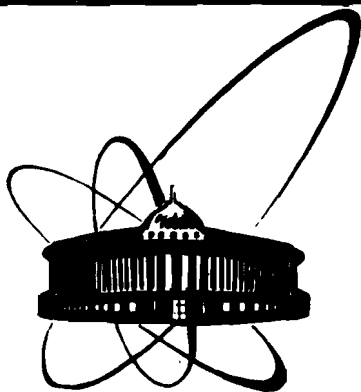


89-31



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P6-89-31

С.Т.Бонева, Э.В.Васильева, А.В.Войнов\*,  
Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров

СХЕМА  $\gamma$ -РАСПАДА  $^{146}\text{Nd}$   
ИЗ РЕАКЦИИ  $^{145}\text{Nd}(n,2\gamma)$   
НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Направлено на Международную конференцию  
по электромагнитным переходам в атомных ядрах,  
Ташкент, 18-21 апреля 1989 г.

---

\* Воронежский государственный университет .

1989

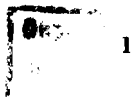
Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) является очень эффективным способом изучения общих закономерностей  $\gamma$ -распада компаунд-состояний сложных ядер, возбуждаемых, например, при захвате тепловых нейтронов. Ряд наиболее важных результатов, полученных при этом, представлен в /1/.

Помимо изучения общих закономерностей  $\gamma$ -распада с помощью метода САСИ оказывается возможным установить /2, 5/ и схему  $\gamma$ -распада компаунд-состояния в энергетическом диапазоне более широком, чем это достигается в экспериментах, использующих традиционные методики спектроскопии.

Продолжая наши исследования, мы получили схему  $\gamma$ -распада компаунд-состояния  $^{146}\text{Nd}$ , возбуждаемого при захвате тепловых нейтронов изотопом  $^{145}\text{Nd}$ .

Спектр САСИ, накопленный за время измерения, несколько превышающее 600 часов, приведен на рис. 1. Распределение интенсивностей двухквантовых каскадов на первое возбужденное состояние  $^{146}\text{Nd}$ , полученное по описанной ранее методике /3, 4/, в качестве примера представлено на рис. 2.

Энергии  $E_1$  и  $E_2$   $\gamma$ -переходов,  $E_M$ -промежуточного уровня каскада с его интенсивностью  $i_{\gamma\gamma}$ , нормированной на сумму интенсивностей всех каскадов с заданным значением их суммарной энергии  $E_1 + E_2 = \text{const}$ , приведены в табл. 1. Часть этих каскадов размещена в схеме распада  $^{146}\text{Nd}$  по ранее описанному алгоритму /5/. Их интенсивность, нормированная на  $10^4$  распадов компаунд-состояния, приведена в табл. 2. Значение энергии первичного перехода  $\langle E_1 \rangle$  получено усреднением соответствующих величин  $E_1$  для различных каскадов по данным табл. 1. Значение энергии промежуточного уровня  $E_M$  определено как разность принятого значения  $v_n = 7564,78$  кэВ /6/ и среднего значения  $\langle E_1 \rangle$ , полученного в данном эксперименте.



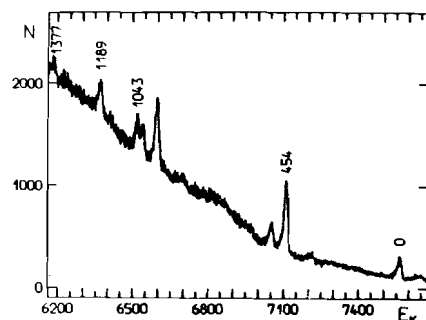


Рис. 1. Часть спектра САСИ ядра  $^{146}\text{Nd}$ .  $E_k$  - энергия каскада;  $N$  - число отсчетов. Отмечены (кэВ) энергии конечных уровней наблюдаемых каскадов.

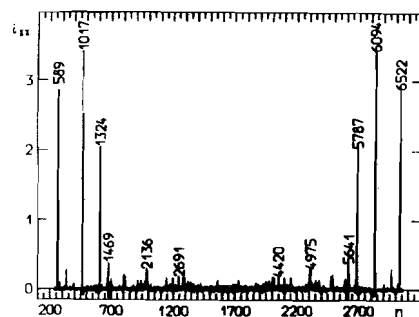


Рис. 2. Распределение интенсивности каскадов с суммарной энергией 7111 кэВ.  $n$  - номер канала,  $i_{\gamma\gamma}$  - интенсивность. Отмечены энергии (кэВ) ряда сильных каскадов. Площадь спектра нормирована на 100.

Таблица 1

Энергии  $E_1$  и  $E_2$  каскадных  $\gamma$ -квантов, их относительная интенсивность  $I_{\gamma\gamma} + \delta I_{\gamma\gamma}$  (проценты от общей интенсивности двух-квантовых каскадов с заданной суммарной энергией) и энергия промежуточных уровней  $E_n + \delta E_n$

N	$E_1$	$E_2$	$I_{\gamma\gamma}(\delta I_{\gamma\gamma})$	$E_n(\delta E_n)$
1	2	3	4	5
$E_1 + E_2 = 7564,8$				
1	6523,6	1041,2	0,3( 1)	1042,1( 9) *
2	6093,9	1470,9	33,3( 11)	1470,7( 8)
3	5775,8	1789,0	0,3( 1)	1788,3( 9) *
4	5584,9	1979,9	0,5( 1)	1980,0( 9)
5	5443,9	2120,9	0,2( 1)	2122,2(12)
6	5047,0	2517,8	0,3( 1)	2519,9(16)
7	4521,3	3043,5	0,5( 1)	3043,2( 8)
8	4418,8	3146,0	1,7( 2)	3145,6(13)
9	3771,1	3793,7	0,3( 1)	3794,9(15)
10	3753,2	3811,6	0,3( 1)	3812,6(13)
11	3736,4	3828,4	0,4( 1)	3827,3( 9)
12	2618,5	4946,3	0,2( 1)	4948,6(18)
13	2568,6	4996,2	0,3( 1)	4997,0(11)
14	7110,7	454,1	53,3( 9)	
15	6824,7	740,1	0,2( 1)	
16	5962,3	1602,5	0,2( 1)	
17	5820,8	1744,0	0,2( 1)	
18	5704,9	1859,9	0,3( 1)	
19	4732,6	2832,2	0,2( 1)	
20	4704,1	2860,7	0,3( 1)	
21	4689,3	2875,5	0,3( 1)	
22	4598,5	2966,3	0,7( 2)	
23	4266,5	3298,2	0,3( 1)	
24	3881,1	3683,7	0,4( 1)	
$E_1 + E_2 = 7111,1$				
1	6521,8	589,3	15,6( 4)	1042,1( 9)
2	6094,2	1016,9	19,6( 7)	1470,7( 8)
3	5787,5	1323,6	11,1( 5)	1778,1( 9)
4	5776,7	1334,4	0,6( 2)	1788,3( 9)
5	5658,0	1453,1	0,3( 1)	1908,9(19)
6	5641,6	1469,5	2,2( 3)	1922,0(21)
7	5587,1	1524,0	1,1( 2)	1977,8( 8)
8	5573,2	1538,0	0,4( 2)	1988,2(28)
9	5442,0	1669,2	0,2( 1)	2122,2(12)
10	5207,7	1903,5	0,4( 1)	2357,3( 6)
11	5128,8	1982,3	0,8( 1)	2435,2(23)
12	5072,6	2038,5	0,7( 1)	2492,2(16)
13	5045,2	2066,0	0,4( 1)	2519,9(16)
14	4961,9	2149,3	1,6( 2)	2602,6(10)

1	2	3	4	5
15	4634,5	2476,6	0,6( 1)	2931,5(13)
16	4568,8	2542,4	0,5( 1)	2995,3( 9)
17	4521,7	2589,4	0,9( 2)	3043,2( 8)
18	4420,0	2691,1	1,3( 2)	3145,6(13)
19	4385,2	2725,9	0,3( 1)	3179,0(16)
20	4352,8	2758,3	0,3( 1)	3209,8(20)
21	4318,5	2792,6	0,9( 2)	3246,9( 8)
22	4179,4	2931,7	0,4( 2)	3384,8(15)
23	4089,3	3021,9	0,2( 1)	3472,6(24)
24	3853,6	3257,6	0,3( 1)	3713,5(19)
25	3768,2	3343,0	0,3( 1)	3794,9(15)
26	3751,3	3359,8	0,2( 1)	3812,6(13)
27	3738,0	3373,1	0,7( 1)	3827,3( 9)
28	3111,6	3999,6	0,2( 1)	4453,9(11)
29	3078,0	4033,1	0,5( 2)	4485,0(16)
30	2266,7	4844,4	0,3( 1)	5298,2(10)
31	2172,5	4938,6	0,2( 1)	5389,6(23)
32	6494,6	616,5	0,6( 1)	**
33	6412,3	698,8	0,2( 1)	**
34	6375,3	735,8	1,4( 1)	**
35	6249,8	861,3	0,3( 1)	**
36	5367,2	1743,9	1,2( 1)	
37	5344,7	1766,4	1,3( 1)	
38	5225,2	1885,9	0,2( 1)	
39	5118,5	1992,6	0,3( 1)	
40	5083,6	2027,5	0,2( 1)	
41	5002,7	2108,4	0,7( 1)	
42	4990,7	2120,4	0,4( 1)	
43	4975,3	2135,8	1,8( 2)	
44	4903,7	2207,4	0,4( 1)	
45	4857,8	2253,3	0,2( 1)	
46	4607,8	2503,3	0,3( 1)	
47	4530,0	2581,1	0,2( 1)	
48	4473,9	2637,3	0,2( 1)	
49	4343,7	2767,4	0,6( 2)	
50	4328,8	2782,3	0,4( 1)	
51	4272,0	2839,1	0,3( 1)	
52	4258,1	2853,0	0,9( 2)	
53	4206,9	2904,2	0,6( 2)	
54	4198,7	2912,4	0,4( 2)	
55	4170,6	2940,5	0,3( 1)	
56	4151,2	2959,9	0,5( 1)	
57	4116,4	2994,7	0,3( 1)	
58	4100,5	3010,5	0,2( 1)	
59	4024,9	3084,5	0,3( 1)	
60	3784,9	3326,2	0,3( 1)	
61	3644,3	3466,9	0,3( 1)	
62	3627,4	3483,7	0,3( 1)	
63	3597,0	3514,1	0,3( 1)	
$E_1 + E_2 = 6521,5$				
1	5785,8	735,7	9,1( 12)	1778,1( 9)
2	5645,7	875,8	8,5( 16)	1922,0(21)

1	2	3	4	5
3	5584,4	937,1	2,9( 11)	1980,0( 9)
4	5575,8	945,7	8,1( 16)	1988,2(28)
5	5469,4	1052,1	1,7( 7)	2096,4(10)
6	5273,0	1248,4	1,5( 8)	2292,2(10)
7	5206,7	1314,7	9,4( 14)	2357,3( 6)
8	5070,5	1450,9	3,1( 10)	2492,2(16)
9	4642,9	1878,6	1,7( 5)	2921,4( 8)
10	4384,2	2137,3	1,2( 6)	3179,0(16)
11	4317,2	2204,3	2,6( 6)	3246,9( 8)
12	4178,7	2342,8	0,9( 5)	3384,8(15)
13	4093,0	2428,5	1,1( 5)	3472,6(24)
14	3826,0	2695,4	2,1( 6)	3738,6( 9)
15	3602,2	2919,3	1,7( 6)	3962,6(10)
16	2450,7	4070,7	1,2( 5)	5115,4(14)
17	2266,4	4255,1	1,3( 5)	5298,2(10)
18	2178,1	4343,4	1,2( 5)	5389,6(23)
19	5827,0	694,5	2,0( 6)	
20	5792,2	729,3	2,0( 8)	
21	5518,0	1003,5	2,1( 10)	
22	5338,3	1183,2	2,2( 6)	
23	5094,8	1426,7	1,8( 8)	
24	5049,3	1472,2	7,6( 15)	
25	4779,4	1743,6	1,2( 6)	
26	4657,5	1864,0	1,5( 5)	
27	4547,2	1974,3	1,2( 4)	
28	4231,1	2289,9	1,5( 5)	
29	4214,5	2307,0	1,8( 6)	
30	3844,3	2677,2	1,0( 5)	
$E_1 + E_2 = 6376,0$				
1	5654,3	721,8	1,1( 5)	1908,9(19)
2	5640,9	735,2	1,5( 6)	1922,0(21)
3	5586,9	789,1	4,5( 9)	1977,8( 8)
4	5579,9	796,2	4,7( 9)	1988,2(28)
5	5467,4	908,7	1,3( 5)	2096,4(10)
6	5272,5	1103,6	1,5( 5)	2292,2(10)
7	5208,0	1168,0	4,3( 8)	2357,3( 6)
8	5132,7	1243,3	0,8( 5)	2435,2(23)
9	5074,5	1301,5	2,1( 6)	2492,2(16)
10	5043,2	1332,9	3,1( 9)	2519,9(16)
11	4963,3	1412,7	1,0( 7)	2602,6(10)
12	4643,9	1732,1	1,4( 5)	2921,4( 8)
13	4632,0	1744,0	3,9( 6)	2931,5(13)
14	4570,5	1805,6	1,2( 4)	2995,3( 9)
15	4417,2	1958,9	0,6( 4)	3145,6(13)
16	4388,0	1988,1	1,2( 5)	3179,0(16)
17	4356,9	2019,1	0,8( 4)	3209,8(20)
18	4182,3	2193,8	0,9( 5)	3384,8(15)
19	4095,2	2280,9	0,8( 4)	3472,6(24)
20	3849,8	2526,3	1,9( 5)	3713,5(19)
21	3826,3	2549,7	1,1( 5)	3738,6( 9)
22	3771,3	2604,8	1,0( 5)	3794,9(15)
23	3602,2	2773,8	0,9( 4)	3962,6(10)
24	3110,2	3265,9	1,1( 4)	4453,9(11)

1	2	3	4	5
25	3081,3	3294,8	1,4( 5)	4485,0(16)
26	2615,1	3761,0	1,1( 5)	4948,6(18)
27	2567,1	3808,9	1,2( 5)	4997,0(11)
28	2448,0	3928,1	1,1( 4)	5115,4(14)
29	2175,5	4200,6	1,0( 4)	5389,6(23)
30	5755,1	620,9	1,2( 7)	
31	5395,7	980,3	0,6( 4)	
32	5281,8	1094,2	1,4( 5)	
33	5123,5	1252,5	1,9( 6)	
34	5012,3	1363,8	12,2( 15)	
35	4852,3	1523,8	0,7( 4)	
36	4815,4	1560,6	3,2( 5)	
37	4762,1	1613,9	3,6( 5)	
38	4721,0	1655,0	1,1( 4)	
39	4709,2	1666,9	1,5( 4)	
40	4396,1	1980,0	0,8( 4)	

\*) Каскад из трех последовательно испущенных  $\gamma$ -переходов.

\*\*\*) Частичная регистрация энергии наиболее сильных двухквантовых каскадов с суммарной энергией 7120 кэВ в  $^{144}\text{Nd}$ .

Вопрос об энергетическом интервале возбужденных состояний, в котором присутствие ложных уровней маловероятно, рассматривался ранее /7/. Было установлено, что при средней погрешности определения энергии каскадных переходов  $\sigma=1$  кэВ в  $^{178}\text{Hf}$ , например, ложные уровни в полученной с помощью метода САСИ схеме распада могут находиться выше  $E_M=4,5$  МэВ. Это условие и было использовано при установлении приведенной в табл.2 схемы  $\gamma$ -распада  $^{146}\text{Nd}$ .

Однако, несмотря на выводы работы /7/ о возможности наличия ложных уровней при  $E_M \geq 4,5$  МэВ (при достигнутой точности эксперимента  $\sigma=1$  кэВ), мы сохранили в схеме распада  $^{146}\text{Nd}$  5 уровней с  $E_M \geq 4727$  кэВ, наличие которых следует из алгоритма /5/. Частичным обоснованием корректности такого решения является то, что  $\gamma$ -спектроскопия по методу усреднения спектров захвата резонансных нейтронов не выявила /8/, например, линий  $E_\gamma = 4727, 4845, 4936, 4948$  и  $5130$  кэВ в наборе жестких первичных переходов, хотя основная часть каскадов через 5 этих уровней должна состоять из переходов дипольного типа, хорошо наблюдаемых в реакции  $(n, \gamma)$ .

Таблица 2

Среднее значение энергии первичного перехода  $E_1$ , энергия промежуточного уровня  $E_M$  и интенсивность  $I_{\gamma\gamma}$  каскадов с заданной суммарной энергией  $E_1+E_2$  (на  $10^4$  распадов компаунд-состояния)

$E_1+E_2 =$		7565	7111	6522	6376
$E_1$	$E_M$	$I_{\gamma\gamma}$			
6522,7	1042,1	2,6	309,9		
6094,1	1470,7	276,2	387,9		
5786,6	1778,1		220,8	46,5	
5776,3	1788,5	2,2	10,9		
5656,1	1908,6		6,1		8,0
5642,7	1922,1		44,4	43,1	10,5
5587,0	1977,8		21,2		32,3
5584,6	1980,1	4,0		14,7	
5576,3	1988,5		8,1	41,1	33,8
5468,4	2096,4			8,7	9,6
5442,9	2121,9	1,6	4,0		
5272,8	2292,0			7,5	10,7
5207,5	2357,3		7,3	47,8	31,2
5130,8	2434,0		16,6		5,5
5072,6	2492,2		13,7	16,0	14,8
5045,1	2519,7	2,9	8,9		22,4
4962,6	2602,2		31,1		7,1
4643,4	2921,4			8,7	10,2
4633,3	2931,5		12,9		28,2
4569,6	2995,2		9,3		8,9
4521,5	3043,2	3,9	18,4		
4418,7	3146,1	14,1	25,9		4,6
4385,8	3179,0		5,5	6,2	8,4
4354,9	3209,9		5,5		5,8
4317,9	3246,9		18,2	13,4	
4180,1	3384,7		8,9	4,8	6,1
4092,5	3472,3		4,8	5,8	6,0
3851,7	3713,1		5,7		13,6
3826,2	3738,6			10,8	8,0
3770,2	3794,6	2,3	5,5		7,3
3752,3	3812,5	2,5	4,9		
3737,2	3827,6	3,2	14,7		
3602,2	3962,6			8,5	6,6
3110,9	4453,9		4,2		7,6
3079,7	4485,1		9,1		10,1
2616,8	4948,0	1,6			7,6
2567,9	4996,9	2,2			8,7
2449,4	5115,4			6,2	7,7
2266,5	5298,2		5,1	6,6	
2175,4	5389,4		4,0	6,1	7,3

Переход от относительных интенсивностей  $i_{\gamma\gamma}$  каскадов (табл.1) к их абсолютным значениям (табл.2) был выполнен при сопоставлении параметров  $i_{\gamma\gamma}$  каскадов, начинающихся первичными переходами 7121, 6521, 6094, 5207 и 5012 кэВ, с их же абсолютной интенсивностью. Последняя была определена на основании интенсивностей перечисленных выше первичных переходов (по данным /8,9/) и значений коэффициентов ветвления, полученных из измеренных нами гамма-гамма совпадений. При этом относительные интенсивности из /8/ были приведены к абсолютным /9/ умножением их значений на коэффициент 0,182.

Суммы  $I_{\gamma\gamma} = \sum i_{\gamma\gamma}$  интенсивностей всех наблюдаемых в эксперименте двухквантовых каскадов, энергия  $E_n$  промежуточного уровня которых удовлетворяет условию  $E_n - 0,52 \geq E_n \geq E_f + 0,52$  МэВ, приведены в табл.3. Здесь же дана оценка величин  $I_{\gamma\gamma}$  для двухквантовых каскадов на 10 уровней с энергией возбуждения  $1377 \leq E_f \leq 1989$  кэВ, для которых распределения интенсивностей (типа приведенных на рис.2) не были получены из-за плохого соотношения эффект/фон в спектре САСИ. В этом случае значения  $I_{\gamma\gamma}$  были оценены сопоставлением площадей пиков в спектре САСИ с величиной площади пика, соответствующего регистрации каскадов на конечный уровень 1189 кэВ и значения  $I_{\gamma\gamma}$  для него же. Изменение эффективности регистрации каскадов с различной суммарной энергией учитывалось путем усреднения соответствующей экспериментальной зависимости  $\epsilon(E)$  по расчетному распределению интенсивностей каскадов на различные конечные уровни. Значения  $J^n$  для этих 10 уровней, необходимые для расчета, даны в табл.3. Там же сопоставляются экспериментальные  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  и рассчитанные  $I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$  аналогично /10/ значения сумм абсолютных интенсивностей каскадов.

Неплохое соответствие экспериментальных  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  и расчетных  $I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$  интенсивностей каскадов на уровни  $E_f \geq 1043$  кэВ может рассматриваться как серьезное основание для утверждения о том, что наблюдаемое расхождение экспериментальных и расчетных значений  $I_{\gamma\gamma}$

Таблица 3

Экспериментальные  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  и расчетные  $I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$  суммы интенсивностей всех двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием  $^{146}\text{Nd}$  и его низколежащими уровнями  $E_f$  в процентах на распад.  $J^n$  - принятое в расчете значение. Порог эксперимента и расчета - 0,52 МэВ

$E_f$ (кэВ)	$J^n$	$I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$	$I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$
0	$0^+$	$3,9 \pm 0,2$ а)	0,5
454	$2^+$	$19,8 \pm 0,5$	9,6
1043	$4^+$	$5,1 \pm 0,7$	5,9
1189	$3^-$	$7,2 \pm 0,8$	6,7
Сумма		$36,0 \pm 1,2$	22,7
1377	$1^-$	$2,1 \pm 1,0$	1,3
1518	$3^+$	$1,7 \pm 0,9$	3,1
1745	$4^+$	$1,8 \pm 0,9$	1,9
1769	$(3^+)$	$2,4 \pm 1,0$	2,1
1777	$3^+$	$2,6 \pm 1,2$	2,1
1787	$(2^+)$	$2,2 \pm 0,9$	1,1
1905	$2^+$	$1,8 \pm 0,6$	1,0
1916	$2^+$	$1,0 \pm 0,6$	0,9
1978	$2^+$	$2,2 \pm 0,8$	0,9
1989	$2^+$	$1,5 \pm 0,7$	0,8
Сумма		$19,3 \pm 2,8$	15,2

Примечание: В  $I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$  включен каскад 7111 + 454 кэВ при общем пороге регистрации  $(\gamma-\gamma)$ -совпадений  $E_{\gamma} \geq 520$  кэВ.

для уровней  $E_f = 0$  и 454 кэВ не является ошибочным. Следовательно, каскадный распад компаунд-состояний  $^{146}\text{Nd}$ , при котором наблюдаются пары переходов на уровни  $E_f \leq 454$  кэВ, может определяться какими-то структурными особенностями этого ядра.

Сопоставление полученной схемы распада  $^{146}\text{Nd}$  с результатами последних спектроскопических исследований /11/ и компиляции /8/ показывает, что при хорошем соответствии полученных схем распада наблюдаются и различия:

1. Мы не наблюдаем двухквантовых каскадов, идущих через промежуточные уровни  $E_M = 1745, 2046, 2168$  и 2311 кэВ либо из-за недостаточной интенсивности возбуждающего их первичного перехода  $E_1$ , либо из-за того, что они распадаются преимущественно с возбуждением уровней  $E_f > 1189$  кэВ.

2. Из-за малой интенсивности каскадов не наблюдаются 7 из приведенных в известной схеме распада /8,11/ вторичных переходов на основное состояние  $^{146}\text{Nd}$  в интервале их энергий  $1907 \leq E_\gamma \leq 2681$  кэВ.

В то же время в схеме распада наблюдаются каскады между компаунд-и основным состояниями, содержащие переходы с энергиями 1808, 2329, 2520 и 2660 кэВ с интенсивностью порядка  $2 \cdot 10^{-4}$  случаев на распад. В этих случаях использованный метод построения схемы /5/ приводит к заключению, что это - вторичные переходы.

3. В двухквантовых каскадах, возбуждающих уровень 454 кэВ, нами не наблюдаются  $\gamma$ -переходы с энергиями 1292, 1690, 1777, 1812, 1832 и 2227 кэВ. Но, как вторичные, в схему  $\gamma$ -распада внесены переходы с энергиями 1875, 2067 и 2207 кэВ.

4. Не наблюдается соответствия полученных нами и приведенных в литературе вторичных переходов на уровень 454 кэВ из состояний с энергией возбуждения  $E_M > 2,7$  МэВ.

5. Каскады на конечные состояния  $4_1^+$  и  $3_1^-$ , перечисленные в табл.1, в целом несколько лучше соответствуют схеме распада,

приведенной в /8/. Но при этом из наблюдаемых нами 11 и 15 каскадов, для которых возможная энергия возбуждения промежуточного уровня  $E_M \leq 2,6$  МэВ, в схемах /8,11/ приведено только по 6-7 соответствующих мягких переходов.

6. Уточнена схема распада уровня 2553 кэВ. Из спектра импульсов, совпадающих с первичным переходом 5012 кэВ, выявлено, что это состояние в 35% случаев распадается с возбуждением уровня  $E_f = 1745$  кэВ, а в 65% - состояния  $E_f = 1189$  кэВ.

7. В распределениях интенсивностей каскадов между компаунд- и основным состояниями имеются каскады с энергиями вторичных переходов 1042 и 1778 кэВ, не наблюдаемые в других работах /8,11/. Они проявились в наших результатах, скорее всего, из-за случайного суммирования вторичных переходов при распаде промежуточных уровней  $^{146}\text{Nd}$ , имеющих энергии 1042 и 1778 кэВ. Поскольку интенсивности первичных переходов 6522 и 6094 кэВ, заселяющие эти уровни, имеют при распаде компаунд-состояния наибольшее значение, то соответствующие значения  $i_{\gamma\gamma}$  из табл.1 могут рассматриваться как верхняя оценка вероятности регистрации каскада из трех последовательно испущенных переходов в виде двухквантового, разрешаемого использованными детекторами.

8. Каскады с вторичными переходами  $E_\gamma = 616, 699, 861$  кэВ и суммарной энергией 7111 кэВ, скорее всего, связаны с частичной регистрацией энергии каскада  $E_1 + E_2 = 7120$  кэВ в компаунд-ядре  $^{144}\text{Nd}$  из-за недостаточного разрешения использованных детекторов, не обеспечивающих разделение этого дублета в спектре САСИ. В использованном образце захват нейтронов в  $^{143}\text{Nd}$  составляет 5% от общего числа захватов в  $^{145}\text{Nd}$ . Принципиальная возможность регистрации только части энергии каскада и особенности формы наблюдаемых при этом пиков при использовании метода /4/ улучшения разрешения проанализированы в /7/.

Пять отмеченных случаев включены в табл.1 для представления о максимальной величине интенсивности и типах возможных фоновых

каскадов, которые могут наблюдаться в эксперименте, используем методику САСИ.

Сопоставление полученных в настоящей работе данных о схеме распада  $^{146}\text{Nd}$  с результатами последнего и наиболее детального исследования /11/, а также с результатами компиляции /8/ позволяет заключить, что набор возбужденных уровней  $^{146}\text{Nd}$  ниже  $E_{\text{н}} = 2,5$  МэВ можно считать установленным достаточно полно. Распад промежуточных уровней этого ядра на конечные состояния  $^{146}\text{Nd}$  с энергией 0 кэВ и 454 кэВ может также считаться установленным практически точно, т. е. вероятность пропуска каскадов, вторичный переход которых имел бы энергию  $E_{\gamma} \leq 2 + 2,5$  МэВ, а интенсивность каскада превышала бы  $(3+4) \cdot 10^{-4}$  на один распад компаунд-состояния, достаточно мала. Это означает, что ряд мягких ( $E_{\gamma} < 2 + 2,5$  МэВ) переходов в двухквантовых каскадах на уровни 0 и 454 кэВ согласно /12/ должны быть их первичными переходами.

#### Литература

1. Boneva S.T. et al. Z.Phys. A, 330, 1988, p.153.
2. Бонева С.Т. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т. 52, с. 2082.
3. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
4. Суховой А.М., Хитров В.А. ПТЗ, 1984, №5, с. 27.
5. Попов Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, с. 891.
6. Neutron Cross Sections, vol.1, part B, NY., Academic Press, 1984.
7. Бонева С.Т., Васильева Э.В., Суховой А.М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т. 51, с. 1882.
8. Nuclear Data Sheets, 1984, vol.41, N2, p.195.
9. Nuclear Data Tables, 1971, vol.26, p.511.
10. Васильева Э.В. и др. ЯФ, 1986, т. 44, в. 4, с. 857.
11. Snelling D.M., Hamilton W.D. J.Phys.G:Nucl.Phys., 1983, N9, p.111.
12. Бонева С.Т. и др. ОИЯИ, Р6-88-117, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 января 1989 года.

Бонева С.Т. и др. P6-89-31  
Схема  $\gamma$ -распада  $^{146}\text{Nd}$  из реакции  $^{145}\text{Nd}(n,2\gamma)$   
на тепловых нейтронах

Методом суммирования амплитуд совпадающих импульсов измерены интенсивности и энергии переходов в 157 двухквантовых каскадах на 4 конечных уровня  $^{146}\text{Nd}$ . В схеме распада размещен 91 каскад. Хорошее соответствие полученной схемы распада с литературными данными наблюдается до энергии возбуждения 2,5 МэВ. Моды распада еще 25 уровней, возбуждаемых наиболее интенсивными каскадами, установлены до энергии возбуждения 5,4 МэВ. Сопоставление расчетных и экспериментальных сум интенсивностей каскадов на 14 конечных уровнях  $^{146}\text{Nd}$  показывает, что здесь наблюдается безусловное усиление парциальных ширин ряда вторичных переходов на основное и первое возбужденное состояние по сравнению с остальными уровнями.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод Т.Ф. Дроздовой

Boneva S.T. et al. P6-89-31  
The  $^{146}\text{Nd}$   $\gamma$ -decay Scheme from the  $^{145}\text{Nd}(n,2\gamma)$  Reaction Induced  
by Thermal Neutrons

Intensities and Transition Energies of two-quanta cascades that populate 4 low-lying levels of  $^{146}\text{Nd}$  are determined by the method of amplitude summation of coinciding pulses. In a  $^{146}\text{Nd}$  level scheme 91 cascades are placed. A comparison of the obtained scheme with that known from literature has shown their good agreement up to an excitation energy of 2,5 MeV. Additional decay modes for 25 levels, excited by the most intensive cascades are established up to 5,4 MeV. The sums of calculated and experimental intensities of the cascades to 14 final levels of the  $^{146}\text{Nd}$  are compared. A considerable enhancement of the partial widths of secondary transitions to the ground and first excited states was revealed in comparison with those to other states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989