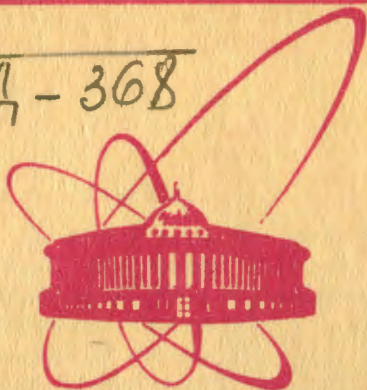


Д-368



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5730/2-81

23/11-81

P6-81-566

В.А.Дерюга, Т.И.Крацикова, М.Фингер,  
В.М.Цупко-Ситников, Ю.В.Юшкевич

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ЯДЕР  $^{147}\text{Eu}$ ,  
ОРИЕНТИРОВАННЫХ В ЖЕЛЕЗЕ И ГАДОЛИНИИ

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Нечетные ядра  $Sm$ , содержащие небольшое число нейтронов сверх заполненной оболочки ( $N=82$ ) и принадлежащие к ядрам переходной области, представляют большой интерес для проверки различных теоретических представлений. Однако их свойства далеко не полностью изучены экспериментально. К числу таких ядер принадлежит и  $^{147}Sm$ , который изучался в  $(d,d^+)$ -,  $(d,t)$ -,  $(p,p^+)$ -,  $(p,d)$ -,  $(^3He,a)$ -,  $(^3He,4n)$ - и  $(\alpha,3n)$ -реакциях  $^{1-5/}$ , при распаде  $^{147}Eu$   $^{6,7/}$ , с помощью кулоновского возбуждения  $^{8,9/}$  и мессбауэровской спектроскопии  $^{10/}$  /ссылки на более ранние работы приведены в  $^{11,12/}$ /. Было установлено большое число возбужденных состояний  $^{147}Sm$  и детально изучены свойства некоторых низколежащих уровней. Однако сравнительно мало известно о свойствах состояний с энергией выше 1 МэВ, особенно недостаточно данных о вероятностях и параметрах смешивания мультипольностей переходов, разряжающих эти состояния. Недавно параметры смешивания мультипольностей для наиболее интенсивных переходов  $^{147}Sm$  были определены при изучении угловых  $\gamma$ - $\gamma$ -корреляций  $^{13/}$  и распада ориентированных ядер  $^{147}Eu$   $^{14/}$ . В настоящей работе изучался распад ядер  $^{147}Eu$ , ориентированных при сверхнизких температурах в железной и гадолиниевой матрицах, с целью получения новой информации о параметрах смешивания мультипольностей переходов и спинах уровней  $^{147}Sm$ . Предварительные результаты опубликованы в работе  $^{15/}$ .

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые образцы  $^{147}Eu$   $Fe$  и  $^{147}Eu$   $Gd$  были приготовлены путем внедрения  $^{147}Eu$  в железо и  $^{147}Gd$  в гадолиний, причем измерения проводились после того, как материнский изотоп  $^{147}Gd$  / $T_{1/2} = 38,1$  ч/ практически полностью распался в  $^{147}Eu$ . Радиоактивные изотопы  $^{147}Eu$  и  $^{147}Gd$  были получены в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ОИЯИ. После радиохимического выделения фракции европия и гадолиния разделялись на электромагнитном масс-сепараторе. В процессе сепарации ионы  $^{147}Eu$  внедрялись в предварительно отожженную фольгу из чистого /99,999%/ железа при ускоряющем потенциале 65 кВ. При внедрении  $^{147}Gd$  в металлический гадолиний /чистотой 99,9%/ ис-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

пользовался ускоряющий потенциал 35 кВ. После имплантации гадолиний плавился на танталовой подложке в вакууме  $\sim 10^{-6}$  Торр для получения однородного твердого раствора  $^{147}\text{GdGd}$ . Более подробно технология приготовления образцов с использованием гадолиниевой матрицы описана в работе <sup>16/</sup>. Обоим образцам придавалась форма диска диаметром  $\sim 6$  мм, и активность с их поверхности механически удалялась.

Температура образцов  $^{147}\text{EuFe}$  и  $^{147}\text{EuGd}$ , охлажденных до сверхнизкой температуры при помощи комбинированного рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  <sup>17,18/</sup>, измерялась ядерными ориентационными термометрами  $^{57}\text{CoFe}$  и  $^{54}\text{MnNi}$  соответственно.

Гамма-излучение регистрировалось одновременно под углами  $\theta=0^\circ$  и  $90^\circ$  к направлению внешнего магнитного поля с помощью  $\text{Ge(Li)}$  детекторов с рабочими объемами 29 и 54 см<sup>3</sup> и разрешением 3-3,5 кэВ при энергии 1332 кэВ. Детекторы располагались на расстоянии 10 см от центра образца. Система регистрации излучения описана в работе <sup>16/</sup>.

Для определения значений анизотропии  $1-W(0^\circ)$  и  $W(90^\circ)-1$  углового распределения  $\gamma$ -лучей были проведены пять серий измерений для образца  $^{147}\text{EuFe}$  и три серии - для  $^{147}\text{EuGd}$ . Нормированные интенсивности  $\bar{W}(\theta)$  определялись как отношения площадей пиков в спектрах, измеренных соответственно при температуре  $T=13,6/1/$  и  $13,7/1/$  мК и при температуре  $T=1$  К. Спектры  $\gamma$ -лучей обрабатывались на ЭВМ БЭСМ-6 при помощи системы программ <sup>19/</sup>.

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Анализ экспериментальных данных проводился по методу, подробно описанному в работе <sup>20/</sup>. При этом использовались данные о распаде  $^{147}\text{Eu}$  из работ <sup>7,12/</sup>. Соответствующая часть схемы возбужденных состояний  $^{147}\text{Sm}$  представлена на рис. 1. Экспериментальные значения анизотропии угловых распределений  $\text{B}_2\text{A}_2\text{U}_2$ , рассчитанные по средним взвешенным значениям  $1-W(0^\circ)$  и  $W(90^\circ)-1$  с учетом поправок на конечные телесные углы детекторов, представлены в табл. 1.

Для  $\beta$ -переходов на уровни  $^{147}\text{Sm}$  мы принимали табличные значения коэффициентов деориентации  $\text{U}_2$  <sup>22/</sup>, предполагая, что  $\Delta j_\beta=1$  или 2. При расчете  $\text{U}_2$  для уровней, заселяющихся также переходами с вышележащих состояний  $^{147}\text{Sm}$ , использовались параметры смешивания мультипольностей  $\delta$ , полученные в настоящей работе, и значения  $|\delta(a_K)|$ , рассчитанные по экспериментальным <sup>7,12/</sup> и теоретическим <sup>23/</sup> значениям коэффициентов внутренней конверсии  $\alpha_K$ .

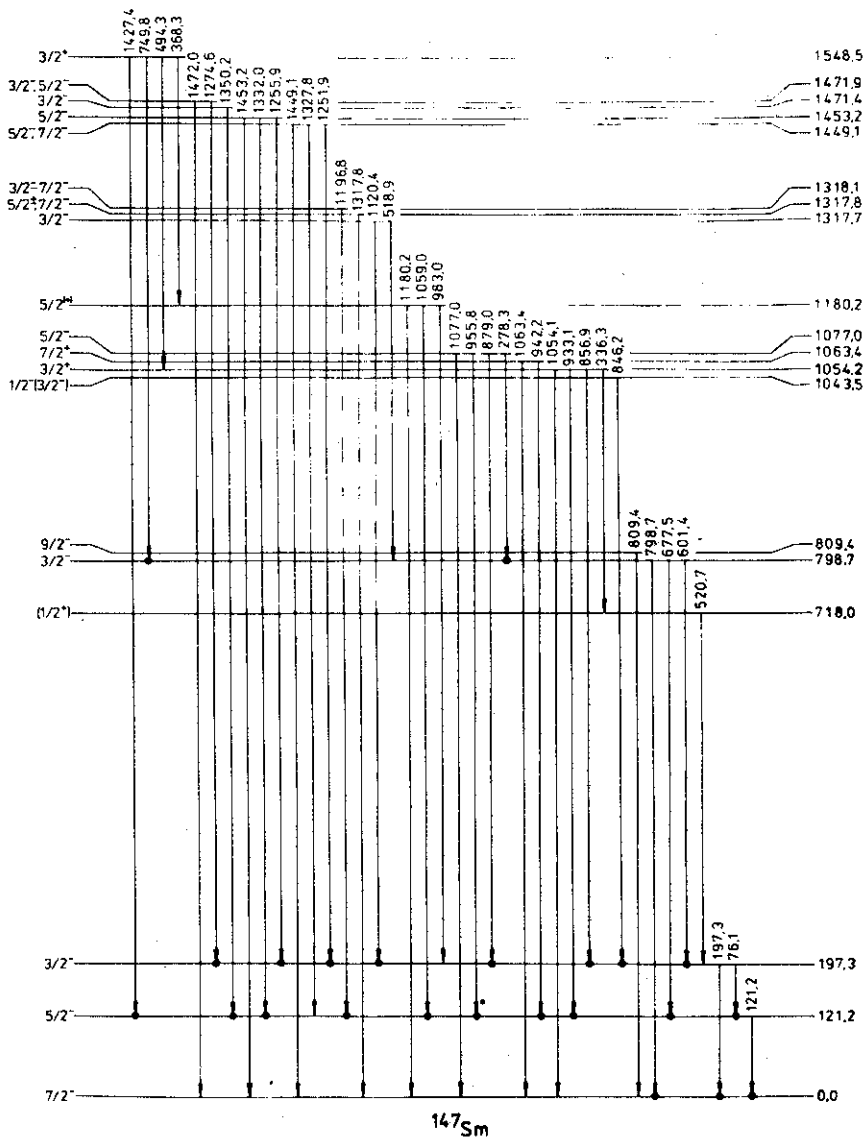


Рис. 1. Фрагмент схемы возбужденных состояний  $^{147}\text{Sm}$ .

Таблица 1

Значения анизотропии углового распределения  $\gamma$ -лучей, сопровождающих распад ориентированных ядер  $^{147}\text{Eu}$ .

$E_\gamma$ кэВ	$B_2 A_2 U_2$	$B_2 A_2 U_2$	$E_\gamma$ кэВ	$B_2 A_2 U_2$	$B_2 A_2 U_2$
	для $^{147}\text{EuFe}$	для $^{147}\text{EuGd}$		для $^{147}\text{EuFe}$	для $^{147}\text{EuGd}$
121,2	-0,1251(73)	-0,0725(82)	1059,0	-0,223(71)	-0,16(11)
197,3	-0,0812(32)	-0,0447(34)	1063,4	-0,387(22)	-0,274(40)
276,3	0,148(66)		1074,7	0,065(35)	
368,3	0,143(66)		1077,0	0,0232(58)	0,0184(52)
505,0	0,530(59)		1106,9	0,445(96)	0,35(16)
601,4	-0,3311(22)	-0,1954(46)	1120,4	-0,305(27)	-0,173(21)
677,5	-0,2523(25)	-0,1550(24)	1180,2	0,22(10)	0,116(55)
749,8	-0,351(31)	-0,125(66)	1196,8	0,149(22)	0,072(27)
798,7	-0,1150(28)	-0,0710(43)	1255,9	0,7360(88)	0,438(27)
809,4	-0,40(15)		1274,6	-0,641(60)	
846,2	-0,02(7)		1317,8	0,070(27)	0,064(20)
856,9	-0,3251(51)	-0,1886(80)	1332,0	-0,145(12)	
879,7	0,537(32)	0,326(52)	1350,2	0,009(20)	
933,0	0,0695(58)	0,0483(64)	1427,4	0,062(13)	0,052(46)
942,2	0,246(41)	0,197(19)	1449,1	-0,346(29)	-0,186(23)
955,8	-0,2096(45)	-0,1252(67)			

Таблица 2

Параметры ориентации для  $^{147}\text{Eu}$ .

$E_\gamma$ кэВ	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	$B_2$	$B_2$
		$^{147}\text{EuFe}$	$^{147}\text{EuGd}$
798,7	$3/2^- \rightarrow 7/2^-$	1,076(26)	0,663(65)
856,9	$3/2^+ \rightarrow 3/2^-$	1,086(17)	0,630(27)
Средн. взвешен.		1,084(15)	0,635(25)

Параметры ориентации основного состояния  $^{147}\text{Eu}$  /  $I^\pi = 5/2^+$  / были определены по измеренным значениям анизотропии  $B_2$ -и  $E1$ -переходов с энергиями 798,7 и 856,9 кэВ соответственно и теоретическим значениям коэффициентов  $A_2$ . Полученные величины  $B_2$  и их средние взвешенные значения представлены в табл.2.

Параметр ориентации  $B_2$  является функцией температуры и энергии сверхтонкого магнитного расщепления  $\Delta = \mu H / k$ , где  $\mu$  и  $I$  -

магнитный дипольный момент и спин ориентируемого ядра,  $H$  - эффективное сверхтонкое магнитное поле, действующее на ориентируемые ядра в веществе ферромагнитной матрицы, а  $k$  - постоянная Больцмана. Электрическим квадрупольным взаимодействием исследуемых ядер пренебрегаем. Используя полученные значения параметров ориентации, можно рассчитать величины  $|\mu| = 177,8^{+6,6}_{-6,2} / \text{я.м.} \times T = 8,96^{+0,33}_{-0,31} / \times 10^{-25}$  Дж для  $^{147}\text{EuFe}$  и  $|\mu| = 90,2/34 / \text{я.м.} \times T = 4,55/17 / \times 10^{-25}$  Дж для  $^{147}\text{EuGd}$ . Значения сверхтонкого магнитного поля  $|H| = 48,2/9 / T^{24} / |H| = 29,0/35 / T^{25}$ , действующего на ядра  $^{153}\text{Eu}$  в железной и гадолиниевой матрицах соответственно, получены методом мессбауэровской спектроскопии. С использованием этих величин  $|H|$  для магнитного дипольного момента ядра  $^{147}\text{Eu}$  получаются значения  $|\mu| = 1,20/5 / \text{я.м.}$  при ориентировании в железе и  $|\mu| = 3,1/4 / \text{я.м.}$  - в гадолинии. Большое расхождение величин  $|\mu|$  нельзя, по-видимому, отнести на счет электрического квадрупольного взаимодействия, которое не учитывалось нами при расчетах. Следует предположить, что несогласие в величинах  $|\mu|$  обусловлено различиями в технологии приготовления образцов  $\text{EuFe}$  и в методах определения энергии сверхтонкого расщепления, применявшихся в настоящей работе и в работе <sup>24/</sup>.

Что касается образцов  $\text{EuGd}$ , то методы их приготовления, использованные в настоящей работе /сплавление радиоактивного  $^{147}\text{Gd}$  с металлическим гадолинием/ и в работе <sup>25/</sup> /облучение металлического гадолиния тепловыми нейтронами для получения  $^{153}\text{Gd}$  /, по-видимому, позволяют получить достаточно однородный твердый раствор замещения дочерних изотопов европия в гадолинии и, как следствие, достаточно близкие значения сверхтонкого магнитного поля. Таким образом, для основного состояния  $^{147}\text{Eu}$  следует принять значение магнитного дипольного момента  $|\mu| = 3,1/4 / \text{я.м.}$ , которое согласуется с величиной  $|\mu| = 3,7/5 / \text{я.м.}$ , определенной <sup>14/</sup> при изучении распада ядер  $^{147}\text{Eu}$ , ориентированных в гадолинии. Используя установленное нами значение  $|\mu|$  для сверхтонкого магнитного поля, действующего на примесные ядра в нашем образце  $^{147}\text{EuFe}$ , можно определить величину  $|H| = 53,3/55 / T$ .

На основе найденных значений  $B_2$  и измеренных значений анизотропии  $\gamma$ -лучей были рассчитаны коэффициенты  $A_2$  углового распределения излучения и соответствующие им значения параметров смешивания мультипольностей  $\delta$ . Все результаты настоящей работы приведены в табл.3. Одно из двух значений  $\delta$ , получающихся при решении квадратного уравнения, связывающего величины  $A_2$  и  $\delta$ , выбиралось путем сравнения с данными о коэффициентах внутренней конверсии  $\alpha_K$  <sup>7,12/</sup>.

Таблица 3

Параметры смешивания мультипольностей для переходов  $^{147}\text{Sm}$ .

$E_{\text{ур}}$ кэВ	$I_i^{\pi}$	$E_j$ кэВ	$I_f^{\pi}$	$A_2$	$\delta$	
1	2	3	4	5	6	7
121,2	5/2 <sup>-</sup>	121,2	7/2 <sup>-</sup>	-0,211(20)	-0,278±0,020	E2/M1
197,3	3/2 <sup>-</sup>	197,3	7/2 <sup>-</sup>	-0,133(10)	0,011±0,011	M3/E2
798,7	3/2 <sup>-</sup>	601,4	3/2 <sup>-</sup>	-0,4078(96)	0,005±0,006	E2/M1
		677,5	5/2 <sup>-</sup>	-0,3134(76)	-0,48±0,02	E2/M1
809,4	9/2 <sup>-</sup>	809,4	7/2 <sup>-</sup>	-0,46(17)	0,46 <sup>+0,17</sup> <sub>-0,12</sub>	E2/M1
1043,5	1/2 <sup>-</sup>	846,2	3/2 <sup>-</sup>			
	(3/2 <sup>-</sup> )	846,2	3/2 <sup>-</sup>	-0,025(86)	-0,24±0,06	E2/M1
1054,2	3/2 <sup>+</sup>	933,0	5/2 <sup>-</sup>	0,0892(64)	-0,009±0,006	M2/E1
1063,4	7/2 <sup>+</sup>	942,2	5/2 <sup>-</sup>	0,323(25)	0,002±0,013	M2/E1
		1063,4	7/2 <sup>-</sup>	-0,416(23)	-0,03±0,03	M2/E1
1077,0	5/2 <sup>-</sup>	278,3	3/2 <sup>-</sup>	0,208(93)	0,086±0,048	E2/M1
		879,7	3/2 <sup>-</sup>	0,757(44)	-0,23±0,03	E2/M1
		955,8	5/2 <sup>-</sup>	-0,2951(76)	-0,124±0,007	E2/M1
1180,2	5/2 <sup>(+)</sup>	1077,0	7/2 <sup>-</sup>	0,0360(69)	-0,071±0,005	E2/M1
		1059,0	5/2 <sup>-</sup>	-0,322(93)	-0,10 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,08</sub>	M2/E1
1317,7	3/2 <sup>-</sup>	1180,2	7/2 <sup>-</sup>	0,21(10)	0,06 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,08</sub>	M2/E1
		1120,4	3/2 <sup>-</sup>	-0,372(27)	-0,018±0,017	E2/M1
1317,8	5/2 <sup>±</sup>	1317,8	7/2 <sup>-</sup>	0,116(30)	-0,01±0,02	
	7/2 <sup>-</sup>	1317,8	7/2 <sup>-</sup>	0,087(22)	-0,61±0,03	E2/M1
1318,1	3/2 <sup>-</sup>	1196,8	5/2 <sup>-</sup>	0,178(25)	или 5,3 <sup>+0,8</sup> <sub>-0,6</sub>	E2/M1
		1196,8	5/2 <sup>-</sup>	0,202(28)	-6,7 <sup>+0,8</sup> <sub>-1,1</sub>	E2/M1
		1196,8	5/2 <sup>-</sup>	0,152(21)	δ  ≥ 25	E2/M1
1449,1	5/2 <sup>-</sup>	1449,1	7/2 <sup>-</sup>	-0,461(33)	-8,3 <sup>+0,7</sup> <sub>-0,8</sub>	E2/M1
	7/2 <sup>-</sup>	1449,1	7/2 <sup>-</sup>	-0,346(25)	-1,2 ≤ δ ≤ 0,6	E2/M1
					-0,11±0,03	E2/M1
					или 1,38±0,08	

Таблица 3 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
1453,2	5/2 <sup>-</sup>	1255,9	3/2 <sup>-</sup>	1,037(18)	-0,53 <sup>+0,04</sup> <sub>-0,05</sub> или -1,01 <sup>+0,07</sup> <sub>-0,06</sub>	E2/M1
		1332,0	5/2 <sup>-</sup>	-0,204(17)	-0,205 <sup>±0,015</sup> или 2,8 <sup>±0,1</sup>	E2/M1
1471,4	3/2 <sup>-</sup>	1350,2	5/2 <sup>-</sup>	0,011(25)	-0,076 <sup>±0,024</sup>	E2/M1
1471,9	3/2 <sup>-</sup>	1274,6	3/2 <sup>-</sup>	-0,790(75)	0,30 <sup>+0,09</sup> <sub>-0,07</sub> или 1,7 <sup>±0,3</sup>	E2/M1
		1274,6	3/2 <sup>-</sup>	-0,900(85)	0,89 ≤ δ ≤ 2,15	E2/M1
1548,5	3/2 <sup>+</sup>	368,3	5/2 <sup>(+)</sup>	0,176(81)	0,06 <sup>±0,07</sup>	E2/M1
		749,8	3/2 <sup>-</sup>	-0,419(37)	0,012 <sup>±0,024</sup>	M2/E1
		1427,4	5/2 <sup>-</sup>	0,078(16)	-0,019 <sup>±0,014</sup>	M2/E1

4. КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УРОВНЕЙ <sup>147</sup>Sm

Уровни 121,2 кэВ,  $I^\pi = 5/2^-$  и 197,3 кэВ,  $I^\pi = 3/2^-$ . Значение параметра смешивания мультипольностей  $\delta(E2/M1) = -0,278/20/$  для перехода 121,2 кэВ было нами определено по измеренной анизотропии и рассчитанному значению коэффициента деориентации  $U_2 = 0,547/43/$ . Полученное значение  $\delta$  в пределах экспериментальных ошибок согласуется с величиной  $|\delta| = 0,33/3/$ , найденной по отношению интенсивностей L1-, L2- и L3- линий в конверсионном спектре <sup>147</sup>Eu, а знак совпадает со знаком, определенным по угловой корреляции каскада 933-121 кэВ<sup>7,12/</sup>.

Для перехода 197,3 кэВ, разряжающего уровень с такой же энергией, было рассчитано значение  $U_2 = 0,554/38/$  и получена величина  $A_2 = -0,133/10/$ , хорошо согласующаяся с теоретическим значением  $A_2 = -0,143/22/$  для чистого E2-перехода 3/2 → 7/2.

Эти факты указывают на то, что сделанные нами предположения о характере β-переходов обоснованы и что спины вышележащих уровней и параметры δ, использованные при расчете коэффициентов  $U_2$ , определены в основном правильно.

Уровень 718,0 кэВ,  $I^\pi = 1/2^+$ . При изучении (d,p)-реакции<sup>13/</sup> было установлено состояние с энергией примерно 720 кэВ, значением  $I^\pi = 1/2^+$  и орбитальным моментом L=0. Уровень 1436,3 кэВ с такими же характеристиками наблюдается при распаде <sup>145</sup>Eu<sup>20/</sup>.



где он заселяется переходом 111,1 кэВ с уровня 1547,3 кэВ  $I^{\pi} = 3/2^{+}$  и разряжается переходом 542,6 кэВ на состояние  $3/2^{-}$  с энергией 893,7 кэВ. Аналогичные уровни 1054,2 кэВ  $I^{\pi} = 3/2^{+}$  и 197,3 кэВ  $I^{\pi} = 3/2^{-}$ , имеющие подобные способы заселения и разрядки, наблюдаются и при распаде  $^{147}\text{Eu}$ . В  $\gamma$ -спектре  $^{147}\text{Eu}$  наблюдались  $^{77/}$  линии, соответствующие переходам 336,3 и 520,7 кэВ, не размещенным на схеме распада. Сумма энергий этих переходов равна разности энергий уровней 1054,2 и 197,3 кэВ. Если предположить, что переход 336,3 кэВ заселяет состояние  $1/2^{+}$ , а переход 520,7 кэВ разряжает его, то энергия этого уровня равна 717,96/16/ кэВ, что в пределах экспериментальных ошибок согласуется с энергией состояния  $1/2^{+}$ , найденного в работе  $^{3/}$ . Таким образом, можно заключить, что при распаде  $^{147}\text{Eu}$  возбуждается состояние 718,0 кэВ,  $I^{\pi} = 1/2^{+}$  с  $\text{lgft} = 12,5$ .

Уровень 798,7 кэВ,  $I^{\pi} = 3/2^{-}$ . Параметры  $\delta$  для переходов 601,4 и 677,5 кэВ были определены нами независимо от свойств переходов, заселяющих этот уровень. По значениям анизотропии для  $E2$  -перехода 798,7 кэВ были определены произведения коэффициентов  $B_2U_2 = 0,805/20/$  для ориентации в железе и  $B_2U_2 = 0,497/30/$  - в гадолинии и на их основе - параметры смешивания мультипольностей для переходов 601,4 и 677,5 кэВ  $\delta(E2/M1) = 0,005/6/$  и  $-0,48/2/$  соответственно, хорошо согласующиеся с величинами  $\delta /601,4 \text{ кэВ}/ = 0,00/4/^{27/}$  и  $\delta /677,5 \text{ кэВ}/ = -0,47/4/^{27-29/}$ ,  $-0,42/5/^{77/}$  и  $-0,43/4/^{18/}$ , определенными при изучении угловых корреляций  $\gamma$ -лучей.

Уровень 809,4 кэВ,  $I^{\pi} = 9/2^{-}$ . Уровень с энергией примерно 809 кэВ наблюдался в  $(d,t)^{-1/}$ ,  $(\alpha, 3n)^{-}$ ;  $(^3\text{He}, 4n)^{-5/}$  и  $(^3\text{He}, \alpha)^{-4,29/}$  реакциях, при неупругом рассеянии дейтронов  $^{1/}$  и при кулоновском возбуждении  $^{147}\text{Sm}^{8,9/}$ . Квантовые характеристики этого уровня,  $I^{\pi} = 9/2^{-}$ , определены при изучении  $(^3\text{He}, \alpha)$  -реакции  $^{29/}$ . /В работах  $^{6,77/}$  на основе энергий переходов 809,4 и 1006,7 кэВ введен уровень 1006,7 кэВ, разряжающийся этими переходами/. В предположении, что переход 809,4 кэВ разряжает уровень 809,4 кэВ,  $I^{\pi} = 9/2^{-}$ , нами получено значение  $\delta = 0,45^{+0,17}_{-0,12}$  хорошо согласующееся с оценкой  $|\delta(\alpha_{\text{K}})| \leq 0,48^{77/}$ . Значение  $\text{lgft}$  для электронного захвата на этот уровень, рассчитанное по данным работы  $^{77/}$ , равно 10,4.

Уровень 1043,5 кэВ,  $I^{\pi} = 1/2^{-}/3/2^{-}$ . На основе мультипольности  $^{77/}$   $M1$  -перехода 846,2 кэВ, разряжающего этот уровень, ему можно приписать значения  $I^{\pi} = 1/2^{-}$ ,  $3/2^{-}$  или  $5/2^{-}$ . В пределах экспериментальных ошибок измеренная анизотропия  $\gamma$ -лучей 846,2 кэВ согласуется как с величиной спина  $1/2$  /излучение должно быть изотропным/, так и со значениями  $I^{\pi} = 3/2^{-}$  и  $5/2^{-}$ .

Однако, принимая во внимание большую величину  $lg ft = 10,0^{77}$ , следует отдать предпочтение значению  $I^{\pi} = 1/2^{-}$ . Отметим, что при изучении  $(d,p)$ -реакции<sup>8/</sup> для уровня 1043,5 кэВ найдено значение орбитального момента  $L=1$ . Таким образом, уровню можно сопоставить одночастичное состояние  $3p\ 1/2$ . Состояния с такой конфигурацией наблюдаются в  $^{145}\text{Sm}$ ,  $^{145}\text{Nd}$  и  $^{147}\text{Nd}$ .

Уровень 1054,2 кэВ,  $I^{\pi} = 3/2^{+}$ . Квантовые характеристики этого уровня были установлены<sup>77/</sup> на основе E1-мультипольности переходов 856,9 и 933,0 кэВ и угловых корреляций  $\gamma$ -лучей. Измеренные нами значения анизотропии для этих переходов строго подтверждают значение  $I = 3/2$ .

Уровень 1063,4 кэВ,  $I^{\pi} = 7/2^{+}$ . Согласно мультипольности E1-переходов 942,2 и 1063,4 кэВ<sup>77/</sup> уровень может иметь квантовые характеристики  $5/2^{+}$  или  $7/2^{+}$ . На основе измеренных нами значений анизотропии для этих переходов спин уровня определяется однозначно как  $7/2$ .

Уровень 1077,0 кэВ,  $I^{\pi} = 5/2^{-}$ . Квантовые характеристики  $5/2^{-}$  были установлены<sup>127/</sup> на основе мультипольности M1 всех переходов, разряжающих этот уровень. Измеренные нами анизотропии  $\gamma$ -лучей 879,7 и 1077,0 кэВ строго подтверждают значение спина  $5/2$ . Для перехода 955,8 кэВ, разряжающего этот уровень на состояние  $5/2^{-}$ , нами найдено значение  $\delta(E2/M1) = -0,124/77$ , которое не согласуется с величиной  $\delta(E2/M1) = 0,31/5$ , рассчитанной нами по экспериментальным данным<sup>28,29/</sup> об угловой  $\gamma$ - $\gamma$  корреляции каскада 956-121 кэВ с учетом нового значения спина. Это расхождение можно, по-видимому, объяснить низким энергетическим разрешением NaI(Tl) детекторов, применявшихся в работах<sup>28,29/</sup>, что не позволило отделить вклад в угловую корреляцию каскада 933-121 кэВ. В недавно опубликованных работах по изучению угловых  $\gamma$ - $\gamma$  корреляций с помощью Ge(Li) детекторов получены значения  $-0,18 \leq \delta \leq 0,00^{77/}$  и  $\delta = -0,06/77^{18/}$ , хорошо согласующиеся с величиной  $\delta$  из настоящей работы.

Уровень 1180,2 кэВ,  $I^{\pi} = 5/2^{+}$ . Этот уровень заселяется M1-переходом<sup>77/</sup> 368,3 кэВ с уровня 1548,5 кэВ, квантовые характеристики которого нами были установлены как  $3/2^{+}$ , и разряжается на состояния  $3/2^{-}$ ,  $5/2^{-}$  и  $7/2^{-}$ . Следовательно, спин и четность уровня 1180,2 кэВ равны  $5/2^{+}$ . Значения анизотропии для переходов 1059,0 и 1180,2 кэВ на состояния  $5/2^{-}$  и  $7/2^{-}$  строго подтверждают значение  $I^{\pi} = 5/2^{+}$ , и полученные нами параметры  $\delta$  для этих переходов соответствуют мультипольностям  $E1+(1,0^{+2,2})_{M2}$  и  $E1+(1,3^{+1,9})_{-1,1}M2$ . Отметим, что E2-мультипольность перехода 1180,2 кэВ<sup>77/</sup> не соответствует положительной четности уровня, которая следует из M1-мультипольности перехода 368,3 кэВ

$\frac{\text{эксп.}}{a_K} \times 10^8 = 42,3/3/$  и  $a_K^{\text{теор.}} \times 10^8 = 41,3/$ . Для окончательного решения вопроса о четности уровня требуются дополнительные исследования.

Уровень 1317,7 кэВ,  $I^\pi = 3/2^-$ . Уровень разряжается M1-переходами на состояния 518,9 и 1120,4 кэВ на состоянии  $3/2^-$ , поэтому его спин может быть 1/2, 3/2 или 5/2. Спин 5/2 был исключен по угловой  $\gamma$ - $\gamma$  корреляции каскада 1120-197 кэВ. Измеренные нами большие величины анизотропии для перехода 1120,4 кэВ исключают значение  $I = 1/2$ , так как в этом случае излучение было бы изотропным.

Уровень 1317,8 кэВ,  $I^\pi = 5/2^+$  или  $7/2^-$ . Уровень разряжается переходом на основное состояние с  $I^\pi = 7/2^-$ , поэтому его спин и четность могут быть  $3/2^-$ ,  $5/2^+$ ,  $7/2^-$  или  $9/2^+$ . Значения  $I^\pi = 3/2^-$  и  $7/2^+$  исключаются на основе значения анизотропии  $\gamma$ -лучей 1317,8 кэВ /см. табл.1/, которое в первом случае не согласуется с теоретическим значением  $A_2/3/2 \rightarrow 7/2 = -0,148$  для чистого E2-перехода, а во втором - приводит к мультипольности E1+(27,2 ± 2,1)%M2. Величина  $lgt = 9,3$ , поэтому значение  $I = 9/2$  менее вероятно.

Уровень 1449,1 кэВ,  $I^\pi = 5/2^-$  или  $7/2^-$ . Уровень разряжается переходами на состояния  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  и  $7/2^-$ , поэтому его спин и четность могут быть  $3/2^-$ ,  $5/2^+$  или  $7/2^-$ . Значения  $I^\pi = 3/2^-$  и  $5/2^+$  исключаются по анизотропии  $\gamma$ -лучей 1449,1 кэВ, так как в первом случае мультипольность перехода 1449,1 кэВ была бы E2+(21,8  $\pm$  7,4) $\pm$  8,6)%M3, а во втором - E1+(46  $\pm$  15) $\pm$  20)%M2.

Уровень 1453,2 кэВ,  $I^\pi = 5/2^-$ . По способу разрядки и мультипольности M1 + E2-переходов 1255,9 и 1332,0 кэВ спин и четность уровня могут быть  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  или  $7/2^-$ . Значения  $I^\pi = 3/2^-$  и  $7/2^-$  исключаются, так как для перехода 1255,9 кэВ в первом случае экспериментальная величина  $A_2 = 0,91/16/$  превышает максимальное теоретическое значение  $-1 \leq A_2/3/2 \rightarrow 3/2 \leq 0,6$ , а во втором -  $A_2^{\text{эксп.}} = 0,777/14/$  не согласуется с теоретическим значением  $A_2/7/2 \rightarrow 3/2 = -0,468$  для чистого E2-перехода.

Уровень 1471,4 кэВ,  $I^\pi = 3/2^-$ . Уровень разряжается на состоянии  $5/2^-$  M1 + E2-переходом 1350,2 кэВ, поэтому он может иметь спин и четность  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  или  $7/2^-$ . Спин уровня можно определить однозначно путем сравнения значений  $\delta(E2/M1)$ , полученных из анизотропии  $\gamma$ -лучей 1350,2 кэВ и из угловой корреляции каскада 1350-121 кэВ, принимая во внимание, что для перехода 1350,2 кэВ  $|\delta(a_K)| \leq 0,64$ . Ниже приведены эти значения  $\delta$ , рассчитанные по данным работы и настоящей работы для возможных значений спина уровня 1471,4 кэВ:

$$I = 3/2: -0,1 \leq \delta \leq 4,6; \quad \delta = -0,077/22/.$$

$$I = 5/2: 0,7 \leq \delta \leq 25,2; \quad \delta = -0,405/29/.$$

$$I = 7/2: -0,46 \leq \delta \leq -0,07; \quad \delta = 0,167/11/.$$

Как видно из приведенных значений  $\delta$ , спин рассматриваемого уровня равен  $3/2$ .

Уровень  $1471,9$  кэВ,  $I^\pi = 3/2^-$  или  $5/2^-$ . По способу разрядки и мультипольности  $M1 + E2$ -перехода  $1274,6$  кэВ уровень может иметь значения  $I^\pi = 3/2^-, 5/2^-$  или  $7/2^-$ . Спин  $7/2$  исключается, так как из анизотропии для перехода  $1274,6$  кэВ получается мультипольность  $E2 + (4,3^{+3,2}_{-2,3})\% M3$ .

Уровень  $1548,5$  кэВ,  $I^\pi = 3/2^+$ . Гамма-лучи  $749,8$  и  $1427,4$  кэВ, наблюдавшиеся в  $\gamma$ - $\gamma$  и  $e$ - $\gamma$  совпадениях  $^{7,12}$ , разряжают этот уровень на состояния  $3/2^-$  и  $5/2^-$ . Мультипольность наиболее интенсивного перехода  $749,8$  кэВ,  $\alpha_K^{\text{эксп.}} \times 10^3 = 2,01/40/^{7/}$ , соответствует  $E1$ -переходу  $\alpha_K^{\text{теор.}} \cdot (E1) \times 10^3 = 1,56$ , а  $\alpha_K^{\text{теор.}} \cdot (E2) \times 10^3 = 3,96/$ , и, таким образом, для уровня  $1548,5$  кэВ возможны значения спина и четности  $3/2^+$  или  $5/2^+$ . Мультипольности  $E1$  и  $M1$  менее интенсивных переходов  $471,5$  и  $494,3$  кэВ  $^{7/}$  на состояния  $5/2^-$  и  $3/2^+$  также соответствуют значениям  $I^\pi = 3/2^+$  или  $5/2^+$ . Спин  $5/2$  исключается, так как в этом случае анизотропии для  $E1$ -переходов  $749,8$  и  $1427,4$  кэВ не совпадают по знаку с соответствующими теоретическими значениями  $A_2$ .

Все определенные нами значения  $I^\pi$  для уровней  $^{147}\text{Sm}$  приведены в табл. 3 и на рис. 1.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Свойства низколежащих состояний  $^{145}\text{Sm}$  и  $^{147}\text{Sm}$  имеют определенное сходство. По энергии возбуждения, квантовым характеристикам и мультипольному составу переходов можно сопоставить большинство низколежащих состояний этих ядер. В формировании самых нижних возбуждений  $^{145}\text{Sm}$  с  $I^\pi = 7/2^-, 3/2^-, 9/2^-, 13/2^+$  и  $1/2^-$  большой вклад вносят соответствующие одночастичные нейтронные конфигурации. Подобное явление согласно данным о спектроскопических факторах состояний  $^{147}\text{Sm}$ , полученным при изучении  $(^3\text{He}, \alpha)$ -реакции  $^{147}\text{Sm}$ , наблюдается и для некоторых состояний  $^{147}\text{Sm}$ , хотя эти спектроскопические факторы существенно ниже по величине, чем факторы состояний  $^{145}\text{Sm}$ .

В работе  $^{4/}$  на основе характера фрагментации одночастичного состояния  $1h\ 11/2$  по экспериментально наблюдаемым состояниям ядер  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  и  $^{151}\text{Sm}$  делается заключение, что деформация слабо меняется в этой области ядер и что ядро  $^{147}\text{Sm}$ , по-видимому, не обладает постоянной деформацией. В работе  $^{20/}$

Таблица 4

Сравнение экспериментальных данных о свойствах уровней  $^{147}\text{Sm}$  с результатами расчетов в рамках квазичастично-фононной модели ядра

$E_{ур}$ кэВ	$I_{ур}$	$\ell_{ур}$	$(2I+1)S_{I\ell}^{эксп}$	$B(E2)^{эксп}$ $e^2$ барн <sup>2</sup>	$(2I+1)S_{I\ell}^{теор}$	$B(E2)^{теор}$ $e^2$ барн <sup>2</sup>
			/4/	/9/	/настоящая работа/	
0,0	$7/2^-$	3	1,4	-	1,25	-
121,2	$5/2^-$	3	-	0,093(11)	0,002	0,082
197,3	$3/2^-$	1	-	0,051(4)	0,044	0,048
809,4	$9/2^-$	5	0,53	0,008(2)	0,38	0,002
1031,0	$13/2^+$	6	0,70	-	0,18	0,0
1043,5	$1/2^-$	1	-	-	0,011	0,0
1077,0	$5/2^-$	3	-	-	0,024	0,001

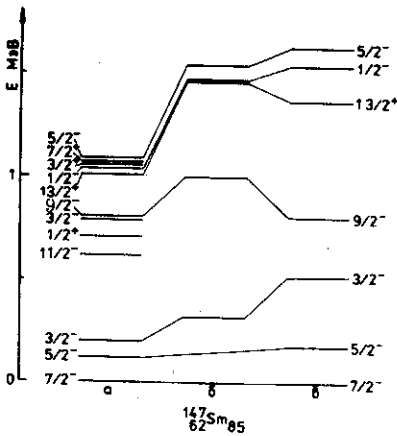


Рис.2. Сравнение экспериментальной схемы уровней  $^{147}\text{Sm}$  /а/ с рассчитанными в рамках квазичастично-фононной модели ядра /б,в/.

достигнут определенный успех в описании низколежащих состояний  $^{145}\text{Sm}$  в рамках полумикроскопической квазичастично-фононной модели ядра /31,32/. В рамках этой же модели, не учитывая деформацию ядра, мы рассчитали энергии и структуру ряда состояний  $^{147}\text{Sm}$  для того, чтобы проверить применимость этой модели к описанию свойств указанного ядра и проследить

за изменением структуры низколежащих состояний нечетных ядер  $\text{Sm}$  при удалении от магической оболочки с  $N=82$ . Используемый нами вариант квазичастично-фононной модели более подробно описан в работе /33/. В качестве остова  $^{147}\text{Sm}$  было выбрано ядро  $^{146}\text{Sm}_{84}$ , вибрационные возбуждения которого рассчитывались в приближении хаотических фаз /34/.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проведено на рис.2 и в табл.4. Подобно тому, как это наблюдалось для  $^{145}\text{Sm}$ , результаты расчетов /рис.2б/ воспроизводят

порядок низколежащих уровней  $^{147}\text{Sm}$  /рис.2а/, но не воспроизводят их энергетическую плотность. Для того, чтобы воспроизвести энергию нижайшего состояния  $5/2^-$ , имеющего конфигурацию "2f 7/2 + квадрупольный фонон", потребовался учет действия принципа Паули на нечетную квазичастицу и квазичастицы, из которых формируются фононные возбуждения<sup>/35/</sup>. Результаты расчета энергий состояний  $^{147}\text{Sm}$  с учетом принципа Паули представлены на рис.2в. Расчетные величины спектроскопических факторов  $S_{I\pi}$  в целом соответствуют экспериментально наблюдаемым<sup>/4/</sup>. Исключение составляет уровень с главной конфигурацией  $1i13/2$ . Заниженное расчетное значение  $S_{I\pi}$  этого уровня обусловлено заниженной вероятностью его заполнения  $v_i^2$ , которая получается при использовании нейтронного спаривательного взаимодействия с постоянным матричным элементом  $G_N$ , подобранным по экспериментальным значениям четно-нечетной разности масс. Расчетные величины  $S_{I\pi}$  для первых возбужденных состояний с  $I^\pi=3/2^-$ ,  $1/2^-$  и второго состояния с  $I^\pi=5/2^-$  получились малыми, что согласуется с измеренными в работе<sup>/4/</sup> малыми сечениями реакции подхвата нейтрона с этих уровней. Эти состояния имеют весьма сложную структуру и формируются за счет взаимодействия квазичастицы на подболочках  $3p3/2$ ,  $2f5/2$ ,  $2f7/2$  и  $1h9/2$  с квадрупольным фономом.

Мы рассчитали также вероятности  $B(E2)$  переходов из основного состояния  $^{147}\text{Sm}$  на рассматриваемые уровни. Расчетные величины  $B(E2)$  согласуются по порядку величины со значениями  $B(E2)$ , известными из экспериментов по кулоновскому возбуждению  $^{147}\text{Sm}$ <sup>/9/</sup>.

Таким образом, ядро  $^{147}\text{Sm}$  в такой же степени описывается квазичастично-фононной моделью нечетного сферического ядра, как и ядро  $^{145}\text{Sm}$ , поэтому вывод работы<sup>/4/</sup> о сферической форме ядра  $^{147}\text{Sm}$  представляется нам обоснованным, хотя это ядро является более "мягким" по отношению к изменению формы, чем ядро  $^{145}\text{Sm}$ . Об этом же свидетельствуют результаты расчетов поверхности потенциальной энергии  $^{146}\text{Sm}$ , выполненные в работе<sup>/36/</sup>.

Авторы признательны А.И.Вдовину за консультации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Veje E. Nucl.Phys., 1967, A103, p.188.
2. Heusler A. et al. Nucl.Phys., 1977, A283, p.331.
3. Graham M.C. Thesis, Univ. Massachusetts, Mass., 1974.
4. Rekstad J. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.93.
5. Kownacki J. et al. Nucl.Phys., 1980, A337, p.464.
6. Адам И. и др. Болгарский физический журнал, 1976, 3, с.26.
7. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-11848, Дубна, 1978.

8. Garret C. et al. Nucl.Phys., 1976, A262, p.137.
9. Paar V. et al. Nucl.Phys., 1980, A350, p.139.
10. Paek F.T. et al. Phys.Rev., 1971, C3, p.841.
11. Авотина М.П., Золотавин А.В. Изобарные ядра с массовым числом  $A=147$ . "Наука", Л., 1971.
12. Harmatz B., Ewbank W.B. Nucl.Data Sheets, 1978, 25, p.113.
13. Krane K.S. Phys.Rev., 1980, C22, p.1254.
14. Ерзинкян А.Л. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.2176.
15. Дерюга В.А. и др. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1981, с.98.
16. Громова И.И. и др. Прикладная ядерная спектроскопия. "Атомиздат", М., 1979, вып.9, с.3.
17. Pavlov V.N. et al. Cryogenics, 1978, 18, p.115.
18. Павлов В.Н. ОИЯИ, Р8-80-482, Дубна, 1980.
19. Аврамов С.Р. и др. ОИЯИ, Р10-9741, Дубна, 1976.
20. Дерюга В.А. и др. ОИЯИ, Р6-81-560, Дубна, 1981.
21. Krane K.S. Nucl.Instr. and Meth., 1972, 98, p.205.
22. Krane K.S. LASL report, LA-4677, Los Alamos, 1971.
23. Rösel F. et al. Atomic Data and Nucl.Data Tabl., 1978, 21, p.92.
24. Niesen L., Ofer S. Hyperfine Interactions, 1978, 4, p.347.
25. Henning W. et al. Int. Conf. on Hyperfine Interaction in Excited Nuclei. Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1971, p.795.
26. Schwerdtfeger C.F. et al. Nucl.Phys., 1962, 35, p.168.
27. Ваврыщук Я. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1970, 34, с.2154.
28. Бегжанов Р.Б. и др. Изв. АН Узб.ССР, сер.физ.-мат.наук, 1970, 2, с.65.
29. Goworek T., Wawryszuk J. Acta Phys.Polon., 1966, 29, p.29.
30. Sekiguchi M. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1015.
31. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
32. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810.
33. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. ОИЯИ, Р4-81-234, Дубна, 1981.
34. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11076, Дубна, 1977.
35. Chan Zuy Khyong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151.
36. Baranger M., Kumar K. Nucl.Phys., 1968, A110, p.529.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 августа 1981 года.