

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



6/II-78

K-323

P4 - 11066

649/2-78

Я.Квасил, И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров,
Б.Чориев

УЧЕТ ФОНОННЫХ ПРИМЕСЕЙ
К ВОЛНОВЫМ ФУНКЦИЯМ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР
И КОРИОЛИСОВО СМЕШИВАНИЕ СОСТОЯНИЙ

1977

P4 - 11066

Я.Квасил,* И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров,**
Б.Чориев***

УЧЕТ ФОНОННЫХ ПРИМЕСЕЙ
К ВОЛНОВЫМ ФУНКЦИЯМ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР
И КОРИОЛИСОВО СМЕШИВАНИЕ СОСТОЯНИЙ

Направлено в Czechoslovak Journal of Physics.



* Карлов университет, Прага, ЧССР.

** Самаркандский государственный университет.

*** ИЯФ АН УзССР, Ташкент.

Квасил Я. и др.

P4 - 11066

Учет фононных примесей к волновым функциям нечетных ядер и кориолисово смешивание состояний

Изучаются некоторые обобщения модели Кермана для нечетных ядер. Влияние фононных примесей на величину матричных элементов взаимодействия Кориолиса исследуется включением мультиполь-мультипольного взаимодействия во внутренний гамильтониан. Рассмотрено несколько вариантов учета неадиабатических эффектов четно-четного остова.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Kvasil Ja. et al.

P4 - 11066

Account for Phonon Admixtures in Wave Functions of Odd Nuclei and the Coriolis Mixing of States

Some generalizations of the model for odd nuclei suggested by Kerman are considered. The effects of phonon admixtures on matrix elements of Coriolis interaction are studied. Several schemes are considered for studying the role of non-adiabatic effects in the even-even core.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

§1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ротационных полос нечетных ядер показало, что взаимодействие Кориолиса (ВК) в ядрах редкоземельной области играет важную роль при описании энергии и электромагнитных переходов.

В последние годы удалось обнаружить довольно "длинные" полосы, для которых модель Кермана^[1] в оригинальном виде не могла дать хорошего согласия с экспериментом, и были предложены разные модификации этой модели.

Модификация модели Кермана может быть связана или с перенормировкой матричных элементов (м.э.) углового момента (УМ) $\langle f | j_+ | i \rangle$ или модификацией функциональной зависимости энергии уровней четного остова от углового момента. Для описания "длинных" полос понадобилось и то и другое^[2,3,8,11].

В данной работе исследовано влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на перенормировку матричных элементов УМ и роль неадиабатических эффектов в состояниях остова.

§2. МОДЕЛЬ КЕРМАНА С УЧЕТОМ МУЛЬТИПОЛЬ-МУЛЬТИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Гамильтонианы ядра запишем в виде^[4]

$$\hat{H} = \hat{H}_{int} + \hat{H}_{rot} = \hat{H}_{av} + \hat{H}_{pair} + \hat{H}_{QQ} + \hat{H}_{rot}, \quad (1)$$

где \hat{H}_{av} - гамильтониан аксиально-симметричного среднего поля потенциала Вудса-Саксона; \hat{H}_{pair} и \hat{H}_{QQ} -

части гамильтониана, соответствующие парным корреляциям сверхпроводящего типа и мультиполь-мультипольному взаимодействию соответственно; \hat{H}_{rot} - гамильтониан вращательного движения ядра. В пренебрежении неадиабатическими эффектами в остове \hat{H}_{rot} определяется следующим образом:

$$\hat{H}_{rot} = \sum_{\kappa} \frac{\hbar^2 \hat{R}_{\kappa}^2}{2J_{\kappa}} = \frac{\hbar^2}{2J_0} [\hat{I}^2 - \hat{I}_z^2 - (\hat{I}_+ \hat{j}_- + \hat{I}_- \hat{j}_+) + 1/2(\hat{j}_+ \hat{j}_- + \hat{j}_- \hat{j}_+)] = \hat{T}_{rot} + \hat{H}_{cor} + \hat{H}_J, \quad (2)$$

где $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}$; \vec{R} и \vec{I} - вращательный и полный моменты системы; \vec{j} - момент нечетной частицы.

Собственные функции внутреннего гамильтониана определяются, как и в работах ^{4,9}:

$$|\Phi_{\rho\sigma}^n\rangle = C_{\rho}^n \{ a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu is} D_{\rho s \sigma'}^{\lambda\mu in} a_{s\sigma'}^+ Q_i^+(\lambda\mu) \} |0\rangle, \quad (3)$$

где $|0\rangle$ - квазичастичный вакуум; из $\sigma' K_s^{\pm} \mu = \sigma K_{\rho}$ определяется σ' ; C_{ρ}^n и $D_{\rho s \sigma'}^{\lambda\mu in}$ - коэффициенты, определяющие вклады квазичастичных и квазичастица-плюс-фононных компонент соответственно. Собственными функциями полного гамильтониана будут

$$|\text{IMK}_{\rho}^n, m\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{\nu, n} a_{\nu, n}^{\rho, m}(\text{IM}) \times \{ \mathcal{D}_{\text{MK}_{\nu}}^I |\Phi_{\nu\sigma}^n\rangle + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{\text{M}, -K_{\nu}}^I |\overline{\Phi}_{\nu\sigma}^n\rangle \}, \quad (4)$$

где $a_{\nu, n}^{\rho, m}(\text{IM})$ - амплитуды смешивания полос с разными K_{ν} . Если при диагонализации (1) учитываем лишь первый полюс секулярного уравнения для нечетного ядра ($n=1$), диагональные элементы полного гамильтониана равны

$$\langle \text{IMK}_{\rho} | \hat{H} | \text{IMK}_{\rho} \rangle = E_{K_{\rho}} + T(I, K, J) + \frac{a_{\rho}}{2J_0} (-1)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2}) \delta_{K_{\rho}, 1/2}, \quad (5)$$

где

$$E_{K_{\rho}} = \eta_{K_{\rho}}^{n=1} + \frac{\hbar^2}{2J_0} \langle \Phi_{K_{\rho}}^{n=1} | (\hat{j}_x^2 + \hat{j}_y^2) | \Phi_{K_{\rho}}^{n=1} \rangle, \quad (5a)$$

$\eta_{K_{\rho}}^{n=1}$ - первый полюс секулярного уравнения; $T(I, J, K)$ - функция, которая в соответствии с (2) должна быть равна

$$T(I, K, J) = \frac{\hbar^2}{2J_0} [I(I+1) - K^2], \quad (5b)$$

но обычно включает параметры разложения момента инерции по угловому моменту ³.

Недиагональные элементы равны:

$$\langle \text{IMK}_{\rho} | (\hat{H}_J + \hat{H}_{cor}) | \text{IMK}'_{\rho} \rangle = -\frac{\hbar^2}{2J_0} \langle \Phi_{K_{\rho}}^n | (\hat{j}_x^2 + \hat{j}_y^2) | \Phi_{K'_{\rho}}^n \rangle \delta_{K_{\rho} K'_{\rho}} - \sqrt{(I_{\mp} K'_{\rho})(I_{\pm} K'_{\rho} + 1)} \langle \Phi_{\rho\sigma}^n | \hat{j}_{\pm} | \Phi_{\rho'\sigma'}^n \rangle \delta_{K_{\rho} K'_{\rho}, \pm 1}, \quad (6)$$

где м.э. УМ определяются формулой

$$\langle \Phi_{\rho\sigma}^n | \hat{j}_{\pm} | \Phi_{\rho'\sigma'}^n \rangle = C_{\rho}^n C_{\rho'}^n \{ V_{\rho\rho'}^{(+)} \langle \rho\sigma | \hat{j}_{\pm} | \rho'\sigma' \rangle + \sum_{\lambda\mu i} \sum_{ss'} V_{ss'}^{(+)} D_{\rho s \sigma_1}^{\lambda\mu in} D_{\rho' s' \sigma_2}^{\lambda\mu in} \langle s\sigma_1 | \hat{j}_{\pm} | s'\sigma_2 \rangle \}. \quad (7)$$

$(V_{\Gamma}^{+}) = u_{\Gamma} u_{\Gamma'} + v_{\Gamma} v_{\Gamma'}^{/4/}$, $\langle s\sigma | \hat{j}_{\pm} | s'\sigma' \rangle$ - м.э. УМ по одночастичным деформированным состояниям).

Если бы в (1) $\hat{H}_{\text{QQ}} = 0$, то мы вместо (7) имели бы

$$\langle \Phi_{\rho\sigma}^n | \hat{j}_{\pm} | \Phi_{\rho'\sigma'}^n \rangle = \langle \rho\sigma | \hat{j}_{\pm} | \rho'\sigma' \rangle V_{\rho\rho'}^{(+)} \beta_{\rho} \beta_{\rho'}, \quad (7')$$

где β_{ρ} - факторы ослабления, которые вводятся для описания спектра полос.

Обрезание базиса влияет на величину первого члена в правой стороне выражения (6). С другой стороны, положение первых уровней возбужденных полос не всегда совпадает с экспериментальным значением, если пользоваться формулами (5а), (6). Поэтому при рассмотрении кориолисова смешивания состояний используется свободный параметр $E_{K\rho}$. Из-за второго члена в (5а) он в случае длинных полос может зависеть от углового момента. Введение такого параметра помогает более точному учету кориолисова смешивания.

§3. ПАРАМЕТРЫ \hat{H}_{rot}

Кориолисово смешивание состояний зависит не только от м.э. ВК, а также от моментов инерции ядра. Стало уже традицией вводить в инерциальные параметры зависимость от углового момента и других характеристик ядер (корреляционной функции, деформации и т.п.), которые также изменяются вместе с угловым моментом.

Аппроксимация моментов инерции (учет неадиабатических эффектов), как в ^{3/}, функциями

$$1/2J_I = 1/2J_0 - B(I(I+1) - K^2) \quad (8)$$

или

$$1/2J_I = 1/2J_0 - \xi BI(I+1), \quad \xi = 1, 2, \quad (8)$$

справедлива только в той области углового момента, где применима 2-членная формула Бора-Мотгельсона.

В работах ^{5/} были исследованы моменты инерции четно-четных ядер с помощью разложения типа

$$\sum_n b_n E_I^n = I(I+1). \quad (9)$$

Формула (9) с небольшим числом параметров b_n хорошо аппроксимирует энергии состояний четно-четных ядер до области с $I=14 \div 16\hbar$.

Подобные разложения запишем для нечетного ядра:

$$\sum_n b_n \hat{H}_{\text{rot}}^n = (\vec{I} - \vec{j})^2 \equiv \vec{R}^2. \quad (9')$$

Члены в (9') с $n \geq 2$ можно интерпретировать как влияние неадиабатических эффектов в остове на вращательное движение. Если предположить, что ряд (9') можно оборвать при $n=2$, то можем записать следующее операторное соотношение:

$$\hat{H}_{\text{rot}} + b' \hat{H}_{\text{rot}}^2 = A(\vec{I}^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{j} + \vec{j}^2). \quad (10)$$

Ниже будем использовать формулу (10) в двух вариантах расчета.

А) Предполагаем, что прямое смешивание оператором \hat{H}_{rot} состояний с $|K-K'| \geq 2$ пренебрежимо мало. Запишем в этом случае:

$$\hat{H}_{\text{rot}} = f_1(I) + f_2(I) \vec{I} \cdot \vec{j}. \quad (11)$$

Из (11) и (10), группируя члены с одинаковой степенью $(\vec{I} \cdot \vec{j})$, получим

$$f_1(I) = \{ \sqrt{1+2AbI(I+1)} - 1 \} / b, \quad (12a)$$

$$f_2(I) = -A / \sqrt{1+2AbI(I+1)}. \quad (12b)$$

Функциональная зависимость (12а) была обсуждена в работе ^{7/}.

Основываясь на (1) и (12), мы можем сформулировать модель, которая получается из (5) и (6) заменой

$$T(I, J, K) \rightarrow f_1(I) + f_2(I) K^2, \quad (5'а)$$

$$1/2 J_I \rightarrow -f_2(I). \quad (5'б)$$

Следует отметить, что такая аппроксимация тоже не всегда оправдывает себя. Учет тех неадиабатических эффектов в остова, которые отражены в формуле (9') для \hat{H}_{rot} , можно провести точно, следуя второму варианту расчета.

Б) Совершим ортогональное преобразование оператора \hat{R}^2 , диагонализующее обе стороны уравнения (9'). Для этого решим вспомогательную задачу на отыскание ортонормированных собственных функций оператора \hat{R}^2 :

$$(\hat{R}^2)_{ij} \phi_j^{(k)} = r_k \phi_i^{(k)}. \quad (13)$$

Очевидно, что матрица $T = (\tilde{T}^{-1})$ с матричными элементами

$$t_{ki} = \phi_i^{(k)} \quad (14)$$

обладает свойством

$$T \hat{R}^2 T^{-1} = \sum_{ij} \phi_i^{(k)} \hat{R}_{ij}^2 \phi_j^{(k')} = \delta_{kk'} r_k. \quad (15)$$

Следовательно, решением (9') является

$$\hat{H}_{rot} = T^{-1} [h_k] T, \quad (16)$$

где $[h_k]$ - диагональная матрица с элементами h_k , определенными формулой

$$\sum_n b_n (h_k)^n = r_k. \quad (17)$$

Уравнение на собственные значения для гамильтониана (1) с так определенной матрицей \hat{H}_{rot} (17) эквивалентно уравнению

$$\{T \hat{H}_{int} T^{-1} + [h_k]\} \Phi = E \Phi, \quad (18)$$

где собственные вектора Φ связаны с волновыми функциями Ψ гамильтониана (1) в базисе с диагональным оператором \hat{H}_{int} ортогональным преобразованием

$$T^{-1} \Phi = \Psi. \quad (19)$$

Модель, включающая двойную процедуру диагонализации кориолисова взаимодействия, отличается от изложенных ранее моделей тем, что в гамильтониане \hat{H}_{tot} явно учитываются члены, смешивающие состояния с $\Delta K \geq 2$. В других вариантах смешивание адиабатических компонент с $\Delta K \geq 2$ связано с тем, что взаимодействие Кориолиса учитывается во всех порядках. Невозможность правильного описания экспериментальных результатов по теории возмущений говорит о важности таких эффектов. В дальнейшем мы ставим своей целью выяснить точность подходов к проблеме, в которых члены \hat{H}_{tot} с $\Delta K \geq 2$ отбрасываются. Забегая вперед, отметим, что чувствительность модели с двойной диагонализацией к выбору параметров остова существенно выше, чем в других вариантах теории.

84. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ЧЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{161}Dy

Приводимые ниже результаты расчета предназначены главным образом для выяснения вопросов теоретического характера. Именно, мы старались определить:

- а) влияние фоновых примесей на величину м.э. УМ;
- б) влияние неадиабатических эффектов в четном остова на спектр нечетных ядер и точность их описания в рамках приближенной процедуры (см. формулы (10)-(12)) перенормировки инерционных параметров;
- в) роль высших полюсов секулярных уравнений для \hat{H}_{int} в формировании спектра нечетных ядер.

Воспроизведение реального спектра, наблюдаемого на эксперименте, при этом играло для нас побочную роль. Желая изучить роль перечисленных эффектов в случае,

близком к реальному, мы вводили параметры, улучшающие соответствие результатов расчета с экспериментальными данными.

При построении спектров брались м.э. УМ по сложным конфигурациям (7), однако отдельные (указанные ниже) расчетные значения м.э. изменялись для лучшего воспроизведения спектра. Наблюдаемые расхождения полумикроскопической теории с экспериментом при решении секулярного уравнения нечетного ядра для энергий состояний 1/2 [660] и 3/2 [651] (см. табл.1) сказываются на величине м.э. ВК, связывающих эти состояния друг с другом, а также с другими состояниями. При численных расчетах м.э. <5/2 [642] || j₊ || 3/2 [651]> брался равным 3,26, в то же время в табл.2 он равен 4,90. Следует заметить, что такое расхождение с расчетом легко устраняется подбором другого набора параметров среднего потенциала Вудса-Саксона (см. подробно⁹).

Корреляционные функции и химические потенциалы были равны:

$$\begin{aligned} C_n &= 0,720 \text{ МэВ}, & \lambda_n &= -6,60 \text{ МэВ}, \\ C_p &= 1,260 \text{ МэВ}, & \lambda_p &= -5,75 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Структура состояний определена так же, как и в⁹. При этом использовались параметры потенциала Вудса-Саксона по схеме A=155 и с этими параметрами вычислялись одночастичные м.э. УМ.

Остановимся более подробно на вышеизложенных вопросах.

а) Структура полюсов и соответствующие м.э. УМ приведены в табл.1 и 2. Из табл.2 видно, что известное ослабление м.э. УМ/10.11¹⁰ в рамках полумикроскопической теории структуры ядра⁴ объясняется учетом фоновых примесей (см. также рис.2). При учете фоновых примесей в состояниях нечетных ядер роль некоторых состояний (например, таких, как 1/2[400] и 3/2[402], для которых малы квазичастичные м.э. УМ) может возрастать.

В пользу обрезания базиса, кроме энергетических соображений, говорит еще один фактор: с учетом фоновых примесей величина м.э. ВК, которые связывают низко- и высоколежащие состояния, мала (см. табл.2

Таблица 1. Структура и энергии возбуждения четных состояний ¹⁶¹Dy

Mπ	n	ρσ	C _p ⁿ (σσ'λμ)	Структура* λμ _{in} (C _p ⁿ D _{psσ'})	η _ρ ⁿ - η _{ρ0} ⁿ⁼¹	(E _p - E _{ρ0}) ⁿ эксл.				
1	1	1/2 [400]	.798	40122 - .488	40020	.254	40222	-.192	.760	.774
2	2	1/2 [400]	.005	64222 .999	40122	-.005	52131	-.002	1.291	-
3	1	1/2 [660]	.829	66020 -.416	65122	.232	64222	.153	.163	.608
4	2	1/2 [660]	.088	64222 -.983	65122	.144	66020	-.095	1.310	-
5	1	3/2 [402]	.840	40022 .402	40120	.289	40322	-.156	.668	.551
6	2	3/2 [402]	.030	52130 -.999	40022	.028	40120	.020	1.530	-
7	1	3/2 [651]	.874	65120 -.379	66022	-.182	54130	-.115	.044	.700
8	2	3/2 [651]	.054	52130 .990	65120	-.116	66022	-.047	1.538	-
9	1	5/2 [642]	.973	66022 .100	53032	-.075	75230	.073	.0	.0
10	2	5/2 [642]	.015	52230 .928	64220	.373	66022	.007	1.584	-
11	1	7/2 [633]	.906	63320 .282	52132	.242	51231	.106	.642	.570
12	2	7/2 [633]	.053	65122 -.881	52132	-.460	52231	-.081	1.622	-
13	1	5/2 [402]	.218	52131 -.705	52230	-.630	40022	-.224	1.544	-
14	1	7/2 [404]	.013	52132 .999	52231	-.024	65122	.024	1.592	1.412
15	1	9/2 [624]	.208	64222 -.972	51232	.074	52232	-.070	1.247	-

* σσ' дано в обозначениях [Nπ_z K - 1/2].

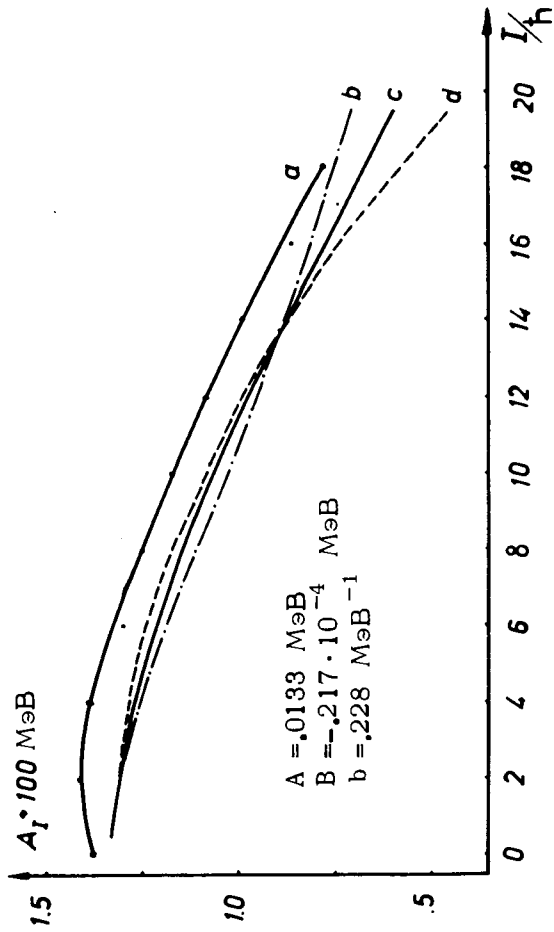


Рис. 1. Аппроксимация момента инерции: (а) - экспериментальные значения момента инерции остова^{6/}; (b) и (d) - аппроксимация формулами вида (12 б) и (8) соответственно; (с) - $1/2 J_I$ равен полусумме выражений в формулах (8) и (12 б).

и (7)). Это следует из того, что вклад фонон-плюс-квазичастичных компонент доминирует в высоколежащих состояниях, а вклад одноквазичастичных компонент доминирует в низколежащих состояниях.

б) Для исследования роли неадиабатических эффектов в состояниях четного остова проводились расчеты с разными аппроксимациями момента инерции.

На рис. 1 приведены моменты инерции, вычисленные с помощью формул (8) и (12 б). Сравнивая эти кривые с экспериментальными значениями момента инерции остова (они вычислены так же, как в работе^{6/}), мы можем сказать, что аппроксимация типа (8) недооценивает ВК (d), а аппроксимация типа (12 б) переоценивает ВК (b) при высоких спинах, и, следовательно, при больших I согласие теории с экспериментом должно ухудшаться, что видно из спектра ираст-полосы нечетного ядра (рис. 2 (1У)). Для того, чтобы достаточно хорошо описать спектр ираст-полосы, требуется другая аппроксимация момента инерции. В самом простом случае момент инерции может быть получен как полусумма значений, соответствующих рассмотренным выше аппроксимациям (кривая (с) на рис. 1). Соответствующим образом изменяется функция $T(I, J, K)$ в диагональных элементах матрицы полного гамильтониана

$$\begin{aligned}
 T(I, J, K) = & \{ (A - BI(I+1)) I(I+1) + \\
 & + (\sqrt{1+2AbI(I+1)} - 1) / b \} / 2 - \\
 & - K^2 \{ A / \sqrt{1+2AbI(I+1)} + A - 2BI(I+1) \} / 2.
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

При использовании такой аппроксимации получен спектр, приведенный на рис. 2 (11). Мы получим близкий результат (рис. 2 (111)), если вместо (20) возьмем формулу

Таблица 2. Матричные элементы УМ по четным состояниям

№ п/п	Состояния		Одночастичные м.э. УМ	Сложное (?) м.э. УМ
	$\rho\sigma$	$\rho'\sigma'$		
I	1/2 [400]	1/2 [400]	-.176	-.221
2	1/2 [400]	1/2 [660]	.680	.712
3	1/2 [660]	1/2 [660]	-6.503	-6.095
4	3/2 [65I]	1/2 [660]	6.454	6.051
5	3/2 [65I]	1/2 [400]	-.803	-.802
6	3/2 [402]	1/2 [400]	.787	.721
7	3/2 [402]	1/2 [660]	.667	.751
8	5/2 [642]	3/2 [65I]	6.345	4.901
9	5/2 [642]	3/2 [402]	.617	.436
10	7/2 [633]	5/2 [642]	6.088	4.282
11	9/2 [624]	7/2 [633]	5.6153	1.083
13	5/2 [642]	3/2 [65I] ^{2*}	-	.427
14	5/2 [642]	3/2 [402] ²	-	-.122
15	7/2 [633] ²	5/2 [642]	-	.036
	7/2 [633]	5/2 [642] ²	-	.343

* Для второго полюса использовано обозначение $[Nn_z \Lambda]^n$.

Таблица 3. Ротационная полоса 7/2 (633), (I) - при диагонализации (I) учтены лишь низколежащие и первые полюса; (II) - учтены 2-е полюса и некоторые высоколежащие состояния

Спин	Энергия	Эксперимент	Теория	
			(I)	(II)
7/2		.570	.570	.5698
9/2		.680	.737	.7314
11/2		.799	.840	.8363
13/2		.924	1.108	1.0864
15/2		-	1.387	1.367
17/2		-	1.531	1.500
19/2		-	1.847	1.803

33/2	<u>.2234</u>	<u>2.253</u>	<u>2.232</u>		
31/2	<u>.2161</u>	<u>2.106</u>	<u>2.072</u>	<u>2.105</u>	
				<u>1.997</u>	<u>2.020</u>
					<u>1.980</u>
29/2	<u>1.693</u>	<u>1.734</u>	<u>1.695</u>		
27/2	<u>1.601</u>	<u>1.602</u>	<u>1.561</u>	<u>1.645</u>	
				<u>1.534</u>	<u>1.545</u>
					<u>1.499</u>
25/2	<u>1.222</u>	<u>1.265</u>	<u>1.227</u>	<u>1.220</u>	
23/2	<u>1.118</u>	<u>1.143</u>	<u>1.109</u>	<u>1.110</u>	<u>1.118</u>
					<u>1.066</u>
21/2	<u>.826</u>	<u>.859</u>	<u>.831</u>	<u>.841</u>	
19/2	<u>.719</u>	<u>.744</u>	<u>.723</u>	<u>.733</u>	<u>.749</u>
					<u>.688</u>
17/2	<u>.508</u>	<u>.525</u>	<u>.510</u>	<u>.520</u>	
15/2	<u>.407</u>	<u>.421</u>	<u>.410</u>	<u>.418</u>	<u>.449</u>
					<u>.382</u>
13/2	<u>.267</u>	<u>.269</u>	<u>.263</u>	<u>.266</u>	<u>.224</u>
11/2	<u>.184</u>	<u>.185</u>	<u>.182</u>	<u>.182</u>	<u>.159</u>
9/2	<u>.100</u>	<u>.095</u>	<u>.096</u>	<u>.091</u>	<u>.073</u>
7/2	<u>.044</u>	<u>.044</u>	<u>.044</u>	<u>.039</u>	<u>.030</u>
5/2	<u>0</u>	<u>.009</u>	<u>.009</u>	<u>.004</u>	<u>0</u>
	ЭКСП.	II	III	IV	V

Рис. 2. Сравнение различных вариантов расчета спектра ирраст-полосы ^{161}Dy . Описание схемы расчета дано в тексте. Параметры для (IУ) равны: $A=0,0136 \text{ МэВ}$, $b=0,284 \text{ МэВ}^{-1}$; для остальных схем $A=0,0133 \text{ МэВ}$, $b=0,228 \text{ МэВ}^{-1}$ и $V=-0,217 \times 10^{-4} \text{ МэВ}$.

$$T(I, J, K) = \frac{\sqrt{1+2AbI(I+1)} - 1}{b} - K^2 \frac{A/\sqrt{1+2AbI(I+1)} + A - 2BI(I+1)}{2},$$

а в недиагональных элементах воспользуемся аппроксимацией (с):

$$1/2 J_I = [A/\sqrt{1+2AbI(I+1)} + A - 2BI(I+1)]/2.$$

Если же и в недиагональных элементах используем аппроксимацию (d), то получим спектр (IV), который сильно отличается от экспериментального при высоких спинах. Это говорит о чувствительности результатов расчета к выбору параметров, определяющих неадиабатические эффекты в остоле. Сравнивая рис.2 (II) и рис.2 (III), видим, что неадиабатические эффекты проявляются в недиагональной части гамильтониана \hat{H}_{rot} .

Результаты расчета по модели с двойной диагонализацией взаимодействия Кориолиса приведены на рис.2 (V). Параметры совпадают со значениями, которые были найдены при формировании спектра (II). Полученный спектр довольно сильно отличается от предыдущих, что говорит о важности более точного учета смешивания полос с $\Delta K \geq 2$. О возможности получить количественное согласие с экспериментом в такой модели можно судить, более точно определив м.э. УМ и параметры модели, важность которых выше была подчеркнута.

Из-за смешивания полос с $\Delta K = 2$ ошибки при определении м.э. УМ, связывающих состояния $1/2 [660]$ и $3/2 [651]$ с другими состояниями, а также между собой (см. табл.1), проявляются очень сильно. Различие спектров (III) и (V) в сильной мере связано со смешиванием этих состояний.

в) Поскольку структура вторых и высших полюсов характеризуется большими вкладами фонон-плюс-квази-частичных компонент, которые малы в первом полюсе,

величина м.э. ВК по таким разноструктурным состояниям мала. С другой стороны, вторые полюса лежат на 1-5 МэВ выше, чем первые. Поэтому учет вторых и высших полюсов, а также других высоколежащих состояний при формировании спектра ирраст-полосы почти не приводит к изменениям (лишь на 3-5 кэВ перенормируется параметр $E_{K\rho}$).

Учет вторых и других высоколежащих состояний может породить серьезные изменения в спектре некоторых высоколежащих полос. Примером в данном ядре служит полоса $7/2 [633]$, результаты для которой приведены в табл.3. Видно, что включение высоколежащих и вторых полюсов при диагонализации (1) улучшает согласие с экспериментом.

§5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ НЕЧЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{161}Dy

Аналогичные результаты получаются для нечетных состояний ^{161}Dy . В табл.4,5 и 6 соответственно мы приводим информацию о структуре состояний, м.э. УМ и спектрах полос, построенных на этих состояниях. При расчете спектров использовалась модель, которая получается из (5) и (6) заменой

$$T(I, J, K) \rightarrow f_1(I, J_K) + f_2(I, J_K)K^2,$$

$$1/2 J_I \rightarrow -f_2(I, J^{\text{эф}}),$$

где $J^{\text{эф}}$ - эффективный момент инерции $^{10/}$, равный среднему по J_K . Корреляционные функции и химические потенциалы были определены выше. Близкий спектр можно получить, диагонализировав гамильтониан (1) с $H_{QQ} = 0$, но при этом м.э. УМ следует умножить на факторы ослабления ВК ($\beta_\rho < 1$ в (7)).

Таблица 4. Структура и энергия возбуждений нечетных состояний ^{161}Dy

n/p	n	$\rho\sigma$	C_p^n	Структура *		$7\rho^{n-1}\rho_0^{n-1} (E_p - E_{p0})_{\text{роэкл.}}$					
				$(\sigma\sigma\lambda\mu) (C_p^n D_{ps\sigma}^{n\lambda\mu})$	$(E_p - E_{p0})_{\text{роэкл.}}$						
1	1	1/2 [530]	.765	66030	-.180	64232	-.301	53020	-.374	.995	.823
2	2	1/2 [530]	.057	52122	-.996	64232	-.046	53020	-.033	1.296	-
3	1	1/2 [521]	.839	52222	-.368	52122	.314	52020	.218	.541	.370
4	2	1/2 [521]	.055	52122	-.828	52222	-.588	52020	.026	1.314	-
5	1	3/2 [521]	.963	52022	-.142	63332	.106	65130	-.098	.089	.079
6	2	3/2 [521]	.037	52120	.998	52022	-.026	65130	-.025	1.594	-
7	1	3/2 [531]	.826	53120	-.399	53022	.211	66032	-.147	1.024	.798
8	2	3/2 [531]	.040	52120	.991	64231	.115	65130	.032	1.593	-
9	1	5/2 [512]	.859	52220	.177	64230	.293	62432	.181	.992	(.815)
10	2	5/2 [512]	.194	64230	-.919	52220	.319	63331	.064	1.564	-
11	1	5/2 [523]	.969	52022	-.185	52220	.088	64230	-.049	1.136	.029
12	2	5/2 [523]	.040	64230	.997	52220	.046	52022	-.030	1.538	-
13	1	1/2 [510]	.021	52122	.999	52222	-.036	51222	.014	1.294	1.280
14	1	3/2 [512]	.081	52120	-.991	64231	.094	51322	.031	1.583	1.977

* $\sigma\sigma'$ дано в обозначениях $[Nn_z, K - 1/2]$.

Таблица 5. Матричные элементы УМ

	Состояние		по одночастичным	по сложным
	$\rho\sigma$	$\rho'\sigma'$	$\langle\rho\sigma j_+ \rho'\sigma'\rangle$	$\langle\phi_\rho j_+ \phi_{\rho'}\rangle$
I	1/2 [530]	1/2 [530]	.0596	-.167
2	1/2 [521]	1/2 [521]	.284	.213
3	1/2 [520]	1/2 [530]	2.424	.792
4	3/2 [521]	1/2 [530]	3.782	2.591
5	3/2 [521]	1/2 [520]	-.560	-.349
6	3/2 [531]	1/2 [520]	2.173	.327
7	3/2 [531]	1/2 [530]	1.160	.714
8	5/2 [512]	3/2 [531]	.268	.214
9	5/2 [512]	3/2 [521]	3.623	2.059
10	5/2 [523]	3/2 [521]	.632	.592
II	5/2 [523]	3/2 [531]	4.023	2.173

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разных работах по модели Кермана были определены эмпирические значения м.э. УМ. Эти эмпирические значения могут содержать заметные ошибки, связанные с неточным учетом неадиабатических эффектов в остове.

Учет фононных примесей приводит к некоторому уменьшению м.э. УМ и вместе с учетом неадиабатических эффектов улучшает согласие теории с экспериментом, особенно при описании длинных ротационных полос. Все же точного воспроизведения экспериментальных данных без введения дополнительных параметров не удается достигнуть.

Следует отметить, что здесь не исследуется сохранение числа частиц, учет которого может влиять на спектр нечетных ядер.

Один из авторов (Ч.Б.) признателен Л.А.Малову и В.О.Нестеренко за многократные обсуждения некоторых вопросов, связанных с определением фононных примесей.

Таблица 6. Ротационные полосы над нечетными состояниями 161Dy .
Значения параметров приведены в нижней части (энергии в МэВ)

№ п/п	Spin	1/2 [521]		1/2 [530]		3/2 [521]		3/2 [531]		5/2 [512]		5/2 [523]	
		экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.	экс.	теор.
1	1/2	.367	.367	(.823)	.825	.0746	.075	.710	.711				
2	3/2	.4182	.417	.8587	.860	.1317	.134	.7726	.772	.7982	.798	.0257	.026
3	5/2	.451	.450	.8756	.885	.2129	.214	.8575	.856	.882	.880	.103	.102
4	7/2	.572	.566	.956	.967	.319	.315	.973	.951	.990	.977	.201	.198
5	9/2	.630	.651	(.999)	1.032	.446	.434		1.168		1.100		.313
6	11/2	(.798)	.798	(1.125)	1.063		.571		1.298		1.243		.446
7	13/2		.868		1.149		.720		1.472		1.405		.596
8	15/2		1.100		1.290								
	E_k (МэВ)		.369		.827		.087		.721		.834		.074
	A_k (МэВ)		.0120		.0066		.0132		.0122		.0112		.0118
	α_k		.422		.507		-		-		-		-

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerman A.K. Mat.Fyz.Medd. Kgl. danske vid. selskab, 1956, 30, No.15.
2. Базнат М.И., Пятов Н.И., Черней М.И. ЭЧАЯ, т.4, вып. 4, 941 (1973).
3. Hjorth S.A., e. a. Nucl.Phys., 1972, A 184, 113.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука", М.,1971.
5. Nadjakov E.G., Nojarov R.M. Bulg.J. Phys. III (1976), 4, 352; Караджов Д. ОИЯИ, Р4-7978, Дубна, 1974.
6. Бегжанов Р.Б. и др. Изв. АН Уз. ССР (физ.-мат.), №4, 65 (1977).
7. Михайлов И.Н. и др. Препринт ОИЯИ, Р-2886, Дубна, 1965.
8. Михайлов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.2, 1.
9. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.2, 357.
10. Hjorth S.A., e. a. Nucl.Phys. (1970) 144, 513.
11. May F.R., Münchow, L., JINR, E4-9330, E4-9331, Dubna, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 ноября 1977 года.