

УДК 539.143+539.144.3+539.16+539.122

РАСПАД ^{152}Tb И ПЕРЕХОДЫ В ^{152}Gd С $E0$ -МУЛЬТИПОЛЬНОСТЯМИ

**И.Адам¹, М.Гонусек¹, В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев, В.С.Пронских^{2,3},
В.И.Стегайлов, В.М.Цупко-Ситников, П.Чалоун¹**

Распад ^{152}Tb изучался в эксперименте по измерению спектров γ -лучей и γ – γ -совпадений. Всего наблюдалось 704 перехода, из них 347 было отнесено к распаду ^{152}Tb впервые. На основе более полных и точных данных о γ -переходах и ранее опубликованных данных об интенсивностях электронов внутренней конверсии более чем для 40 переходов были обнаружены примеси $E0$ - или $M1 + E0$ -мультипольности. Дополненная схема распада содержит более 100 возбужденных состояний, из которых 46 введены в схему впервые. Для уровней 615 кэВ и 586 кэВ с известными временами жизни были определены монополярные матричные элементы ρ , для всех уровней, где в переходах обнаружена примесь $E0$ -мультипольности, были рассчитаны отношения приведенных вероятностей (параметры Расмуссена).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Decay of ^{152}Tb and Transitions in ^{152}Gd with $E0$ Multipolarities

J.Adam et al.

The decay of ^{152}Tb has been investigated by measuring singles γ -spectra and γ – γ -coincidence experiment. The 704 transitions were observed, of which 347 were identified to the decay of ^{152}Tb for the first time. Using the more precise and full data about intensities of γ -transitions and previously reported conversion electron intensities the $E0$ or $M1 + E0$ multipolarities were established for more than 40 transitions. The revised decay scheme consists of more than one hundred excited levels from which 46 levels were introduced for the first time. For the levels 615 keV and 586 keV with known lifetimes the monopole matrix elements ρ were found, for all the levels, where the $E0$ -admixture in depopulating transitions were discovered, the reduced probability ratios (Rasmussen parameters) were calculated.

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

¹Институт ядерной физики АН ЧР, Ржеж.

²Победитель конкурса научных работ III Научной конференции молодых ученых и специалистов. Доклад сделан на секции "Структура ядра".

³PRONSKIKH@vxjinr.jinr.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядро $^{152}_{64}\text{Gd}_{88}(I^\pi = 0^+)$ находится в переходной области между сферическими и деформированными ядрами, и структура его возбужденных состояний представляет интерес с точки зрения проверки и развития теоретических моделей. Низкоспиновые возбужденные состояния ^{152}Gd могут быть изучены в $\beta + / EC$ -распаде материнского ядра $^{152}_{65}\text{Tb}_{87}(I^\pi = 2^-, T_{1/2} = 17,5 \text{ h}, Q_\beta = 3850(15) \text{ кэВ})$ при анализе спектров γ -лучей, $\gamma\gamma$ -совпадений и электронов внутренней конверсии (ЭВК). Последние подробные сведения об ЭВК опубликованы в работе [1], о γ -лучах и $\gamma\gamma$ -совпадениях — в работе [2], причем экспериментально хорошо изучены уровни только с энергией до 2 МэВ. Значительный прогресс, достигнутый в измерительной технике за последние десятилетия, позволяет надеяться, что новые измерения смогут дать много важной информации об этом ядре. Изотоп ^{152}Tb был получен в реакции глубокого расщепления при облучении Та-мишени весом 2 г на внутреннем пучке протонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ ($E_p = 660 \text{ МэВ}$, $I_p = 5 \text{ мкА}$). Смесь редкоземельных продуктов реакции выделялась из мишени методом соосаждения и хроматографически разделялась на фракции. Фракция Tb затем разделялась по массовым числам на электромагнитном масс-сепараторе [3]. Измерения γ -лучей производились планарным HPGe-детектором с энергетическим разрешением $\Delta E_\gamma = 350 \text{ эВ}$ для $E_\gamma = 6,9 \text{ кэВ}$ и двумя коаксиальными HPGe-детекторами ($\varepsilon_\gamma = 20\%$, $\Delta E_\gamma = 1,8 \text{ кэВ}$ (^{60}Co) и $\varepsilon_\gamma = 28\%$, $\Delta E_\gamma = 1,9 \text{ кэВ}$ (^{60}Co)). При регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений угол между осями детекторов составлял $\approx 100^\circ$, расстояние до источника $\approx 35 \text{ мм}$. Разрешающее время схемы совпадений составляло 20 нс.

2. ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ γ -ЛУЧЕЙ

Обработка γ -линий в спектрах была выполнена в соответствии с методикой, изложенной в [4, 5]. Идентификация γ -пиков осуществлялась по спаду их интенсивности во времени. В спектрах наблюдались пики изотопов ^{151}Tb , ^{153}Tb , ^{154}Tb , их активность составляла 10^{-3} — 10^{-4} активности ^{152}Tb . Был проведен тщательный анализ балластных пиков: пиков сумм, пиков одиночного и двойного вылета, фоновых пиков. Энергии и интенсивности балластных пиков вычислялись с помощью программ, описанных в работе [6], после чего γ -линии ^{152}Tb этими же программами корректировались на наличие примесей. Всего к распаду ^{152}Tb мы отнесли 704 γ -перехода, из них 347 обнаружено впервые, для 331 пика была сделана поправка интенсивности на примесь балластной компоненты. Энергии γ -линий определены с точностью 30 эВ, интенсивности — до 2%. По сравнению с работами [1, 2] точность возросла в среднем в несколько раз.

3. АНАЛИЗ $\gamma\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ

Совпадения во время эксперимента накапливались в виде отдельных событий, содержащих информацию об энергиях совпавших γ -квантов и промежутке времени между их регистрацией в интервале 0—180 нс. Отбор истинных событий и очистка их от случайных проводились методом установки временного окна и сортировкой отобранных совпадений в двумерную матрицу. Спектры $\gamma\gamma$ -совпадений были получены установкой

окон в матрице совпадений на интенсивных γ -пиках (с вычитанием комптоновского распределения). Из интенсивностей γ -линий в совпадениях и в одиночных спектрах, измерявшихся одновременно с совпадениями, можно вычислить экспериментальный коэффициент ветвления:

$$(R_{ji})_{\text{exp}} = \frac{S^{X,Y}(E_{nj}, E_{im})}{S^X(E_{nj})S^X(E_{im})} \left\{ \frac{\varepsilon_{\gamma}^Y(E_{nj})}{\varepsilon_{\gamma}^X(E_{nj})} + \frac{\varepsilon_{\gamma}^Y(E_{im})}{\varepsilon_{\gamma}^X(E_{im})} \right\}^{-1} \times NT,$$

где $\varepsilon_{\gamma}^Y(E_{nj})$ и $\varepsilon_{\gamma}^X(E_{nj})$ – абсолютные эффективности регистрации γ -кванта с энергией E_{nj} , размещенного между уровнями с номерами n и j для детекторов X и Y соответственно; N – число распадов ^{152}Tb в секунду; T – время измерения совпадений.

В дальнейшем удобно сравнивать отношения экспериментальных значений коэффициентов ветвления $(R_{ji})_{\text{exp}}/(R_{22})_{\text{exp}}$ с вычисленными $(R_{ji})_{\text{calc}}/(R_{22})_{\text{calc}}$, которое определяется на основе предлагаемой схемы уровней и размещения γ -переходов, и таким образом однозначно размещать переходы в схеме распада. Всего мы обработали 91 суммарный спектр, соответствующий совпадениям со 116 γ -квантами разных энергий (19 переходов являются двойными и 3 — тройными). В табл. 1 приведены энергии уровней ^{152}Gd , введенных на основе или подтвержденных $\gamma\gamma$ -совпадениями.

4. ПЕРЕХОДЫ С $E0$ - И $M1 + E0$ -МУЛЬТИПОЛЬНОСТЯМИ

Переходы с чистой $E0$ -мультипольностью, согласно правилам отбора, происходят только между уровнями с $I_i = I_f = 0, \pi_i = \pi_f$; переходы с $E0$ -примесью могут идти только между уровнями с $I_i = I_f \neq 0$. Вероятности $E0$ -переходов, величина которых определяется недиагональными матричными элементами монопольного оператора, интерпретировать довольно непросто, однако за последние десятилетия появился ряд работ [7, 8], в которых авторами показано, что разрядка возбужденных состояний ядер $E0$ -переходами может свидетельствовать как о сосуществовании в ядре состояний, существенно различающихся по форме, так и о сильном смешивании в этих состояниях ядер сферической и деформированной волновых функций. Для возбужденных состояний, времена жизни которых измерены, иногда удается сделать выбор между этими двумя возможностями. Таким образом, обнаружение переходов с $E0$ -примесью позволяет делать важные заключения о квантовых характеристиках уровней и проводить сравнение с различными теоретическими предсказаниями.

Примесь мультипольности $E0$ и $M1 + E0$ устанавливалась сравнением экспериментальных и теоретических коэффициентов конверсии для K -оболочки. Значения относительных интенсивностей ЭВК определены в работе [1], относительные интенсивности γ -квантов измерены в настоящей работе, коэффициент связи шкал γ -лучей и ЭВК определен усреднением по 12 интенсивным переходам с хорошо известными мультипольностями в широком диапазоне энергий. Примесь $E0$ считалась обнаруженной, если выполнялось условие

$$\alpha_K(\text{exp}) - 2\Delta(\alpha_K(\text{exp})) > \alpha_K(M1, \text{calc}).$$

Таблица 1. Уровни в ^{152}Gd , введенные на основе $\gamma\gamma$ -совпадений

E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}	E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}	E_{γ}^{lev} , кэВ	ΔE_{γ}^{lev}	I^{π}
0,000	0,000	0 ⁺	1975,674	0,057	1(2 ⁺)	2743,188	0,465	1 ⁻
344,279	0,002	2 ⁺	2011,642	0,039	1 ⁺ (2 ⁺)	2749,201	0,030	2 ⁺ (3 ⁺)
615,367	0,019	0 ⁺	2121,085	0,062		2772,376	0,068	2 ⁺
755,395	0,002	4 ⁺	2133,408	0,105		2862,638	0,043	
930,548	0,014	2 ⁺	2169,171	0,322		2880,652	0,021	1 ⁺ (2 ⁺)
1047,771	0,028	0 ⁺	2201,731	0,047	2 ⁺	2914,115	0,109	2 ⁺
1109,187	0,015	2 ⁺	2246,769	0,021	2 ⁺	2920,014	0,186	
1123,184	0,003	3 ⁻	2258,142	0,055		2927,849	0,050	2 ⁺ (3 ⁺)
1227,375	0,093		2264,864	0,109		2929,169	0,418	
1274,197	0,125	1(2 ⁺)	2267,706	0,080		2932,734	0,104	1 ⁻ (2 ⁺)
1282,280	0,029	4 ⁺	2299,627	0,026	2 ⁻ (3 ⁻)	2964,344	0,041	
1314,636	0,019	1 ⁻	2325,827	0,438		2981,406	0,356	
1318,348	0,017	2 ⁺	2330,696	0,078		2989,020	0,094	
1434,016	0,007	3 ⁺	2386,950	0,115		2999,505	0,050	1(2 ⁺)
1470,585	0,062		2401,494	0,059		3006,788	0,063	2 ⁺
1533,728	0,186		2437,448	0,063	2 ⁺	3009,198	0,082	3 ⁻
1550,149	0,034		2447,820	0,438		3012,615	0,341	
1605,578	0,019	2 ⁺	2495,166	0,048	2 ⁺ (3 ⁺)	3042,303	0,051	1 ⁺ (2 ⁺)
1643,427	0,013	2 ⁻ (3 ⁻)	2513,900	0,309		3067,396	0,109	
1680,762	0,046		2523,782	0,035	2 ⁺	3074,990	0,188	
1692,429	0,032		2529,389	0,033		3079,637	0,170	4 ⁺
1734,436	0,155		2540,455	0,059	2 ⁺ (3 ⁺)	3090,396	0,217	
1755,760	0,175		2543,944	0,062		3098,979	0,109	
1771,564	0,026	2(3 ⁻)	2551,111	0,057		3105,696	0,201	2 ⁺
1785,552	0,321		2557,843	0,039	2 ⁺	3110,897	0,095	1 ⁺
1807,546	0,047		2598,787	0,063		3112,648	0,202	1(2 ⁺)
1808,678	0,279		2604,336	0,048		3140,199	0,124	1(2 ⁺)
1839,707	0,040	2 ⁺	2641,568	0,094		3144,116	0,140	
1861,889	0,031	2 ⁺	2667,528	0,045	1 ⁻	3213,999	0,235	
1862,061	0,030		2709,412	0,037	2 ⁺	3232,187	0,202	1(2 ⁺)
1915,188	0,041		2719,716	0,041	2 ⁺	3236,698	0,109	
1915,744	0,124		2729,178	0,032	2 ⁺	3285,145	0,086	
1941,153	0,018	2 ⁺	2734,026	0,095	1 ⁺ (2 ⁺)	3340,584	0,093	3 ⁻

Таблица 2. Параметры Расмуссена X для переходов между уровнями с $I_i = I_f = 0$, $\pi_i = \pi_f$

E_{γ}^{lev} , кэВ	$E_{\gamma}(E0)$, кэВ	$E_{\gamma}(E2)$, кэВ	μ_K	X	Размещение
615,6	615,6	271,08	0,122(12)	0,0131(13)	$0_{\beta}^{+} \rightarrow 0_{g}^{+}, 2_{g}^{+}$
1047,9	432,5	117,25	10,6(11)	0,0225(23)	$0_{2\beta}^{+} \rightarrow 0_{\beta}^{+}, 2_{\beta}^{+}$
	1047,9	703,29	0,0091(9)	0,069(7)	$0_{2\beta}^{+} \rightarrow 0_{g}^{+}, 2_{g}^{+}$

Более чем для 40 переходов примесь $E0$ -мультипольности установлена впервые в этой работе (см. рис. 1). В тех случаях, когда времена жизни уровней неизвестны, для переходов с $E0$ -примесью возможно рассчитать безразмерный параметр Расмуссена X [13],

Таблица 3. Параметры Расмуссена X для переходов между уровнями с $I_i = I_f \neq 0$, $\pi_i = \pi_f$

E_γ , кэВ	q_1^2	X_1	q_2^2	X_2	Размещение
143,800	> 0,3	> 0,001	> 0,03	> 0,00012	
155,100	> 1,1	> 0,006	> 1,7	> 0,009	
209,140	1,22(25)	0,0100(20)	1,8(5)	0,014(4)	1318, 2 ⁺ → 1109, 2 ⁺
387,797	18(4)	0,36(8)	34(8)	0,70(17)	1318, 2 ⁺ → 930, 2 ⁺
496,370	5,5(4)	0,168(14)	10,1(9)	0,308(27)	1605, 2 ⁺ → 1109, 2 ⁺
526,850	7,2(6)	0,242(19)	13,5(11)	0,45(4)	1282, 4 ⁺ → 755, 4 ⁺
543,584	2,7(6)	0,098(23)	4,6(13)	0,16(5)	1862, 2 ⁺ → 1318, 2 ⁺
586,300	1,68(12)	0,068(5)	—	—	
788,867	12(4)	0,85(28)	24(8)	1,6(6)	2729, 2 ⁺ → 1941, 2 ⁺
1010,605	1,9(5)	0,21(6)	3,2(10)	0,35(11)	1941, 2 ⁺ → 930, 2 ⁺
1061,600	> 39	> 4,8	> 78	> 9	
1217,000	17(11)	2,6(17)	33(21)	5(3)	
1343,000	64(34)	12(6)	128(68)	24(13)	3285, 2 ⁺ → 1941, 2 ⁺
1352,980	14,2(25)	2,7(5)	28(5)	5,3(10)	2667, 1 ⁻ → 1314, 1 ⁻
1383,500	60(30)	12(6)	120(64)	24(13)	
1495,440	3,5(6)	0,80(15)	6,4(13)	1,5(3)	1839, 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
1506,900	1,6(4)	0,38(8)	2,8(7)	0,65(17)	3112, 2 ⁺ → 1605, 2 ⁺
1663,670	7,4(22)	2,1(6)	14(4)	4,1(13)	2772, 2 ⁺ → 1109, 2 ⁺
1735,800	> 51	> 16	> 102	> 31	3285, 2 ⁺ → 1550, 2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺
1870,550	21(6)	7,3(19)	41(11)	15(4)	
1886,080	4,2(12)	1,5(4)	8(2)	2,8(9)	2641, 4 ⁺ → ⁷ 55, 4 ⁺
1944,800	> 74	> 28	> 148	> 56	3067, 3 ⁻ → 1123, 3 ⁻
1962,900	> 46	> 18	> 91	> 35	
2014,480	10(4)	3,8(14)	19(7)	7,5(28)	
2018,090	1,2(5)	0,49(21)	2,1(10)	0,9(4)	3338, 1, 2 ⁺ → 1318, 2 ⁺
2029,500	> 20	> 8	> 39	> 16	
2064,900	18(6)	7,4(25)	35(12)	15(5)	
2217,400	4,4(20)	2,1(10)	9(4)	4,1(19)	3341, 3 ⁻ → 1123, 3 ⁻
2291,460	48(12)	25(6)	97(23)	49(12)	
2324,320	5,4(13)	2,8(7)	11(3)	5,5(14)	3079, 4 ⁺ → 755, 4 ⁺
2342,570	1,9(4)	0,98(21)	3,5(8)	1,8(4)	2687, 1, 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
2357,000	> 86	> 46	> 171	> 92	
2384,940	2,2(4)	1,20(22)	4,1(8)	2,3(4)	2729, 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
2398,530	3,3(13)	1,8(7)	6,3(26)	3,5(15)	3328, 1, 2 ⁺ , 3 ⁻ → 930, 2 ⁺
2428,360	5,3(16)	3,0(9)	10(3)	5,8(18)	3357, 2 ⁺ , 3 ⁻ → 930, 2 ⁺
2491,400	> 118	> 70	> 236	> 140	
2575,820	3,(7)	1,9(4)	5,8(14)	3,7(9)	2920, 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
2680,880	0,83(25)	0,57(17)	1,5(5)	1,0(3)	3024, 1 ⁺ , 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
2694,480	1,9(4)	1,29(26)	3,6(8)	2,5(5)	3310, 1, 2 ⁺ → 615, 0 ⁺
2740,930	1,7(8)	1,2(6)	3,2(16)	2,3(11)	3085, 2 ⁺ → 344, 2 ⁺
2790,700	> 19	> 14	> 38	> 28	
2832,000	13(7)	10(6)	25(15)	19(11)	
2878,000	> 13	> 10	> 26	> 20	
2902,000	> 21	> 16	> 41	> 32	
2936,000	> 15	> 12	> 29	> 23	
2950,500	9,7(23)	7,9(19)	19(5)	16(4)	3550, 0 ⁺ → 615, 0 ⁺

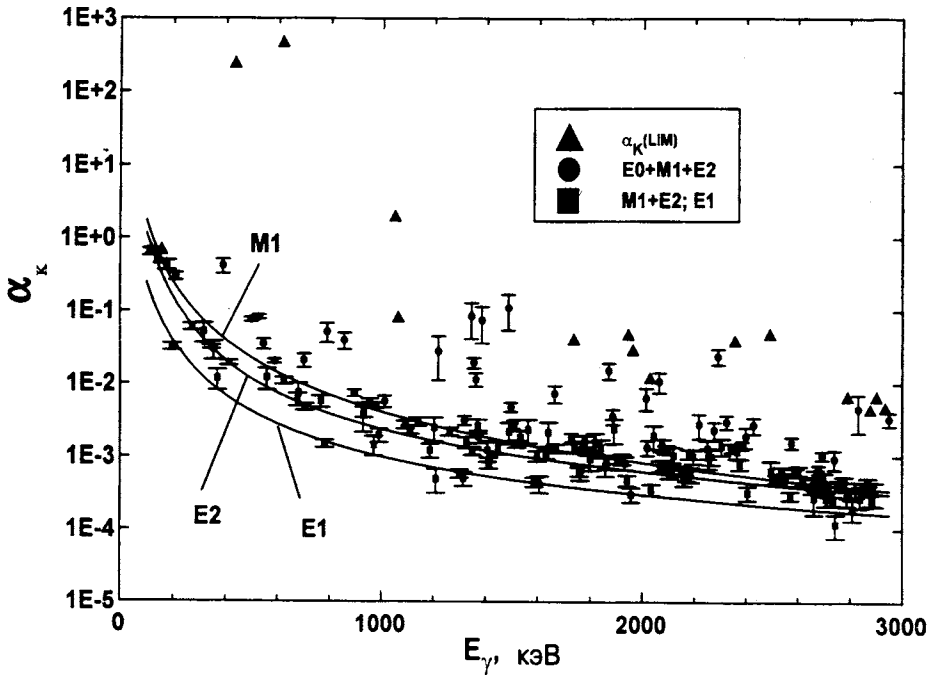


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных коэффициентов конверсии в зависимости от энергии и мультипольности переходов

который имеет смысл отношения приведенных вероятностей переходов соответствующих мультипольностей с этого уровня и определяется для переходов с $I_i = I_f = 0$ по формуле

$$X_{ifj} \left[\frac{(E0, 0_i^+ \rightarrow 0_j^+)}{(E2, 0_i^+ \rightarrow 2_j^+)} \right] = \frac{2.54 \times 10^9 \times \mu_K \times A^{4/3} \times E_\gamma^5(E2)}{\Omega_K(E0)},$$

где

$$\mu_K = \frac{\alpha_K(E2) \times I_K(E0)}{I_K(E2)},$$

а для переходов с $I_i = I_f \neq 0$ по формуле

$$X_{if} \left[\frac{(E0, I_i \rightarrow I_f)}{(E2, I_i \rightarrow I_f)} \right] = \frac{2.54 \times 10^9 \times A^{4/3} \times E_\gamma^5 \times q^2 \times \alpha_K(E2)}{\Omega_K},$$

где

$$q^2 \equiv \frac{W_K(E0)}{W_K(E2)} = \frac{(1 + \delta^2) \times \alpha_K(\text{exp}) - \alpha_K(M1) - \delta^2 \times \alpha_K(E2)}{\alpha_K(E2)}, \quad \delta^2 = \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}.$$

Параметры X для всех переходов, где была установлена примесь $E0$ -мультипольности, приведены в табл. 2,3. Величины q_1^2 и X_1 рассчитаны в предположении мультипольной

смеси в указанных переходах $E0 + M1$ ($\delta^2 = 0$), q_2^2 и X_2 — в предположении смеси $E0$ и равных количеств $M1$ и $E2$ ($\delta^2 = 1$).

Для переходов с энергиями 615.6 кэВ ($E0$) и 586.2 кэВ ($E0 + M1 + E2$) были определены квадраты матричных элементов $E0$ -переходов ρ^2 [12]:

$$\rho^2(E0) = \left| \frac{\langle \Psi_f | \sum e_j r_j^2 | \Psi_{ij} \rangle}{eR^2} \right|^2,$$

которые в нашем случае могут быть вычислены из экспериментальных данных с помощью соотношения [8]:

$$\rho^2(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_f^+) = \frac{I_K(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_f^+) \times \alpha_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+) \times W_\gamma(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+)}{I_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_j^+) \times \Omega_K}.$$

Они связаны с вероятностью перехода соотношением $W_e(E0) \equiv \frac{\ln 2}{T_{1/2}(E0)} = \Omega_e \rho^2$, где Ω_e — независимый от ядерной структуры фактор, учитывающий влияние электронной оболочки ядра [9]. Времена жизни уровней 615.6 кэВ и 586.2 кэВ приняты равными 37(8) и 7.3(6) пс [10]. Поскольку переход с энергией 586.2 кэВ имеет смешанную мультипольность $\delta = -3.05(14)$, определенную в экспериментах по $\gamma\gamma\Theta$ -корреляциям [11], доли его интенсивности, приходящиеся на $E0$ - и $E2$ -компоненты, были рассчитаны из выражений

$$I_K(E0) = I_K - I_\gamma \times \left(\frac{\alpha_K(M1) + \alpha_K(E2)\delta^2}{1 + \delta^2} \right); \quad I_K(E2) = \alpha_K(E2) \times I_\gamma \times \left(1 - \frac{1}{1 + \delta^2} \right),$$

ρ^2 определялось как

$$\rho^2(E0; 2_i^+ \rightarrow 2_f^+) = \frac{I_K(E0) \times \alpha_K(E0) \times W(E2)}{\Omega_K \times I_K(E2)}.$$

Были получены значения $\rho_{615}^2 = 66(14) \times 10^{-3}$ и $\rho_{586}^2 = 46(4) \times 10^{-3}$.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Благодаря существенно улучшенной по сравнению с прежними работами [1] и [2] измерительной технике и разработанным методам обработки экспериментальных данных [5] и [6] при изучении распада $^{152}\text{Tb} \xrightarrow{\beta^+/\text{EC}} ^{152}\text{Gd}$ получены такие новые экспериментальные результаты:

В схему распада ^{152}Gd введено по совпадениям 46 новых уровней (всего более 100), впервые размещен 131 γ -переход (всего 242). Для всех уровней определены однозначно или найдены возможные значения спинов и четностей.

Существенно уточнены энергии и интенсивности γ -переходов. Погрешность определения энергии снижена до 30 эВ, интенсивности — до 2%.

На основе совместного анализа новых данных по γ -лучам и более ранних результатов измерения ЭВК установлено большое число переходов с примесью $E0$ -мультипольности.

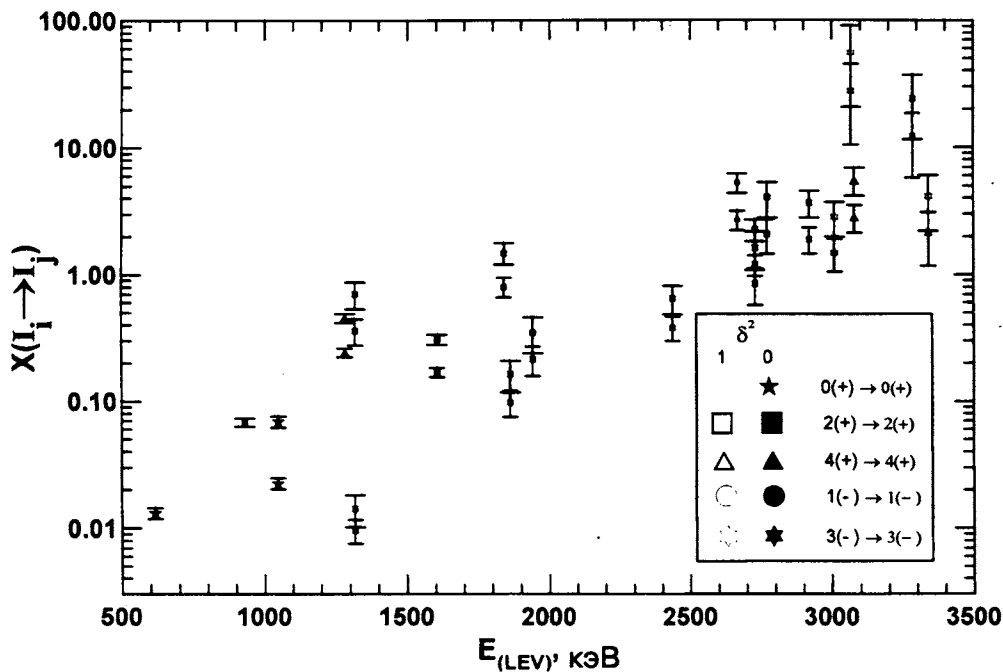


Рис. 2. Зависимость экспериментальных значений параметров $X\left(\frac{E_0}{E_2}\right)$ от энергии переходов

Для переходов с энергиями 615,6 и 586,2 кэВ были рассчитаны матричные элементы $\rho_{615}^2 = 66(14) \times 10^{-3}$ и $\rho_{586}^2 = 46(4) \times 10^{-3}$, которые интересно сравнить с расчетным значением $\rho_{mix}^2 = 79 \times 10^{-3}$, полученным в предположении максимального смешивания волновых функций сферического и деформированного состояний ($\beta_{def} = 0.192$) [7]. Одночастичное значение матричного элемента для этого ядра составляет $\rho_{SPU}^2 = 18 \times 10^{-3}$.

Для других уровней, где обнаружена примесь $E0$ -мультипольности в переходах, рассчитаны значения параметров Расмуссена X . Монотонный рост величин X в зависимости от энергии уровня (см. рис.2) свидетельствует о качественном изменении структуры состояний с ростом их энергии возбуждения.

Мы надеемся, что полученные данные дадут весьма интересную информацию о структуре переходных атомных ядер при их сравнении с предсказаниями современных теоретических моделей.

Один из авторов (В.С.Пронских) благодарит Совет Объединения молодых ученых и специалистов и его председателя кандидата физ.-мат. наук М.А.Назаренко за поддержку публикации и доклада, сделанного на секции "Структура ядра" III Научной конференции молодых ученых и специалистов.

Литература

1. Адам И. и др. — Изв.АН СССР (сер.физ.), 1970, т.34, с.813.
2. Zolnowski D.R., Funk E.G., Mihelich J.W. — Nuclear Physics, 1971, v.A177, p.513.

3. Kalinnikov V.G., Gromov K.Ya., Janickii M. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.62.
4. Frána J. — Acta Politechnika, 1998, v.38 No.3, p.127.
5. Адам И. и др. — В сб.: Тезисы докладов III Научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 1999, в печати.
6. Адам И. и др. — В сб.: Тезисы докладов 48 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. С.-Пб.: ПИЯФ РАН, 1998, с.318.
7. Heyde K., Meyer R.A. — Phys. Rev. C, 1988, v.37, No.5, p.2170.
8. Kantele J. — In: Lecture Notes for XIV Masurian Summer School on Nuclear Physics. August 31 – September 12, 1981, Mikolajki, Poland.
9. Bell D.A. et al. — Can.J.Phys., 1970, v.48, p.2542.
10. Johnson N.R. et al. — Phys.Rev., 1982, v.C26, p.1004.
11. Kalfas C.A. et al. — Nucl.Phys., 1972, v.A196, p.615.
12. Bohr A., Mottelson B. — Nuclear Structure, 1969, v.1, p.383.
13. Rasmussen J.O. — Nucl.Phys., 1960, v.19, p.85.