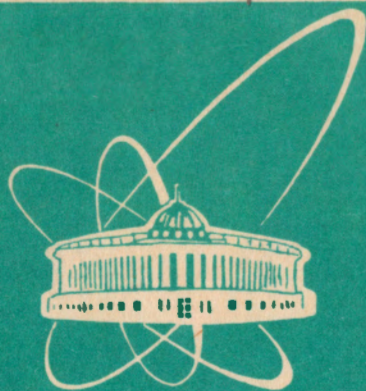


93-3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-93-3

Э.В.Васильева, А.В.Войнов, О.Д.Кестарова, В.Д.Кулик,
А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.В.Хольнов, В.Н.Шилин

КАСКАДНЫЙ γ -РАСПАД
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ ^{156}Gd

Направлено в Оргкомитет 43 Международного совещания
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра,
г.Дубна, апрель 1993 г.

1993

Введение

Детальную информацию о свойствах достаточно высоколежащих ($E_{\text{воз}} > 2$ МэВ) состояний деформированных ядер в настоящее время можно получить только при изучении каскадов из двух γ -переходов, связывающих нейтронный резонанс и заданные низколежащие состояния. Методика такого анализа [1, 2] полностью разработана в ЛНФ ОИЯИ.

При изучении каскадов из двух γ -переходов извлекается информация двух типов:

- а) спектроскопическая (интенсивность и энергии переходов разрешенных экспериментально интенсивных каскадов);
- б) зависимость их усредненной интенсивности от энергии возбуждения ядра.

Эксперимент

Каскады γ -переходов были изучены при захвате тепловых нейтронов на реакторе ЛНФ ОИЯИ с помощью спектрометра из двух Ge(Li) -детекторов. Эффективность регистрации каскада распада ^{60}Co в пике полного поглощения $E_1 + E_2 = 2505$ кэВ составляла в используемой геометрии около $5 \cdot 10^{-5}$ случаев на распад. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов для ^{156}Gd приведен на рис. 1; пример распределения интенсивности каскадов - на рис. 2.

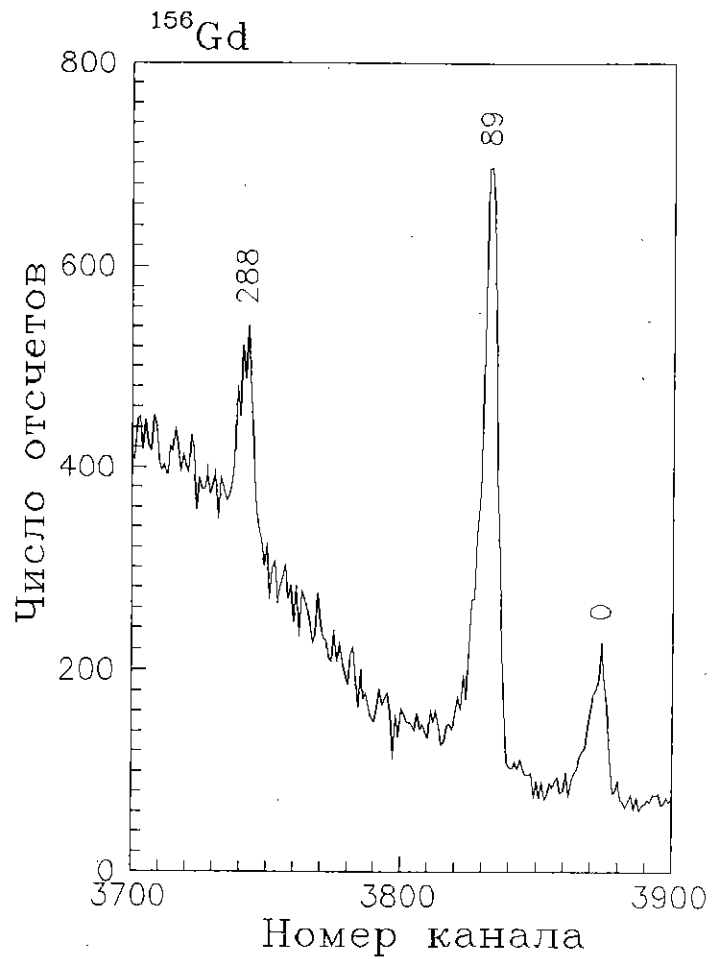


Рис. 1. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов из реакции $^{156}\text{Gd}(n,2\gamma)$. Для пиков отмечены энергии (кэВ) конечных уровней каскадов

Схема распада ^{156}Gd

Параметры наиболее сильных каскадов, определенных в эксперименте, приведены в табл. 1. Там же даны и энергии возбуждаемых их промежуточных состояний.

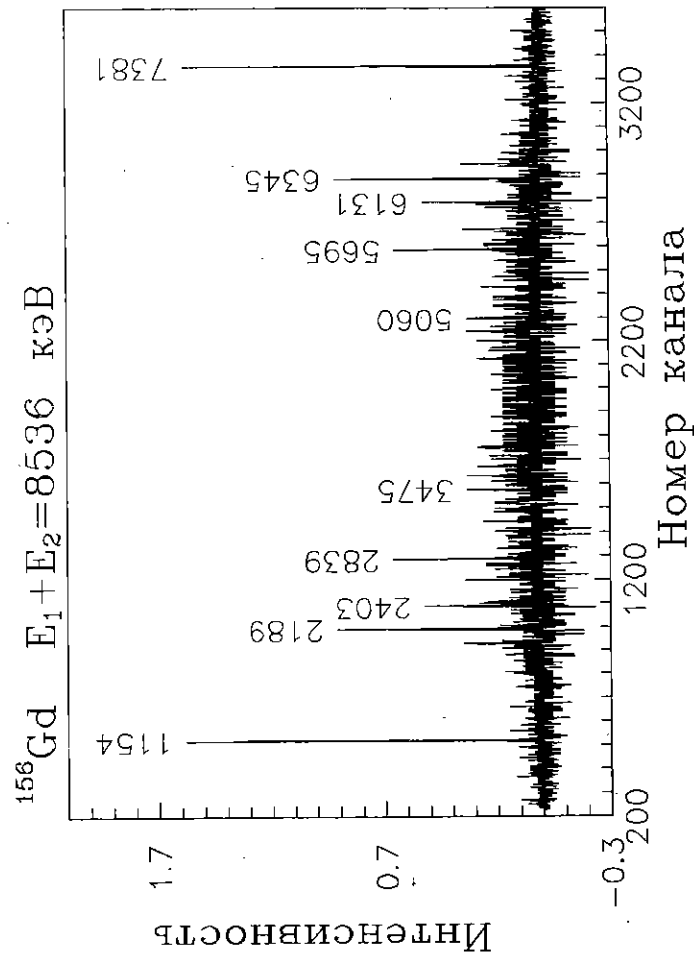


Рис. 2. Распределение интенсивности каскадов между уровнями ^{156}Gd и его первым возбужденным уровнем. Площадь спектра нормирована на 100

Таблица 1. Энергии E_1 и E_2 каскадных γ -квантов, их относительная интенсивность $I_{\gamma\gamma} \pm \Delta I_{\gamma\gamma}$ (проценты от общей интенсивности двухквантовых каскадов с заданной суммарной энергией) и энергия промежуточных уровней $E_M \pm \Delta E_M$

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
$E_1 + E_2 = 8536,4$ кэВ ($E_f=0$ кэВ)				
7544,3	992,0	0,95	0,46(15)	
7382,3	1154,0	0,09	8,39(28)	1154,4(8)
7072,1	1464,1	0,94	0,58(18)	
7028,3	1508,0	1,31	0,40(17)	
6772,3	1764,0	1,04	0,50(17)	1764,6(8)
6575,3	1961,1	1,76	0,46(24)	1962,2(9)
6483,7	2052,6	0,50	1,72(27)	2053,7(8)
6350,0	2186,4	1,89	3,32(133)	
6343,4	2192,9	1,98	2,99(126)	2190,0(21)
6316,4	2220,0	1,15	0,99(34)	2218,9(11)
6193,2	2343,2	2,17	0,51(32)	
6133,0	2403,3	0,54	2,27(38)	
6087,8	2448,5	1,37	0,84(34)	2447,9(9)
5992,1	2544,3	1,60	0,63(28)	2543,2(12)
5979,9	2556,4	1,39	0,73(29)	
5935,9	2600,4	1,64	0,61(28)	2602,2(14)
5889,2	2647,1	1,10	0,89(29)	2647,1(10)
5789,4	2746,9	1,40	0,73(30)	
5701,5	2834,9	3,74	2,01(76)	
5694,9	2841,4	3,74	1,82(85)	2839,6(12)
5684,0	2852,4	1,35	0,88(34)	2853,3(12)
5505,7	3030,6	1,41	0,86(33)	3030,2(13)
5492,9	3043,4	1,60	0,89(35)	
5485,0	3051,4	2,27	0,61(35)	3050,8(13)
5350,5	3185,8	0,77	1,39(30)	3186,8(14)
5258,8	3277,5	0,96	1,19(28)	
5244,7	3291,5	1,47	0,71(28)	
5233,7	3302,6	1,27	0,80(28)	

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
5183,8	3352,5	1,29	0,94(29)	
5175,3	3361,0	1,04	1,15(30)	
5059,8	3477,3	1,46	1,69(65)	
5014,2	3522,1	1,75	0,74(35)	
4937,5	3598,8	0,98	1,37(36)	3599,5(8)
4846,5	3690,1	1,75	0,71(34)	
4754,7	3781,6	1,18	1,09(37)	3782,4(8)
4718,3	3819,5	1,58	1,08(41)	
4710,0	3827,0	1,70	0,98(40)	
3839,3	4697,0	1,44	0,88(35)	4697,7(11)
4680,7	3855,7	1,11	1,29(37)	
4671,2	3865,2	1,33	1,04(36)	
4654,5	3881,8	1,33	1,01(35)	
3969,0	4567,4	1,25	1,08(35)	4566,8(9)
$E_1 + E_2 = 8447,0$ кэВ ($E_f=89$ кэВ)				
7829,4	617,6	0,81	0,09(3)	
7794,3	652,8	0,95	0,08(3)	
7387,7	1059,3	0,80	0,22(6)	1148,8(8)
7381,7	1065,3	0,14	1,64(9)	1154,4(8)
7288,2	1158,8	0,07	6,17(19)	1247,9(8)
7258,7	1188,3	0,44	0,53(9)	1277,1(8)
7215,2	1231,8	0,47	0,50(8)	
6792,3	1654,7	1,27	0,16(6)	
6771,4	1675,6	0,61	0,40(7)	1764,6(8)
6763,9	1683,1	0,17	1,81(10)	1772,2(8)
6750,0	1697,0	1,01	0,19(6)	
6711,2	1735,8	1,25	0,15(6)	
6620,1	1826,9	0,65	0,31(7)	
6592,5	1854,5	1,12	0,18(6)	
6573,8	1873,2	0,66	0,30(7)	1962,2(9)
6489,6	1957,4	0,74	0,57(12)	2047,4(11)
6482,3	1964,7	0,15	4,35(20)	2053,7(8)

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
6467,5	1979,6	1,62	0,38(22)	
6463,1	1984,0	2,19	0,29(22)	2073,3(12)
6435,7	2011,3	0,88	0,54(13)	
6429,2	2017,8	0,21	2,81(19)	2106,6(8)
6351,9	2095,1	0,85	0,43(11)	
6344,2	2102,8	0,56	0,68(11)	2190,0(21)
6318,5	2128,5	0,40	0,89(12)	2218,9(11)
6276,4	2170,6	1,09	0,28(10)	
6233,2	2213,7	0,50	0,77(12)	
6153,6	2293,4	1,26	0,27(10)	
6106,2	2340,8	1,55	0,26(11)	
6098,8	2348,3	0,76	0,58(12)	2436,8(8)
6089,0	2358,0	0,70	1,17(24)	2447,9(9)
6084,0	2363,0	0,76	1,03(25)	
6033,6	2413,4	0,30	1,71(15)	2503,1(8)
5994,4	2452,6	1,69	0,20(10)	2543,2(12)
5933,3	2513,7	1,15	0,29(10)	2602,2(14)
5920,3	2526,7	0,74	0,48(11)	
5889,6	2557,4	2,56	0,31(22)	2647,1(10)
5883,3	2563,7	0,84	0,87(23)	2653,0(8)
5835,1	2611,9	0,47	1,22(19)	2701,1(9)
5785,7	2661,3	1,03	0,51(17)	
5774,3	2672,7	0,65	0,86(18)	
5704,8	2742,2	0,67	1,11(20)	2831,7(9)
5697,5	2749,5	0,86	1,33(23)	2839,6(12)
5681,6	2765,4	1,77	0,28(14)	2853,3(12)
5662,6	2784,4	0,76	0,65(15)	2874,2(8)
5630,0	2817,1	1,09	0,44(15)	
5607,5	2839,5	0,71	0,72(16)	
5593,7	2853,3	0,81	0,66(17)	
5585,1	2861,9	1,22	0,42(16)	
5512,7	2934,7	2,01	0,52(33)	
5507,4	2939,7	2,83	0,36(34)	3030,2(13)

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
5485,9	2961,1	1,47	0,31(14)	3050,8(13)
5466,3	2980,6	1,29	0,39(14)	
5454,7	2992,2	1,55	0,30(14)	
5434,5	3012,6	1,31	0,39(15)	
5425,0	3022,0	0,90	0,63(16)	
5372,7	3074,3	1,53	0,43(18)	
5352,2	3094,8	2,82	0,60(48)	
5347,4	3099,7	1,42	1,13(54)	3186,8(14)
5308,6	3138,4	1,51	0,46(19)	3227,0(10)
5263,2	3183,0	2,27	0,30(18)	
5255,2	3191,7	1,40	0,50(18)	
5133,1	3313,9	1,24	0,40(13)	
5101,4	3345,6	1,52	0,34(15)	
5092,2	3354,9	0,81	0,69(16)	
3436,8	5010,2	1,13	0,45(16)	5100,1(10)
4981,8	3465,3	0,75	0,77(16)	
4960,1	3487,0	1,25	0,43(15)	
4842,5	3604,5	1,73	0,36(15)	
4785,8	3661,1	1,36	0,34(14)	
3678,3	4768,7	1,27	0,38(13)	4857,1(10)
4753,4	3693,6	1,01	0,48(14)	3782,4(8)
4713,0	3734,1	1,31	0,40(14)	
4703,0	3744,1	1,42	0,37(14)	
4675,5	3771,5	1,19	0,41(14)	
3838,0	4609,0	1,47	0,32(13)	4697,7(11)
4573,0	3874,1	1,86	0,29(15)	
4545,8	3901,4	1,42	0,37(14)	
4458,9	3988,4	2,03	0,29(14)	
4447,3	4000,0	1,77	0,27(13)	
4339,4	4107,9	1,37	0,28(11)	
4322,2	4124,8	1,15	0,31(10)	

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
$E_1 + E_2 = 8248,0 \text{ кЭВ} (E_f=288 \text{ кЭВ})$				
7387,5	860,5	0,98	0,54(19)	1148,8(8)
7288,8	959,3	0,16	4,29(29)	1247,9(8)
7281,3	966,7	0,83	0,67(18)	
7259,8	988,2	0,45	1,14(18)	1277,1(8)
7090,1	1157,9	0,38	1,39(18)	
6764,6	1483,4	1,28	0,56(22)	1772,2(8)
6566,7	1681,4	1,14	0,67(22)	
6487,5	1760,6	1,68	0,52(27)	2047,4(11)
6481,7	1766,3	1,55	0,63(27)	2053,7(8)
6463,1	1784,9	1,47	0,48(21)	2073,3(12)
6430,3	1817,8	0,18	5,11(36)	2106,6(8)
6349,3	1898,8	0,90	1,01(29)	2190,0(21)
6337,5	1910,5	1,08	0,81(29)	
6281,3	1966,7	0,86	1,09(30)	
6229,9	2018,1	1,04	0,85(29)	
6215,7	2032,3	1,33	0,66(28)	
6129,2	2118,9	1,21	0,74(29)	
6118,8	2129,2	0,84	1,13(30)	
6100,4	2147,6	0,91	1,26(33)	2436,8(8)
6093,6	2154,5	1,15	1,00(32)	
6058,2	2189,8	1,33	0,92(39)	
6032,9	2215,1	0,57	2,26(45)	2503,1(8)
6015,9	2232,1	1,24	1,03(38)	
5939,5	2308,5	1,34	0,89(37)	
5883,5	2364,5	0,59	2,24(44)	2653,0(8)
5845,6	2402,4	1,19	1,05(40)	
5835,5	2412,5	1,47	0,92(38)	2701,1(9)
5813,4	2434,6	1,42	0,82(39)	
5704,6	2543,4	1,91	0,82(43)	2831,7(9)
5696,1	2551,9	1,13	1,41(42)	2839,6(12)
5687,3	2560,6	1,07	1,29(40)	
5661,8	2586,3	1,10	1,10(40)	2874,2(8)
5588,2	2660,0	1,98	1,02(53)	

$E_1, \text{кЭВ}$	$E_2, \text{кЭВ}$	$\Delta E_2, \text{кЭВ}$	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M), \text{кЭВ}$
5501,1	2746,7	1,02	1,38(44)	
5469,4	2779,3	1,17	1,08(39)	
5429,3	2818,4	1,44	1,01(44)	
5418,5	2829,5	0,77	2,11(47)	3117,7(8)
5404,9	2843,5	1,38	1,14(44)	
5394,8	2852,6	1,66	0,85(42)	
5367,9	2880,1	1,44	0,89(40)	
5349,8	2898,2	0,66	2,71(47)	3186,8(14)
5341,1	2906,9	0,98	1,63(43)	
5196,8	3051,2	1,48	0,90(36)	
5178,2	3069,8	1,67	0,71(33)	
5095,9	3152,1	0,77	1,63(37)	
4998,9	3249,0	0,91	1,34(37)	
4825,7	3422,2	1,63	0,89(42)	
3435,3	4812,7	1,66	0,84(40)	5100,1(10)
4758,3	3489,8	1,52	0,97(41)	
4739,7	3508,2	1,30	1,15(42)	
4525,0	3723,1	1,35	1,00(37)	
4495,5	3752,6	1,38	0,99(37)	
4483,9	3764,0	1,57	0,89(39)	
4451,3	3797,7	1,41	0,95(37)	
4309,8	3938,2	1,40	0,93(37)	
3970,1	4277,9	1,17	1,10(37)	4566,8(9)
4129,7	4118,3	0,96	1,35(40)	
$E_1 + E_2 = 7382,0 \text{ кЭВ} (E_f=1154 \text{ кЭВ})$				
6346,3	1035,7	0,25	13,36(123)	2190,0(21)
5418,7	1963,3	0,52	8,72(143)	3117,7(8)
$E_1 + E_2 = 7288,0 \text{ кЭВ} (E_f=1248 \text{ кЭВ})$				
6347,2	940,8	0,62	2,44(53)	2190,0(21)
5309,9	1978,1	1,18	2,60(111)	3227,0(10)
5109,4	2178,6	0,55	5,85(104)	

Таблица 2. Абсолютные интенсивности каскадов с заданной суммарной энергией $E_k = E_1 + E_2 = const$ (процентов распадов)

E_1 , кэВ	E_2 , кэВ	ΔE_2 , кэВ	$I_{\gamma\gamma}(\Delta I_{\gamma\gamma})$	$E_M(\Delta E_M)$, кэВ
4936,3	2351,7	0,80	4,36(104)	3599,5(8)
3680,3	3607,7	1,25	3,51(130)	4857,1(10)
3649,3	3638,6	0,59	7,70(143)	

Примечания:

1. Сумма интенсивностей всех каскадов с $E_1 + E_2 = const$ (включая неразрешенные экспериментально) отнормирована на 100.

2. Абсолютные интенсивности определялись из сравнения между относительными интенсивностями (таблица) каскадов, начинающихся первичными переходами 7382 и 7288 кэВ, и их абсолютными величинами $A_{\gamma\gamma} = i_1 \cdot i_2$. При этом использовались значения $i_1 = 0,57\%$ и $1,18\%$ на распад. Коэффициенты ветвления i_2 в распаде уровней 1154 и 1247 кэВ были определены из спектра совпадений с жесткими переходами. Относительные интенсивности переходов равны: 1154 кэВ $\rightarrow i_2 = 100 \pm 6\%$ и 1065 кэВ $\rightarrow i_2 = 78 \pm 6\%$. Для перехода 1159 кэВ $i_2 = 100 \pm 5,6\%$ и для перехода 959 кэВ $i_2 = 16,5 \pm 3,6\%$.

3. Абсолютные интенсивности всех каскадов с приведенными суммарными энергиями равны (% на распад):

8536 кэВ: $\Sigma I_{\gamma\gamma} = 2,8(1)$; 8447 кэВ: $\Sigma I_{\gamma\gamma} = 17,0(5)$;
 8248 кэВ: $\Sigma I_{\gamma\gamma} = 3,9(3)$; 7382 кэВ: $\Sigma I_{\gamma\gamma} = 2,3(5)$;
 7288 кэВ: $\Sigma I_{\gamma\gamma} = 5,9(22)$.

4. Из спектра совпадений с жестким переходом $E_1 = 6447$ кэВ были определены относительные интенсивности мягких переходов:

$E_2 = 2190$ кэВ: $16 \pm 1,5\%$; 2101 кэВ: $6,7 \pm 1,3\%$;
 2095 кэВ: $9,3 \pm 1,5\%$ (дублет распада уровня 2186 кэВ)
 1154+1158 кэВ: $32 \pm 3\%$; 1065 кэВ: $16,7 \pm 3\%$
 1037 кэВ: $9,9 \pm 2,2\%$; 942 кэВ: $4,6 \pm 1,8\%$;
 932 кэВ: $4,4 \pm 1,8\%$.

E_k , кэВ	Экспериментальная интенсивность	Расчет по моделям	
		[4]	[5]
8536	2,8(1)	1,0	2,4
8447	17,0(5)	3,6	6,6
8248	3,9(3)	1,1	1,1
7382	2,3(5)	0,8	2,5
7288	5,9(22)	1,1	3,7
Сумма	31,9(23)	6,6	17,4

Возможность определения порядка следования квантов в каскаде появляется тогда [1, 3], когда заданный промежуточный уровень распадется с возбуждением по крайней мере двух конечных состояний, для которых выделены каскады переходов. Оставшиеся каскады можно разместить в схеме распада, используя более точные значения энергий γ -квантов, измеренных, например, с помощью спектрометров одиночных γ -переходов высокого или сверхвысокого разрешения. Общая интенсивность всех наблюдаемых в эксперименте каскадов приведена в табл. 2. Она получена из сопоставления относительных интенсивностей каскадов, начинающихся первичными переходами $E_1 = 6346, 7288$ и 7382 кэВ, с их же абсолютными значениями. Для вычисления последних использовались известные абсолютные интенсивности этих первичных переходов и коэффициенты ветвления, полученные нами из накопленного массива совпадений. Интерес представляет также и график зависимости числа наблюдаемых состояний от энергии возбуждения ^{156}Gd (рис. 3). Для сравнения здесь же приведена аналогичная зависимость, рассчитанная по моделям плотности уровней [4, 5]. Из сопоставления видно, что экспериментально выделена основная часть возбужденных состояний до энергии возбуждения ^{156}Gd не меньшей, чем 2,5 МэВ.

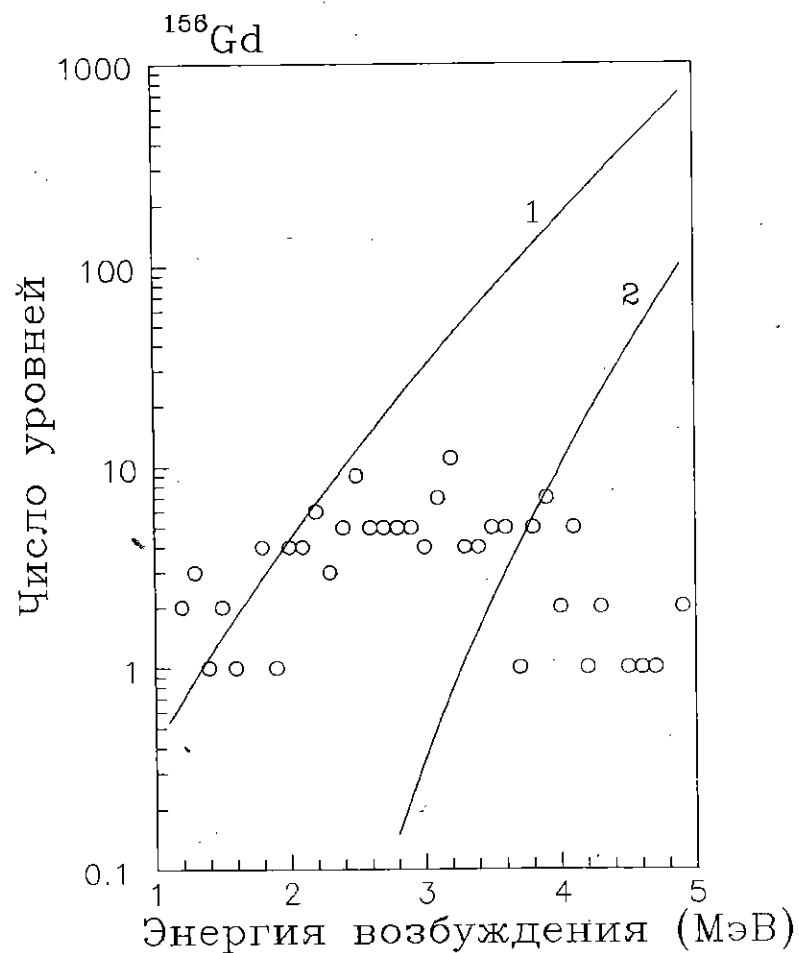


Рис. 3. Число наблюдаемых состояний ^{156}Gd в интервале энергии возбуждения 100 кэВ. Линия (1) — расчет по модели [4], линия (2) — по модели [5]

Модель плотности уровней — ферми - газ с "обратным смещением" — дает скорее всего верхнюю оценку плотности состояний при энергии возбуждения четно - четного деформированного ядра 2-3 МэВ. Модельный подход, разработанный в [5], дает, скорее всего, нижнюю оценку этой же величины. Из сравнения модельных предсказаний с результатами эксперимента следует, что основная часть возбужденных состояний изучаемого здесь ядра выявлена, вероятно, даже до несколько большей энергии возбуждения — порядка 3 МэВ. Этого достаточно, чтобы разложить [3] экспериментально наблюдаемые спектры на компоненты, связанные с регистрацией только первичных или только вторичных γ - переходов.

Зависимость интенсивности каскадов от энергии возбуждения ядра

Любой спектр, типа приведенного на рис. 2, состоит из двух компонент:

- а) первичных
- б) вторичных γ - переходов.

Хотя экспериментально с помощью Ge - спектрометров определить порядок следования квантов в каскаде невозможно, спектр интенсивностей каскадов можно разложить на две компоненты, если использовать принципы, изложенные в [3]. Используя всю спектроскопическую информацию, можно построить схему распада уровней, возбуждаемых жесткими первичными переходами до энергии возбуждения четно - четного деформированного ядра порядка 3 МэВ. С помощью этих данных возможно определить [3] интенсивности каскадов с мягкими первичными переходами до этих же значений энергий. Полученная зависимость интенсивности каскадов от энергии первичного перехода E_1 приведена на рис. 4. С

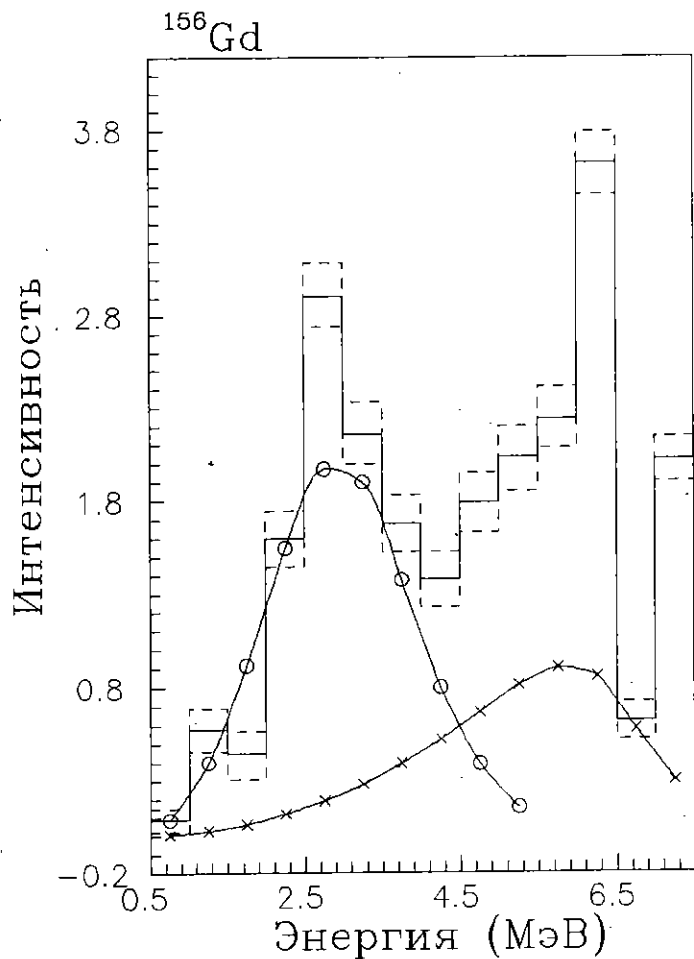


Рис. 4. Зависимость суммарной абсолютной интенсивности каскадов, заканчивающихся тремя низколежащими уровнями ($J^\pi = 0^+, 2^+$ и 4^+) ^{156}Gd , от энергии первичного перехода. \times — расчет с использованием модели [5], \circ — расчет с использованием модели [4]. Пунктиром отмечены статистические ошибки эксперимента

экспериментальными данными сопоставляются расчеты, использующие обе модели плотности уровней [4, 5]. Видно, что общепринятая модель плотности ядерных уровней [4] не в состоянии правильно предсказать свойства возбужденных уровней деформированного ядра, возбуждаемых первичными переходами с энергией 2 – 3 МэВ.

Аналогичную ситуацию мы наблюдали [6] и в соседнем ядре — ^{158}Gd , отличающемся по энергии каскадов на 0,5 МэВ. Положение максимального превышения экспериментальной интенсивности над расчетной в обоих изотопах гадолиния одинаковое: 2 – 3 МэВ. Это независимое подтверждение того обстоятельства, что усиление интенсивности каскадов имеет общую природу в разных изотопах гадолиния, и это усиление необходимо связать с состояниями, имеющими энергию возбуждения 5,5 – 6,5 МэВ, а не 2 – 3 МэВ. В первом случае существует вероятное физическое объяснение эффекта — одночастичные переходы между 4s- и 3p-нейтронными оболочками; оно использует известные факты: изученные переходы между другими оболочками, результаты расчетов энергии состояний, законы фрагментации и т. д. Во втором случае физического объяснения одинакового влияния структуры ядра на интенсивность переходов на различные состояния вблизи поверхности Ферми (их энергия $\approx 0 \div 1$ МэВ для ^{156}Gd и $0,5 \div 1,5$ МэВ для ^{158}Gd) мы дать не можем.

В интервале возбуждений 2 – 3 МэВ экспериментально наблюдается 47 состояний с наиболее вероятными $J^\pi = 1^+, 2^+$ и 3^+ . Расчет по модели ферми - газа с "обратным смещением" с параметрами из [4] дает для этих же энергий значение числа ожидаемых уровней $N = 154$ с теми же J^π . Все каскады с абсолютной интенсивностью, превышающей 0,02% распадов, выделены из соответствующих спектров и приведены в табл. 1.

Если экспериментальная плотность уровней, возбуждаемых первичными переходами из данного компаунд - состояния, соответствует пред-

сказаниям модели [4], то максимально возможная интенсивность каскадов с мягкими вторичными переходами энергии 2 – 3 МэВ в ^{156}Gd не может превышать величину 2% от каскадов с первичными E1 - переходами и в несколько раз меньшую — от каскадов с первичными M1 - переходами. Как видно из рис. 4, объяснить наблюдаемую интенсивность каскадов с первичными переходами 2 – 3 МэВ такой систематической ошибкой невозможно. Следовательно, рост интенсивности первичных переходов такой энергии в деформированных четно - четных ядрах обусловлен реальными особенностями структуры возбуждаемых уровней. Аналогичный результат дает и сопоставление абсолютных интенсивностей всех каскадов заданной энергии с результатами модельного расчета (табл. 2). Видно, что использование модели [5] улучшает соответствие эксперимента и расчета по сравнению с моделью [4]. Но их полного соответствия простые ядерные модели дать не могут.

Состояния 1^+ и гигантский магнитный резонанс

Спин компаунд - состояния ^{156}Gd равен 2^- , основного — 0^+ . Наблюдаемые нами каскады имеют в основной массе дипольный характер; причем первичные переходы мультипольности M1 в среднем практически на порядок менее интенсивны, чем первичные E1 - переходы [7]. Отсюда следует, что каскады на основное состояние ^{156}Gd возбуждают, в основном, в качестве промежуточных уровни 1^+ . Такие состояния, либо часть из них, обычно связывают с гигантским магнитным дипольным резонансом (ГМДР). Так, при неупругом рассеянии электронов или γ - квантов на изотопах гадолиния выявлены [8] состояния 1^+ , в значительной степени исчерпывающие ожидаемую силу ГМДР. Эти состояния для ^{156}Gd и ^{158}Gd перечислены в табл. 3. Из сравнения положений наблюдаемых уровней в реакциях неупругого рассеяния электронов или γ - квантов с параметрами каскадного γ - распада можно сделать следующие выводы:

- а) каскадами γ - переходов возбуждается только относительно малая часть найденных к настоящему времени состояний фрагментированного ГМДР и такая же или большая доля уровней 1^- ;
- б) можно предполагать наличие дублетов очень близко расположенных 1^+ или 1^- состояний различной структуры при энергии возбуждения ≈ 3 МэВ.

В обоих изотопах гадолиния ширина Γ_n^0 резонанса, определяющая сечение захвата тепловых нейтронов, превышает среднее значение.

Таблица 3. Состояния с $J = 1$ в изотопах гадолиния, коэффициенты ветвления $R = \frac{I(2^+)}{I(0^+)}$ распада на уровни 0^+ и 2^+ полосы основного состояния

^{156}Gd					
(γ, γ') или (e, e') реакции			$(n, 2\gamma)$ реакция		
E_i , кэВ	J^π	R	E_i , кэВ	J	R
1	2	3	4	5	6
2027	1^+	0,22(21)	—	—	—
2403	1	0,53(11)	2403	1	< 0,5
2785	1	0,55(10)	—	—	—
2974	1^+	0,41(7)	—	—	—
3010	1^+	0,48(21)	—	—	—
3050	1^+	0,36(16)	3051	1	3,0
3070	1^+	0,59(6)	3070	1-3	≥ 3
3122	1^+	0,43(18)	—	—	—
3158	1^+	0,46(12)	—	—	—
3218	1^+	0,44(10)	—	—	—
1243	1^-	1,21(3)	—	—	—
1367	1^-	2,03(29)	—	—	—
1946	1^-	1,78(59)	1944	2	$\geq 2,0$
2539	1^-	1,34(28)	2543	1	2,0
2745	1^-	1,78(21)	2747	1	$\leq 1,5$
3314	1^-	1,94(64)	—	—	—

^{158}Gd

1	2	3	4	5	6
2268	1 ⁺	0,41(11)	2267	1	< 2
2447	1 ⁺	0,80(18)	—	—	—
2566	1 ⁺	0,38(11)	—	—	—
2601	1 ⁺	0,62(21)	2602	1,2,3	> 5
2804	1 ⁺	0,40(7)	2802	1	< 0,5
2842	1 ⁺	0,68(13)	2845	1	< 1
2986	1 ⁺	0,45(12)	—	—	—
3039	1 ⁺	0,28(12)	—	—	—
3108	1 ⁺	0,58(7)	—	—	—
3192	1 ⁺	0,41(5)	—	—	—
3201	1 ⁺	0,53(5)	3199	1,2,3	> 5
3288	1 ⁺	0,45(23)	—	—	—
3299	1 ⁺	0,47(7)	—	—	—
3428	1 ⁺	0,64(23)	—	—	—
3470	1 ⁺	0,39(23)	—	—	—
3577	1 ⁺	0,26(21)	—	—	—
1264	1 ⁻	1,53(18)	1265	1,2,3	≥ 2
2823	1 ⁻	1,79(30)	—	—	—
3161	1 ⁻	1,39(30)	—	—	—
3259	1 ⁻	1,90(44)	3259	1,2,3	> 1,5
3820	1 ⁻	1,35(42)	3819	2,3	—
3921	1 ⁻	1,99(64)	3923	1	2,1

В четно - нечетных ядрах этому соответствует [2] усиление интенсивности каскадов через вероятные промежуточные и на известные конечные уровни одноквазичастичной структуры. А поскольку основные особенности распада четно - четных и четно - нечетных ядер должны быть подобными (полная радиационная ширина компаунд - состояния практически одинакова), становится понятной малая вероятность возбуждения состояний, принадлежащих ГМДР, не имеющих выраженной двухчастичной структуры.

Заключение

Из анализа $\gamma - \gamma$ - совпадений захвата тепловых нейтронов в ^{155}Gd определены параметры наиболее интенсивных каскадов, пригодные для построения максимально полной схемы его распада. Особенности энергетической зависимости их интенсивности указывают на значительную роль одностичных γ - переходов между 4s- и 3p- нейтронными оболочками. Отсутствие заметного возбуждения известных состояний ГМДР при вкладе двухквазичастичных компонент в волновую функцию компаунд - состояния, превышающем среднее значение, позволяет предполагать, что наблюдаемые нами промежуточные возбужденные состояния ^{156}Gd имеют преимущественно малоквазичастичную структуру.

Литература

- [1] Бонева С.Т. и др. // ЭЧАЯ, 1991, т.22, с. 479
- [2] Бонева С.Т. и др. // ЭЧАЯ, 1991, т.22, с. 1431
- [3] Boneva S.T. et al. // Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei, 1991, v.A338, p.319.

- [4] Dilg W. et al. // Nucl. Phys., 1973, v. A217, p.269
- [5] Игнатюк А.В. и др. // Ядерная физика, 1975, т.21, с 485
- [6] Ali M. A. et al. // JINR communication E3-91-428, Dubna, 1991
- [7] Kopecky J. // Proc. of 5-th Int. Symposium on Capture Gamma - Ray Spectroscopy and Related Topics, Knoxville, (ed. Raman S.), New York, 1985, p.318
- [8] Ritz H.H. et al. // Nucl. Phys., 1989, v. A492, p.411

Рукопись поступила в издательский отдел
10 января 1993 года.