



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-61

P6-96-61

И.Адам, З.А.Салех¹, В.Г.Калинников, А.Н.Приемышев,
В.С.Пронских, В.И.Стегайлов, Ю.А.Ваганов, П.Чалоун,
Я.Франа², М.Б.Юлдашев

СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ ¹⁵⁷Tb

¹Научно-исследовательский ядерный центр, Каир, Египет

²Институт ядерной физики АН ЧР, Ржеж, Чехия

1996

В работе [1] нами представлены результаты экспериментов по изучению распада $^{157}\text{Dy} \rightarrow ^{157}\text{Tb}$ и построена схема распада. Ниже приводится обсуждение структуры возбужденных состояний ^{157}Tb .

1. Обсуждение результатов

Можно считать, что идентификация уровней ротационных полос $3/2^+$ [411] (0 кэВ - $3/2^+$, 60.88 кэВ - $5/2^+$, 143.92 кэВ - $7/2^+$); $5/2^-$ [532] (326.35 кэВ - $5/2^-$, 357.66 кэВ - $7/2^-$); $1/2^+$ [411] (597.38 кэВ - $1/2^+$, 637.36 кэВ - $3/2^+$, 697.29 кэВ - $5/2^+$) и $3/2^+$ [411] + Q_{201} (991.70 кэВ - $3/2^+$, 1044.35 кэВ - $5/2^+$), возбуждаемых при β -распаде, является однозначной.

Энергии оставшихся уровней и возможные значения их спинов и четности позволяют установить ротационную полосу состояния $1/2^+$ [420]: 895.06 - $1/2^+$ и 925.29 кэВ - $3/2^+$ и полосу $1/2^-$ [541]: 883.32 - $1/2^-$, 970.38 кэВ - $3/2^-$.

Уровням с энергией 1096.49, 1102.36 и 1160.71 кэВ можно приписать нильссоновские характеристики $1/2^-1/2^-$ [550], $3/2^-1/2^-$ [550] и $5/2^-1/2^-$ [550], соответственно.

Уровни 1275.51 и 1318.62 кэВ имеют, вероятно, характеристики $3/2^-3/2^-$ [541] и $5/2^-3/2^-$ [541]. Из энергии первых двух (когда $K=1/2$) или первых трёх (когда $K=1/2$) уровней ротационных полос определены инерционный параметр $A=h^2/2J$ и параметр развязывания a , с помощью которых вычислены энергии выше расположенных уровней, см. табл.1. Сравнивая вычисленные значения энергии с экспериментальными, наблюдаем неплохое согласие для всех ротационных полос, за исключением полосы $5/2^-$ [532].

Несколько менее определенным является приписание нильссоновских квантовых чисел для уровней с энергией выше 800 кэВ, возбуждаемых при бета-распаде (см. выше). При иден-

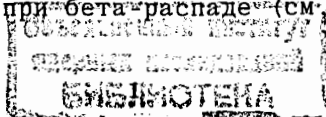


ТАБЛИЦА 1

^{157}Tb	$K^{\pi} [Nn_z \Lambda]$				
	$5/2^-$ [532]	$7/2^-$ [523]	$1/2^-$ [550]	$3/2^-$ [541]	$1/2^-$ [541]
A [кэВ]	4.4744	15.267	6.8003	8.6280	9.7440
a	0	0	-0.7152	0	1.9782
$(E_{1/2})$ ЭКС.			1096.55		883.32
$(E_{1/2})$ ВМЧ.			≅1096.55		≅ 883.32
$(E_{3/2})$ exp			1102.36	≅1275.46	970.38
$(E_{3/2})$ ВМЧ.			≅1102.36	1275.46	≅ 970.38
$(E_{5/2})$ ЭКС.	326.339		1160.68	≅1318.6	922.72
$(E_{5/2})$ ВМЧ.	≅ 326.339		≅1160.68	1318.6	≅ 922.72
$(E_{7/2})$ ЭКС.	357.66	571.7			
$(E_{7/2})$ ВМЧ.	≅ 357.66	≅ 571.7	1174.24	1379.0	1125.9
$(E_{9/2})$ ЭКС.	425.9	709.1			
$(E_{9/2})$ ВМЧ.	397.93	≅ 709.1	1279.21	1456.7	1040.1
$(E_{11/2})$ ЭКС.	517.6	860.6			
$(E_{11/2})$ ВМЧ.	447.15	877.03	1300.52	1451.6	1359.3
$(E_{13/2})$ ЭКС.	647.9				
$(E_{13/2})$ ВМЧ.	505.32	1075.5			1235.4
$(E_{15/2})$ ЭКС.	783.0				
$(E_{15/2})$ ВМЧ.	572.4				
$(E_{17/2})$ ЭКС.	975				
$(E_{17/2})$ ВМЧ.	648.5				
$(E_{19/2})$ ЭКС.	1142				
$(E_{19/2})$ ВМЧ.	733.5				

ТАБЛИЦА 1 (продолжение)

^{157}Tb	$K^{\pi} [Nn_z \Lambda]$				
	$3/2^+$ [411]	$5/2^+$ [413]	$1/2^+$ { $3/2^+$ [411]- 2γ }	$3/2^+$ [411]+ Q_{201}	$1/2^+$ [411]
A [кэВ]	12.1764	11.466	12.657	10.528	17.21
a	0	0	0.05301	0	-0.4134
$(E_{1/2})$ ЭКС.			597.376		895.06
$(E_{1/2})$ ВМЧ.			≅ 597.376		≅ 895.06
$(E_{3/2})$ ЭКС.	0		637.36	991.70	925.35
$(E_{3/2})$ ВМЧ.	≅ 0		≅ 637.36	≅ 991.70	≅ 925.35
$(E_{5/2})$ ЭКС.	60.882	327.65	697.29	1044.34	1047
$(E_{5/2})$ ВМЧ.	≅ 60.882	≅327.64	≅ 697.29	≅1044.34	≅1047
$(E_{7/2})$ ЭКС.	143.922	407.9	793.52	1120	
$(E_{7/2})$ ВМЧ.	146.117	≅407.9	790.6	1118.04	1118
$(E_{9/2})$ ЭКС.	252.8	513.8	896	1238	
$(E_{9/2})$ ВМЧ.	255.70	511.1	898.5	1212.8	1337
$(E_{11/2})$ ЭКС.	377.4	643.5			
$(E_{11/2})$ ВМЧ.	389.65	637.2	1045.1	1328.6	1448
$(E_{13/2})$ ЭКС.	531.8				
$(E_{13/2})$ ВМЧ.	547.9	786.3			
$(E_{15/2})$ ЭКС.	693.3				
$(E_{15/2})$ ВМЧ.	730.6	958.3			
$(E_{17/2})$ ЭКС.	890				
$(E_{17/2})$ ВМЧ.	937.6				
$(E_{19/2})$ ЭКС.	1082				
$(E_{19/2})$ ВМЧ.	1168.9				

тификации $K^\pi [Nn_Z \Lambda]$ мы исходили из результатов ядерных реакций, см. табл. 2. При определении полосы $1/2^- [541]$ мы дали предпочтение работе [5] (в работе [4] дана лишь предварительная идентификация этой полосы для уровней других энергий). Энергии уровней и их спин-четность, определенные нами, позволяют считать идентификацию полосы $1/2^+ [420]$, установленную в работе [4] ($1/2^+ [411]$), более вероятной, чем в работе [5], см. табл. 2. Расчеты энергий и структуры квази-частичнофононных состояний ^{157}Tb показали [6], что второе состояние с $K^\pi = 1/2^+$ является сильно смешанным состоянием с преобладающим компонентом $1/2^+ [420]$ - 61%, см. табл. 3. Жирным шрифтом приведены в этой таблице экспериментальные значения энергий уровней, добавленных нами. Идентификация ротационных полос $1/2^- [550]$ и $3/2^- [541]$, которые не были обнаружены в ядерных реакциях, дана нами в соответствии с работой [6]. Расчеты с параметрами деформации $\beta_{20} = 0.269$ и $\beta_{40} = 0.046$ не подтверждают относительно низкую энергию состояния $1/2^- [541]$, установленную экспериментально. Однако известно [7], что равновесная деформация состояния $1/2^- [541]$ существенно больше, чем деформация, использованная в расчетах [6], что может привести к понижению энергии уровня $1/2^- [541]$. Возможно, что ротационная полоса, состоящая из уровней 883.32 кэВ - $1/2^-$, $1/2^-$ и 970.38 кэВ - $3/2^-$, $1/2^-$, является γ -вибрационным состоянием $1/2^- \{5/2^- [532] - Q_{221}\}$.

Ротационная полоса основного состояния $3/2^+ [411]$

Нами введен уровень 252.58 кэВ с $K^\pi = 9/2^+$, который разряжается переходом 108.6 кэВ. Существенно уточнены E_γ и I_γ переходов, связанных с разрядкой уровней $5/2^+$ и $7/2^+$ данной ротационной полосы. Используя эти данные и предполагая, что выполняются условия адиабатичности ротационного движения ядра и внутреннего движения нуклонов, мы определяем отношение $S^2 = (g_K - g_R)^2 / Q_0^2$ по формуле:

ТАБЛИЦА 2

настоящая работа		$(^3\text{He}, d)$ [5]		$(^3\text{He}, d)$ [4]	
Э_уровня [кэВ]	$I^\pi [Nn_Z \Lambda \Sigma]$	Э_уровня [кэВ]	$I^\pi [Nn_Z \Lambda \Sigma]$	Э_уровня [кэВ]	$I^\pi [Nn_Z \Lambda \Sigma]$
839.70	$5/2^+ [402^\uparrow]$	839	$5/2^+ [402^\uparrow]$	837	$5/2^+ [402^\uparrow]$
883.32	$1/2^- [541_\downarrow]$	887	$1/2^- [541_\downarrow]$		
895.06	$1/2^+ [420^\uparrow]$			889	
922.72	$5/2^- [541_\downarrow]$	926	$5/2^- [541_\downarrow]$		
925.31	$3/2^+ [420^\uparrow]$			923 ^{Д)}	$1/2^+ [411_\downarrow]$ $3/2^+ [541_\downarrow]$
970.38	$3/2^- [541_\downarrow]$	969 ^{Д)}	$1/2^+ [411_\downarrow]^*$ $3/2^- [541_\downarrow]$	965	$1/2^- [541_\downarrow]$
(1005.43)		1005	$3/2^+ [411_\downarrow]^*$	1004	
1044.35	$5/2^+ [411^\uparrow]^+$ $+Q_\beta$				
(1046.37)	$5/2^+ [420^\uparrow]$	1052	$9/2^- [541_\downarrow]$	1047	$5/2^+ [411_\downarrow]$
(1061.16)	$7/2^+ [420^\uparrow]$			1067	$7/2^+ [411_\downarrow]$
		1077	$5/2^+ [411_\downarrow]^*$		
1096.49	$1/2^- [550^\uparrow]$	1100			
1102.36	$3/2^- [550^\uparrow]$	1119		1109	
1160.71	$5/2^- [550^\uparrow]$				
(1166.05)	$7/2^- [541_\downarrow]$	1164	$7/2^- [541_\downarrow]$		
		1190		1198	

Д) Переход имеет двойное расположение.

ТАБЛИЦА 3

K	E _{уровня} [кэВ]		структура состояний в ¹⁵⁷ Tb, %					
	экспер.	выч.						
3/2 ⁺	0	0	411 [↑]	93	411 [↓] +Q ₂₂₁	4	541 [↑] +Q ₃₀₁	0.3
					532 [↑] +Q ₃₁₁	0.1	550 [↑] +Q ₃₁₁	0.03
5/2 ⁻	326	378	532 [↑]	94	413 [↓] +Q ₃₀₁	0.4	411 [↑] +Q ₃₁₁	0.1
7/2 ⁻	572	409	523 [↑]	94	404 [↓] +Q ₃₀₁	0.2	413 [↓] +Q ₃₁₁	0.03
5/2 ⁺	328	550	413 [↓]	97	532 [↑] +Q ₃₀₁	0.5	523 [↑] +Q ₃₀₁	0.5
1/2 ⁺	598	682	411 [↓]	70	411 [↑] +Q ₂₂₁	24	413 [↓] +Q ₂₂₁	3
3/2 ⁻	1275	1126	541 [↑]	80	411 [↑] +Q ₃₀₁	6	550 [↑] +Q ₂₂₁	4
					420 [↑] +Q ₃₁₁	2	413 [↓] +Q ₃₁₁	1.9
1/2 ⁻	1096	1241	550 [↑]	41	532 [↑] +Q ₂₂₁	46	541 [↑] +Q ₂₂₁	7
					420 [↑] +Q ₃₀₁	1.7		
5/2 ⁺	838	1423	402 [↑]	46	413 [↓] +Q ₂₀₁	35	523 [↑] +Q ₃₁₁	8
					532 [↑] +Q ₃₀₁	3	660 [↑] +Q ₂₂₁	3
3/2 ⁺	993	1353			411 [↑] +Q ₂₀₁	98		
1/2 ⁺	895	1444	420 [↑]	61	532 [↑] +Q ₃₂₁	13	411 [↑] +Q ₂₂₁	5
					413 [↓] +Q ₂₂₁	5	541 [↑] +Q ₃₁₁	4
					422 [↓] +Q ₂₂₁	3	550 [↑] +Q ₃₀₁	2.5
7/2 ⁺	659	1513	404 [↓]	90	523 [↑] +Q ₃₀₁	4	532 [↑] +Q ₃₁₁	1.8
1/2 ⁻	883		541 [↓]					

$$S_I^2 = \frac{E_\gamma^2 (I \rightarrow I-1)}{1.148 (I+1) (I-1)} \times \left\{ \frac{I_\gamma (I \rightarrow I-1)}{I_\gamma (I \rightarrow I-2)} \left[\frac{E_\gamma (I \rightarrow I-2)}{E_\gamma (I \rightarrow I-1)} \right]^5 \frac{(I+1) (I-K-1) (I+K-1)}{2K^2 (2I-1)} - 1 \right\}; \quad (1)$$

E_γ подставляется в МэВ. Для уровня с энергией 143.944 кэВ и $I^\pi = 7/2^+$ мы получили значение $|S_{7/2}| = 0.151(7)$. Отношение S_I^2 можно вычислить из экспериментального значения параметра смешивания $\delta^2 (E2/M18I, K \rightarrow I-1, K)$ по формуле

$$S_I^2 = \frac{E_\gamma^2 (I \rightarrow I-1)}{1.148 (I+1) (I-1)} \delta^{-2} (E2/M18I, K \rightarrow I-1, K). \quad (2)$$

Тогда принимая, что $\delta^2 (60.882 \text{ кэВ}, 5/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ равно 0.011(3) [3], получим $|S_{5/2}| = 0.24(3)$, что согласуется со значением $|S_{7/2}|$ только в пределах 3σ .

В работе [8] измерено время жизни $T_{1/2}$ уровня 60.882 кэВ, оно равно 0.49(12) нсек. Принимая это значение и используя соотношение

$$e^2 Q_0^2 = 5.687 \cdot 10^{-13} \times \frac{\Delta}{\langle I_i K 2 0 | I_f K \rangle^2 E_\gamma^5 T_{1/2} (\text{уровня}) (1 + \alpha_{\text{tot}})} \quad (3)$$

(здесь E_γ в [МэВ], $T_{1/2}$ в [сек.]), которое записано для 1-го возбужденного уровня, мы получили явно сильно заниженное значение $Q_0 = 2.1(3)$ б. Поэтому мы попытались уточнить отдельные экспериментальные величины Δ и α_{tot} , которые входят в формулу (3). В работе [9] были измерены относительные интенсивности L_1, L_2 и L_3 конверсионных электронов перехода 60.882 кэВ. Учитывая эти значения и значения, полученные в работе [3], принимаем, в соответствии с [10], средневзвешенные значения $I_{L1} = 208(18)$, $I_{L2} = 30(4)$ и $I_{L3} = 23(3)$. Чтобы устранить возможные неточности, возникающие

при интерполяции табличных данных теоретических коэффициентов конверсии, мы использовали вычисленные по программе их значения для энергии 60.882 кэВ [11]. С учётом этих данных и соотношений

$$\Delta_{j,k} = \frac{\alpha_{Lj}^{(M1)} - \alpha_{Lk}^{(M1)} [I_{Lj}/I_{Lk}]_{\text{exp.}}}{[I_{Lj}/I_{Lk}]_{\text{exp.}} [\alpha_{Lk}^{(E2)} - \alpha_{Lk}^{(M1)}] - [\alpha_{Lj}^{(E2)} - \alpha_{Lk}^{(M1)}]},$$

$$[\alpha]_{\text{tot exp.}} = (1-\Delta) \alpha_{\text{tot}}^{(M1)} + \Delta \alpha_{\text{tot}}^{(E2)}, \quad (4)$$

где $j, k=1, 2, 3$, мы заново определили параметр смешивания $\Delta=0.014(4)$ и $[\alpha_{\text{tot}}(60.882 \text{ кэВ})]_{\text{exp.}}=9.77(11)$. Подставляя эти значения в формулу (3), получим $Q_0=2.3(3)b$, т.е. мы несколько приблизились к ожидаемому значению $Q_0=(7.5 \pm 1)b$, однако сильное расхождение сохранилось. Возможно, что ответственность за это расхождение несёт примерно на порядок завышенное значение $T_{1/2}$ (уровня 60.882 кэВ), однако не исключено, что и в определении относительных интенсивностей I_{Lj} имеется систематическая ошибка, которая занижает значение параметра смешивания. Используя новое значение параметра $\Delta=0.014(4)$ уточняем, что $|S_{5/2}|=0.21(3)$. По времени жизни уровня 60.882 кэВ можно вычислить значение приведённой вероятности $V(M1, 5/2^+ \rightarrow 7/2^+)$ и разность гиромагнитных отношений $(g_K - g_R)$.

$$\mu_0^2 (g_K - g_R)^2 = 1.651 \cdot 10^{-13} \times$$

$$\times \frac{(1-\Delta)}{K < I_i \quad K \quad 1 \quad 0 \quad | I_f \quad K > \quad E_\gamma \quad (1+\alpha_t) \quad T_{1/2} \text{ (уровня)}}{2 \quad 2 \quad 3} \quad (5)$$

Отсюда получаем значение $|g_K - g_R|=0.48(12)$. Если предположить, что $Q_0=7.5(1)b$ для ротационной полосы основного состояния, тогда $|S_{5/2}|=0.06$, что примерно в 2.4 раза меньше значения $|S_{7/2}|$. Величина $|g_K - g_R|$, вычисленная по формуле (5), слабо зависит от точности определения Δ , однако примерного равенства величин $|S_{5/2}|$ и $|S_{7/2}|$ можно достичь, если $T_{1/2}$ (уровня 60.882) будет в 6 раз меньше.

Предполагаем, что наблюдаемое несоответствие экспериментальному значению Q_0 можно объяснить неоднозначными условиями при измерении времени жизни уровня 60.882 кэВ в работе [8]. В этой работе измерялись задержанные совпадения между L-конверсионными электронами перехода 60.882 кэВ, выделенными магнитно-линзовым бета-спектрометром и γ -лучами, которые регистрировались сцинтиллятором типа NE-104. Ввиду этого трудно исключить влияние γ -лучей, которые заселяют расположенные выше уровни, если они имеют $T_{1/2}$ в диапазоне измеряемых времен, т.е. полученный результат может быть обусловлен временем жизни другого уровня, и на самом деле $T_{1/2}$ уровня 60.882 кэВ на много меньше. Это предположение подтверждается определением только верхней границы $T_{1/2}$ уровня 60.882 кэВ < 0.42 нсек, полученной на двойном магнитно-линзовом спектрометре при измерении каскадных переходов L61-K83 [12]. Условия измерений для $T_{1/2}$ уровня 60.882 кэВ в работе [12] являлись существенно более определенными, чем в работе [8].

Ротационная полоса $5/2^-$ [532]

При β -распаде возбуждаются только два уровня $I^\pi=5/2^-$ и $7/2^-$ этой ротационной полосы, которые разряжаются E1-переходами на полосу основного состояния $3/2^+$ [411]. Нами существенно уточнены E_γ и I_γ для этих переходов и вводится внутриволновой переход 31.316 кэВ ($7/2^- \rightarrow 5/2^-$), у которого удалось определить лишь верхнюю границу полной интенсивности $I_{\text{tot}} \leq 0.0097\%$. При сравнении отношений приведённых вероятностей $V(E1)$ -переходов, идущих с уровня $5/2^-$, с правилами Алаги, наблюдается сильное замедление перехода $5/2^- \rightarrow 5/2^+$ в 126 раз, см. табл. 4. Это отклонение может быть объяснено связью вращательного и внутреннего движений, которая приводит к изменению волновых функций и появлению примесных компонент. Для переходов $5/2^-$ [532] \rightarrow $3/2^+$ [411] имеет место изме-

ТАБЛИЦА 4

	$B(E1, 5/2^- \rightarrow 3/2^+)$	$B(E1, 5/2^- \rightarrow 5/2^+)$	$B(E1, 5/2^- \rightarrow 7/2^+)$
Эксперимент	$\approx 1.00(1)$	0.00341(3)	0.0819(18)
Алага	≈ 1.0	0.43	0.071
Михайлов	≈ 1.0	0.0078	0.084
НВМ	≈ 1.0	0.43	0.0744
КФМ	≈ 1.0	0.43	0.0765
НВМ+КФМ	≈ 1.0	0.0126	0.0654

ТАБЛИЦА 5
 $5/2^- 5/2^- [532] \rightarrow I_f^{\pi_f} 3/2^+ [411]$

$f \rightarrow i$	$m_{fi}(E1) \times 10^{-2}$ [efm]	$5/2^- \rightarrow 3/2^+$		$5/2^- \rightarrow 5/2^+$		$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	
		a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]	a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]	a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]
НВМ							
413↓-532↑	-2.7			0.038	-0.103	0.037	-0.100
402↑-532↑	0.69			0.026	0.018	0.025	0.018
411↑-532↑	-1.45	0.813	-1.179	0.531	-0.770	0.216	-0.313
411↑-541↑	1.1	-0.044	-0.048	0.043	-0.047	0.059	0.065
411↑-550↑	-0.95	0.000	0.000	-0.005	0.005	0.005	-0.005
420↑-541↑	-3.25	0.002	-0.006	0.003	-0.010	0.002	-0.006
$m(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		-1.23×10^{-2}		-0.81×10^{-2}		-0.34×10^{-2}	
$B(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		1.52×10^{-6}		6.60×10^{-7}		1.16×10^{-7}	
F		0.40		0.0032		0.43	
КФМ							
$m(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		0.47×10^{-2}		0.31×10^{-2}		0.13×10^{-2}	
$B(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		2.21×10^{-7}		9.61×10^{-8}		1.69×10^{-8}	
F		2.76		0.022		2.96	

ТАБЛИЦА 5 (продолжение)
 $5/2^- 5/2^- [532] \rightarrow I_f^{\pi_f} 3/2^+ [411]$

$f \rightarrow i$	$m_{fi}(E1) \times 10^{-2}$ [efm]	$5/2^- \rightarrow 3/2^+$		$5/2^- \rightarrow 5/2^+$		$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	
		a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]	a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]	a_{if}	$a_{if}^{m_{fi}} \times 10^{-2}$ [efm]
НВМ+КФМ							
413↓-532↑	6.4			0.038	0.24	0.037	0.24
402↑-532↑	13.0			0.026	0.33	0.025	0.32
411↑-532↑	0.6	0.813	0.47	0.531	0.31	0.216	0.13
411↑-541↑	-17.4	-0.044	0.77	0.043	-0.75	0.059	-1.02
411↑-550↑	1.3	0.000	0.00	-0.005	-0.01	0.005	0.01
420↑-541↑	3.7	0.002	0.01	0.003	0.01	0.002	0.01
$m(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		1.25×10^{-2}		0.14×10^{-2}		-0.32×10^{-2}	
$B(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		1.56×10^{-6}		1.96×10^{-8}		1.02×10^{-7}	
F		0.39		0.11		0.49	
Эксперимент							
$B(E1, 5/2^- \rightarrow I_f^{\pi_f})$		$6.1(12) \times 10^{-7}$		$2.1(4) \times 10^{-9}$		$5.0(10) \times 10^{-8}$	

$$F = \frac{B(E1, I_i \rightarrow I_f)_{\text{эксп.}}}{B(E1, I_i \rightarrow I_f)_{\text{выч.}}}$$

$$a_{if} = C_{K_f}^{I_f} C_{K_i}^{I_i} < I_i \neq K_i \ 1 \ \mu \ | I_f \ K_f >$$

нение $\Delta K=-1$, $\Delta N=-1$, $\Delta n_z=-2$, $\Delta L=-1$, $\Delta \Sigma=0$, поэтому они являются запрещёнными переходами по асимптотическим квантовым числам (для разрешённых переходов с $\Delta K=\pm 1$ допустимы: $\Delta N=\pm 1$, $\Delta n_z=0$, $\Delta L=-1$, $\Delta \Sigma=0$). Примеси, соответствующие разрешённым переходам, сильно влияют на интенсивности рассматриваемых переходов. Влияние отклонения от адиабатичности на приведённые вероятности, в общем случае, учтено Михайловым [12].

$$\begin{aligned}
 V(\tau\lambda, I_i \rightarrow I_f) &= \langle I_i \lambda K_i \pm n K_f - K_i \mp n | I_f K_f \rangle^2 \times \\
 &\times \frac{(I_i \mp K_i)! (I_i \pm K_i + n)!}{(I_i \pm K_i)! (I_i \mp K_i + n)!} \times \{ M_0 (1+\Delta) + (-1)^{I_i+1/2} \times \\
 &\times (I_i+1/2) M_1 \delta_{K, 1/2} + (-1)^{I_f+1/2} (I_f+1/2) M_2 \delta_{K_f, 1/2} \}^2 \\
 \Delta &= [I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)] a \quad (6)
 \end{aligned}$$

Верхний знак в формуле (6) относится к случаю $K_i < K_f$, а нижний к случаю $K_i > K_f$. Выражение (6) применимо как для K-разрешённых переходов ($n=0$), так и для K-запрещённых переходов, при этом:

$$\Delta K \geq \lambda, \quad \Delta K = |K_i - K_f| = \lambda + n, \quad n \geq 0. \quad (7)$$

Когда примеси в исходном и конечном состояниях не равны по абсолютной величине (они противоположны по знаку), тогда выражение (6) для Δ нужно дополнить слагаемыми:

$$\begin{aligned}
 &+ [I_f(I_f+1) + I_i(I_i+1)] (-2q \delta_{\tau\lambda, E2} + a_R \delta_{\tau\lambda, M1} \delta_{I_i I_f}) + \\
 &+ [I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)]^2 q \delta_{\tau\lambda, E2}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

В нашем случае удаётся определить, с большой ошибкой и большим χ^2 , лишь один параметр a , см. табл. 7, где вычисленные $V(E1)$ с параметром $a=-1.3$ можно сравнить с экспериментом. Переход $5/2^- \rightarrow 5/2^+$ замедлен в 2.3 раза, а $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ в 1.02 раза. Однако по теории возмущений, использованной Михайловым, невозможно определить величину примесей в волновых функциях уровней.

Более детальный анализ рассматриваемых приведённых

вероятностей удаётся произвести, если учесть кориолисово (неадиабатическая вращательная модель - НВМ) и квазичастично-фононное взаимодействия (квазичастично - фононная модель ядра - КФМ). Тогда приведённая вероятность электрического перехода может быть записана в виде

$$V(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}) = |m(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f})|^2,$$

$$\begin{aligned}
 \text{где } m(E\lambda, I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}) &= \\
 &= \sum_{\substack{K_i n_i \\ K_f n_f}} C_{K_i n_i}^{I_i} C_{K_f n_f}^{I_f} \{ \langle I_i K_i \lambda K_f - K_i | I_f K_f \rangle \times \\
 &\times \langle K_f n_f | m(E\lambda, \mu = K_f - K_i) | K_i n_i \rangle + \\
 &+ (-1)^{I_i + K_i} (1 - \delta_{K_i, 0}) \langle I_i - K_i \lambda K_i + K_f | I_f K_f \rangle \times \\
 &\times \langle K_f n_f | m(E\lambda, \mu = K_f + K_i) | K_i n_i \rangle \}; \quad (9)
 \end{aligned}$$

здесь n - порядковый номер неротационного состояния. Матричный элемент $\langle K_f n_f | m(E\lambda, \mu) | K_i n_i \rangle$ в КФМ содержит члены, соответствующие переходу с рождением (поглощением) фонона. Именно через них октапольные вибрационные примеси в волновой функции влияют на силу E1- переходов. В табл. 5, основанной на вычислениях представленных в работе [6], экспериментальные значения $V(E1, I_i \rightarrow I_f)$ получили, используя $T_{1/2}$ (уровень 326 кэВ) = 0.20(4) [2] и наши данные об интенсивностях γ - переходов. На основе расчётов Б.А.Аликова и др. [6], приводятся абсолютные значения $V(E1, 5/2^- \rightarrow 5/2^- \rightarrow I_f 3/2^+)$, полученные в рамках неадиабатической вращательной модели, квазичастичнофононной модели и при одновременном учёте кориолисова и квазичастично-фононного взаимодействий. Из таблицы видно, что только при одновременном учёте этих двух взаимодействий получены $V(E1, I_i \rightarrow I_f)_{\text{calc}}$ близкие к экспериментальным значениям, хотя полного согласия достичь не уда-

лось. Такие же выводы можно сделать и рассматривая относительные значения приведённых вероятностей, см. табл. 4.

Ротационная полоса $1/2^+[411] + 1/2^+\{3/2^+[411] + Q_{221}\}$

Нами предварительно введен уровень $7/2^+$ этой полосы, возбуждающийся при β -распаде, и мы наблюдали переход 493.44 кэВ, который разряжает уровень $3/2^+$. Впервые установлен мультипольный состав переходов 597.376, 576.475, 553.374 и 697.290 кэВ. Все γ -переходы, разряжающие уровни данной полосы, направлены на уровни ротационной полосы основного состояния. Если бы рассматриваемая ротационная полоса принадлежала чистому γ -вибрационному состоянию $3/2^+[411] + Q_{221}$, тогда переходы, разряжающие эту полосу и идущие на уровни полосы $3/2^+[411]$, должны были бы иметь интенсивную E2-компоненту. Нами установлено, что переходы 636.41 ($3/2^+, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 3/2^+$) и 637.36 кэВ ($5/2^+, 1/2^+ \rightarrow 5/2^+, 3/2^+$) имеют M1-мультипольность, а переходы 576.475 ($3/2^+, 1/2^+ \rightarrow 5/2^+, 3/2^+$) и 597.376 кэВ ($1/2^+, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 3/2^+$) имеют 58(5)% и 35(7)% примеси M1-компоненты, соответственно. Не исключена примесь M1-мультипольности у переходов 697.290 ($5/2^+, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 3/2^+$)-40(40)% и 553.374 кэВ ($5/2^+, 1/2^+ \rightarrow 7/2^+; 3/2^+$)-10(10)%, соответственно.

Качественное объяснение следует из предположения, что уровень 597.376 кэВ является смешанным состоянием $1/2^+[411]$ и $1/2^+\{3/2^+[411] + Q_{221}\}$. Переходы между состояниями $1/2^+[411] \rightarrow 3/2^+[411]$ с мультипольностью M1 разрешены по асимптотическим квантовым числам. Предположение о сильном смешивании состояний подтверждается и теоретическими расчетами [6], где структура уровня 597.376 кэВ установлена как: 70% - $1/2^+[411]$ + 24% - $1/2^+\{3/2^+[411] + Q_{221}\}$ + 3% - $1/2^+\{5/2^+[413] + Q_{221}\}$.

Матричные элементы перехода между двумя состояниями в деформированном ядре вычисляются по формуле

$$\begin{aligned} <K_f I_f | M(\lambda) | K_i I_i > = \\ = (2I_i + 1)^{1/2} \{ <I_i K_i \lambda (K_f - K_i) | I_f K_f > <K_f | M'(\lambda, \nu = K_f - K_i | K_i > + \\ + (-1)^{I_i + K_i} <I_i - K_i \lambda (K_f + K_i) | I_f K_f > <K_f | M'(\lambda, \nu = K_f + K_i | K_i > \}^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Второй член обращается в ноль, когда $\lambda > K_i + K_f$. Для нечётных ядер для переходов с мультипольностью E1 или M1 матричный элемент $<K_f | M'(\lambda, \nu = K_f + K_i | K_i > \neq 0$, когда $K_i = K_f = 1/2$, и для переходов E2 он не равен нулю, когда $K_i = K_f = 1/2$ или $K_i = 1/2$ и $K_f = 3/2$, или $K_i = 3/2$ и $K_f = 1/2$. Приведённую вероятность для переходов, между перечисленными выше полосами, можно записать в виде

$$\begin{aligned} B(\tau \lambda, I_i K_i) = \{ <I_i \lambda K_i (K_f - K_i) | I_f K_f > Q_1 + (-1)^{I_f + K_f} \times \\ \times <I_i \lambda K_i (-K_f - K_i) | I_f - K_f > Q_2 \}^2 \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда в первую очередь нужно вычислить матричные элементы Q_1 и Q_2 или их отношение $q = Q_2/Q_1$.

Экспериментальное отношение приведенных вероятностей E2-переходов вычисляем по формуле

$$\frac{B(E2, I_i \rightarrow I_f)}{B(E2, I_i \rightarrow I_f)} = \frac{I_\gamma(I_i \rightarrow I_f)}{I_\gamma(I_i \rightarrow I_f)} \frac{\Delta(I_i \rightarrow I_f)}{\Delta(I_i \rightarrow I_f)} \left\{ \frac{E_\gamma(I_i \rightarrow I_f)}{E_\gamma(I_i \rightarrow I_f)} \right\}^5 \quad (12)$$

Для переходов, идущих с уровня $3/2^+$ и $5/2^+$, используя соотношения (11) и (12), получим уравнения:

$$\left(\frac{1-4q}{2-q} \right)^2 = 325(55) \quad \text{и} \quad \left(\frac{3-2q}{1+2q} \right)^2 = 0.15(10), \quad (13)$$

которым удовлетворяют решения $q_1 = 1.68(2)$, $q_2 = 2.50(6)$ и $q_1 = 0.94(15)$, $q_2 = 2.8(6)$. Не трудно убедиться, что значения вторых корней перекрываются в пределах 1σ , и их среднее взвешенное значение равно $q = 2.50(6)$. В табл. 6 сравниваются экспериментальные и вычисленные отношения $B(E2)$ с разными значениями q . Из таблицы видно, что хорошего согласия можно достичь принимая $q = 2.50$.

ТАБЛИЦА 6

Ротационное состояние $K_i^\pi [Nn_z \Lambda] \rightarrow K_f^\pi [Nn_z \Lambda]$	Отношение приведенных вероятностей переходов	Экспериментальное значение	Алага		$q = \frac{Q_2}{Q_1}$
			$Q_2=0$ $Q_1 \neq 0$	$Q_1=0$ $Q_2 \neq 0$	
$1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\} \rightarrow 3/2^+ [411]$	$V(E2, 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$	65(11)	0.05	3.20	65(11)
	$V(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+)$				
	$V(E2, 5/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	0.05(3)	2.7 $\chi^2=3700$	0.30 $\chi^2=50$	0.036(6) $\chi^2=0.20$ $q=2.50(6)$
	$V(E2, 5/2^+ \rightarrow 7/2^+)$				
$1/2^- [541] \rightarrow$ $\rightarrow 1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\}$	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	1.1(4)	2.0	0.5	2.12(7)
	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 1/2^+)$				
	$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$	6.4(11)	5.0	0.312	6.7(12)
	$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 3/2^+)$				
$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$	9.3(24)	9.0 $\chi^2=1.2$	0.562 $\chi^2=20$	10.8(11) $\chi^2=8.7$ $q=-0.04(2)$	
$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 3/2^+)$					
$1/2^- [550] \rightarrow$ $\rightarrow 1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\}$	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	0.298(24)	2.0	0.5	0.28(7)
	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 1/2^+)$				
	$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$	30(13)	5.0	0.312	3.5(1)
	$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 3/2^+)$				
$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$	220(100)	9.0 $\chi^2=39$	0.562 $\chi^2=12$	0.09(2) $\chi^2=30$ $q=-1.11(2)$	
$V(E1, 3/2^+ \rightarrow 3/2^+)$					
$1/2^- [550] \rightarrow 1/2^+ [420]$	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$	5.6(28)	2.0 $\chi^2=13$	0.5 $\chi^2=410$	5.6(28) $q_1=-0.41(15)$ $q_2=-0.87(4)$
	$V(E1, 1/2^+ \rightarrow 1/2^+)$				

Другие ротационные полосы

Ротационная полоса $1/2^- [541]$ идентифицирована нами при β -распаде впервые. Наблюдаются два уровня с энергией 883.32 и 970.38 кэВ, которые разряжаются тремя переходами на ротационную полосу основного состояния. Мультипольность $E1$ для двух из них 883.32 и 909.49 кэВ нами установлена впервые. Обнаружено 5 переходов, которые связывают рассматриваемые уровни с ротационной полосой $1/2^+ [411] + 1/2^+ \{3/2^+ [411] + Q_{221}\}$. Все эти переходы должны иметь мультипольность $E1$, тогда, учитывая характер разрядки уровней 883.32 и 970.38 кэВ, однозначно приписываем им спин и чётность $1/2^-$ и $3/2^-$, соответственно.

В табл. 7 сравниваем отношения приведённых вероятностей $E1$ -переходов 909.49 и 970.4 кэВ, полученные из эксперимента и вычисленные по правилам Алаги. Переход $3/2^- 1/2 [541] \rightarrow 3/2^+ 3/2 [411]$ заторможен примерно в 28 раз по сравнению с переходом $3/2^- 1/2 [541] \rightarrow 3/2^+ 3/2 [411]$. Эти переходы являются трёхкратно запрещёнными по асимптотическим квантовым числам, так как для разрешённых переходов $E1$, $\Delta K=1$ должны выполняться условия: $\Delta N=\pm 1, \Delta n_z=0, \Delta \Lambda=0$. Подобный запрет по асимптотическим квантовым числам для переходов $5/2^- 5/2 [532] \rightarrow I_f 3/2^+ [411]$ привёл к торможению перехода между уровнями с одинаковым спином ($5/2^- \rightarrow 5/2^+$) в 126 раз, см. выше.

Приведённые вероятности $V(E1)$ для переходов, связывающих уровни ротационных полос $1/2^- [541] \rightarrow 1/2^+ [411] + 1/2^+ \{3/2^+ [411] + Q_{221}\}$, с хорошей точностью удовлетворяют правилам Алаги, см. табл. 7. Так как для начальных и конечных состояний $K_i=K_f=1/2$, то для $E1$ -переходов "поворотный" матричный элемент Q_2 может быть не равен нулю. В табл. 6 сравниваем экспериментальные значения отношений $V(E1)$ с вычисленные значениями в предположении разных величин Q_1, Q_2 . Наилучшее согласие вычисленных и экспериментальных значений получено для $q = Q_2/Q_1 = -0.04(2)$.

ТАБЛИЦА 7

Ротационное состояние $K_i^{\pi} [Nn_z \Lambda] \rightarrow K_f^{\pi} [Nn_z \Lambda]$	Отношение приведённых вероятностей переходов	Экспериментальное значение	Алага	Михайлов
$1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\} \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	0.76 (8)	1.5	0.75 (25)
	$B(M1, 3/2 \rightarrow 3/2)$			
	$B(M1, 5/2 \rightarrow 3/2)$	0.06 (6)	0.146	0.24 (4)
	$B(M1, 5/2 \rightarrow 5/2)$			
	$B(M1, 5/2 \rightarrow 7/2)$	0.15 (15)	1.04	0.36 (20)
	$B(M1, 5/2 \rightarrow 5/2)$		$\chi^2=7.5$	$\chi^2=2.9$
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2)$	65 (11)	0.05	65 (12)
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 7/2)$			
$1/2^- [541] \rightarrow$ $\rightarrow 1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\}$	$B(E1, 1/2 \rightarrow 3/2)$	1.1 (4)	2.0	1.76 (15)
	$B(E1, 1/2 \rightarrow 1/2)$			
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 1/2)$	6.4 (11)	5.0	5.6 (4)
$1/2^+ [420] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$			
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	9.3 (24)	9.0	7.2 (11)
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$		$\chi^2=1.2$	$\chi^2=0.82$
				$a=-0.021 (13)$
$1/2^+ [420] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(M1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	0.7 (4)	1.5	
	$B(M1, 3/2 \rightarrow 3/2)$		$\chi^2=2.8$	
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2)$	2.8 (14)	1.05	
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 7/2)$		$\chi^2=26$	
$3/2^- [541] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(E1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	0.582 (26)	0.667	0.585 (24)
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$			
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 3/2)$	1.16 (16)	1.04	1.17 (4)
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 5/2)$			
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 7/2)$	1.8 (6)	1.85	1.54 (9)
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 5/2)$		$\chi^2=2.9$	$\chi^2=0.12$
				$a=-0.013 (4)$

ТАБЛИЦА 7 (продолжение)

Ротационное состояние $K_i^{\pi} [Nn_z \Lambda] \rightarrow K_f^{\pi} [Nn_z \Lambda]$	Отношение приведённых вероятностей переходов	Экспериментальное значение	Алага	Михайлов
$3/2^+ [411] + Q_{201} \rightarrow$ $\rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(M1, 5/2 \rightarrow 7/2)$	0.9 (7)	1.85	0.75 (25)
	$B(M1, 5/2 \rightarrow 5/2)$		$\chi^2=2.3$	
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2)$	2.26 (7)	1.80	2.06 (12)
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 7/2)$			
	$B(E2, 5/2 \rightarrow 3/2)$	1.15 (30)	1.20	1.49 (13)
	$B(E2, 5/2 \rightarrow 7/2)$			
$1/2^- [550] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(E2, 5/2 \rightarrow 9/2)$	0.99 (27)	1.25	1.05 (9)
	$B(E2, 5/2 \rightarrow 7/2)$		$\chi^2=14.3$	$\chi^2=3.1$
				$a=-0.009 (4)$
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	2.05 (8)	1.5	2.00 (2)
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$			
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 3/2)$	0.81 (34)	0.146	0.104 (16)
$1/2^- [550] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(E1, 5/2 \rightarrow 5/2)$			
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 7/2)$	0.89 (31)	1.04	1.55 (23)
	$B(E1, 5/2 \rightarrow 5/2)$		$\chi^2=29.3$	$\chi^2=3.1$
			$a=0.031 (13)$	
$1/2^- [550] \rightarrow 5/2^- [532]$	$B(E2, 3/2 \rightarrow 5/2)$	0.892 (12)	1.33	0.90 (8)
	$B(E2, 3/2 \rightarrow 7/2)$			
	$B(E2, 5/2 \rightarrow 7/2)$	1.75 (19)	2.37	3.7 (4)
	$B(E2, 5/2 \rightarrow 5/2)$		$\chi^2=720$	$\chi^2=45$
				$a=0.036 (11)$
$1/2^- [550] \rightarrow$ $\rightarrow 1/2^+ [411] +$ $+1/2^+ \{3/2^+ [411] +$ $+Q_{221}\}$	$B(E1, 1/2 \rightarrow 3/2)$	0.298 (24)	2.0	3.1 (6)
	$B(E1, 1/2 \rightarrow 1/2)$			
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 1/2)$	30 (13)	5.0	2.8 (9)
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$			
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	220 (100)	9.0	18.0 (5)
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$		$\chi^2=39$	$\chi^2=44$
				$a=0.08 (4)$
$1/2^- [550] \rightarrow 1/2^+ [420]$	$B(E1, 1/2 \rightarrow 3/2)$	5.6 (28)	2.0	
	$B(E1, 1/2 \rightarrow 1/2)$		$\chi^2=13$	
$1/2^- [541] \rightarrow 3/2^+ [411]$	$B(E1, 3/2 \rightarrow 5/2)$	27.8 (28)	1.5	
	$B(E1, 3/2 \rightarrow 3/2)$		$\chi^2=7000$	

Ротационная полоса $1/2^+[420]$, содержащая уровни 895.055 и 925.293 кэВ, наблюдалась нами при β -распаде впервые, как и все пять переходов, которые эти уровни разряжают. Мы установили мультипольность $M1$ для перехода 925.35 кэВ и смесь мультипольностей $M1+E2$ для переходов 864.42 и 895.06 кэВ, которые связывают рассматриваемые уровни с уровнями полосы основного состояния. Таким образом, однозначно определены чётности обоих уровней и спин $3/2^+$ для уровня 925.293 кэВ. Отношение приведённых вероятностей $V(M1)$ и $V(E2)$ для переходов, разряжающих данные уровни, примерно в пределах 2σ соответствует правилам Алаги, см. табл. 7.

Ротационная полоса $3/2^+[411]+Q_{201}$. При β -распаде возбуждаются уровни с $I^\pi=3/2^+$ и $5/2^+$ этой полосы. Мы наблюдали впервые 4 γ -перехода, которые разряжают эти уровни. Впервые были определены мультипольность $E2$ для переходов 847.75 и 930.82 кэВ и параметр смеси мультипольности $M1+E2$ для перехода с энергией 900.43 кэВ. Спины и чётности рассматриваемых уровней 991.699 и 1044.349 кэВ равны $3/2^+$ и $5/2^+$, соответственно, и определены однозначно по примеси мультипольности $E0$ переходов 991.70 и 983.50 кэВ.

Экспериментальное отношение приведённых вероятностей $V(E2)$ переходов, связывающих уровни этой полосы с уровнями полосы $3/2^+[411]$, близко к вычисленному по правилам Алаги ($\chi^2=14$). Ещё лучшее согласие с экспериментом получаем, когда эти отношения вычислены по формуле Михайлова ($\chi^2=3.1$). Поэтому предполагаем, что интенсивности $E2$ компонент γ -переходов 991.703 ($3/2^+ \rightarrow 3/2$) и 983.50 кэВ ($5/2^+ \rightarrow 5/2$) можно вычислить, используя правила Алаги или формулу Михайлова. Для первого перехода получаем $I_\gamma(E2)=4.2(3)$ или $4.8(3)$, что превышает экспериментальное значение интенсивности ($I_\gamma=3.45(9)$), поэтому предполагаем, что для перехода 991.703 кэВ имеет место смесь мультипольности $E2+E0$. Для второго перехода мы получили $I_\gamma(E2)=0.099(8)$ или $0.093(5)$. Тогда принимая первое значение $I_\gamma(E2)$ для определения вероятной смеси мультипольностей перехода 983.50 кэВ, получим $86(2)\%M1$

+ $14(2)\%E2 + E0$. Используя вычисленную выше интенсивность компоненты перехода 983.50 кэВ ($5/2^+ \rightarrow 5/2$) и интенсивность $M1$ компоненты перехода 900.43 кэВ ($5/2^+ \rightarrow 7/2$), получим в пределах 2σ согласие экспериментального значения отношения приведённых вероятностей $V(M1)$ с вычисленным по правилам Алаги, см. табл. 7.

Ротационную полосу $1/2^-[550]$ мы дополнили уровнем 1160.713 кэВ, для которого однозначно определили $I^\pi=5/2^-$. Спины и чётности уровней с энергией 1102.362 - $3/2^-$ и 1096.492 - $1/2^-$ определены нами также однозначно. Уровни этой ротационной полосы разряжаются 20 переходами (из них 14 обнаружено впервые и для 4 из них определена мультипольность) на уровни ротационных полос $3/2^+[411]$, $5/2^-[532]$, $1/2^+[411] + 1/2^+\{3/2^+[411] + Q_{221}\}$ и $1/2^+[420]$.

Экспериментальные отношения приведённых вероятностей $E1$ -переходов, идущих на уровни ротационной полосы основного состояния, близки к вычисленным по правилам Алаги ($\chi^2=29$), и согласие между ними улучшается, когда теоретические отношения вычисляем по формуле Михайлова ($\chi^2=3.1$), см. табл. 7. Несколько хуже соответствие между экспериментом и теорией для отношений $V(E2)$ для переходов, идущих на уровни ротационной полосы $5/2^-[532]$, см. табл. 7. Сравнивая экспериментальные и вычисленные отношения $V(E1)$ для переходов, связывающих уровни рассматриваемой полосы с уровнями полосы $1/2^+[411] + 1/2^+\{3/2^+[411]+Q_{221}\}$, можно видеть, что переходя от правил Алаги ($\chi^2=39$) к формуле Михайлова ($\chi^2=44$) согласие экспериментальных и вычисленных отношений не улучшается. Приведённые вероятности $V(E1)$ для этих переходов могут зависеть и от величины "поворотного" матричного элемента. В предположении, что прямой матричный элемент равен нулю, согласие между экспериментальными и вычисленными отношениями $V(E1)$ несколько улучшается ($\chi^2=12$), см. табл. 6.

Экспериментально известно лишь одно отношение $V(E1)$ для переходов, идущих на уровни полосы $1/2^+[420]$. Оно ближе к вычисленному в предположении, что прямой матричный эле-

мент не равен нулю и "поворотный" матричный элемент равен нулю, чем когда предполагаем обратное $Q_2 \neq 0, Q_1 = 0$, см. табл. 6.

Ротационная полоса $3/2^- [541]$ была нами идентифицирована впервые. Нами введен второй возбужденный уровень этой полосы с энергией 1318.62 кэВ и установлены его возможные значения спина и четности $3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$. Для головного уровня с энергией 1275.507 кэВ мы определили, что возможны $\Gamma^\pi = 3/2^-, 5/2^-$. Уровни рассматриваемой полосы разряжаются 5 переходами (из них три мы наблюдали впервые и для двух следующих впервые определена мультипольность E1) на уровни ротационной полосы основного состояния. Один переход 949.20 кэВ с мультипольностью M1, который также обнаружен впервые, направляется из уровня $3/2^-, 3/2^- [541]$ на уровень $5/2^-, 5/2^- [532]$. Экспериментальные значения отношений приведенных вероятностей $B(E1)$ E1-переходов хорошо согласуются с вычисленными по правилам Алаги значениями ($\chi^2 = 2.9$), и еще более близкие значения вычислены по формуле Михайлова ($\chi^2 = 0.12$), см. табл. 7.

Заключение

Существенным образом дополнена и уточнена схема распада $^{157}\text{Dy} \rightarrow ^{157}\text{Tb}$, см. выше. Всем уровням, наблюдаемым при бета-распаде, приписаны нильссоновские квантовые числа.

Анализ отношений приведенных вероятностей показал, что для переходов M1, идущих между уровнями ротационных полос $1/2^+ [411] \rightarrow 3/2^+ [411]$, $1/2^+ [420] \rightarrow 3/2^+ [411]$ и $3/2^+ [411] + Q_{201} \rightarrow 3/2^+ [411]$, наблюдается хорошее согласие между вычисленными значениями по правилам Алаги и экспериментальными значениями. Хорошее согласие $B(E2)_{\text{эксп.}}$ с $B(E2)_{\text{выч.}}$ имеется для переходов между уровнями ротационных полос $3/2^+ [411] + Q_{201} \rightarrow 3/2^+ [411]$, $1/2^+ [420] \rightarrow 3/2^+ [411]$. Плохое согласие этих значений проявляется для переходов, которые связывают уровни ротационных полос $1/2^+ [411] \rightarrow 3/2^+ [411]$. Согласия в этом случае можно достичь, принимая отношение "поворотного"

матричного элемента к прямому равным $q = Q_2/Q_1 = 2.50$.

Экспериментальные отношения $B(E1)$ близки к вычисленным по правилам Алаги для переходов между уровнями ротационных полос $1/2^- [541] \rightarrow 1/2^+ [411]$, $1/2^- [550] \rightarrow 3/2^+ [411]$, $1/2^- [550] \rightarrow 1/2^+ [420]$ и $3/2^- [541] \rightarrow 3/2^+ [411]$. В случае, когда имеет место хорошее согласие экспериментальных и вычисленных по правилам Алаги значений отношений приведенных вероятностей для E1-, M1- и E2-переходов, то это согласие еще больше улучшается, когда для вычислений используем формулу Михайлова (χ^2 уменьшается от 3 до 20 раз).

Значительное несоответствие между экспериментом и теорией (правила Алаги) имеется для E1-переходов между состоянием $5/2^- [532]$ и уровнями ротационной полосы основного состояния. Абсолютные значения $B(E1)$ для таких межполосных переходов были рассчитаны с использованием неадиабатической вращательной модели и модели взаимодействия квазичастиц с фононами. Получено неплохое согласие между теорией и экспериментом, когда обе эти модели применяются одновременно.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность В.О.Нестеренко за ценные замечания и В.М.Горожанкину за внимательное ознакомление с работой.

Литература

1. И.Адам, З.А.Салех, В.Г.Калинников, А.Н.Приемышев, В.С.Пронских, В.И.Стегайлов, Ю.А.Ваганов, П.Чалоун, Я.Франа, М.Б. Юлдашев, Препринт
2. R.G.Helmer, Nuclear Data Sheets vol.55, N 1, 1988, 71.
3. L.Persson, H.Ryde, K.Olsner-Ryde, ArkivFysik24 (1962), 151.
4. J.S.Boyno, J.R.Huizenga. Phys. Rev. C6 (1972), 1411.
5. J.C.Tippett, D.G.Burke, Can. J. Phys. 50 (1972) 3152.
6. В.А.Аликов, С.Н.Бадалов, J.Wawryscuk, V.O.Nesterenko, A.V.Sushkov, Z.Phys. A331 (1988) 265
7. Б.А.Аликов, К.Зубер, В.В.Пашкевич
Изв. АН СССР (сер. физ.) 48 (1984) 875.
8. В.П.Афанасьев, И.И.Громова, Н.А.Лебедев, В.А.Морозов, Т.М.Муминов, Х.Фуя, А.Б.Халикулов, Ф.Ш.Хамраев,
Препринт JINR-P6-6426, Дубна 1972.
9. Б.С.Джелепов, В.Звольская, И.Звольский. Программа и тезисы докладов 12-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Ленинграде, Изд. АН СССР, Москва, 1962.
10. Б.С.Джелепов, Г.Ф.Драницина, И.Звольский. Изобарные ядра с массовым числом $A=157$, Изд. Наука, Москва-Ленинград 1966.
11. M.Rysavy, O.Dragoun, M.Vinduska, Czech. J. Phys. B27 (1977) 538,
12. В.М.Михайлов. Изв. АН СССР (сер. физ.) 30 (1966) 1334.
13. И.М.Банд, М.Б.Тржасковская, Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей на K , L - и M -оболочках. $10 < Z < 104$, АН СССР, Ленинградский институт ядерной физики.
14. O.Dragoun, M.Rysavy, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1996 года.

Адам И. и др.

P6-96-61

Структура возбужденных состояний ^{157}Tb

Впервые были установлены квантовые характеристики $1/2^+[420]$ -, $1/2^-[541]$ -, $1/2^-[550]$ - и $3/2^-[541]$ -уровней ^{157}Tb , возбуждаемых при бета-распаде ^{157}Dy . Экспериментальные отношения приведенных вероятностей $B(M1)$ -, $B(E2)$ - и $B(E1)$ -переходов даются в сравнении с правилами Алаги и с расчетами, сделанными по формуле Михайлова. Показано, что в рамках микроскопической модели, включая квазичастично-фононную модель (КФМ) и неадиабатическую вращательную модель (НВМ), можно описать поведение $E1$ -переходов между $5/2^-[532]$ - и $3/2^+[411]$ -ротационными уровнями, если оба взаимодействия (НВМ и КФМ) учитываются одновременно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Adam J. et al.

P6-96-61

Structure of Excited States of ^{157}Tb

The $1/2^+[420]$, $1/2^-[541]$, $1/2^-[550]$ and $3/2^-[541]$ levels have been identified firstly in beta decay of ^{157}Dy . The experimental ratio of reduced probability $B(M1)$, $B(E2)$ and $B(E1)$ transitions was compared with Alaga rules and with calculations made using Michailov's formulae. It is shown in the framework of microscopic approach, including the quasiparticle-phonon model (QPM) and non-adiabatic rotational model (NRM) that the behaviour of $E1$ transitions from $5/2^-[532]$ and $3/2^+[411]$ rotational levels can be described only when both QPM + NPM interactions are taken into account simultaneously.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996