

P4-2009-142

П. Н. Усманов^{1,2,*}, И. Адам^{1,3}, У. С. Салихбаев⁴,
А. А. Солнышкин¹

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ^{160}Dy ,
ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ β -РАСПАДЕ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Наманганский инженерно-экономический институт, Узбекистан

³Институт ядерной физики Чешской академии наук, Ржеж

⁴Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Усманов П. Н. и др.

P4-2009-142

Теоретический анализ экспериментальных данных по ^{160}Dy , полученных при β -распаде

В данной работе в рамках феноменологической модели атомного ядра изучены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях возбужденных состояний и в вероятностях электрических переходов в ^{160}Dy . Вычислены энергии низколежащих состояний положительной четности и приведенные вероятности $B(E2)$ как для переходов внутри полос, так и для переходов между ними. Проведено сравнение с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Usmanov P. N. et al.

P4-2009-142

Theoretical Analysis of Experimental Data of ^{160}Dy Obtained at the β Decay

Nonadiabatic effects manifested in energies of excited states and probabilities of electric transitions are studied in the framework of the phenomenological model. Energies of the low-lying states of positive parity and reduced probabilities $B(E2)$ for interband transitions and transitions between the bands are calculated. Comparison with experiment is performed.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Недавно авторами работы [1] в результате детальных и всесторонних исследований распада $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ был получен новый обширный экспериментальный материал о возбужденных состояниях и γ -переходах между ними в ядре ^{160}Dy . В частности, сообщается об обнаружении более 100 новых уровней, более 500 новых γ -переходов, около 150 впервые установленных мультипольностей. Предлагаемая авторами схема распада $^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ включает в себя практически все известные и обнаруженные вновь γ -переходы, за исключением небольшого их количества, суммарная, полная интенсивность которых составляет 0,9 % распадов. Данное ядро относится к области сильно деформированных ядер. Ротационные полосы хорошо развиты. Некоторые из них известны до высоких энергий, значительно превышающих энергию β -распада [2]. В полосе основного состояния, которая прослежена вплоть до энергии 7231 кэВ с $I^\pi = 28^+$, детально изучены приведенные вероятности внутриполосных $E2$ -переходов. Исследованы также и другие полосы. Например, γ -полоса, в которой известно верхнее состояние с энергией 6642 кэВ с $I^\pi = 25^+$. Такая же ситуация в ^{160}Dy наблюдается и для ряда полос с отрицательной четностью. В настоящей работе в рамках феноменологической модели [3] проанализирована неадиабатичность, проявляющаяся в величинах энергий и вероятностей $E2$ -переходов. Вычислены спектр энергий состояний положительной четности и приведенные вероятности $B(E2)$ как для переходов внутри полос, так и для переходов между ними. Результаты сравниваются с данными эксперимента. Показано, что эффект смешивания состояний низколежащих полос играет важную роль и значимо проявляется в вероятностях электромагнитных переходов даже при низких значениях углового момента.

МОДЕЛЬ

Для изучения свойств коллективных состояний положительной четности в ядре ^{160}Dy нами использована феноменологическая модель [3], в которой учитывается смешивание уровней gr -, β_1 -, β_2 -, γ - и $K^\pi = 1_1^+, 1_2^+$ полос.

В рамках данной модели гамильтониан ядра записывается в следующем виде:

$$H = H_{\text{rot}} + H_{KK'}, \quad (1)$$

$$H_{KK'} = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{\text{rot}}(I)(j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{K,K'+1}, \quad (2)$$

где $(j_x)_{K,K'} = \langle K | j_x | K' \rangle$ — матричный элемент (м. э.) кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос, $\omega_{\text{rot}}(I)$ — угловая частота вращения остова ($\omega_{\text{rot}}(I) = dE_{\text{cor}}(I)/dI$), ω_K — энергии оснований полос и

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

Собственная волновая функция гамильтониана имеет вид

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \psi_{gr,K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\psi_{K',K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left[D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right] \right\} |0\rangle. \quad (3)$$

Здесь $\Psi_{K,K'}^J$ — амплитуды смешивания базисных состояний.

Решив уравнение Шредингера

$$H_{K,\nu} \Psi_{K,\nu}^I = \varepsilon_\nu^I \Psi_{K,\nu}^I, \quad (4)$$

определяем собственные волновые функции и энергии состояний положительной четности.

Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_\nu(I) = E_{\text{rot}}(I) + \varepsilon_\nu(I). \quad (5)$$

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

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{1}{2} J_0 \omega_{\text{rot}}^2(I) + \frac{3}{4} J_1 \omega_{\text{rot}}^4(I), \quad (6)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = J_0 \omega_{\text{rot}}(I) + J_1 \omega_{\text{rot}}^3(I), \quad (7)$$

где J_0 и J_1 — инерционные параметры вращающегося остова.

Угловую частоту вращения остова $\omega_{\text{rot}}(I)$ находим, решая кубическое относительно $\omega_{\text{rot}}(I)$ уравнение (7). Это уравнение имеет два мнимых и

одно действительное решения. Действительным решением является значение угловой частоты вращения $\omega_{\text{rot}}(I)$ при данном спине I , имеющее вид

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} + \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} - \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} ; \quad (8)$$

здесь $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$.

СПЕКТР ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ

В базисные состояния гамильтониана были включены $K^\pi = 0_1^+(gr)$, $K^\pi = 0_2^+(\beta_1)$, $K^\pi = 0_3^+(\beta_2)$, $K^\pi = 2^+(\gamma)$ и $K^\pi = 1_1^+, 1_2^+$ полосы. При описании спектра состояний положительной четности параметры модели подбирались следующим образом:

— инерционные параметры вращающегося остова J_0, J_1 определялись с использованием экспериментальных значений энергий основной ротационной полосы до $I \leq 10\hbar$ и представлены в табл. 1,

— головные энергии gr -, β_1 -, β_2 -полос были взяты из эксперимента, так как они не возмущены кориолисовыми силами при $I = 0$.

Таблица 1. Параметры, использованные в расчетах для изотопа ^{160}Dy

J_0	J_1	ω_1	ω_1	ω_γ	$(j_x)_{gr,1}$	$(j_x)_{\beta_1,1}$	$(j_x)_{\beta_2,1}$	$(j_x)_{\gamma,1}$
34,261	122,92	1,776	2,056	0,882	0,327	1,5	1,62	1,25

Примечание. J_0, J_1 — инерционные параметры вращающегося остова ($\hbar^2/\text{МэВ}$, $\hbar^4/\text{МэВ}^3$); ω_K — параметры головных энергий полос (МэВ); $(j_x)_{KK'}$ — матричные элементы кориолисова взаимодействия.

Свободными параметрами модели являются матричные элементы $\langle K | j_x | K' \pm 1 \rangle$, а также энергии оснований γ - и $K^\pi = 1^+$ полос (ω_γ и ω_1), которые подбирались по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия теоретического спектра с экспериментальными данными. Подобранные значения параметров модели представлены в табл. 1. На рис. 1 приведены теоретические и экспериментальные энергии уровней. Видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергий. На рис. 1 приведены энергии состояний, не превышающих величин более чем 3 МэВ с

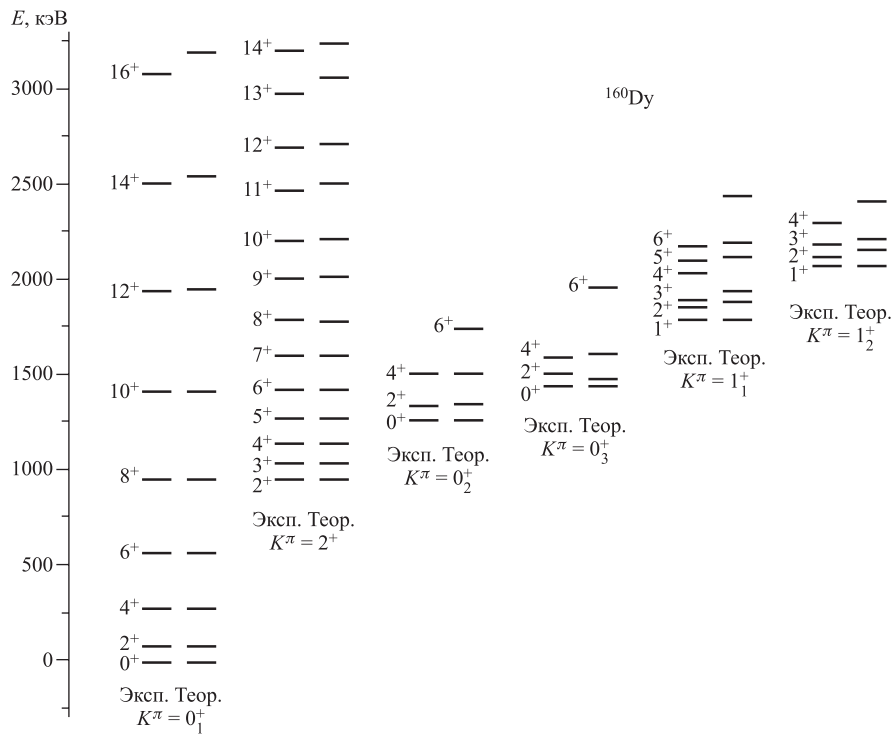


Рис. 1. Сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности для ^{160}Dy

небольшим. При более высоких энергиях согласие теории с экспериментом ухудшается. Это связано с тем, что при больших энергиях возбуждения увеличивается число полос, участвующих в смешивании, которые не включены в базисные состояния гамильтониана модели. Во-вторых, при описании энергий мы предположили, что при энергиях ниже 3 МэВ для всех рассматриваемых полос момент инерции одинаков по величине. Однако при более высоких значениях угловой частоты вращения должно проявляться влияние вращения на внутреннюю структуру ядра. Т. е. в этом случае для отдельных полос моменты инерции должны различаться. Необходимо отметить, что, по мнению некоторых авторов, выстроенная S -полоса, начинающаяся с $I = 6\hbar$, является продолжением полосы с $K^\pi = 0^+$. Однако наши попытки приписать S -полосу к какой-либо из первых двух вибрационных полос с $K^\pi = 0^+$ не увенчались успехом.

Как видно из рис. 1, для полос с $K^\pi = 1^+$ при возрастании энергии возбуждения наблюдается заметное отличие от эксперимента. Это связано с

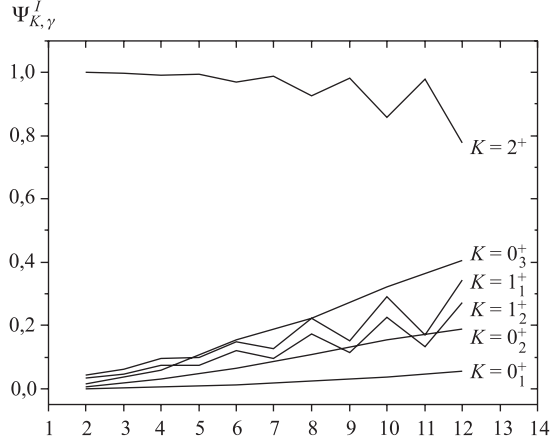


Рис. 2. Структура состояний γ -полосы ^{160}Dy

недоучетом кориолисова смешивания состояний $K^\pi = 1^+$ с полосами, лежащими выше по энергии. Несмотря на ограниченный базис, модель удовлетворительно описывает энергии как с четными, так и с нечетными спинами состояний γ -полосы.

На рис. 2 представлена структура состояний γ -полосы. Видно, что в состояниях γ -полосы компоненты с $K^\pi = 0_{2,3}^+$ и $K^\pi = 1_{1,2}^+$ с ростом углового момента становятся более существенными. Это должно проявляться в вероятностях электромагнитных переходов.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Используя волновые функции, полученные при решении уравнения Шредингера (4), мы рассчитали приведенные вероятности $E2$ -переходов из состояний $I_i K_i$ на уровни $I_f gr$ основной полосы [3]:

$$\begin{aligned}
 B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f gr) = & \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \left[\psi_{gr,gr}^{I_f} \psi_{gr,K_i}^{I_i} C_{I_i 0;20}^{I_f 0} + \right. \right. \\
 & + \sum_n \psi_{K_n,gr}^{I_f} \psi_{K_n,K_i}^{I_i} C_{I_i K_n;20}^{I_f K_n} \left. \right] + \sqrt{2} \left[\psi_{gr,gr}^{I_f} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n,K_i}^{I_i}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n,0}}} \times \right. \\
 & \left. \left. \times C_{I_i K_n;2-K_n}^{I_f 0} + \psi_{gr,K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n,gr}^{I_f}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n,0}}} C_{I_i 0;2K_n}^{I_f K_n} \right] \right\}^2. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Здесь $m_K = \langle gr | \hat{m}(E2) | K^\pi \rangle$ ($K^\pi = 0^+, 2^+$ и 1^+) — некоторые константы, значения которых определяются из экспериментальных данных; Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра; $C_{I_i K_i; 2(K_i + K_f)}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана.

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

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \beta \rightarrow I_f gr) = \left| m_\beta C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} \right|^2, \quad (10)$$

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \gamma \rightarrow I_f gr) = 2 \left| m_\gamma C_{I_i 2; 2-2}^{I_f 0} \right|^2, \quad (11)$$

что позволяет вычислить значения параметров m_β и m_γ , используя экспериментальные данные $B(E2; 2\beta_1 \rightarrow 0gr)$ и $B(E2; 2\gamma \rightarrow 0gr)$ [1, 4]. Параметры $m_{1\nu}$ и $m_{\beta 2}$ определялись из наилучшего согласия вычисленных значений отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2 gr)$ $E2$ -переходов из состояний γ -вибрационной полосы с экспериментом. Используемые в вычислениях вероятностей $E2$ -переходов значения параметров m_K приведены в табл. 2.

Таблица 2. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , использованные в расчетах (в единицах $e \text{ фм}^2$)

$m_{\beta 1}$	$m_{\beta 2}$	$m_{1\nu}$	m_γ	Q_0 [5]
14,4	0,54	-20	25,0	709(12)

В табл. 3 сравниваются вычисленные и экспериментальные величины отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 gr) / B(E2; IK \rightarrow I_2 gr)$ для $E2$ -переходов из состояний γ -вибрационной полосы. Кроме того, здесь же приведены значения отношений, вычисленные по правилу Алаги. Как и следовало ожидать, в величинах отношений наблюдается существенное отличие от правила Алаги. Неадиабатичность проявляется существенно в значениях отношений R_{IK} для переходов из состояний с четными I γ -полосы. Например, отношение $R_{8\gamma}$ для переходов из состояний $I = 8\hbar$ в пять раз отличается от вычисленных значений по правилу Алаги, тогда как отношение для $R_{7\gamma}$ отличается в два раза. Этот факт свидетельствует о том, что γ -полоса в большой степени смешивается с полосами, имеющими квантовую характеристику $K^\pi = 0^+$. Действительно, в данном ядре к γ -полосе по энергии близко расположены $\beta_1(K^\pi = 0_2^+)$ - и $\beta_2(K^\pi = 0_3^+)$ -полосы. Из рис. 2 видно, что их компоненты в состояниях γ -полосы, начиная со спина $I = 4\hbar$, являются заметными.

Для того, чтобы провести сравнение расчетных величин $B(E2)$ с экспериментом, мы воспользовались экспериментальными данными работы [1] об

Таблица 3. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов
 $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1gr)/B(E2; IK \rightarrow I_2gr)$

IK	I_1gr	I_2gr	^{160}Dy		Алага
			Эксп.	Теор.	
$2^+\gamma$	2^+gr	0^+gr	1,92(24) [1]	1,74	1,43
$2^+\gamma$	4^+gr	2^+gr	0,073(7) [1] 0,074(10) [5] 0,059(10) [6] 0,062(10) [7]	0,081	0,05
$3^+\gamma$	4^+gr	2^+gr	0,71(8) [1] 0,68(10) [5] 0,67(10) [6] 0,649(43) [7]	0,63	0,40
$4^+\gamma$	4^+gr	2^+gr	5,9(13) [1] 5,3(10) [5] 4,6(8) [6] 3,75(75) [7] 5,79(57) [8]	5,0	2,94
$4^+\gamma$	6^+gr	4^+gr	0,091(30) [1]	0,19	0,25
$5^+\gamma$	6^+gr	4^+gr	1,4(2) [1] 1,26(30) [5] 1,2(2) [6]	1,13	0,57
$6^+\gamma$	6^+gr	4^+gr	13,2(41) [1] 5,3(17) [5] 11,9(65) [8]	10,0	3,7
$7^+\gamma$	8^+gr	6^+gr	1,32(30) [1]	1,6	0,67

интенсивностях I_γ и энергиях E_γ γ -переходов, разряжающих уровни положительной четности, и известными $T_{1/2}$ [4]. Были определены экспериментальные значения приведенных вероятностей $B(E2)_\gamma$ по формуле

$$B(E2)_\gamma = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \frac{I_\gamma 10^2}{\sum I_{\text{tot}} 1,23 E_\gamma^5}, \quad (12)$$

где $\sum I_{\text{tot}}$ — сумма полных интенсивностей всех γ -переходов, разряжающих данный конкретный уровень. Размерности величин, входящих в выражение (12), указаны ниже непосредственно в табл.4. Для γ -переходов, возможно, существующих, но еще не обнаруженных экспериментально, были определены лишь предельные значения $B(E2)$ по установленным нами из эксперимента верхним пределам величин их интенсивностей и известным из положений соответствующих им уровней энергиям.

Таблица 4. Сравнение экспериментальных величин $B(E2)$ с расчетами для уровней с известными из эксперимента $T_{1/2}$

$E_{(ур)i},$ кэВ	$I_i K_i^\pi$	σL	$E_\gamma(\Delta E_\gamma),$ кэВ	$I_\gamma(\Delta I_\gamma),$ кэВ	$E_{(ур)f},$ кэВ	$I_f K_f^\pi$	$B(E2), [W.u.]$ Эксп. Расч.	
86,8	$2_1 0_1^+$	$E2$	86,79(2)	808(30)	0,0	$0_1 0_1^+$	192,6(88)	193,0
283,8	$4_1 0_1^+$	$E2$	197,03(2)	850(22)	86,8	$2_1 0_1^+$	286(17)	276
581,1	$6_1 0_1^+$	$E2$	297,25(6)	71,6(23)	283,8	$4_1 0_1^+$	237(17)	304
966,2	$2_2 2_1^+$	$E2$	682,34(2)	25,9(8)	283,8	$4_1 0_1^+$	0,62(5)	0,60
966,2	$2_2 2_1^+$	$E2$	879,39(2)	1260(30)	86,8	$2_1 0_1^+$	8,52(64)	7,4
966,2	$2_2 2_1^+$	$E2$	966,18(2)	1050(30)	0,0	$0_1 0_1^+$	4,43(34)	4,25
966,8	$8_1 0_1^+$	$E2,$ $M1$	385,68(8)	1,87(19)	581,1	$6_1 0_1^+$	361(58)	319

Результаты сравнения экспериментальных величин $B(E2)$ с расчетными для каждого из уровней с известными $T_{1/2}$ приведены в табл. 4. Как показывает данная таблица, расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

В табл. 5 сравниваются экспериментальные значения $B(E2)$ с теоретическими для отдельных возбужденных уровней с неизвестными периодами полураспада $T_{1/2}$, но имеющими один или несколько γ -переходов с известной мультипольностью $E2$. Экспериментальные приведенные вероятности γ -переходов $B(E2)$ с указанных уровней вычислялись с использованием данных работы [1] и соотношения

$$B(E2)_\gamma = B(E2)_\circ \frac{I_\gamma E_\circ^5}{I_\circ E_\gamma^5}, \quad (13)$$

где нижним индексом « \circ » помечены, соответственно, рассчитанное нами для каждого уровня в рамках используемой модели теоретическое значение $B(E2)$, относительно которого затем с помощью формулы (13) вычислялись экспериментальные значения $B(E2)$ для других конкурирующих γ -переходов, и известные из эксперимента значения энергии и интенсивности соответствующего γ -перехода с мультипольностью $E2$. В табл. 5 такие значения $B(E2)$ помечены значком « \equiv ». Для большинства γ -переходов с известными мультипольностями $E2$, как видно из табл. 5, наблюдается неплохое согласие теории и эксперимента. Для γ -переходов с неизвестными мультипольностями, где в значениях $B(E2)$ наблюдаются значительные различия теории и эксперимента, можно сделать выводы лишь о том, что их мультипольности не $E2$. В тех же случаях, где эти значения близки, по-видимому, можно сделать предположение о возможных мультипольностях, как $E2$. Однако окончательные выводы остаются за экспериментом.

Таблица 5. Сравнение экспериментальных величин $B(E2)$ с расчетами для уровней с неизвестными из эксперимента $T_{1/2}$

$E_{(сп)is}$ кэВ	$I_i K_i^\pi$	σL	$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$, кэВ	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$, кэВ	$E_{(сп)if}$, кэВ	$I_f K_f^\pi$	$B(E2)$, [W.u.] Эксп.	Расч.
1049,1	$3_1 2_1^+$	$M1 + E2$	82,96(5)	< 0,2	966,2	$2_2 2_1^+$	< 283	345
1049,1	$3_1 2_1^+$	$E2$	765,30(5)	252(6)	283,8	$4_1 0_1^+$	5,4(1)	4,8
1049,1	$3_1 2_1^+$	$E2$	962,32(2)	1130(30)	86,8	$2_1 0_1^+$	$\equiv 7,6(3)$	$\equiv 7,6$
1155,8	$4_2 2_1^+$	(M1)	106,86(2)	0,10(5)	1049,1	$3_1 2_1^+$	92(49)	254
1155,8	$4_2 2_1^+$	$E2$	189,66(3)	1,88(23)	966,2	$2_2 2_1^+$	98(2)	115
1155,8	$4_2 2_1^+$	$E2$	574,73(5)	4(1)	581,1	$6_1 0_1^+$	0,8(3)	1,66
1155,8	$4_2 2_1^+$	$E2$	872,02(2)	351(10)	283,8	$4_1 0_1^+$	$\equiv 8,9(19)$	$\equiv 8,9$
1155,8	$4_2 2_1^+$	$E2$	1069,04(3)	160(4)	86,8	$2_1 0_1^+$	1,52(30)	1,77
1288,7	$5_1 2_1^+$		$\sim 132,9$	< 0,2	1155,8	$4_2 2_1^+$	< 256	182
1288,7	$5_1 2_1^+$	$E2$	239,57(7)	2,74(11)	1049,1	$3_1 2_1^+$	$\equiv 185(9)$	$\equiv 185$
1288,7	$5_1 2_1^+$	$E2, M1$	707,60(2)	27,9(6)	581,1	$6_1 0_1^+$	8,34(51)	6,53
1288,7	$5_1 2_1^+$	$E2, (M1)$	1004,86(2)	115(3)	283,8	$4_1 0_1^+$	5,95(39)	5,81
1438,6	$6_2 2_1^+$		$\sim 149,9$	< 0,1	1288,7	$5_1 2_1^+$	< 370	129
1438,6	$6_2 2_1^+$	$E2$	282,84(9)	1,39(13)	1155,8	$4_2 2_1^+$	215(25)	226
1438,6	$6_2 2_1^+$		$\sim 471,8$	< 0,2	966,8	$8_1 0_1^+$	< 1,79	2,8
1438,6	$6_2 2_1^+$	($E2$)	857,6(2)	19(5)	581,1	$6_1 0_1^+$	11,15(31)	8,7
1438,6	$6_2 2_1^+$	$E2$	1154,68(9)	6,4(8)	283,8	$4_1 0_1^+$	$\equiv 0,87(16)$	$\equiv 0,87$
1617,3	$7_1 2_1^+$		$\sim 178,7$	< 0,1	1438,6	$6_2 2_1^+$	< 682	99
1617,3	$7_1 2_1^+$		328,6(1)	2,2(4)	1288,7	$5_1 2_1^+$	716(185)	256
1617,3	$7_1 2_1^+$		650,5(1)	0,6(1)	966,8	$8_1 0_1^+$	6,4(16)	7,7
1617,3	$7_1 2_1^+$	$E2$	1036,22(5)	4,7(4)	581,1	$6_1 0_1^+$	$\equiv 4,8(7)$	$\equiv 4,8$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках феноменологической модели атомного ядра изучены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях возбужденных состояний и в вероятностях электрических переходов в ^{160}Dy . Вычислены энергии низколежащих состояний положительной четности и приведенные вероятности $B(E2)$ как для переходов внутри полос, так и переходов между ними, которые обнаруживают хорошее согласие с экспериментом.

Показано, что эффект смешивания состояний низколежащих полос играет важную роль и значимо проявляется в вероятностях электрических квадрупольных переходов даже при низких значениях углового момента.

Результаты наших расчетов показали, что для адекватного описания уровней более высоких энергий возбуждения требуется расширение базисных состояний гамильтониана. Также необходимо учитывать влияние вращения на внутреннюю структуру ядра, которое обусловлено различием моментов инерции отдельных полос.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И., Ваганов Ю. А., Вагнер В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. С. 1384.
2. Jungclaus A., Binder B., Dietrich A. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 014312-1.
3. Усманов П. Н., Михайлов И. Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, № 4. С. 887.
4. Reich W. // Nuclear Data Sheets. 2005. V. 105. P. 557.
5. Бегжанов Р. Б. и др. Справочник по ядерной физике. Ташкент: ФАН, 1989.
6. Бонч-Осмоловская Н. А., Врзал Я., Григорьев Е. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 98.
7. Hasize M. L., Singh K., Sahota H. S. // J. Phys. Soc. Jap. 1982. V. 51. P. 3419.
8. Oehlberg H. N., Riedinger L. L., Rainis A. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 219. P. 543.

Получено 23 сентября 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 29.12.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 0,94. Тираж 350 экз. Заказ № 56847.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/