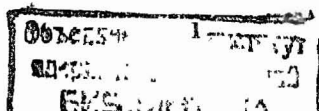
Многочисленные модификации модели "ротатор+частица" ^{/1,2/} достаточно неплохо описывают характеристики ротационных возбуждений нечетных деформированных ядер, но для улучшения количественного согласия результатов теоретических расчетов с известными экспериментальными данными приходится прибегать к феноменологическому изменению матричных элементов гамильтониана модели (перенормировка матричных элементов кориолисова взаимодействия, параметризация головных энергий ротационных полос и т.д.). Современные неадиабатические вращательные модели ^{/3-8/} способны в определенных пределах объяснить как ослабление кориолисова взаимодействия, так и его усиление. Однако энергии неротационных состояний (головных состояний ротационных полос) не воспроизводятся достаточно точно ни моделью независимых квазичастиц (МНК), ни квазичастично-фононной моделью (КФМ) ^{/9/}. Так, при расчете энергий неротационных состояний в рамках МНК различие результатов теории с экспериментом достигает для некоторых состояний (как правило, $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$, $1/2^+ [400]$ в нечетно-нейтронных ядрах, $7/2^+ [404]$, $5/2^+ [402]$, $5/2^+ [4I3]$ и $1/2^- [54I]$ в нечетно-протонных ядрах) величины, достигающей 1 МэВ. Квазичастично-фононное взаимодействие заметно улучшает общее согласие с экспериментом ^{/8,10-13/}, но для перечисленных состояний оно часто остается неудовлетворительным.

Обычно считается, что, поскольку силы, приводящие к парным корреляциям нуклонов, являются короткодействующими, то их грубо можно представить в виде δ -сил. Поэтому матричные элементы от них по собственным волновым функциям среднего поля приближенно считаются постоянными, и парные корреляции параметризуются константой парного взаимодействия. В настоящей работе мы попытаемся рассмотреть вопрос о влиянии разложения по мультиполям взаимодействия, приводящего к парным корреляциям сверхтекучего типа, на характеристики одноквазичастичных состояний нечетных деформированных ядер редкоземельной области элементов.

2. Уравнения МНК с учетом мультипольного спаривания

Гамильтониан системы нуклонов, связанных парными корреляциями сверхтекучего типа, можно записать в виде

$$H = \sum_{\nu} \varepsilon(\nu) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \sum_{\nu_1 \nu_2} \langle \nu_1 \tilde{\nu}_1 | V | \nu_2 \tilde{\nu}_2 \rangle a_{\nu_1}^{\dagger} a_{\tilde{\nu}_1}^{\dagger} a_{\nu_2} a_{\tilde{\nu}_2}, \quad (I)$$



где $\xi_0(\nu)$ - перенормированные одночастичные энергии (решения уравнения Шредингера для потенциала однородного поля); V - часть двух-частичного взаимодействия, приводящего к парным корреляциям; a_ν^+ (a_ν) - операторы рождения (поглощения) частицы в квантовом состоянии $|\nu\rangle$. Суммирование по ν в (I) проводится по всем состояниям, включая времясопряженные.

В работе /14/ для выполнения условия градиентной инвариантности сил в канале "частица-частица" было предложено факторизовать взаимодействие V в виде

$$\langle \nu_1 \tilde{\nu}_2 | V | \tilde{\nu}_1 \nu_2 \rangle = - \sum_{n=0,1,2,\dots} \mathcal{F}_n(\nu_1 \nu_2) \mathcal{F}_n(\tilde{\nu}_1 \tilde{\nu}_2), \quad (2)$$

где $\mathcal{F}_n(\nu_1 \nu_2)$ - некая функция координат. Используем широко применяемую мультиполь-мультипольную форму взаимодействия и запишем

$$\mathcal{F}_n(\nu_1 \nu_2) = \chi_L \langle \nu_1 | r^L Y_{LM} | \nu_2 \rangle.$$

Тогда

$$\langle \nu_1 \tilde{\nu}_1 | V | \tilde{\nu}_2 \nu_2 \rangle = - \sum_{LM} G_L q_{LM}(\nu_1) q_{LM}(\nu_2), \quad (3)$$

где

$$q_{LM}(\nu) = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \langle r^L Y_{LM} | \nu \rangle, \quad (4)$$

а G_L - константа L -польного спаривания. Диагональные матричные элементы (4) не равны нулю при четном значении числа L и $M=0$, поэтому гамильтониан (I) можно переписать в виде

$$\hat{H} = \sum_{\nu} \xi_0(\nu) a_\nu^+ a_\nu - \sum_{L=0,2,\dots} G_L \sum_{\nu_1 \nu_2} q_{L0}(\nu_1) q_{L0}(\nu_2) a_{\nu_1}^+ a_{\nu_2}^+ a_{\tilde{\nu}_1} a_{\tilde{\nu}_2}. \quad (5)$$

Дополняя гамильтониан (5) для выполнения условия сохранения числа частиц в среднем членом $-\lambda \hat{N}$ (λ - химический потенциал, $\hat{N} = \sum_{\nu} a_\nu^+ a_\nu$ - оператор числа частиц) и переходя к операторам квазичастиц с помощью канонического преобразования Боголюбова

$$\begin{aligned} a_\nu^+ &= U(\nu) \alpha_\nu^+ + V(\nu) \alpha_{\tilde{\nu}} & a_{\tilde{\nu}}^+ &= U(\nu) \alpha_{\tilde{\nu}}^+ - V(\nu) \alpha_\nu^+ \\ a_{\tilde{\nu}} &= U(\nu) \alpha_{\tilde{\nu}} + V(\nu) \alpha_\nu & a_\nu &= U(\nu) \alpha_\nu - V(\nu) \alpha_{\tilde{\nu}}^+ \end{aligned}$$

$$U^2(\nu) + V^2(\nu) = 1$$

можно, усредняя гамильтониан

$$\hat{H}' = \hat{H} - \lambda \hat{N} \quad (6)$$

по волновым функциям основного и возбужденных состояний, получить стандартным образом /9/ уравнения для определения квазичастичных характеристик системы нуклонов (химические потенциалы, корреляционные функции, плотность числа частиц на уровнях среднего поля, энергии сверхтекучих состояний).

2.1. Система с четным числом нуклонов

Основное состояние системы с четным числом нуклонов в приближении независимых квазичастиц описывается квазичастичным вакуумом $|>$ ($\langle a_\nu | > = 0$). Среднее от гамильтониана (6) по волновым функциям после несложных преобразований можно записать в виде

$$\langle |N\rangle = 2 \sum (\xi_0(\nu) - \lambda) \nu^2(\nu) - \sum_{\nu L} G_L q_{L0}^2(\nu) \nu^4(\nu) - \sum_L G_L (\sum_{\nu} q_{L0}(\nu) u(\nu) \nu(\nu))^2.$$

Проводя варьирование по амплитудам $\nu(\nu)$ и вводя мультипольную корреляционную функцию

$$C_L = G_L \sum_{\nu} q_{L0}(\nu) u(\nu) \nu(\nu), \quad (7)$$

корреляционную функцию состояния

$$C(\nu) = \sum_L C_L q_{L0}(\nu), \quad (8)$$

а также перенормированные одночастичные энергии

$$\xi(\nu) = \xi_0(\nu) - \sum_L G_L q_{L0}(\nu) \nu^2(\nu), \quad (9)$$

получим уравнение

$$2(\xi(\nu) - \lambda) u(\nu) \nu(\nu) - C(\nu) [u^2(\nu) - \nu^2(\nu)] = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) имеет нетривиальные решения

$$\begin{aligned} u^2(\nu) &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\xi(\nu) - \lambda}{E(\nu)} \right), \\ \nu^2(\nu) &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi(\nu) - \lambda}{E(\nu)} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $E(\nu) = \sqrt{(\xi(\nu) - \lambda)^2 + C^2(\nu)}$. Подставляя выражения для амплитуд u и ν в (7), получим

$$C_L = \frac{G_L}{2} \sum_{\nu} \frac{C_L}{\nu^2} q_{L0}(\nu) q_{L0}(\nu). \quad (12)$$

Это уравнение совместно с уравнением (8) и выражением для числа частиц

$$N = \sum_{\nu} \left(1 - \frac{\xi(\nu) - \lambda}{E(\nu)} \right)$$

дает систему уравнений для определения химического потенциала и корреляционных функций C_L .

Энергия системы в основном состоянии записывается в виде

$$G = 2 \sum_{\nu} \mathcal{E}(\nu) \cdot \mathcal{U}^2(\nu) - \sum_L \frac{C_L^2}{G_L} \quad (I3)$$

2.2. Система с нечетным числом нуклонов

Основное и большинство низкоэнергетических ($I \leq 10$ МэВ) возбужденных состояний нечетных деформированных ядер являются в приближении МНК одноквазичастичными. Поэтому ограничимся рассмотрением только одноквазичастичных состояний, волновые функции которых имеют вид

$$|p\rangle = a_p^+ |1\rangle. \quad (I4)$$

Здесь $|1\rangle$ - квазичастичный вакуум, a_p^+ - оператор рождения квазичастицы в квантовом состоянии $|p\rangle$. Среднее от гамильтониана (6) по одноквазичастичному волновому функциям (I4) можно записать в виде

$$\langle p | H | p \rangle = \mathcal{E}_0(p) - \lambda_p + 2 \sum_{\nu \neq p} (\mathcal{E}_0(\nu) - \lambda_p) \mathcal{U}_p^2(\nu) - \sum_L G_L \sum_{\nu \neq p} q_{L0}^2(\nu) \mathcal{U}_p^4(\nu) - \sum_L G_L (\sum_{\nu} q_{L0}(\nu) \mathcal{U}_p(\nu) \mathcal{U}_p(\nu))^2$$

Проводя варьирование по амплитудам $\mathcal{U}_p(\nu)$, вводя мультипольную корреляционную функцию

$$C_L(p) = G_L \sum_{\nu \neq p} q_{L0}(\nu) \mathcal{U}_p(\nu) \mathcal{U}_p(\nu), \quad (I5)$$

корреляционную функцию одноквазичастичного состояния

$$C_p(\nu) = \sum_L C_L(p) q_{L0}(\nu)$$

и перенормированные одночастичные энергии

$$\mathcal{E}_p(\nu) = \mathcal{E}_0(\nu) - \sum_L G_L q_{L0}^2(\nu) \mathcal{U}_p^2(\nu),$$

получим уравнение

$$2(\mathcal{E}_p(\nu) - \lambda_p) \mathcal{U}_p(\nu) \mathcal{U}_p(\nu) - C_p(\nu) [\mathcal{U}_p^2(\nu) - \mathcal{U}_p^2(\nu)] = 0, \quad (I6)$$

имеющее нетривиальные решения

$$\mathcal{U}_p^2(\nu) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathcal{E}_p(\nu) - \lambda_p}{\mathcal{E}_p(\nu)} \right),$$

$$\mathcal{U}_p^2(\nu) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mathcal{E}_p(\nu) - \lambda_p}{\mathcal{E}_p(\nu)} \right).$$

Подставляя выражения для амплитуд \mathcal{U} и \mathcal{U} в уравнение (I5), получим

$$C_L(p) = \frac{G_L}{2} \sum_{\nu \neq p} \frac{C_L(p)}{\mathcal{E}_p(\nu)} q_{L0}(\nu) q_{L0}(\nu), \quad (I7)$$

где $\mathcal{E}_p(\nu) = \sqrt{(\mathcal{E}_0(\nu) - \lambda_p)^2 + C_p^2(\nu)}$. Уравнение (I7) совместно с выражением для числа частиц

$$N = 1 + \sum_{\nu \neq p} \left(1 - \frac{\mathcal{E}_p(\nu) - \lambda_p}{\mathcal{E}_p(\nu)} \right)$$

дает нам систему уравнений для определения химического потенциала λ_p и мультипольных корреляционных функций $C_L(p)$.

Энергия системы в сверхтекучем состоянии $|p\rangle$ записывается в виде

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_p(p) + 2 \sum_{\nu \neq p} \mathcal{E}_p(\nu) \mathcal{U}_p^2(\nu) - \sum_L \frac{C_L^2(p)}{G_L} \quad (I8)$$

Ограничимся монопольными и квадрупольными компонентами сил спаривания. Тогда система уравнений для определения величин λ_p и $C_L(p)$ примет вид

$$C_0(p) = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu \neq p} \frac{C_0(p) + C_2(p) q_{20}(\nu)}{\mathcal{E}_p(\nu)},$$

$$C_2(p) = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu \neq p} \frac{C_0(p) + C_2(p) q_{20}(\nu)}{\mathcal{E}_p(\nu)} q_{20}(\nu), \quad (I9)$$

$$N = 1 + \sum_{\nu \neq p} \left(1 - \frac{\mathcal{E}_p(\nu) - \lambda_p}{\mathcal{E}_p(\nu)} \right).$$

3. Результаты численных расчетов

Рассмотрим влияние квадрупольного спаривания на характеристики неротационных состояний в нечетных деформированных ядрах на примере ^{163}Dy и ^{163}Ho . В этих ядрах экспериментально определено много неротационных состояний, что позволяет делать определенные выводы о роли квадрупольного спаривания. Кроме того, в ^{163}Dy известны энергии состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ из подоболочек с $N = 4$ и 6 . Это дает возможность анализа влияния квадрупольного спаривания на $|\Delta N| = 2$ -смешивание состояний $1/2^+ [660]$ с $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [651]$ с $3/2^+ [402]$.

При проведении расчетов использовался широкий базис одночастичных состояний в аксиально-симметричном потенциале Саксона-Вудса (от дна потенциальной ямы до +6 МэВ) со следующими параметрами: для ^{163}Dy глубина потенциальной ямы $V_0 = 47,8$ МэВ, $R_0 = 1,25$ фм, константа спин-орбитальной связи $\mathcal{X} = 0,42$ фм², параметр диффузности $a = 0,62$ фм, параметры деформации $[\text{I5}] \beta_{20} = 0,292$ и $\beta_{40} = 0,020$; для ^{163}Ho $V_0 = 59,2$ МэВ, $R_0 = 1,25$ фм, $\mathcal{X} = 0,35$ фм², $a = 0,63$ фм, $\beta_{20} =$

$= 0,29$ и $\beta_{40} = 0,017$. Расчеты проводились с учетом взаимодействия отдачи при значении инерциального параметра ядра в основном состоянии $A = 10,5$ кэВ $/16/$.

3.1. Зависимость квазичастичных характеристик неротационных состояний от силы квадрупольного спаривания

Из уравнений модели независимых квазичастиц с учетом квадрупольного спаривания (МНККС) видно, что квазичастичные характеристики неротационных состояний зависят не только от одночастичных энергий, но и от одночастичных волновых функций. В отличие от классической МНК $/9/$, каждое состояние в МНККС характеризуется своим силовым параметром спаривания, определяющимся монополюной и квадрупольной константами спаривания, а также диагональными матричными элементами квадрупольного оператора. Это приводит к заметной зависимости энергий одноквазичастичных состояний (рис.1, 2) и плотности числа частиц на одно-

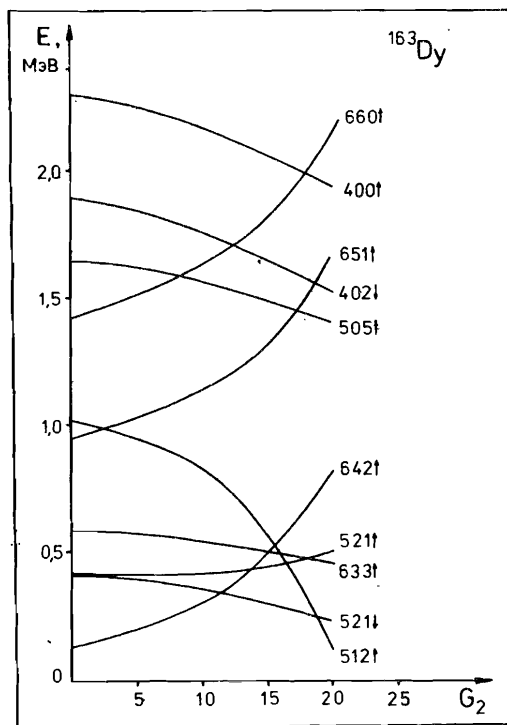


Рис.1 Зависимость энергий одноквазичастичных состояний в ^{163}Dy от константы квадрупольного спаривания G_2 . Энергия основного состояния принята за ноль. Все расчеты для ^{163}Dy проводились при константе монополюного спаривания $G_0 = 0,142$ МэВ.

частичных уровнях среднего поля (рис.3, 4) от силы квадрупольного спаривания (константы квадрупольного спаривания).

Практика расчетов в рамках КФМ $/8, 10, 12, 13/$ показывает, что учет квазичастично-фононного взаимодействия в нечетно-нейтронных ядрах: а) не улучшает согласия с экспериментом для состояния $11/2^- [505]$, энергия кото-

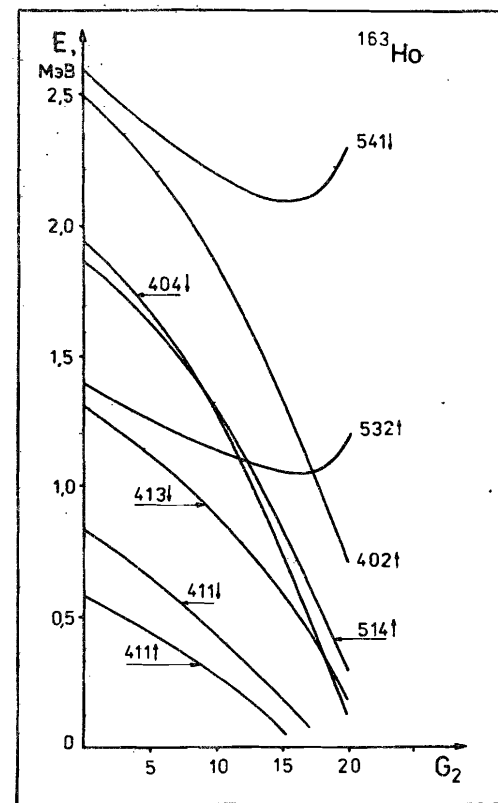


Рис.2 Зависимость энергий одноквазичастичных состояний в ^{163}Ho от константы квадрупольного спаривания G_2 . Энергия основного состояния принята за ноль. Все расчеты для ^{163}Ho проводились при константе монополюного спаривания $G_0 = 0,160$ МэВ.

спектра в целом. Естественно, что это относится к тем ядрам, у которых известно достаточно большое количество экспериментальных данных по энергиям неротационных состояний. Иными словами, число экспериментальных точек больше числа свободных параметров модели. В настоящей работе в качестве свободных мы использовали параметры спин-орбитальной связи, диффузности и квадрупольного спаривания. Изменение кон-

рого в рамках МНК и КФМ, как правило, намного выше экспериментального значения (на $0,8-1$ МэВ); б) недостаточно сильно опускает энергии энергии состояний $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$, которые остаются выше экспериментальных уровней на величину, достигающую $0,5$ МэВ; в) сильно понижает энергии состояний $1/2^+ [660]$ и $3/2^+ [651]$, что, как правило, не позволяет даже качественно описать ротационные полосы положительной четности, построенные на состояниях из подоболочки $11/2$ без сдвига этих состояний на $0,2-0,4$ МэВ и более $/12, 17/$. В нечетно-протонных ядрах плохо описываемыми состояниями часто являются состояния $1/2^- [541]$, $3/2^- [532]$, $5/2^+ [413]$, $5/2^+ [402]$, $7/2^+ [404]$ $/10, 11/$.

Отметим, что, как правило, изменением параметров потенциала среднего поля при равновесных параметрах деформации не удается улучшить описание энергетического

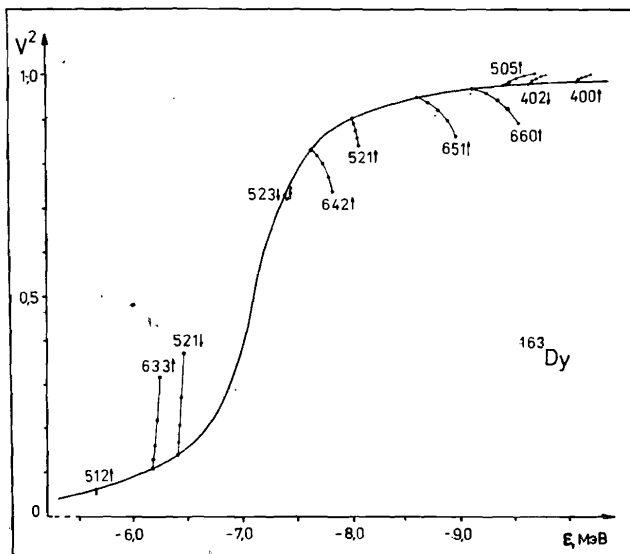


Рис.3 Зависимость плотности числа частиц ν^2 на одночастичных уровнях среднего поля в ^{163}Dy от одночастичных энергий \mathcal{E} (сплошная линия) и от константы квадрупольного спаривания G_2 (ответвления). Первая точка соответствует $G_2 = 0$, вторая - 5, третья - 10, четвертая - 15, пятая - 20 МэВ/барн².

станты монополюного спаривания G_0 приводит только к сжатию или расширению спектра. Расчеты показали, что величину G_0 можно выбирать, не варьируя в соответствии с рекомендациями работы /18/:

$$G_0^N = \frac{1}{A} \left(18 - 8,9 \frac{N-Z}{A} + 0,0064 \beta_{20}^2 A^{5/3} \right),$$

$$G_0^Z = \frac{1}{A} \left(18 + 8,9 \frac{N-Z}{A} + 0,0016 \beta_{20}^2 A^{5/3} \right).$$

В ^{163}Dy усиление квадрупольного спаривания приводит к заметному уменьшению энергий одноквазичастичных состояний $5/2^- [512]$, $11/2^- [505]$, $1/2^+ [400]$, $3/2^+ [402]$ и увеличению энергий состояний $1/2^+ [660]$, $3/2^+ [651]$ и $5/2^+ [642]$. Это существенно улучшает в итоге согласие с экспериментом (рис.5) и, что очень важно, сужает интервал между уровнями $1/2^+ [400]$ и $1/2^+ [660]$, $3/2^+ [402]$ и $3/2^+ [651]$, позволяя тем самым рассматривать $|\Delta N| = 2$ -смешивание в рамках КФМ, а значит, и в рамках вращательной модели /6,8/ при равновесных значениях параметров деформации.

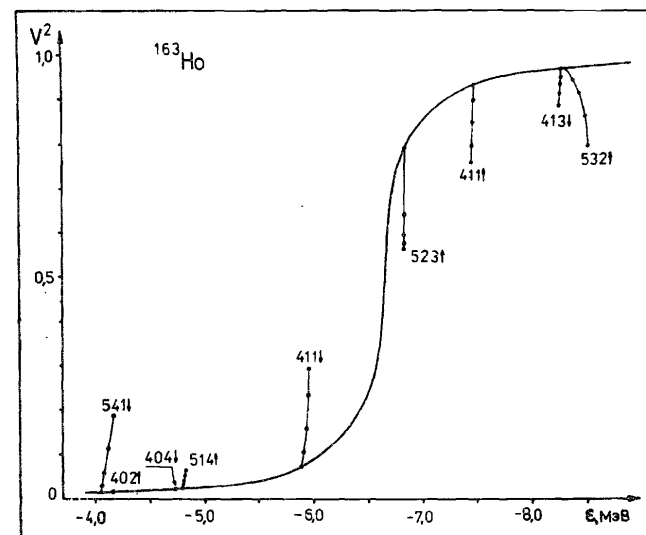


Рис.4 Зависимость плотности числа частиц ν^2 на одночастичных уровнях среднего поля в ^{163}Ho от одночастичных энергий \mathcal{E} и от константы квадрупольного спаривания G_2 . Примечания соответствуют рис.3.

В ^{163}Ho учет квадрупольного спаривания также приводит к существенному улучшению согласия с экспериментом (рис.6).

Расчеты равновесных значений мультипольных электрических моментов /19/ показали, что возбужденные состояния имеют деформации, в ряде случаев заметно отличающиеся от деформации основного состояния (табл.1). Если учесть это различие в деформациях, то в целом согласие результатов расчетов энергий неротационных состояний с экспериментом должно дополнительно улучшиться. Так, в ^{163}Dy энергия состояния $11/2^- [505]$ уменьшается приблизительно на 400 кэВ, состояний $1/2^+ [660]$ и $1/2^+ [400]$ - на ~ 200 кэВ. В ^{163}Ho энергия состояния $1/2^- [541]$ уменьшается на ~ 900 кэВ, $7/2^+ [404]$ - на ~ 100 кэВ. Очевидно, что хорошее описание энергетического спектра неротационных состояний деформированных ядер можно получить при последовательном учете различия в деформациях, квадрупольного спаривания и квазичастично-фононного взаимодействия.

Эффект квадрупольного спаривания очень ярко проявляется также в зависимости плотности числа частиц ν^2 на одночастичных уровнях среднего поля от одночастичных энергий при изменении константы квадрупольного

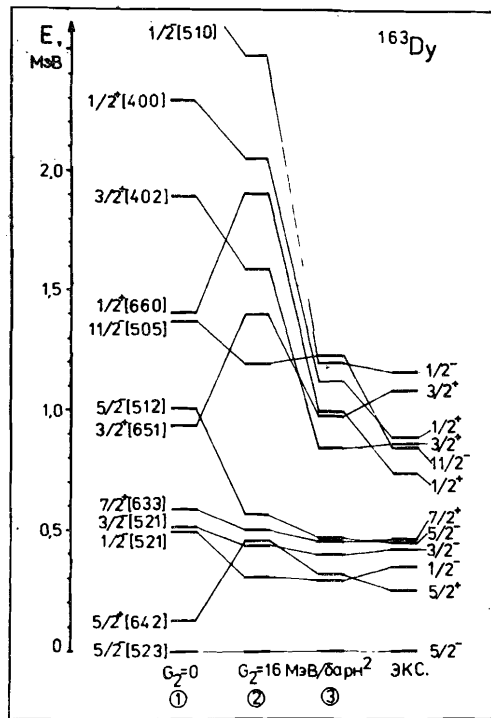


Рис.5 Энергии неротационных состояний в ^{163}Dy . Вариант I – МНК с учетом только монополюсного спаривания; вариант 2 – МНК с учетом монополюсного и квадрупольного спаривания (константа $G_2 = 16 \text{ МэВ/барн}^2$); вариант 3 – КФМ с использованием одноквартичных энергий варианта 2.

начинает возрастать для частичных состояний с $q_{20} > 0$ и дырочных состояний с $q_{20} < 0$. Для дырочных состояний с $q_{20} > 0$ величина уменьшается с увеличением параметра G_2 , но не так резко, как изменяется величина корреляционной функции $C_p(\rho)$. Это связано с тем, что для дырочных состояний с увеличением G_2 начинает возрастать величина разности $\mathcal{E}_p(\rho) - \lambda_p$ (рис.7).

Изменение полной энергии сверхтекучего состояния $|p\rangle$ при учете квадрупольного спаривания можно записать в виде

полного спаривания (рис.3, 4). Величина отклонения γ^2 от обычного распределения растёт с увеличением константы G_2 и коррелирует с типом состояния (частичное или дырочное), величиной и знаком матричного элемента q_{20} (величины матричных элементов для рассматриваемых состояний ^{163}Dy и ^{163}Ho приведены в табл.2). Сдвиг неротационных уровней и изменение величин факторов γ^2 определяются изменением мультипольных корреляционных функций C_0 и C_2 (табл.3, 4) и перенормировкой одночастичных энергий (рис.7). Изменение функций C_0 и C_2 при увеличении константы G_2 приводит к резкому увеличению корреляционных функций $C_p(\rho)$ для одноквартичных состояний с $q_{20} > 0$ и уменьшению для состояний с $q_{20} < 0$ (рис.8). В результате плотность числа частиц на уровнях среднего поля

$$\Delta \mathcal{E}_p = \mathcal{E}_p(0) - \mathcal{E}_p(G_2) = \Delta S_p - \frac{C_0(\rho, 0) - C_0^2(\rho, G_2)}{G_0} + \frac{C_2^2(\rho, G_2)}{G_2} \quad (20)$$

$$\text{где } \Delta S_p = \mathcal{E}_p(\rho, 0) - \mathcal{E}_p(\rho, G_2) + 2 \sum_{\nu \neq p} [\mathcal{E}_p(\nu, 0) \nu_p^2(\nu, 0) - \mathcal{E}_p(\nu, G_2) \nu_p^2(\nu, G_2)]$$

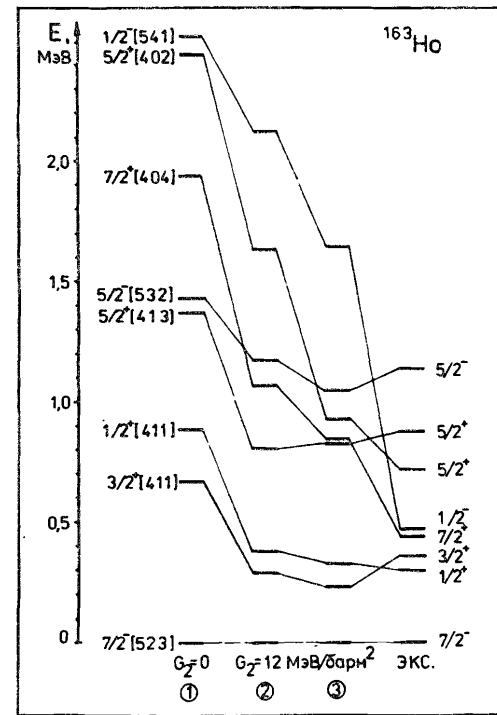


Рис.6 Энергии неротационных состояний в ^{163}Ho . Вариант I – МНК с учетом только монополюсного спаривания; вариант 2 – МНК с учетом монополюсного и квадрупольного спаривания (константа $G_2 = 12 \text{ МэВ/барн}^2$); вариант 3 – КФМ с использованием одноквартичных энергий варианта 2.

Зависимость одночастичных энергий и плотности числа частиц от параметра квадрупольного спаривания приводит при суммировании по большому числу состояний (в ^{163}Dy учитывалось 78, в ^{163}Ho – 59 состояний) к заметной зависимости разности ΔS от G_2 и блокируемому состоянию. Это показано на примере ^{163}Dy на рис.9 (изменение энергий рассматривается относительно основного состояния, ΔS для основного состояния при $G_2 = 15 \text{ МэВ/барн}^2$ уменьшается на 9,12 МэВ). Вклад разности значений мультипольных корреляционных функций в изменение полных энергий сверхтекучих состояний показан в таблице 5.

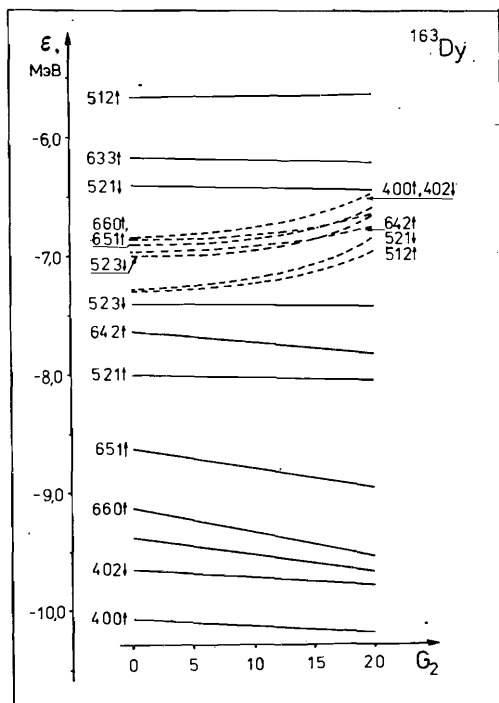


Рис.7 Зависимость одночастичных энергий (сплошные линии) и химических потенциалов (пунктирные линии) от константы квадрупольного спаривания G_2 .

3.2. Квадрупольное спаривание и $|\Delta N| = 2$ -смешивание

Известно, что $|\Delta N| = 2$ -смешивание состояний из подоболочек с $N = 4$ и 6 ($1/2^+$ [400] с $1/2^+$ [660], $3/2^+$ [402] с $3/2^+$ [651]), наблюдаемое в нечетно-нейтронных ядрах редкоземельной области элементов, в теоретических расчетах в рамках одночастичной модели с использованием потенциала Саксона-Вудса проявляется в области больших значений параметра квадрупольной деформации $\beta_{20} \approx 0,32-0,33$ и в очень узком интервале. Учет квазичастично-фононного смешивания состояний с одинаковыми квантовыми числами K^π расширяет интервал $|\Delta N| = 2$ -смешивания, и оно начинает проявляться при меньших значениях β_{20} , но, тем не менее, заметно больших равновесного значения. Учет взаимодействия отдачи [8] позволяет наблюдать $|\Delta N| = 2$ -смешивание в рамках КФМ при

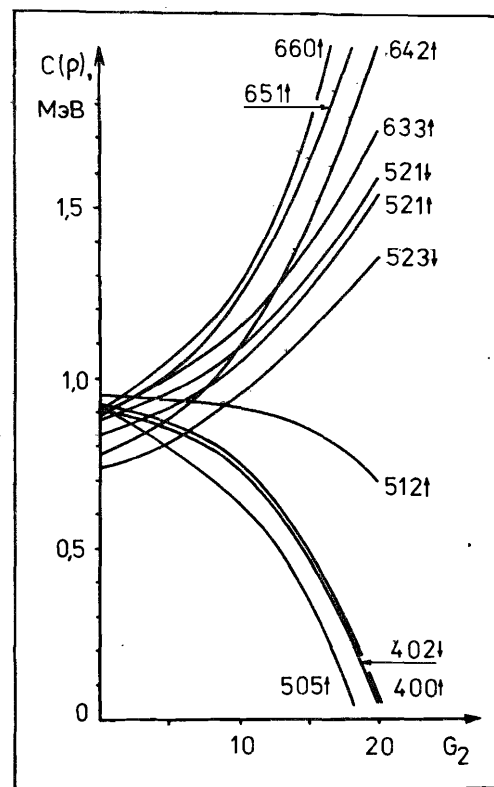


Рис.8 Зависимость корреляционных функций одночастичных состояний в ^{163}Dy от константы квадрупольного спаривания G_2 .

деформациях, уже более близких к равновесным. Но все же смешивание состояний $1/2^+$ [660] и $1/2^+$ [400], $3/2^+$ [651] и $3/2^+$ [402] (для удобства наряду с этими обозначениями в дальнейшем будем использовать также обозначения $1/2^+_6$, $1/2^+_4$, $3/2^+_6$, $3/2^+_4$, соответственно) при равновесных деформациях по-прежнему остается недостаточным для хорошего описания ротационных полос положительной четности, построенных на состояниях из подоболочки $i_1 13/2$. Поэтому приходится варьировать либо одночастичными, либо квазичастичными энер-

гиями состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$. В обоих случаях изменяется энергетический интервал между взаимодействующими состояниями, от которого зависят амплитуды состояний в квазичастично-фононных волновых функциях

$$\Phi_p(\rho_1, \rho_2; \sigma_k) = \left\{ C_{p_1} a_{p_1 \sigma_k} + C_{p_2} a_{p_2 \sigma_k} + \sum_{\lambda \mu i S} \mathcal{D}_{p_1 p_2 S V}^{\lambda \mu i n} a_{S V}^+ Q_i^+(\lambda \mu) \right\} | \rangle (2I)$$

В выражении (2I) C_{p_1} и C_{p_2} - амплитуды одноквазичастичных состояний $| \rho_1 \sigma_k \rangle$ и $| \rho_2 \sigma_k \rangle$ в волновой функции Φ_p ; $\mathcal{D}_{p_1 p_2 S V}^{\lambda \mu i n}$ - амплитуда примеси "квазичастица $S V$ + фонон $\lambda \mu i$ "; $Q_i^+(\lambda \mu)$ - оператор рождения фонона; $| \rangle$ - основное состояние четно-четного остова. Изменение амплитуды одноквазичастичных компонентов в волновых функциях состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ в зависимости от энергетического интервала между одноквазичастичными состояниями из подоболочки с $N = 6$ и 4 , а также от их взаимного расположения, показано в таблице 6 и на рис.10.

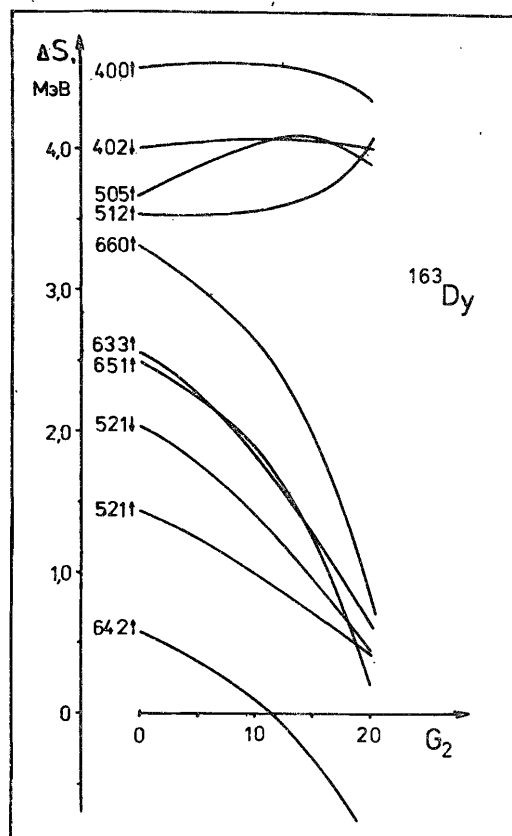


Рис.9 Зависимость разности S (20) от константы квадрупольного спаривания G_2 в ^{163}Dy (S для основного состояния принята за ноль).

Матричные элементы остальных состояний зависят от β_{20} слабо, поэтому рассмотрим поведение только состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$ в ядре ^{163}Dy .

При увеличении деформации до значений $\beta_{20} = 0,300-0,305$ орбиталям $1/2^+_6$ и $1/2^+_4$ можно уверенно приписать асимптотические квантовые характеристики $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$, а орбиталям $3/2^+_6$ и $3/2^+_4$ - $3/2^+_651$ и $3/2^+_402$, соответственно (рис.11, 12). При дальнейшем

Исследуя поведение одночастичных и одноквази-частичных состояний при изменении параметра квадрупольной деформации β_{20} , можно сделать определенные выводы о роли квадрупольного спаривания в широкой области нечетных деформированных ядер РЗЭ. Одночастичные волновые функции состояний нечетно-протонных ядер РЗЭ плавно и не очень сильно изменяются с β_{20} , поэтому матричные элементы q_{20} также будут изменяться не сильно. Это значит, что общие тенденции в зависимости характеристик неротационных состояний от параметра квадрупольного спаривания будут схожи для различных ядер в широкой области нечетно-протонных ядер. Сложнее ситуация в нечетно-нейтронных ядрах РЗЭ, где одночастичные волновые функции, а следовательно, матричные элементы q_{20} состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $3/2^+$, сильно изменяются в области квазипересечений.

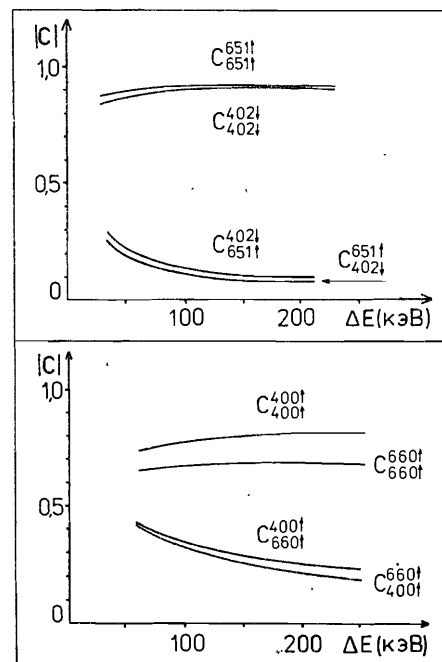


Рис.10 Зависимость амплитуд одноквази-частичных компонентов в квази-частично-фонновых волновых функциях состояний с $K^\pi = 3/2^+$ и $1/2^+$ от разности энергий одноквази-частичных состояний в ^{163}Dy ($\Delta E = E(K^\pi, N; \beta) - E(K^\pi, N; 4)$).

возрастании деформации начинает проявляться $|\Delta N| = 2$ -смешивание указанных состояний, а в области квазипересечений ($\beta_{20} \approx 0,31$ для состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и $\beta_{20} \approx 0,315$ для состояний с $K^\pi = 3/2^+$) приписание асимптотических квантовых характеристик орбиталям $1/2^+$ и $3/2^+$ вообще не имеет смысла. После прохождения точек квазипересечения у состояний $1/2^+_6$ и $1/2^+_4$, $3/2^+_6$ и $3/2^+_4$ происходит обмен структурой. Это отражается на величине матричных элементов q_{20}

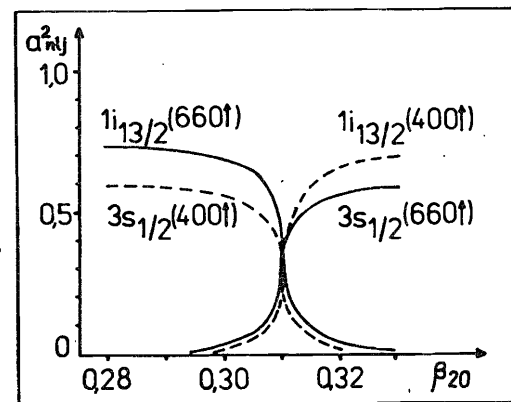


Рис.11 Зависимость амплитуд сферических компонентов $1i_{13/2}$ и $3s_{1/2}$ в волновых функциях одночастичных состояний $1/2^+_6$ и $1/2^+_4$ от параметра квадрупольной деформации β_{20} .

для рассматриваемых состояний (рис.13). В результате при квадрупольных деформациях, меньших деформации квазипересечения β_{20}^{CM} (величины матричных элементов (660f),

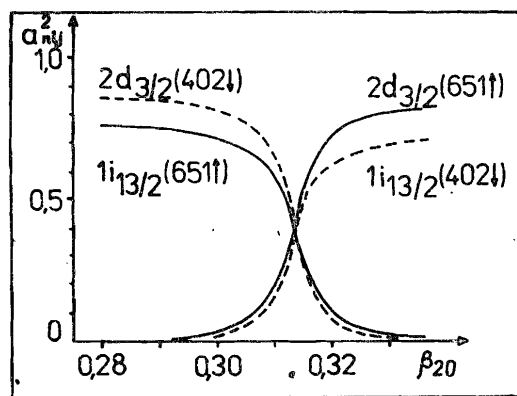


Рис.12 Зависимость амплитуд сферических компонент $1i_{13/2}$ и $2d_{3/2}$ в волновых функциях одночастичных состояний $3/2^+_6$ и $3/2^+_4$ от параметра квадрупольной деформации β_{20} .

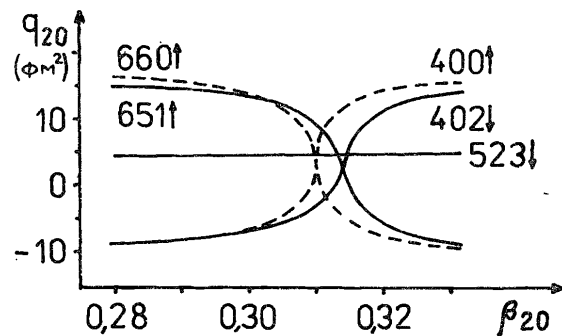


Рис.13 Зависимость величины матричных элементов q_{20} от параметра квадрупольной деформации в ^{163}Dy .

матриц, больших β_{20}^{CM} , величины матричных элементов q_{20} ($660\uparrow$), q_{20} ($651\uparrow$) < q_{20} ($523\downarrow$), q_{20} ($400\uparrow$), q_{20} ($402\downarrow$) > q_{20} ($523\downarrow$) и энергии состояний $1/2^+[660]$ и $3/2^+[651]$ уменьшаются, а состояний $1/2^+[400]$ и $3/2^+[402]$ - возрастают. Поскольку, как это видно из рис.10, величина

q_{20} ($651\uparrow$) больше q_{20} ($523\downarrow$), а q_{20} ($400\uparrow$) и q_{20} ($402\downarrow$) меньше q_{20} ($523\downarrow$), энергии одноквазичастичных состояний $1/2^+[660]$ и $3/2^+[651]$ резко возрастают с увеличением параметра квадрупольного спаривания G_2 , а состояний $1/2^+[400]$ и $3/2^+[402]$ уменьшаются (рис.14). Вблизи области квазипересечений $\beta_{20} \sim \beta_{20}^{CM} = 0,308 - 0,315$ матричные элементы рассматриваемых состояний сравнимы с матричным элементом для основного состояния, и зависимость энергий от величины G_2 становится слабой. При дефор-

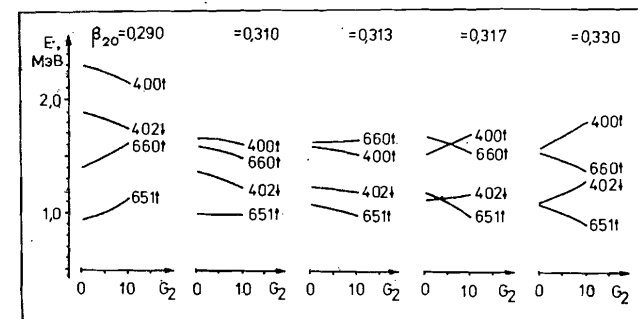


Рис.14 Зависимость энергий одноквазичастичных состояний $1/2^+[660]$, $1/2^+[400]$, $3/2^+[651]$, $3/2^+[402]$ от параметра квадрупольного спаривания G_2 при различных значениях параметра квадрупольной деформации в ^{163}Dy .

на $|\Delta N| = 2$ -смешивания при проведении расчетов в рамках КФМ заметно зависит от энергетического интервала между взаимодействующими состояниями с одинаковыми K^π из подоболочек с $N = 4$ и 6 , то ясно, что учет квадрупольного спаривания приводит к смещению области $|\Delta N| = 2$ -смешивания в сторону меньших значений квадрупольной деформации β_{20} , и становится возможным его рассмотрение при равновесных значениях параметра β_{20} .

4. Заключение

Результаты настоящей работы на примере расчета характеристик неротационных состояний ядер ^{163}Dy и ^{163}Ho показывают, что учет квадрупольного спаривания приводит к существенному улучшению согласия теоретического энергетического спектра неротационных состояний с экспериментом.

В нечетно-нейтронах ядрах квадрупольное спаривание приводит к резкому сближению состояний $1/2^+[660]$ и $1/2^+[400]$, $3/2^+[651]$ и $3/2^+[402]$ при равновесных значениях параметра квадрупольной деформации, что позволяет рассматривать $|\Delta N| = 2$ -смешивание в рамках КФМ без искусственного сдвига одночастичных или одноквазичастичных уровней и не прибегая к проведению расчетов при сильно завышенных значениях β_{20} .

Сильная зависимость корреляционных функций от параметра квадрупольного спаривания G_2 приводит к заметной зависимости от G_2 плотности числа частиц ν^2 на одночастичных уровнях среднего поля.

Таблица 1. Равновесные значения параметров деформации некоторых одноквазичастичных состояний в ^{163}Dy и ^{163}Ho , определенные из мультипольных электрических моментов /19/

^{163}Dy			^{163}Ho		
Состояние	β_{20}	β_{40}	Состояние	β_{20}	β_{40}
$5/2^-$ [512]	0,285	0,049	$7/2^-$ [523]	0,288	0,032
$5/2^-$ [523]	0,287	0,029	$1/2^-$ [541]	0,327	0,075
$11/2^-$ [505]	0,303	0,027	$5/2^+$ [402]	0,286	0,059
$1/2^+$ [660]	0,268	0,012	$3/2^+$ [411]	0,292	0,034
$3/2^+$ [651]	0,272	0,024	$7/2^+$ [404]	0,292	0,062
$5/2^+$ [642]	0,285	0,019	$5/2^+$ [413]	0,297	0,041
$1/2^+$ [400]	0,293	0,026			
$3/2^+$ [402]	0,297	0,026			

Таблица 2. Величины матричных элементов q_{20} для некоторых состояний в ядрах ^{163}Dy и ^{163}Ho (в единицах Фм^2)

^{163}Dy					
Состояние	q_{20}	Состояние	q_{20}	Состояние	q_{20}
$5/2^-$ [512]	-2,17	$11/2^-$ [505]	-11,95	$7/2^+$ [633]	7,64
$5/2^-$ [523]	4,50	$5/2^+$ [642]	12,04	$3/2^+$ [402]	-8,35
$3/2^-$ [521]	6,16	$3/2^+$ [651]	14,30	$1/2^+$ [400]	-8,11
$1/2^-$ [521]	6,45	$1/2^+$ [660]	15,46		

^{163}Ho					
Состояние	q_{20}	Состояние	q_{20}	Состояние	q_{20}
$9/2^-$ [514]	-2,24	$1/2^-$ [541]	15,38	$5/2^+$ [413]	0,82
$7/2^-$ [523]	4,89	$5/2^+$ [402]	-7,76	$3/2^+$ [411]	1,65
$5/2^-$ [532]	10,86	$7/2^+$ [404]	-7,66	$1/2^+$ [411]	2,02

Таблица 3. Величины корреляционных функций C_0 (в МэВ) и C_2 (в МэВ/барн) для некоторых одноквазичастичных состояний в ^{163}Dy . Для каждого состояния верхняя цифра соответствует C_0 , а нижняя - C_2

Состояние	G_2 (МэВ/барн ²) C_2 (МэВ/барн ²)				
	0	5	10	15	20
$5/2^-$ [523]	0,734	0,777	0,827	0,862	0,837
	0	0,997	2,720	5,796	11,340
$5/2^-$ [512]	0,948	0,972	0,995	0,995	0,933
	0	1,380	3,595	7,333	13,772
$3/2^-$ [521]	0,827	0,850	0,879	0,898	0,864
	0	1,009	2,677	5,607	10,952
$1/2^-$ [521]	0,880	0,890	0,900	0,895	0,837
	0	1,142	2,961	6,051	11,510
$11/2^-$ [505]	0,909	0,952	0,996	1,029	1,026
	0	1,269	3,234	6,320	11,274
$7/2^+$ [633]	0,907	0,914	0,921	0,911	0,849
	0	1,149	2,959	6,008	11,377
$5/2^+$ [642]	0,776	0,798	0,830	0,860	0,849
	0	0,822	2,205	4,724	9,534
$3/2^+$ [651]	0,876	0,887	0,902	0,911	0,881
	0	0,992	2,376	4,855	9,409
$1/2^+$ [660]	0,900	0,909	0,922	0,927	0,893
	0	0,949	2,429	4,911	9,396
$3/2^+$ [402]	0,916	0,952	0,990	1,015	1,000
	0	1,235	3,186	6,352	11,623
$1/2^+$ [400]	0,927	0,960	0,995	1,018	0,998
	0	1,227	3,167	6,330	11,638

В некоторых случаях это может заметно изменить величины сверхтекучих поправок $R_Y^{эл} = UU' - VV'$ к вероятностям электрических переходов, а значит, можно ожидать изменения теоретических значений вероятностей электрических переходов при проведении расчетов с учетом квадрупольного спаривания. Для магнитных переходов величина сверхтекучей поправки $R_Y^M = UU' + VV'$ изменяется с G_2 не так сильно, как $R_Y^{эл}$.

Таблица 4. Величины корреляционных функций C_0 (в МэВ) и C_2 (в МэВ/барн) для некоторых одноквазичастичных состояний в ^{163}Ho . Для каждого состояния верхняя цифра соответствует C_0 , а нижняя - C_2

Состояние	G_2 (МэВ/барн ²)		G_2 (МэВ/барн ²)		
	0	5	10	15	20
7/2 ⁻ [523]	0,059 0	0,495 0,695	0,838 2,940	1,152 7,447	1,365 14,210
9/2 ⁻ [514]	0,749 0	0,905 1,434	1,110 4,207	1,324 8,942	1,487 15,783
1/2 ⁻ [541]	0,776 0	0,890 1,227	1,039 3,396	1,212 7,082	1,371 12,768
1/2 ⁺ [411]	0,661 0	0,800 1,240	0,994 3,721	1,219 8,218	1,396 14,972
3/2 ⁺ [411]	0,591 0	0,749 1,049	0,977 3,527	1,228 8,119	1,407 14,986
5/2 ⁺ [402]	0,773 0	0,942 1,518	1,158 4,410	1,380 9,193	1,551 15,873
5/2 ⁺ [413]	0,684 0	0,841 1,215	1,058 3,761	1,289 8,374	1,452 15,225
7/2 ⁺ [404]	0,752 0	0,923 1,509	1,144 4,411	1,370 9,222	1,546 15,912

поэтому вероятности магнитных переходов и магнитные моменты не должны существенно изменяться с G_2 при проведении расчетов в рамках моделей, использующих приближение независимых квазичастиц.

Отметим, что небольшими изменениями параметра потенциала среднего поля можно еще более улучшить согласие теоретического энергетического спектра неротационных состояний с экспериментом. Но это не имеет принципиального значения, так как учет квадрупольного спаривания позволяет количественно объяснить большую часть величины феноменологических сдвигов неротационных уровней, вводимых при исследовании ротационных возбуждений.

Таблица 5. Вклад мультипольных корреляционных функций в изменение полных энергий сверхтекучих состояний в ядре ^{163}Ho . Для каждого состояния верхняя цифра соответствует монополюному вкладу $\frac{C_0^2(p, G_2) - C_0^2(p, 0)}{G_2}$, нижняя - квадрупольному вкладу $\frac{C_2^2(p, G_2)}{G_2}$

Состояние	G_2 (МэВ/барн ²)			
	5	10	15	20
5/2 ⁻ [523]	0,458 0,199	1,022 0,740	1,439 2,240	1,140 6,430
1/2 ⁻ [521]	0,125 0,261	0,251 0,877	0,187 2,441	-0,520 6,624
3/2 ⁻ [521]	0,272 0,204	0,625 0,717	0,863 2,096	0,441 5,997
5/2 ⁻ [512]	0,325 0,381	0,643 1,292	0,643 3,585	-0,199 9,483
11/2 ⁻ [505]	0,564 0,322	1,167 1,064	1,638 2,663	1,594 6,355
7/2 ⁺ [633]	0,090 0,264	0,180 0,876	0,051 2,406	-0,717 6,472
5/2 ⁺ [642]	0,244 0,135	0,611 0,486	0,968 1,488	0,835 4,545
3/2 ⁺ [651]	0,137 0,170	0,326 0,565	0,440 1,571	0,062 4,426
1/2 ⁺ [660]	0,115 0,180	0,282 0,590	0,347 1,608	-0,088 4,414
3/2 ⁺ [402]	0,474 0,305	0,993 1,015	1,346 2,690	1,133 6,755
1/2 ⁺ [400]	0,439 0,301	0,920 1,003	1,246 2,671	0,963 6,769

В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.Г.Соловьеву и В.О.Нестеренко за интерес к работе, полезные замечания и обсуждение результатов.

Таблица 6. Зависимость характеристик квазичастично-фононных состояний с $\kappa^{\mathcal{T}} = 1/2^+$ и $3/2^+$ от взаимного расположения одноквазичастичных состояний $\{\Delta E = E(\kappa^{\mathcal{T}}, N=B) - E(\kappa^{\mathcal{T}}, N=4)\}$.

$\kappa^{\mathcal{T}}$	E (кэВ)			Структура
	эксп.	МНК	КФМ	
$\Delta E = -180$ кэВ $1/2^+_6$	737,6	1710	802	$0,61 660\rangle - 0,51 400\rangle$ $+0,36 642(22I)\rangle + 0,31 651(22I)\rangle$ $-0,30 402(22I)\rangle + 0,11 402(22I)\rangle$
$1/2^+_4$	884,3	1860	935	$0,66 400\rangle + 0,47 660\rangle$ $+0,36 402(22I)\rangle + 0,32 642(22I)\rangle$ $+0,20 651(22I)\rangle - 0,19 402(22I)\rangle$
$\Delta E = 180$ кэВ $1/2^+_4$	737,6	1682	736	$-0,80 400\rangle + 0,25 660\rangle$ $-0,43 402(22I)\rangle + 0,20 402(22I)\rangle$ $+0,16 651(22I)\rangle + 0,15 642(22I)\rangle$
$1/2^+_6$	884,3	1832	940	$0,69 660\rangle + 0,28 400\rangle$ $+0,51 642(22I)\rangle + 0,35 651(22I)\rangle$ $+0,14 402(22I)\rangle - 0,10 402(22I)\rangle$
$\Delta E = -160$ кэВ $3/2^+_4$	766,2	1429	682	$-0,87 402\rangle + 0,11 651\rangle$ $+0,38 400(22I)\rangle + 0,19 404(22I)\rangle$ $+0,15 651(20I)\rangle + 0,10 660(22I)\rangle$
$3/2^+_6$	859,3 935,1 1084,2	1255	830	$0,90 651\rangle + 0,14 402\rangle$ $+0,30 660(22I)\rangle - 0,12 402(20I)\rangle$
$\Delta E = 160$ кэВ $3/2^+_4$	766,2	1215	549	$-0,89 402\rangle + 0,07 651\rangle$ $+0,38 400(22I)\rangle + 0,19 404(22I)\rangle$ $+0,15 651(20I)\rangle + 0,06 660(22I)\rangle$
$3/2^+_6$	1084,2	1389	881	$0,90 651\rangle + 0,09 402\rangle$ $+0,35 660(22I)\rangle - 0,13 402(20I)\rangle$

Литература

1. Bohr A. and Mottelson B. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 27, No.16, 1953.
2. Kerman A.K. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 30, No.15, 1956.

3. Михайлов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.311.
4. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.941.
5. Münchow L. and May F.-R. JINR, E4-9331, Dubna, 1975.
6. Квасил Я. и др. ОИЯИ, P4-II066, Дубна, 1977.
7. Михайлов И.Н. и др. ОИЯИ, P4-II247, Дубна, 1978.
8. Шаронов И.А. и др. Болгар.физ.журнал, 13, 1986, 4, с.318.
9. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
10. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.
11. Адам И. и др. ОИЯИ, P6-84-206, Дубна, 1984.
12. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, P6-84-207, Дубна, 1984.
13. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. ОИЯИ, P4-85-16, Дубна, 1985.
14. Беляев С.Т. ЯФ, 1966, т.4, с.936.
15. Ekström C. and Lamm I.-L. Phys.Scripta, 7, 1973, p.31.
16. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра, т.2. М.: Мир, 1977.
17. Lövhöiden G. e.a. Nucl.Phys., A194, 1972, p.463.
18. Вдовин Л.А. и др. ОИЯИ, P4-5152, Дубна, 1970.
19. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, 4-83-535, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1988 года.