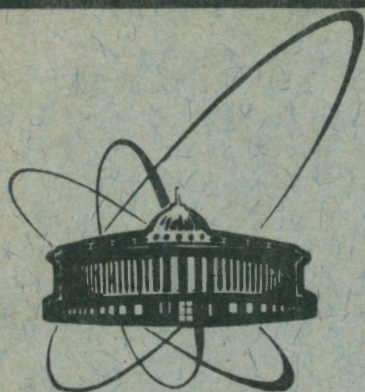


91-170



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-91-170

И. Н. Михайлов, П. Н. Усманов¹, А. А. Охунов¹,
Ш. Бриансон²

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ
В ИЗОТОПАХ ^{156, 158, 160, 162, 164}Dy

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

¹ Институт ядерной физики АН-УзССР, Ташкент

² Центр ядерной спектрометрии и спектрометрии масс,
Орсэ, Франция

§ 1. Введение

Последние годы в экспериментах по неупругому рассеянию электронов на ядрах /1/ обнаружено коллективное состояние $K^{\pi}=1^{+}$ во многих ядрах деформированной области. Такие моды возбуждения описываются в различных подходах /2-6/.

Для изучения неадиабатичности в спектре ротационных полос и электромагнитных характеристиках низколежащих уровней положительной четности нами была разработана феноменологическая модель /7,8/, рассматривающая кориолисову связь состояний основной, β -, γ -вибрационных и $K^{\pi}=1^{+}$ -полос. В результате исследований показано, что смешивание таких полос перенормирует момент инерции ядра, приводит к неадиабатичностям E2- и появлению M1- переходов из β - и γ -вибрационных полос.

В настоящее время в изотопах ^{160,162,164}Dy и ^{172,174,176}Yb экспериментально найдены несколько состояний с $K^{\pi}=1^{+}$ и соответствующие значения $B(M1)$ /9/. В связи с этим представляет интерес изучить влияние этих состояний на свойства низколежащих уровней.

В данной работе изучаются свойства коллективных состояний положительной четности в ядрах ^{160,162,164}Dy. Описываются неадиабатичности электрических квадрупольных переходов из γ -вибрационной полосы и оцениваются значения $B(E2)$ из состояний $K^{\pi}=1^{+}$ -полос, а также коэффициенты смеси мультиполей $\delta(1^{+}_1 \rightarrow 2^{+}_0_{gr})$.

§ 2. Модель. Спектр энергии

Для изучения свойств коллективных состояний положительной четности изотопов Ду используем феноменологическую модель /7,8/, рассматривающую кориолисово взаимодействие уровней gr -, β -, γ - и $K^\pi=1^+$ -полос, согласно которой напомним гамильтониан ядра

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{K,K} \quad (1)$$

$$H_{K,K} = \omega_{K,K} \delta_{K,K} - \omega_{rot}(I) \cdot (j_x)_{K,K} \cdot \chi(I,K) \cdot \delta_{K,K \pm 1},$$

где ω_K -головные энергии полос, $\omega_{rot}(I)$ -угловая частота вращения остова, $(j_x)_{K,K}$ - матричные элементы, описывающие кориолисово взаимодействие между состояниями K - и K' -полос и

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

Волновую функцию гамильтониана ищем в виде /7/

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \Psi_{gr,K}^I D_{M,0}^I + \sum_K \frac{\Psi_{K,K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K,0}}} \times \right. \\ \left. x \left[D_{M,K}^I b_K^+ + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I b_{-K}^+ \right] \right\} |0\rangle. \quad (2)$$

Здесь $\Psi_{K,K}^I$ - амплитуды смешивания базисных состояний из

$(3+\nu)$ -полос (ν - число 1^+ -состояний): основной и однофононных $b_{\lambda=2K}^+ |0\rangle = b_K^+ |0\rangle$ с $K^\pi = 0_\beta^+, 2^+$ и 1_ν^+ (β -, γ - и 1_ν^+ -полосы соответственно).

Решая уравнение Шредингера

$$H_{K,n} \Psi_{K,n}^I = \epsilon_n^I \Psi_{K,n}^I, \quad (3)$$

определяем собственные волновые функции и энергии состояний положительной четности.

Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_n(I) = E_{rot}(I) + \epsilon_n(I). \quad (4)$$

Энергию вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса для углового момента и энергии /11/:

$$\sqrt{I(I+1)} = J_0 \cdot \omega(I) + J_1 \cdot \omega^3(I), \quad (5)$$

$$E_{rot}(I) = -\frac{1}{2} J_0 \cdot \omega^2(I) + \frac{3}{4} J_1 \cdot \omega^4(I),$$

где J_0 и J_1 -инерционные параметры вращающегося остова.

Значения этих параметров определяли по (5), используя экспериментальные энергии $E_{gr}^{эксп.}(I)$ для основной полосы до $I \leq 8$, которые представлены в таблице 1.

Головные энергии gr - и β -полос брались из эксперимента, так как они не возмущены кориолисовыми силами. Головные энергии 1^+ -полос для $^{160,162,164}Du$ определялись из эксперимента:

$$\omega_{1\nu} = E_{1\nu}^{эксп.}(I=1) - E_{rot}(I=1),$$

$\nu=3$ для $^{160,162}Du$ и $\nu=7$ для ^{164}Du /9/.

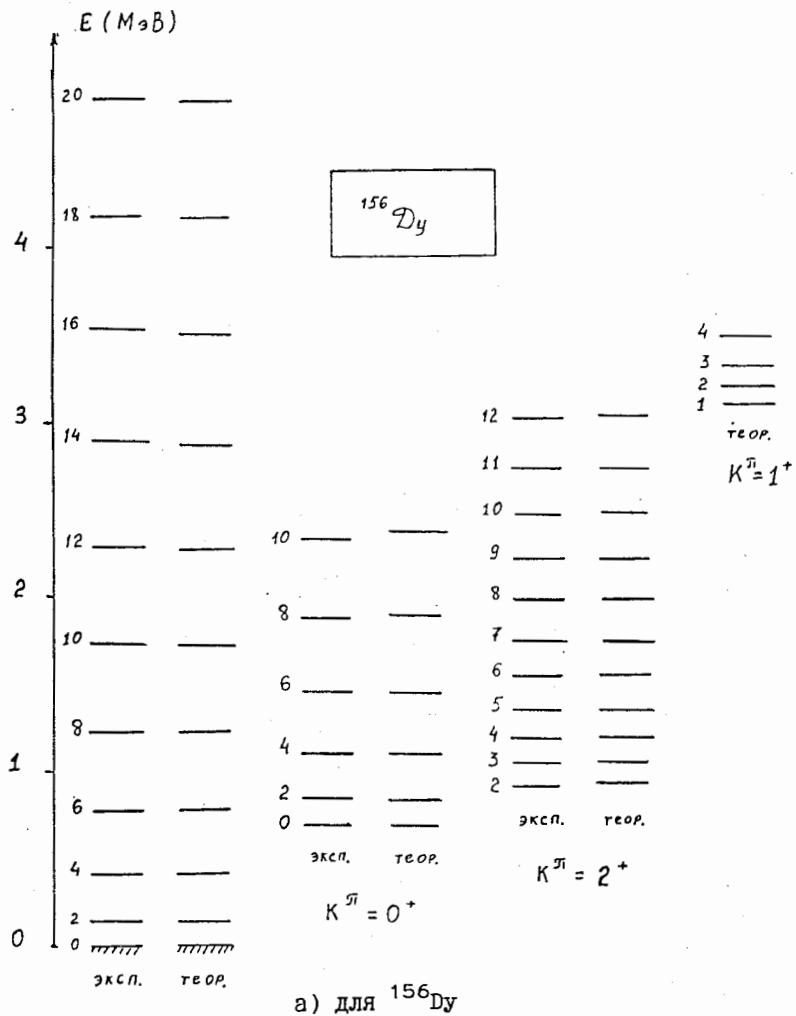
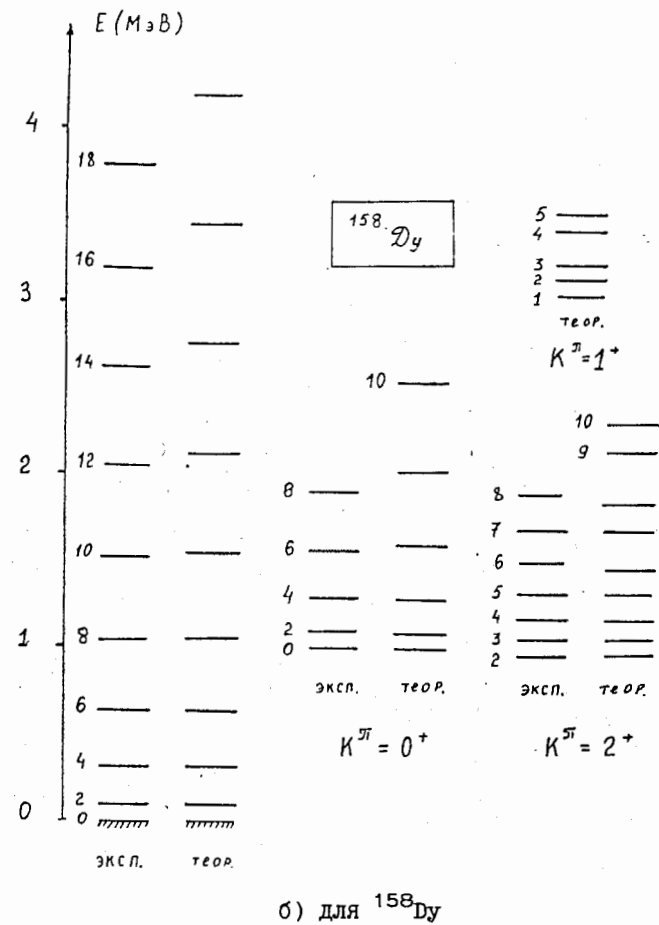


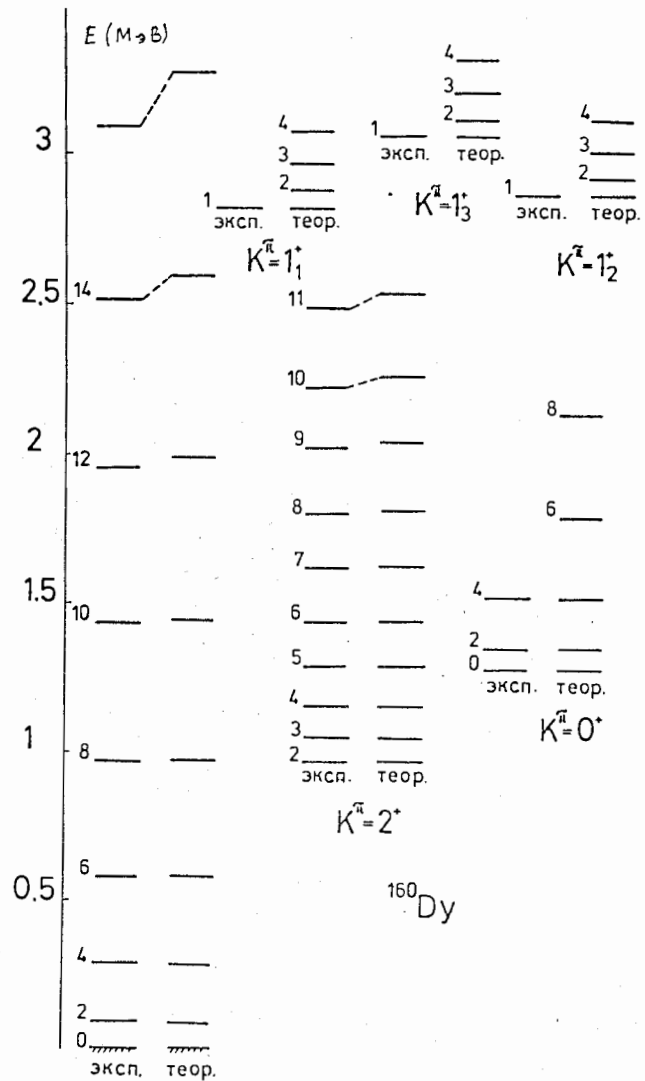
Рис. 1. Сравнение теоретического и экспериментального спектров энергии.

В $^{156,158}\text{Dy}$ экспериментально не обнаружены 1^+ -коллективные состояния, поэтому в базисные состояния гамильтониана включим одну 1^+ -полосу, считая $\omega_1 = 3$ МэВ.

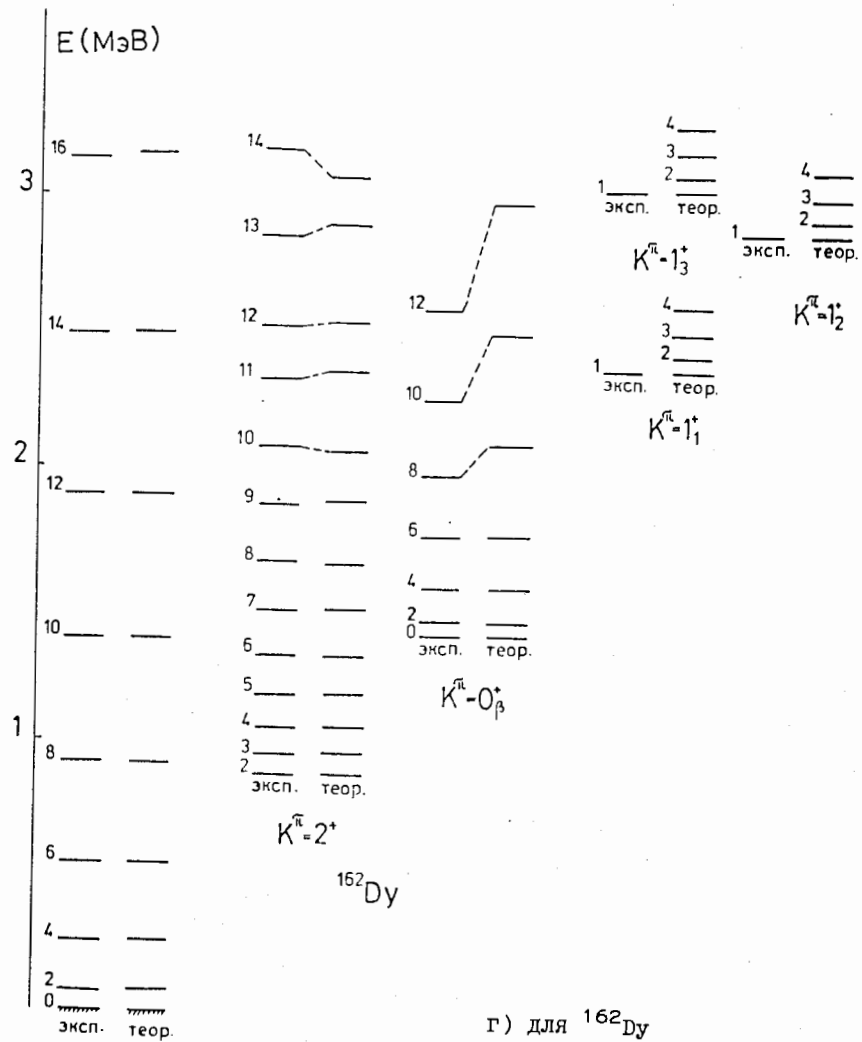


б) для ^{158}Dy

Матричные элементы $(j_x)_{k,k'}$ и головная энергия γ -полосы ω_γ подбирались из наилучшего согласия теоретического спектра энергии состояний положительной четности с экспериментом. При этом считали, что $(j_x)_{i,1_1} = (j_x)_{i,1_2} = \dots = (j_x)_{i,1_\nu}$ ($i = gr, \beta$ и γ), так как в полосах 1^+ нет экспериментальных уровней, кроме первого /9/. Подобранные параметры модели представлены в таблице 1. На рис.1(а-д) приведены спектры теоретических и экспериментальных

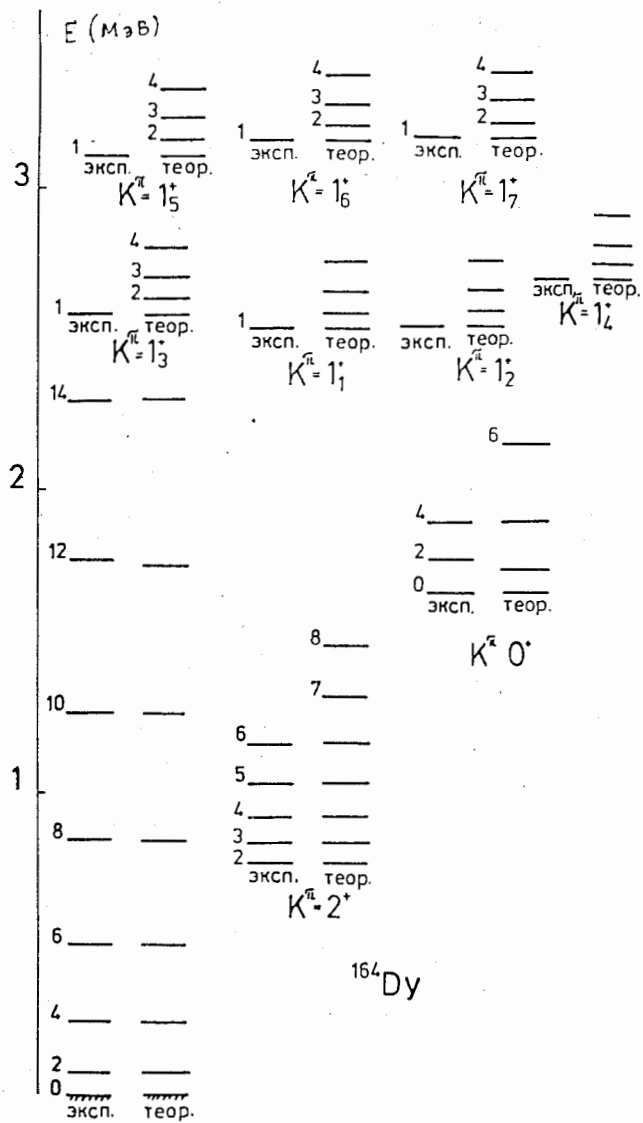


в) для ^{160}Dy



г) для ^{162}Dy

энергий изотопов $^{156}, ^{158}, ^{160}, ^{162}, ^{164}\text{Dy}$ соответственно. Из сравнения видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергии.



д) для ^{164}Dy

Параметры, использованные в расчетах

Таблица 1

| A | ω_β | ω_γ | $(j_x)_{gr.1}$ | $(j_x)_{\beta.1}$ | $(j_x)_{\gamma.1}$ | J_0 | J_1 |
|-----|----------------|-----------------|----------------|-------------------|--------------------|-------|--------|
| 156 | 0.676 | 0.781 | 0.495 | 0.887 | 1.49 | 20.26 | 281.97 |
| 158 | 0.991 | 0.867 | 1.457 | 2.454 | 1.59 | 29.99 | 98.92 |
| 160 | 1.280 | 0.891 | 0.276 | 1.256 | 0.75 | 34.23 | 120.6 |
| 162 | 1.400 | 0.816 | 0.233 | 1.768 | 0.925 | 37.0 | 90.42 |
| 164 | 1.655 | 0.687 | 0.212 | 0.212 | 0.65 | 40.68 | 104.68 |

ω_γ - параметры головных энергий полос (в МэВ),

$(j_x)_{K,K'}$ - м.э. кориолисово взаимодействия,

J_0, J_1 - инерционные параметры вращающегося остова

($\hbar^2/\text{МэВ}$, $\hbar^4/\text{МэВ}^3$).

Таблица 2

Значения параметров m_K и внутреннего
квадрупольного момента $Q_0/12/$

| A | m_0 ед | m_1 ед | m_2 ед | Q_0 ед |
|-----|-------------|-------------|-------------|-------------|
| 156 | 0.15 | -0.80 | -0.30 | 6.12 |
| 158 | -0.21 | -1.0 | -0.28 | 6.83 |
| 160 | -0.14 | -0.30 | -0.25 | 7.75 |
| 162 | -0.14 | -0.27 | -0.24 | 7.36 |
| 164 | -0.23 | -0.25 | -0.26 | 7.42 |

§ 3. Электрические квадрупольные переходы

Вычислены электрические E2- переходы из коллективных состояний основной полосы /8/:

$$\begin{aligned}
 B(E2; I_1 K_1 \rightarrow I_2 K_2) = & \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0 \left[\Psi_{gr,gr}^{I_f} \Psi_{gr,K_1}^{I_1} C_{I_1 0; 20}^{I_f 0} + \right. \right. \\
 & + \sum_n^{(2+\nu)} \Psi_{K_n,gr}^{I_f} \Psi_{K_n,K_1}^{I_1} C_{I_1 K_n; 20}^{I_f K_n} \left. \right] + \sqrt{2} \left[\Psi_{gr,gr}^{I_f} \sum_n^{(2+\nu)} \frac{m_{K_n} \Psi_{K_n,K_1}^{I_1}}{\sqrt{1+\delta_{K_n,0}}} C_{I_1 K_n; 2-K_n}^{I_f 0} + \right. \\
 & \left. \left. + \Psi_{gr,K_1}^{I_1} \sum_n^{(2+\nu)} \frac{m_{K_n} \Psi_{K_n,gr}^{I_f}}{\sqrt{1+\delta_{K_n,0}}} C_{I_1 0; 2K_n}^{I_f K_n} \right] \right\}^2. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Здесь Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра, m_K - некоторые численные константы, определяемые из экспериментальных данных.

Для расчетов значения Q_0 брались из эксперимента. Параметры m_0 и m_2 определяли также из эксперимента /12/, используя формулы для приведенных вероятностей E2-переходов в адиабатическом приближении /8/.

Экспериментально неизвестны значения $B(E2)$ из 1^+ -полос, поэтому, считая $B(E2)$ из состояний 1^+ -полос на уровни основной полосы одинаковыми в адиабатическом приближении (т.е. $m_1 = m_1 = m_1 = \dots$), параметр m_1 определяли из наилучшего согласия вычисленных значений отношений приведенных вероятностей E2- переходов из состояний γ -полосы с экспериментальными данными. Полученные значения m_K и использованные экспериментальные значения Q_0 представлены в таблице 2. В табл. 3,4 приведены вычисленные значения отношений приведенных вероятностей E2- переходов из γ - вибронной полосы для вышеперечисленных ядер. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными значениями $R_{I\gamma}^{эксп.}/13-19/$, также вычисленными

по адиабатической формуле Алаги. Как видно из таблиц, модель удовлетворительно описывает отклонения $R_{IK}^{эксп.}$ от правила Алаги.

Значения параметра m_1 , характеризующего E2- переходы из уровней 1^+ -полос, для $^{156,158}Dy$ оказались больше, чем для $^{160,162,164}Dy$.

Таблица 3

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$$B(E2; I\gamma \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I\gamma \rightarrow I_2 gr)$$

| I | I ₁ | I ₂ | ¹⁵⁶ Dy | | ¹⁵⁸ Dy | | АЛАГА |
|---|----------------|----------------|-------------------|-------|-------------------|-------|-------|
| | | | эксп./13/ | теор. | эксп./14/ | теор. | |
| 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 4

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$$B(E2; I\gamma \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I\gamma \rightarrow I_2 gr)$$

| I | I ₁ | I ₂ | ¹⁶⁰ Dy | | ¹⁶² Dy | | ¹⁶⁴ Dy | | АЛАГА |
|---|----------------|----------------|-------------------|-------|-------------------|-------|-------------------|-------|-------|
| | | | эксп/15/ | теор. | эксп/16,17/ | теор. | эксп/18,19/ | теор. | |
| 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 |

Это связано с тем, что для изотопов $^{156,158}\text{Dy}$ в базисные состояния гамильтониана включили только одну полосу с $K^\pi=1^+$, хотя не обнаружен этот уровень 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 1^+ и в ядрах $^{156,158}\text{Dy}$.

На рис.2(а,б,в) представлены зависимости $B(E2)$ от углового момента I для переходов из состояний $K^\pi=1^+$ полосы изотопов $^{160,162,164}\text{Dy}$. Значения $B(E2)$ при низких спинах заметны и с ростом I уменьшаются.

В адиабатическом приближении отношение приведенных вероятностей $M1$ - переходов из 1^+ -уровней равно $B(M1;11 \rightarrow 20)/B(M1;11 \rightarrow 00_{gr})=0,5$. Используя экспериментальные значения $B(M1;11 \rightarrow 00_{gr})$ [9], вычисляем коэффициенты смеси мультиполей:

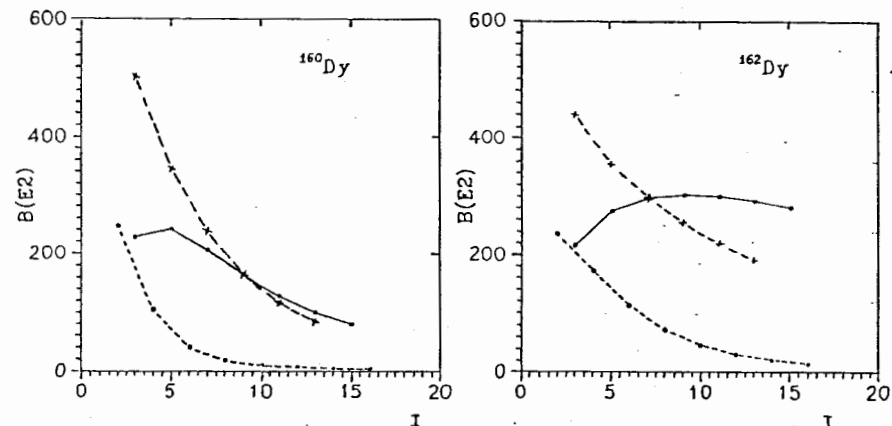
$$\delta(11 \rightarrow 20_{gr}) = 0.833 E_\gamma \sqrt{\frac{B(E2;11 \rightarrow 20_{gr})}{B(M1;11 \rightarrow 20_{gr})}} \left[\frac{M \text{эВ } e\delta}{\mu_N} \right], \quad (7)$$

где

$$B(E2;11 \rightarrow 20_{gr}) = \left\{ \Psi_{gr,gr}^2 \left[m_{1,\nu} \Psi_{1,\nu}^1 + \sqrt{\frac{5}{32\pi}} Q_0 \Psi_{gr,1,\nu}^1 \right] \right\}^2.$$

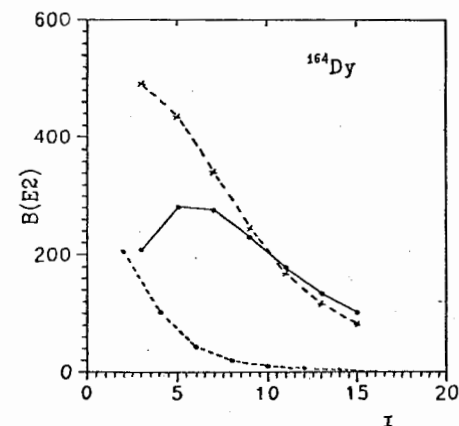
Вычисленные значения δ представлены в таблице 5. Как видно, $E2$ -переходы являются сравнимыми с $M1$ -переходами.

Результаты проведенных исследований показывают возможность существования уровней с $K^\pi=1^+$ и в ядрах $^{156,158}\text{Dy}$. Неадиабатичности в спектре энергии и отношениях $E2$ -переходов связаны с кориолисовым смешиванием уровней ротационных полос. Квадрупольные переходы из состояний 1^+ -полос являются сравнимыми с дипольными магнитными переходами.



а) для ^{160}Dy

б) для ^{162}Dy



в) для ^{164}Dy

Рис.2. Вероятности $E2$ - переходов из состояний 1^+ -полосы ($e^2 \text{ фм}^4$)

x---x — $B(E2; I1_1 \rightarrow (I+1)0_{gr})$

·—· — $B(E2; I1_1 \rightarrow (I-1)0_{gr})$

·-·-· — $B(E2; I1_1 \rightarrow I0_{gr})$.

Таблица 5

Коэффициенты смеси мультиполей δ для переходов из 1^+ -состояний на уровень $I=2$ основной полосы

| Ядро | Эксперимент /9/ | | $\delta(1^+1 \rightarrow 2^+gr)$ |
|------------|----------------------|--|----------------------------------|
| | $E_{1^+}^*$ (МэВ) | $B(M1; 0gr \rightarrow 1^+1)$ (μ_N^2) | |
| ^{160}Dy | 2.822 | 1.09 ± 0.13 | 0.62 |
| | 2.864 | 1.03 ± 0.12 | 0.64 |
| | 3.061 | 0.30 ± 0.05 | 1.28 |
| ^{162}Dy | 2.395 | 0.54 ± 0.07 | 0.67 |
| | 2.900 | 1.60 ± 0.18 | 0.48 |
| | 3.061 | 0.8 ± 0.2 | 0.71 |
| ^{164}Dy | 2.530 | 0.36 ± 0.05 | 0.81 |
| | 2.539 | 0.30 ± 0.04 | 0.89 |
| | 2.578 | 0.48 ± 0.06 | 0.71 |
| | 2.694 | 0.53 ± 0.06 | 0.71 |
| | 3.112 | 1.04 ± 0.12 | 0.59 |
| | 3.159 | 1.16 ± 0.14 | 0.57 |
| | 3.173 | 0.95 ± 0.11 | 0.63 |

В заключение отметим, что экспериментальные исследования электромагнитных свойств состояний 1^+ -полос были бы желательны для дополнительной проверки реалистичности данной модели.

Литература

1. Richter A. Proceeding of the Niels Bohr Centennial conferences. Nuclear Structure. North-Holland, 1985, p.469.
2. Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 20, 1974, с.297.
3. Franceschi G.D., Polumbo F., Lo Iudice N. Phys. Rev. v.C29, 1984, p.1496.
4. Iachello F. Nucl. Phys., v.A358, 1981, p.89.
5. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Кудашбаева Э.Х. ЯФ, т.45, 1987, с.646.
6. Бриансон Ш., Михайлов И.Н., Усманов П.Н. ЯФ, т.50, 1989, с.52.
7. Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Кудашбаева Э.Х. ОИЯИ, Р4-85-8, Дубна, 1985.
8. Громов К.Я., Исламов Т.А., Усманов П.Н. Изв.АН СССР, т.53, №5, 1989, с.858.
9. Wesselborg C. et al. Phys.Lett.B, v.207, 1988, p.22.
10. Zilges A. et al. Nucl.Phys., A507, 1990, p.399.
11. Harris S.M. Phys.Rev. B. 1965, v138, p.509.
12. Бегжанов Р.Б. и др. Справочник по ядерной физике т.1, Ташкент:Фан, 1989.
13. El Masri Y. et al. Nucl.Phys., 1976, v.A271, p.133.
14. Абдуразаков А.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ. 1968, т.32, с.749.
15. Бонч-Осмоловская Н.А. и др. Изв.АН СССР, сер.физ.1968, т.32, с.98.
16. Kawade K. et al. Nucl. Phys., 1977, v.A279, p.269.
17. Hungerford P. et al. J.Phys. 1980, v.G6, p.741.
18. Mc.Gowan F.K. Milner W.T. Phys.Rev. 1981, v.C23, p.1926.
19. Madueme G.Ch. Phys.Rev. 1981, v.C24, p.894.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1991 года.

Михайлов И.Н. и др.

P4-91-170

Квадрупольные электрические переходы
в изотопах $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$

В рамках феноменологической модели рассмотрено кориолисово смешивание состояний основной, β - и γ -вибрационных и $K^\pi = 1^+$ -полос изотопов $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$. Изучены неадиабатичности электрических квадрупольных переходов из состояний γ -полосы. Оценены значения $B(E2)$ из состояний $K^\pi = 1^+$ -полос и коэффициентов смеси мультиполей $\delta(1^+1 \rightarrow 2^+0_{gr})$ на основе экспериментальных данных о вероятностях E2-переходов из низколежащих уровней.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Michallov I.N. et al.

P4-91-170

Quadrupole Electric Transitions
in $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ -Isotopes

The Coriolis mixture of states forming the ground, β - and γ -vibrational and $K^\pi = 1^+$ -bands of $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ -isotopes is analyzed within a phenomenological model. The nonadiabaticities of quadrupole electric transitions from the γ -band are investigated. The values of the $B(E2)$ -probability of transitions from the states of $K^\pi = 1^+$ bands and the coefficients of mixture of multipoles $\delta(1^+1 \rightarrow 2^+0_{gr})$ are estimated by using the experimental data of the E2-transitions from the low-lying states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991