

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 284

P6-88-756

И.Адам,¹ С.К.Бацев,² Я.Добеш¹, Ж.Т.Желев²,
Б.Крацик¹, П.Навратил¹, П.Тлусты¹,
Ю.В.Юшкевич

СХЕМА РАСПАДА ^{146}Eu
И СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{146}Sm

¹ Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж

² Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1988

На основе полученных экспериментальных данных об энергиях и интенсивностях гамма-лучей, ЭВК и интенсивностях дифференциально-интегральных совпадений^{/1/} построена схема распада ^{148}Eu . Предлагаемая схема распада ^{148}Eu /см.табл.1/ содержит 68 возбужденных состояний, из них 22 введены впервые. В схеме распада размещено 237 γ -переходов, из них 42 γ -перехода имеют неоднозначное размещение. Суммарная интенсивность 56 неразмещенных γ -переходов не превышает 1,1% интенсивности всех переходов.

Схема распада строилась постепенно. На первом этапе в схему распада было введено 40 возбужденных состояний, известных из измерений γ - γ совпадений^{/2-4/}, между которыми размещено 63 самых интенсивных γ -перехода. При этом мы не включили в схему переходы, для которых результаты измерения двойных дифференциально-интегральных совпадений (T_2)^{/1/} находятся в противоречии с данными по γ - γ совпадениям^{/2-4/}.

На втором этапе использовался тот факт, что энергия 2-го возбужденного состояния равна 1380 кэВ, и так как энергия распада $Q = 3877(8)$ кэВ^{/5/}, то γ -переходы с энергией больше 2500 кэВ могут заселять только 1-е возбужденное или основное состояние ^{148}Sm . При этом в первом случае $T_2^{\text{расч.}} = 82(3)\%$, а во втором $T_2^{\text{расч.}} = 0\%$, когда данные переходы не соединены сверху с другими γ -переходами. Аналогично, переходы с $E_\gamma \geq 1750$ кэВ могут заселять лишь один из первых семи возбужденных состояний. При этом для 2-го, 3-го, 4-го, 5-го, 6-го и 7-го уровней $T_2^{\text{расч.}}$ равно 97,2(8), 97,1(8), 92,6(9), 99,50(17), 99,53(16) и 99,56(10)% соответственно. Таким образом, было введено 24 возбужденных состояния, между которыми размещено 30 γ -переходов. Двадцать из этих уровней введены впервые^{/6/}, а остальные 4 уровня /3418,92, 3546,13, 3652,2 и 3058,0 кэВ/ были предложены в^{/2,7/} лишь на основе баланса энергий.

Схема, состоящая из 64 возбужденных состояний, была дополнена на основе исследования энергетического баланса 87 γ -переходов. Сравнивая разности энергий уровней с разностью энергий неразмещенных γ -переходов, на третьем этапе ввели два новых уровня 3530,5 и 3785,8 кэВ^{/8/} и уровень 2879,1 кэВ^{/7/}. В работе^{/7/} предложен уровень 2667,2 кэВ /наблюдающийся в $(\alpha, 4n)$ -реакции^{/8/} и разряжающийся одним переходом 583,76 кэВ. Состояние 2667,2 кэВ включено нами также в схему распада. 56, 58, 2245,

Таблица 1
Возбужденные уровни ¹⁴⁶Sm

E _{ур.} (кэВ)	Разряжающие переходы E _у (кэВ)			lg ft	Разряжающие переходы E _у (кэВ)
	1 ⁿ	(%)			
I	2	3	4	5	
✓ 747,154(23)	2 ⁺			747	
✓ 1380,263(29)	3 ⁻	16,0(10)	8,0	633	
✓ 1381,270(27)	4 ⁺	17,6(12)	8,0	634	
✓ 1647,964(27)	2 ⁺	1,45(2I)	9,0	901, 1648	
✓ 1811,67(3)	6 ⁺	2,43(II)	8,7	430	
✓ 2045,66(3)	4 ⁻	5,12(2I)	8,3	665	
✓ 2083,402(28)	5 ⁻	3,12(18)	8,5	272, 702, 703	
✓ 2155,79(3)	2 ⁺	1,85(5)	8,7	776, 1409, 2156	
✓ 2222,42(4) <i>2225</i>	6 ⁺	0,44I(2I)	9,2	411, 841	
✓ 2269,85(3)	3 ⁺	2,0(3)	8,6	622, 888, 889, 1523	
✓ 2280,852(29)	4 ⁺	6,09(22)	8,1	899, 1534	
✓ 2400,90(5)	2 ⁺	0,283(10)	9,3	1654, 2401	
✓ 2439,04(3)	4 ⁺	6,4(6)	7,9	159, 791, 1058, 1059	
✓ 2513,39(3)	3 ⁻	1,62(6)	8,5	468, 865, 1132, 1133, 1766	
✓ 2531,90(3)	3 ⁺	2,78(8)	8,3	1151, 1785	
✓ 2544,15(9) <i>2552</i>	(2 ⁺)	0,082(3)	9,8	1797, 2544	
2649,60(II) <i>2605</i>	(2 ⁺)	0,038(2)	10,0	1902, 2650	
2667,16(7) <i>2636</i>	4 ⁻	0,114(6)	9,5	584	
2678,25(3) <i>2711</i>	4 ⁺	7,38(20)	7,7	397, 1030, 1297, 1931	
2684,71(5) <i>2741</i>	2,3,4	0,045(8)	9,9	1037, 1303, 1938	
2788,20(4)	5 ⁻	4,22(15)	7,9	705, 743, 1407	
2799,74(8)	3 ⁺ ,4 ⁺	0,673(27)	8,7	754, 2053	
2850,28(4) <i>2830</i>	4 ⁺	0,461(14)	8,8	570, 767, 805, 1038, 1470, 2103	
2879,12(12) <i>2907</i>		0,040(2)	9,8	1231, 2132	
2898,29(4) <i>2932,21</i>	5 ⁺	1,24(3)	8,3	815, 1087, 1517 <i>2160 637</i>	
2968,80(8)	2,3,4	0,116(7)	9,3	1588, 1589, 2222 <i>2907</i>	
2973,82(6) <i>2973</i>	2,3,4	0,340(12)	8,8	1593, 2227	
3014,59(4) <i>2975</i>	3 ⁺	0,853(26)	8,4	576, 734, 1633, 2267	
3057,97(13) <i>3020</i>		0,020(I)	9,9	2311	
3067,67(3) <i>3029</i>	3 ⁺	0,798(24)	8,3	1420, 1686, 2321	
90(4)	5 ⁺	0,797(23)	8,3	222, 850, 989, 1027, 1692	

Таблица 1 /продолжение/

I	2	3	4	5
3093,08(3)	3 ⁺	I,013(27)	8,2	812, 823, 1047, 1445, 1712, 2346
3105,35(6) <i>3123</i>	2,3,4	0,157(14)	9,0	1724, 1725, 2358
3136,42(4) <i>3129</i>	3 ⁻	I,37(4)	8,0	1091, 1488, 1756, 2389
3183,89(4) <i>3151</i>	3 ⁺	I,70(4)	7,9	914, 1803, 2437 <i>1506</i>
3199,99(3) <i>3221</i>	4 ⁻	0,758(20)	8,2	687, 761, 919, 930, 1117, 1819
3231,60(II) <i>3225</i>	4 ⁺	0,031(2)	9,5	1009, 2484
3238,62(4)	4 ⁺	0,521(20)	8,3	224, 1155, 1857, 1858, 2492
3244,62(7)	2,3,4	0,173(6)	8,8	1597, 1863, 2497
3259,90(3) <i>3278</i>	5 ⁻	2,32(7)	7,6	472, 979, 1177, 1214, 1448, 1879, 1880
3329,87(8) <i>3259</i>	2,3,4	0,104(4)	8,9	1682, 1949, 2583
3338,23(6)	3 ⁺ ,4 ⁺	0,174(5)	8,6	1068, 1957, 2591
3361,06(6)		0,145(7)	8,7	1981
3368,71(15)	2,3,4	0,038(3)	9,2	1987, 1988, 2622
3376,72(7)	4 ⁺	0,493(19)	8,1	1293, 1330, 1996, 2630
3378,40(7)		0,278(15)	8,4	1333, 1998
3391,64(4)	3 ⁻	0,329(29)	8,3	1744, 2010, 2011, 2644
3397,60(18)		0,030(2)	9,3	2017, 2650
3418,92(8)	(2 ⁺),3 ⁺	0,110(3)	8,7	2038, 2672
3427,73(12) <i>3431</i>		0,017(1)	9,5	2681
3461,52(4) <i>3465</i>	5 ⁻	3,0(4)	7,1	1378, 1416, 1650, 2080, 2081
3471,86(10)		0,030(1)	9,1	2725
3488,46(II) <i>3475</i>		0,054(3)	8,8	1841, 2741
3509,30(9) <i>3477</i>	4 ⁺	0,103(5)	8,5	441, 721, 1240, 2762
3517,33(6)	3 ⁺	0,221(7)	8,1	1004, 1472, 1870, 2137, 2770
3530,52(9)	3,4	0,151(II)	8,3	1017, 1261, 1485, 2149
3546,13(7)	3 ⁺ ,4 ⁺	0,089(3)	8,4	2165, 2799
3583,91(5)	(3,4,5) ⁻	0,297(8)	7,8	1500, 2204
3591,68(II)	3,4	0,068(3)	8,4	1944, 2210, 2845
3605,69(II)	3,4	0,114(6)	8,1	1167, 1336, 2225, 2858
3626,00(3) <i>3646</i>	4 ⁺	I,167(29)	7,0	533, 611, 826, 941, 1187, 1225, 1345, 1356, 1543, 1580, 1978, 2245, 2879

Таблица 1 /продолжение/

I	2	3	4	5
3652,18(I0) <i>3654</i>	4 ⁺	0,105(6)	8,0	I569, 2004, 2905
3693,38(I4)	3,4	0,020(2)	8,5	II62, 2946
3715,6(3)		0,003	9,2	2968
3720,50(22)	3,4	0,032(8)	8,1	653, 2073, 2973
3740,73(I2)	3,4	0,060(3)	7,6	I209, 2360, 2994
3749,37(I8) <i>3770</i>	3,4	0,027(6)	7,9	I667, 2369, 3002
3785,84(27) <i>3790</i>	3,4	0,013(I)	7,8	2405, 3039

8 68, 3804
+26 = 94

Используя результаты измерения γ - γ совпадений^{/9/}, на этом этапе разместили в схему распада следующие γ -переходы: 158,5, 742,65, 753,80, 766,84, 804,67 и 1500,44 кэВ.

Энергии уровней /см.табл.1/ вычислили методом наименьших квадратов, используя $E_\gamma(\Delta E_\gamma)$ размещенных γ -переходов. Получено значение $\chi^2_{\text{уровн.}} = 2,2$. Сравнение относительных интенсивностей дифференциально-интегральных совпадений $T_2^{\text{экср.}}$ и $T_2^{\text{расч.}}$ дало $\chi^2_T = 4,1$. Построение схемы распада проводилось с помощью программ, описанных в работе^{/10/}, которые включают и проверку законов сохранения момента количества движения и четности на каждом этапе построения схемы распада.

В схему возбужденных состояний ^{146}Sm не включены уровни 2103,4, 2498,6, 2992,1 кэВ, введенные в работах^{/2-4/}, так как значение $T_2^{\text{экср.}}$ для γ -переходов 2103,16, 2497,46 и 2244,71 кэВ, которые их разряжают, противоречит этому размещению. Исключены также введенные в работе^{/9/} уровни 2166,7, 2343,4 и 2751,2 кэВ на основе значения $T_2^{\text{экср.}}$ для γ -переходов с энергией 1419,70, 1596,66 и 2004,25 кэВ /см.табл.1^{/11/} / и уровни 3092,3, 3106,3 и 3237 кэВ из-за нарушения энергетического баланса для γ -переходов, которые в этой работе разряжают данные состояния и энергия которых нами определена существенно точнее.

Для предложенной схемы распада ^{146}Eu вычислены интенсивности бета-переходов, заселяющих уровни ^{146}Sm , и соответствующие значения $\lg ft$, которые приведены в табл.1. Данные получены в результате изучения баланса интенсивностей переходов в предположении, что интенсивностью бета-перехода, идущего на основное состояние ^{146}Sm , можно пренебречь /переход типа $4^- \rightarrow 0^+$ /. При вычислении $\lg ft$ использовались значения $Q = 3877(8)$ кэВ^{/5/} и $T_{1/2} = 4,59(3)$ дня^{/7/}.

Спины и четности 25 возбужденных состояний ^{146}Sm установлены по измерению анизотропии углового распределения γ -квантов ориентированных ядер^{/11/}. Следует отметить, что квантовые характеристики уровней 3136,42 и 3461,52 кэВ определены в^{/11/} неправильно, так как размещение γ -переходов, разряжающих данные уровни /см.табл.2/, ошибочно. Мультипольности переходов /см.табл.2^{/11/} /, связанных с остальными 23 уровнями, подтверждают значения I^π , полученные в работе^{/11/}. Эти данные принимались в качестве исходных для установления I^π других уровней на основе значения мультипольностей γ -переходов, которые их разряжают, при этом была использована программа SPIN^{/10/} и правила ограничения спина и четности в зависимости от значения $\lg ft$ ^{/7/}. Таким образом, квантовые характеристики определены для 9 состояний, для остальных 24 состояний спин и четность однозначно определить не удалось. Впервые определены спин и четность для 8 состояний: 2532 (3⁺), 2850 (4⁺), 3200 (4⁻), 3231 (4⁺), 3462 (5⁻), 3509 (4⁺), 3626 (4⁺) и 3652 (4⁺) кэВ, и подтверждены значения $I^\pi = 3^+$ для уровня 3183,89 кэВ^{/7/}.

Ввиду существенного различия схем распада, предлагаемой нами и использованной в работе^{/11/}, были рассмотрены заново выводы о значениях I^π , полученные в этой работе. Результаты анализа представлены в табл.2. Она содержит данные о 20 γ -переходах, которые ранее были размещены между другими уровнями или не были включены в схему распада. Таблица 2 является дополнением и уточнением таблицы 4 из работы^{/11/}. Данные, представленные в таблице 2, позволили однозначно определить спин и четность для уровней 2400 (2⁺), 3072 (5⁺), 3136 (3⁻) и 3517 кэВ (3⁺), для состояния 3418,92 кэВ I^π однозначно установить не удалось. Коэффициенты смеси мультипольностей 15 переходов /см. табл.2/ определены впервые.

Обсудим более подробно те состояния, которые введены впервые, а также те, квантовые характеристики которых определены впервые или уточнены.

Уровень 2400,90 кэВ был введен в работе^{/4/} из-за отсутствия γ - γ совпадений между переходами 2400,94 и 747,159 кэВ. Значение $T_2^{\text{экср.}}$ для этого перехода подтверждает этот факт. С этого уровня направлен новый γ -переход 1653,72 кэВ на первое возбужденное состояние. По мультипольности переходов можно предположить для спина и четности $I^\pi = 1^+$ или 2^+ . Второе значение предпочтительнее, так как $\lg ft = 9,3$. Более того, значение $I^\pi = 1^+$ можно исключить, так как коэффициент анизотропии γ -перехода 2400,94 кэВ - $A_2^{\text{экср.}} = -0,69(5)$ противоречит теоретическому значению $A_2(I \rightarrow 0) = 0,707$ и, наоборот, согласуется с $A_2(2 \rightarrow 0) = -0,598$.

Таблица 2

Коэффициенты смеси мультипольностей для переходов ^{146}Sm

E_1 (кэВ)	I_1	E_γ (кэВ)	I_γ	A_2	δ	XL
1	2	3	4	5	6	7
2269,9	3 ⁺	888,5	4 ⁺	-0,34(5)	-0,36 ^{+0,11} _{-0,18}	E2/MI EI
2400,9	2 ⁺	889,4	3 ⁻	-0,69(5)		E2
2439,0	4 ⁺	1057,6	4 ⁺	0,310(26)	$\leq -0,88$ $\geq \text{II}$	E2/MI EI
2513,4	3 ⁻	1058,7	3 ⁻			EI
		865,4	2 ⁺	0,53(37)	-0,10 ^{+0,20} _{-0,26}	M2/EI
		1132,1	4 ⁺	-0,44(4)		EI
		1133,1	3 ⁻		0,07 ^{+0,09} _{-0,07}	E2/MI
					1,14 ^{+0,18} _{-0,18}	
2799,7	3 ⁺	2052,7	2 ⁺	-0,508(29)	4,4 ^{+0,5} _{-0,3}	E2/MI
					0,501 ^{+0,025} _{-0,023}	
	4 ⁺	2052,7	2 ⁺	-0,54(3)		E2
2850,3	4 ⁺	2103,2	2 ⁺	-0,37(23)		E2
3072,9	5 ⁺	1691,6	4 ⁺	0,60(8)	-0,17 ^{+0,05} _{-0,05}	E2/MI
3136,4	3 ⁻	1756,1	3 ⁻	-0,34(4)	-0,10 ^{+0,04} _{-0,04}	E2/MI
					1,62 ^{+0,15} _{-0,14}	
		2389,1	2 ⁺	0,45(9)	-0,05 ^{+0,04} _{-0,05}	M2/EI
3200,0	4 ⁻	1116,6	5 ⁻	-0,25(11)	-0,30 ^{+0,09} _{-0,12}	E2/MI
					-2,5 ^{+0,6} _{-0,9}	
3418,9	(2 ⁺)	2671,7	2 ⁺	0,85(15)	a)	E2/MI
	3 ⁺	2671,7	2 ⁺	0,70(12)	-0,21 ^{+0,08} _{-0,09}	E2/MI
					-2,1 ^{+0,4} _{-0,5}	
3461,1	5 ⁻	1378,1	5 ⁻	-0,37(6)	-0,12 ^{+0,08} _{-0,08}	E2/MI
					0,97 ^{+0,15} _{-0,15}	
		1415,9	4 ⁻	-0,46(7)	0,45 ^{+0,07} _{-0,05}	E2/MI
					3,6 ^{+0,8} _{-0,6}	

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
		2080,0	4 ⁺	-0,085(20)	б)	EI
		2081,1	3 ⁻			E2
3517,3	3 ⁺	2137,1	3 ⁻	-0,46(19)	-0,18 $\leq \delta \leq 2,0$	M2/EI
3583,9	3 ⁻	2203,7	3 ⁻	-0,40(10)	1,4 ^{+0,4} _{-0,3}	E2/MI
					-0,04 ^{+0,11} _{-0,10}	
	4 ⁻	2203,7	3 ⁻	-0,42(10)	4,6 ^{+1,9} _{-1,2}	E2/MI
					0,43 ^{+0,08} _{-0,07}	
	5 ⁻	2203,7	3 ⁻	-0,38(9)		E2
3626,0	4 ⁺	1345,2	4 ⁺	-0,45(13)	-0,16 $\leq \delta \leq 1,30$	E2/MI
		1356,1	3 ⁺	0,23(15)	0,05 ^{+0,07} _{-0,08}	E2/MI
					-6,9 ^{+2,4} _{-7,9}	
		2244,7	4 ⁺	0,35(6)	-28 $\leq \delta \leq -1,1$	E2/MI

а) См. текст.

б) $A_2^{\text{расчет}} = -0,20(8)$.

Спин и четность уровня 2531,90 кэВ установлены в работе^{/4/} как $I^\pi = 4^+$ благодаря наличию γ -перехода 721,24 кэВ, разряжающего данный уровень на состояние 1811 кэВ с $I^\pi = 6^+$. Угловая анизотропия γ -перехода 1150,63 кэВ противоречит значению $I^\pi = 4^+$ и указывает на $I^\pi = 3^+$. Поэтому авторы работы^{/11/} допускали обе возможности для спина. Однако уточненная энергия γ -перехода 721,24 кэВ показала, что по энергетическому балансу его надо разместить в другом месте схемы распада /см. табл.1^{/11/} / и в этом случае можно однозначно определить $I^\pi = 3^+$ уровня 2531,90 кэВ.

Уровень 2649,60 кэВ введен по значению $T_2^{\text{эксп}} = 91,4(28)\%$ для γ -перехода 1902,45 кэВ, которое позволяет направить его либо на уровень 747,16 кэВ, либо на уровень 1647,96 кэВ. Первый вариант более вероятен, так как в этом случае уровень 2649,60 кэВ подтверждается еще одним переходом - 2650,35 кэВ. Значение $T_2^{\text{эксп}} = 52(8)\%$ для этого перехода указывает на его дублетную структуру, и тем самым одна из его компонент, возможно, является прямым переходом на основное состояние.

С нового уровня 2684,71 кэВ направлено три γ -перехода /на него идет γ -переход сверху/. Значение $T_2^{\text{экср.}} = 90,1(16)\%$ для γ -перехода 1937 кэВ подтверждает существование данного уровня.

Уровень 2850,28 кэВ установлен по γ - γ совпадениям переходов 2103,16 кэВ и 747,16 кэВ^{/4/}. Значение $T_2^{\text{экср.}} = 82,6(10)\%$ для перехода 2103,16 кэВ подтверждает справедливость введения данного уровня. Согласно мультипольностям переходов спин его - 4^+ . Это подкрепляется и близким значением A_2 (экср.) с $A_2(4 \rightarrow 2) = -0,45$ для перехода 2103,16 кэВ /см.табл.2/.

Новый уровень 3072,90 кэВ введен на основе значения $T_2^{\text{экср.}} = 96(4)\%$ для γ -перехода 1691,64 кэВ. Кроме того, на основе энергетического баланса с этого уровня направлено еще 4 γ -перехода /см.табл.1/. Переход 1691,64 кэВ в работе^{/2/} заселяет первый возбужденный уровень, что противоречит нашим данным и результатам γ - γ совпадений^{/4/}. По мультипольностям переходов, связанных с уровнем 3072,90 кэВ, возможными значениями для спина и четности являются $I^\pi = 4^+$ или 5^+ . Первое значение можно не рассматривать, потому что данные по анизотропии углового распределения для γ -перехода 1691,64 кэВ /мультипольность $M1 + E2$ / исключают значение 4^+ , так как в этом случае нет решения для параметра смешивания δ при $A_2^{\text{экср.}} = 0,66(9)$. На основе этого принимаем $I^\pi = 5^+$.

Уровень 3136,42 кэВ установлен по γ - γ совпадениям^{/2/} переходов 1756,08 и 2389,13 кэВ. Результаты дифференциально-интегральных совпадений /см. табл.1^{/1/}/ подтверждают его существование. Более точное значение энергии перехода 1756,08(3) кэВ позволяет направить его на 2-е возбужденное состояние 1380 кэВ, 3^- , в то время как в работах^{/2,3,11/} он разряжался на уровень 1381 кэВ, 4^+ . Мультипольности переходов, связанных с данным уровнем, допускают для спина и четности значения $I^\pi = 2^-, 3^-$, что отличается от вывода, сделанного в^{/11/}, где $I^\pi = 3^+$. Переход 2389,13 кэВ мультипольности $E1$ имеет при $I^\pi = 2^-$ коэффициент анизотропии $A_2^{\text{экср.}} = 0,54(10)$, в то время как $A_2(2 \rightarrow 2) = -0,42$. Отсюда следует, что для данного уровня более вероятно $I^\pi = 3^-$.

Новый уровень 3199,99 кэВ введен на основе значений $T_2^{\text{экср.}}$ для γ -переходов 1116,57 и 1818,78 кэВ /см.табл.^{/1/}/. Энергетический баланс позволяет направить с этого уровня еще 3 γ -перехода. Спин и четность уровня определяются однозначно - $I^\pi = 4^-$.

Спин и четность уровней 3376,72 и 3391,64 кэВ определены в работе^{/11/} как $I^\pi = 4^+$ и $I^\pi = 3^-$ соответственно на основе измеренной анизотропии углового распределения переходов 1332,74 и 1345,18 кэВ. Полученные нами значения энергий данных переходов и сведения о $T_2^{\text{экср.}}$ для них свидетельствуют об их

размещении в другом месте схемы распада. Однако значения I^π для рассматриваемых уровней не меняются, поскольку в первом случае $I^\pi = 4^+$ следует из мультипольностей переходов, которые связаны с уровнем 3376,72 кэВ, а во втором случае $I^\pi = 3^-$ уровня 3391,64 кэВ однозначно определяется из анизотропии перехода 2644,43 кэВ мультипольности $E1$. Для $I = 2$ теоретическое значение $A_2(2 \rightarrow 2) = -0,42$ и измеренное $A_2^{\text{экср.}} = 0,42(12)$, что приводит к выбору второй возможности - $I^\pi = 3^-$ для данного уровня.

Уровень 3418,92 кэВ вводился в работах^{/2,3/} лишь на основе выполнения энергетического баланса. Измерения дифференциально-интегральных совпадений /см.табл.1^{/1/}/ однозначно подтверждают существование данного уровня. Мультипольности переходов, связанных с уровнем 3418,92 кэВ, ограничивают возможные значения $I^\pi = 2^+, 3^+, 4^+$. Анизотропия перехода 2671,65 кэВ в случае $I = 4$ равна $A_2^{\text{экср.}} = 0,75(13)$, а ее теоретическое значение $A_2(4 \rightarrow 2) = -0,45$, что исключает спин 4^+ . Спин 3^- менее вероятен, поскольку из анизотропии углового распределения получается слишком большая примесь мультипольности $M2$ к $E1$ - $(4,2 - 2,5)$ для данного перехода. При $I^\pi = 2^+$ $A_2^{\text{экср.}} = 0,85(15)$, однако решение для параметра смешивания $\delta(E2/M1)$ существует только для $A_2(2 \rightarrow 2) < 0,54$. Отсюда следует, что и спин 2^+ является маловероятным и для рассматриваемого уровня самым вероятным остается $I^\pi = 3^+$.

Уровню 3461,52 кэВ приписано в работе^{/11/} значение $I^\pi = 4^-$, вытекающее из анализа анизотропии углового распределения перехода 2080,7 кэВ, идущего на состояние 1380,25 кэВ. Наши измерения показали, что переход 2080,7 кэВ является дублетным и его компоненты заселяют уровни с энергией 1380,25 и 1381,26 кэВ. Спин уровня 3461,52 кэВ равен 5^- , что следует из мультипольностей переходов, которые его разряжают. Анизотропия дублетного перехода 2080 + 2081 кэВ не противоречит данному выводу /см.табл.2/.

Уровень 3488,46 кэВ вводится из анализа результатов $T_2^{\text{экср.}}$ для перехода 1840,52 кэВ и из разрядки его переходом 2740,8 кэВ.

Уровень 3517,33 кэВ установлен на основе γ - γ совпадений^{/4/}, в работе^{/11/} определены возможные значения $I^\pi = 3^+, 4^+$ в предположении, что переход $E2$ 2137,08 кэВ заселяет уровень 1381 кэВ, $I^\pi = 4^+$. Результаты наших измерений приводят к тому, что переход 2137,08 кэВ связан с уровнем 1380 кэВ, $I^\pi = 3^-$. Если уровень 3517,33 кэВ имеет $I^\pi = 4^+$, тогда примесь $M2$ -перехода 2137,08 кэВ больше 10% /что следует из анизотропии данного перехода/ и ввиду этого спин 4^+ является маловероятным.

Уровень 3546,13 кэВ введен по значению $T_2^{\text{эксп.}} = 85(3)\%$ для перехода 2798,97 кэВ. Ранее в работах /2,7/ переход 2798,97 кэВ был связан с основным состоянием ^{146}Sm . Возможные значения для спина и четности уровня 3546,13 кэВ $I^\pi = 3^+, 4^+$.

Уровень 3583,91 кэВ установлен по результатам γ - γ совпадений /4/. Полученные нами результаты подтверждают существование данного уровня, а мультипольности переходов, связанных с этим уровнем, приводят к заключению, что $I^\pi = 3^-, 4^-, 5^-$. Анизотропия углового распределения для перехода с энергией 2203,73 кэВ не позволяет исключить ни одно из вышеуказанных значений для I^π /см. табл. 2/.

Новые уровни с энергией 3231,6, 3244,62, 3329,87, 3368,7, 3397,6, 3427,7, 3471,86, 3509,30, 3591,68, 3605,7, 3693,4, 3715,56, 3720,5, 3740,7 и 3749,4 кэВ введены на основе изменений интенсивностей дифференциально-интегральных совпадений переходов, которые связывают эти уровни с первым возбужденным состоянием /см. табл. 1 в^{1/}/. Из способа разрядки и из значений $\lg ft$ /табл. 1/ для уровней с энергией 3591,68, 3605,7, 3693,4, 3720,5, 3740,7 и 3749,4 кэВ следует значение $I^\pi = 3^\pm, 4^\pm$.

Структура низколежащих состояний ядра ^{146}Sm была вычислена в рамках модели взаимодействующих бозонов, в которой различаются протонные (π) и нейтронные (ν) бозонные степени свободы /МВБ-2/ /12/. В области изотопов самария проводился ряд расчетов по МВБ, так, например, ^{146}Sm был проанализирован в работах /11, 13, 14/. Ядро ^{146}Sm имеет лишь одну пару нейтронов сверх заполненной оболочки с $N = 82$, поэтому роль коллективных квадрупольных возбуждений невелика и можно ожидать значительного влияния неколлективных примесей на структуру состояний, которые невозможно описать в рамках МВБ.

Нами была предпринята попытка вычислить структуру ^{146}Sm с минимальным числом свободных параметров с использованием для некоторых из них микроскопических оценок. Гамильтониан МВБ-2 имеет вид

$$H = \epsilon_d (n_{d_\pi} + n_{d_\nu}) + \kappa_{\pi\nu} Q_\pi^{(2)} Q_\nu^{(2)} + \kappa_{\pi\pi} Q_\pi^{(2)} Q_\pi^{(2)} + \kappa_{\nu\nu} Q_\nu^{(2)} Q_\nu^{(2)} + \lambda M_{\pi\nu}, \quad /1/$$

где ϵ_d - энергия возбуждения d-бозонов по сравнению с энергией s-бозонов. Она была взята одинаковой для π - и ν -бозонов. Квадрупольный оператор $Q_\rho^{(2)}$ запишем в виде

$$Q_\rho^{(2)} = (d_\rho^+ s_\rho + s_\rho^+ \tilde{d}_\rho)^{(2)} + \chi_\rho (d_\rho^+ \tilde{d}_\rho)^{(2)}, \quad \rho = \pi, \nu. \quad /2/$$

Сила Майорана $M_{\pi\nu}$ повышает энергию состояний с несимметричными протонными и нейтронными компонентами. $M_{\pi\nu}$ записывается в самом простом виде:

$$M_{\pi\nu} = \frac{1}{4} N(N+2) - \hat{F}^2, \quad /3/$$

где N - суммарное число бозонов и \hat{F} - оператор F-спина /12/.

Принятые микроскопические оценки параметров квадрупольных операторов $Q_\rho^{(2)}$ /15/ уменьшают число свободных параметров. Обозначим $Q_{\rho, \text{боз.}}^{(2)}$ как бозонное отображение фермионного квадрупольного оператора $Q_{\rho, \text{ферм.}}^{(2)}$, тогда

$$Q_{\rho, \text{боз.}}^{(2)} = a_\rho \{ (s_\rho^+ \tilde{d}_\rho + d_\rho^+ \tilde{s}_\rho)^{(2)} + \chi_\rho (d_\rho^+ \tilde{d}_\rho)^{(2)} \}, \quad /4/$$

и на основе микроскопической модели получим значения $\chi_\pi = -0,84$ и $\chi_\nu = 0,23$, которые используем в наших расчетах. При феноменологическом анализе /14/ получены близкие значения $\chi_\pi = -1,3$ и $\chi_\nu = 0,36$. Аналогичная оценка для абсолютного значения взаимодействия κ /см. /1// ненадежна из-за значительного влияния ренормализации от степеней свободы, не включенных в МВБ. Несмотря на это используем микроскопические значения констант пропорциональности a_ρ /см. /4// для вычисления относительных значений κ из следующих выражений:

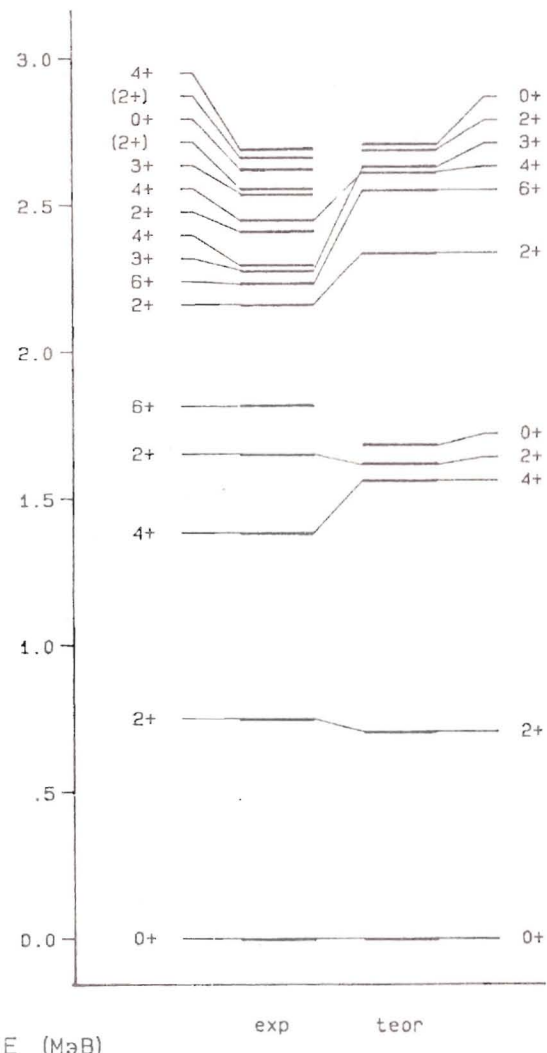
$$\kappa_{\pi\nu} : \kappa_{\pi\pi} : \kappa_{\nu\nu} = \kappa_{\pi\nu}^F a_\pi a_\nu : \kappa_{\pi\pi}^F a_\pi^2 : \kappa_{\nu\nu}^F a_\nu^2. \quad /5/$$

Для фермионной силы κ^F в квадруполь-квадрупольных фермионных взаимодействиях использовались микроскопические оценки и результаты реалистических расчетов, проведенных по методу Хартри - Фока /16/. Тогда принимаем, что

$$\kappa_{\pi\pi}^F = \kappa_{\nu\nu}^F = \frac{1}{6} \kappa_{\pi\nu}^F. \quad /6/$$

Отношение $a_\pi/a_\nu = 0,68$ получено на основе микроскопических вычислений /15/ и хорошо согласуется с аналогичными расчетами /17/. Вышеуказанные отношения и значения параметров позволяют найти силы $\kappa_{\pi\pi}$, $\kappa_{\nu\nu}$ и $\kappa_{\pi\nu}$, используя один свободный параметр, значение которого определено из сравнения экспериментальных и вычисленных энергий уровней. Таким образом, получено значение $\kappa_{\pi\nu} = -0,15$ МэВ, которое находится в согласии с данными работы /14/. Отсюда следует, что $\kappa_{\pi\pi} = -0,017$ МэВ и $\kappa_{\nu\nu} = -0,036$ МэВ. Квадрупольные силы между одинаковыми нуклонами оказываются намного меньше, чем протон-нейтронное квадруполь-квадрупольное взаимодействие, хотя их учет положительно влияет на вычисленный спектр энергии уровней. Согласно

данном работы /14/ мы выбрали значение $\epsilon_d = 1$ МэВ. Сила взаимодействия Майорана (λ) влияет на положение самого низкого коллективного состояния 1^+ /в ^{146}Sm оно неизвестно/ и на энергию изовекторного состояния 2^+ . Предполагаем, что это состояние в ^{146}Sm тождественно уровню 2^+ с энергией 2,156 МэВ, тогда $\lambda = 0,1$ МэВ. Проведена идентификация изовекторного состояния 2^+ согласно аргументам, использованным для соседних изотопов $\text{Sm}^{18/}$, хотя достоверность экспериментальных данных о состоянии 2^+ в ^{146}Sm невелика. Сравнение экспериментальных и вычисленных энергий уровней проведено на рисунке.



Приведенные вероятности E2-переходов рассчитывались с помощью оператора

$$T(E2) = q_\pi Q_\pi^{(2)} + q_\nu Q_\nu^{(2)}, \quad //$$

где значения параметров q_ρ /см. /2// такие же, как в гамильтониане /1/. Абсолютные значения $B(E2)$ измерены с большой ошибкой /см. табл. 3/, что затрудняет определение значений зарядов q_ρ . Анализируя свойства ^{147}Sm /19/, принимаем, что $q_\pi = q_\nu = 0,161$ е. б. Приведенные вероятности $B(M1)$ вычисляем, используя оператор

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi \hat{L}_\pi + g_\nu \hat{L}_\nu), \quad //8//$$

где \hat{L}_π (\hat{L}_ν) - операторы углового момента протонов /нейтронов/. Значения гиромангнитных факторов выбраны стандартным образом, то есть $g_\pi = 1\mu_0$ и $g_\nu = 0\mu_0$. Сравнение экспериментальных и

Таблица 3

Абсолютные значения приведенных вероятностей E2-переходов ^{146}Sm

$I_i \rightarrow I_f$	$B(E2, I_i \rightarrow I_f) [e^2 b^2]$	
	эксп. [7]	выч.
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$> 0,033$	0,27
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$> 0,06$	0,43
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$0,043 \begin{matrix} +0,054 \\ -0,023 \end{matrix}$	

Таблица 4

Отношение приведенных вероятностей E2-переходов ^{146}Sm

$I_i \rightarrow I_f$	$\frac{B(E2, I_i \rightarrow I_f)}{B(E2, I_i \rightarrow I_f')}$	
	эксп.	выч.
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	74 ± 30	222
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$		
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	9 ± 18	9,3
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$		
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$> 58; < 145$	1,36
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$		
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	$< 1,5$	0,375
$2_4^+ \rightarrow 0_1^+$		
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$2,6 \begin{matrix} +3,0 \\ -1,4 \end{matrix}$	35,8
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$		
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$2,5 \begin{matrix} +2,5 \\ -1,2 \end{matrix}$	2,5
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$		

Таблица 5

Коэффициенты смешивания мультипольности $\delta(E2/M1)$ -
переходов ^{146}Sm

$I_i \rightarrow I_f$	$\delta(E2/M1)$	
	эксп.	теор.
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$ \delta = \begin{pmatrix} 1,5 & + \infty \\ & - 0,7 \end{pmatrix}^a)$	- 5,93
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$(- 3,2 \leq \delta \leq - 0,9)^b)$	- 0,074
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$\begin{cases} \leq - 0,88 & a) \\ \geq 11 & \end{cases}$	- 3,08
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	$\begin{cases} 0,33 \pm 0,05 & b) \\ 13 & + 20 \\ & - 5 \end{cases}$	- 4,03
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$\begin{pmatrix} - 0,36 & + 0,11 \\ & - 0,18 \end{pmatrix}^a)$	- 4,07
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$\begin{cases} 0,73 & + 0,24 & b) \\ & - 0,14 \\ 2,45 & + 0,85 \\ & - 0,74 \end{cases}$	- 6,94

а) Наши результаты /см. табл. 2 и табл. 2 в^{11/} /.

б) Данные из^{11/} .

вычисленных отношений $B(E2)$ и параметров смешивания $\delta(E2/M1)$ дано в табл. 4 и 5.

Предполагаем, что состояние 6_1^+ (1,812 МэВ) имеет неколлективный характер потому, что расчеты в рамках МВБ дают $E(6_1^+) \geq 3E(2_1^+)$. Коллективное состояние 6^+ могло бы соответствовать экспериментальному уровню с $E(6_2^+) = 2,222$ МэВ. В работе^{11/}, используя МВБ-1 с шестью свободными параметрами, достигли согласия между рассчитанной энергией 6^+ -состояния и экспериментальным значением $E(6_1^+)$, хотя при этом были выбраны очень необычные значения параметров. Результаты вычислений, полученные нами, с небольшим числом свободных параметров, значения кото-

рых находятся в согласии с микроскопическими оценками и со значениями соответствующих параметров в соседних ядрах, не объясняют экспериментально полученное низкое значение $E(6_1^+)$. Относительно низкое значение $B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$, установленное экспериментально, подтверждает предположение о неколлективном характере состояния 6_1^+ . Неколлективные примеси будут, вероятно, значительные и в волновой функции состояния 4_1^+ ввиду экспериментально установленного неравенства $E(4_1^+) < 2E(2_1^+)$.

В области энергий уровней выше 2 МэВ наблюдается ряд состояний с $I^\pi = 2^+$, которые нельзя отнести к вычисленным нами состояниям. Предполагаем, что большинство из них имеет в значительной степени неколлективный характер. Уровень с энергией $E(2_3^+) = 2,156$ МэВ мы предположительно отождествили с изовекторным состоянием, вычисленным в рамках МВБ-2. Относительные интенсивности E2-переходов, разряжающих уровень 2,156 МэВ, не противоречат вышедшему выводу. Состояние 4_2^+ , вычисленное нами, не должно разряжаться на уровень 2_1^+ . Этому условию удовлетворяет уровень $I^\pi = 4^+$, $E = 2,349$ МэВ. С другой стороны, относительно интенсивные E2-переходы связывают соседние уровни $4^+ / 2,283$ МэВ/ и $4^+ / 2,678$ МэВ/ с первым возбужденным состоянием 2_1^+ .

В заключение мы приходим к выводу, что в структуре низлежащих уровней ^{146}Sm важную роль играют неколлективные состояния, описание которых невозможно в рамках МВБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адам И. и др. Препринт ОИЯИ Р6-88-755, Дубна, 1988.
2. Адам И. и др. - Болг. физ. ж., 1976, 3, с. 144.
3. Paperiello C.J. et al. - Nucl. Phys., 1968, A121, p. 191.
4. Singh B., Johns M.W. - Can. J. Phys., 1975, 53, p. 391.
5. Wapstra A.H., Audi G. - Nucl. Phys., 1985, A432, p. 1.
6. Адам И. и др. Тезисы докладов XXXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку. Л.: Наука, 1988, с. 97, 99.
7. Peker L.K. - Nucl. Data Sheets, 1984, 41, p. 195.
8. Kung C.H., Brown B.D., Khoo T.L. - Phys. Rev., 1978, C18, p. 2127.
9. Salewski H., Schmidt-Ott W.D. - Z. Phys., 1988, A329, p. 169.
10. Адам И. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-86-394, Дубна, 1986.
11. Kracikova T.I. et al. - J. Phys. G., Nucl. Phys., 1984, 10, p. 571.
12. Arima A. et al. - Phys. Lett., 1977, B66, p. 205; Otsuka T. et al. - Phys. Lett., 1978, B76, p. 139.

13. Scholten O., Iachello F., Arima A. - Ann.Phys., 1978, 115, p.325.
14. Scholten O. PhD thesis, University, Groningen, 1980.
15. Navratil P., Dobes J. To be published.
16. Dobaczewski J. et al. - Phys.Rev.Lett., 1988, 60, p.2254.
17. Pittel S., Duval P.D., Barnett B.R. - Ann. Phys., 1982, 144, p.168.
18. Otsuka T., Ginocchio J. - Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.777.
19. Адам И. и др. Препринт ОИЯИ Р6-88-562, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 октября 1988 года.

Адам И. и др.
Схема распада ^{146}Eu и структура
возбужденных состояний ^{146}Sm

P6-88-756

На основе данных о дифференциально-интегральных совпадениях построена схема распада $^{146}\text{Eu} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$, состоящая из 68 уровней. 22 уровня нами введены впервые. Определены спины, четности и $\lg ft$ для возбужденных уровней ^{146}Sm . В рамках модели взаимодействующих бозонов, в которой различаются протонные и нейтронные бозоны, вычислены энергии и квантовые характеристики возбужденных уровней ^{146}Sm и приведенные вероятности E2-, M1-переходов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Adam I. et al.
 ^{146}Eu Decay Scheme and Structure
of ^{146}Sm Excited States

P6-88-756

On the basis of data on differential-integral coincidences the $^{146}\text{Eu} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$ decay scheme is constructed. It consists of 68 levels, 22 of them have been introduced for the first time. Spins, parities and $\lg ft$ for excited levels of ^{146}Sm are determined. Within the model of interacting bosons in which proton and neutron bosons are distinguished, energies and quantum characteristics of excited levels of ^{146}Sm and reduced probabilities of E2-, M1-transitions are calculated.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988