

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р6-85-868

Н.А. Бонч-Осмоловская, М.А. Долгополов*,
И.В. Коштин*, В.А. Морозов

МАГНИТНЫЕ
ДИПОЛЬНЫЕ ℓ -ЗАПРЕЩЕННЫЕ ПЕРЕХОДЫ
В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ
Эксперимент

* Воронежский государственный университет

1985

В работе /1/ в рамках теории конечных ферми-систем /ТКФС/ развит метод расчета приведенных вероятностей ℓ -запрещенных M1-переходов, а также приведена расчетная схема для нахождения вероятностей E2-переходов. Данная работа, являющаяся продолжением /1/, посвящена анализу экспериментальных данных, а также сравнению теоретических и экспериментальных значений $B(M1)$, $B(E2)$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И СИСТЕМАТИКА ℓ -ЗАПРЕЩЕННЫХ M1-ПЕРЕХОДОВ

Нами были проанализированы приведенные вероятности ℓ -запрещенных магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов типа $1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ и $2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ в нечетно-протонных и нечетно-нейтронных ядрах с массовыми числами $90 \leq A \leq 150$. В этой области происходит заполнение подболочек, близких к магическим числам $Z, N = 50$ и $N = 82$. Характерными особенностями данной области являются присутствие в ней как сферических и деформированных ядер, существование в ряде случаев сферических и деформированных состояний в одном и том же ядре, наличие у ядер низколежащих возбуждений различной коллективной природы. Поэтому проблема идентификации чистых одночастичных переходов здесь оказывается достаточно сложной и особенно в тех случаях, когда u -переход идет между возбужденными состояниями изучаемого ядра. Электромагнитные переходы рассматривались как ℓ -запрещенные, если наблюдалось соответствие спинов и четностей наиболее низколежащих состояний, между которыми они происходят, квантовым числом одночастичных подболочек и типу мультипольности, а также, если не возникало противоречия систематике изменения энергий этих состояний в изотопах и изотонах.

Систематика энергий низколежащих одночастичных состояний, относящихся к подболочкам $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, представлена на рис. 1.1-1.4. Рассчитанные и проанализированные нами экспериментальные данные приведены в табл. 1-4.

Экспериментальные значения $T_{1/2}$ и δ были взяты в основном из обзоров "Nuclear Data Sheets" и "Таблицы изотопов" под редакцией Ледерера и Ширли /1978/, а в остальных случаях предпочтение отдавалось результатам оригинальных работ последующих лет.

Наряду с экспериментальными значениями приведенных вероятностей $V(M1)$ и $V(E2)$ мы приводим в табл.1-4 факторы запрета F_M для $M1$ -переходов и факторы ускорения E для $E2$ -переходов. При их получении использовалась оценка скорости радиационного перехода

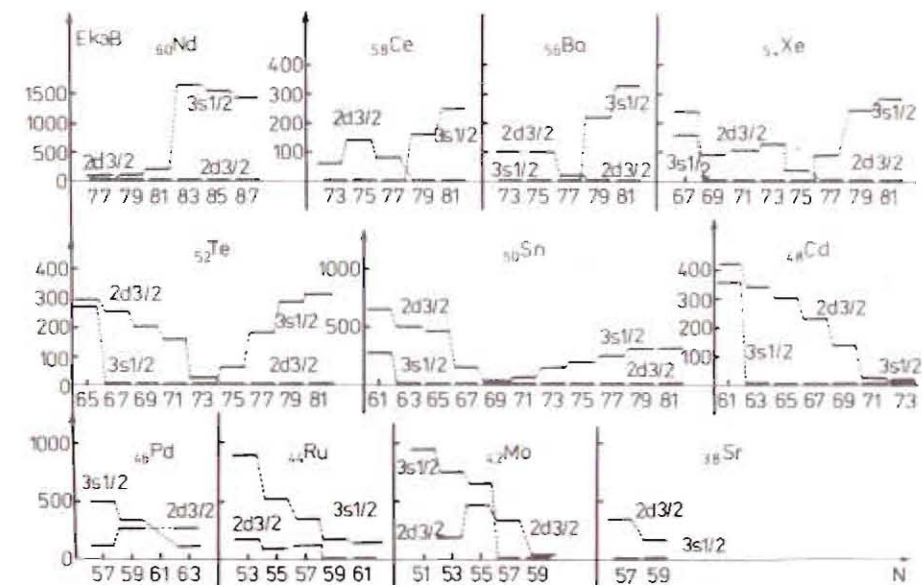


Рис.1.1. Зависимость энергетического положения низколежащих одночастичных уровней, относящихся к оболочкам $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$ от N и Z .

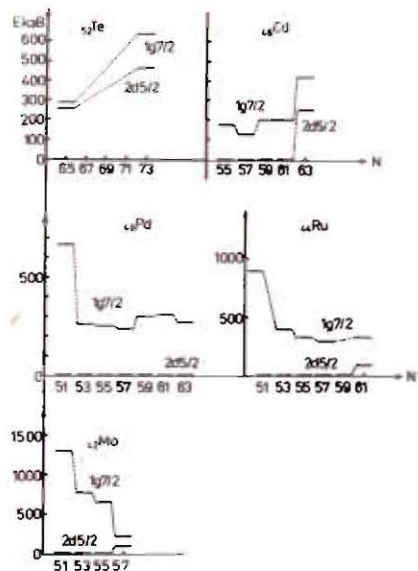


Рис.1.2. То же, что и на рис.1.1., для $n(2d_{5/2}, 1g_{7/2})$.

по Мошковскому /в случае $E2$ -перехода она совпадает с оценкой по Вайскопфу/. F_M и E определялись следующим образом:

$$F_M = \frac{V_M(M1)}{V_{\text{эксп.}}(M1)}; \quad E = \frac{V_{\text{эксп.}}(E2)}{V_M(E2)} \quad (1.1)$$

где $V_M(\sigma L)$ - оценка приведенной вероятности по Мошковскому. При определении величин $V_M(E2)$ учитывался статистический фактор /для магнитных f -запрещенных переходов он полагался равным еди-

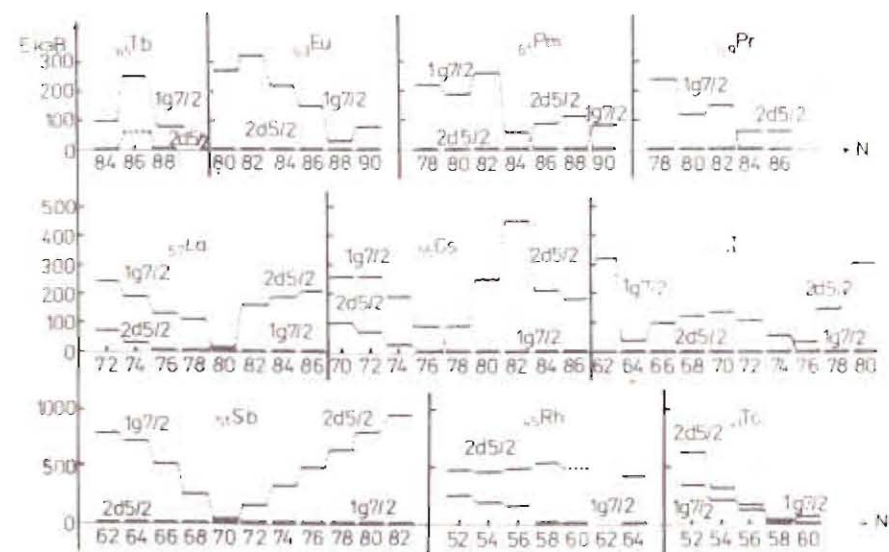


Рис.1.3. То же, что и на рис.1.1., для $p(2d_{5/2}, 1g_{7/2})$.

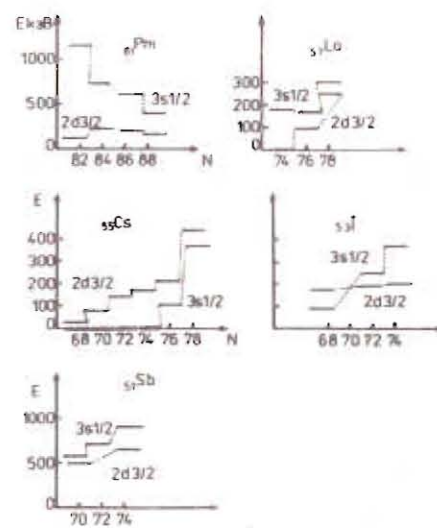


Рис.1.4. То же, что и на рис.1.1., для $p(3s_{1/2}, 2d_{3/2})$.

нице/, при определении величин $V_M(M1)$ для нейтронных и протонных переходов учитывались различные значения магнитного момента нейтрона и протона, что приводит к отношению $\frac{V_M(M1)_P}{V_M(M1)_N} = 1,44$.

/1.2/

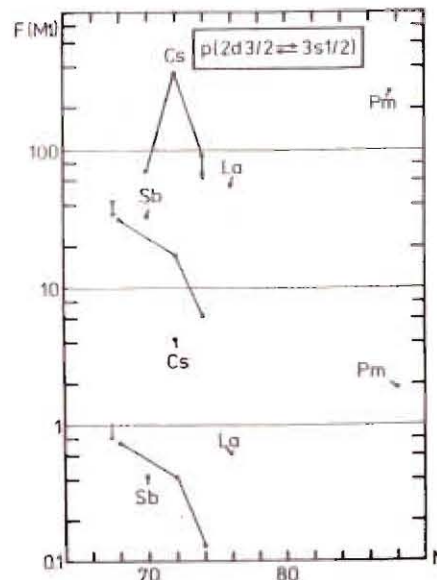
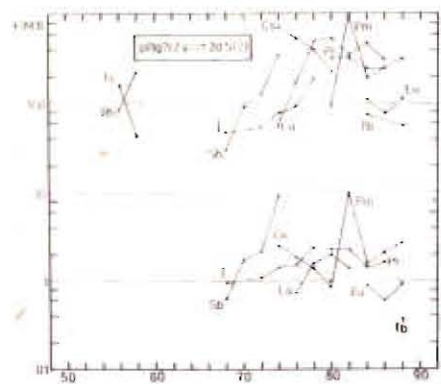
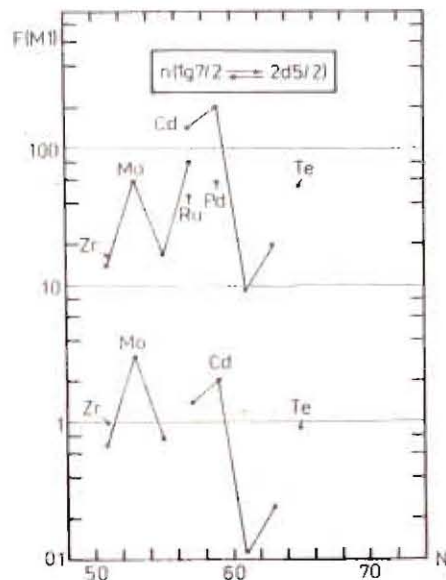
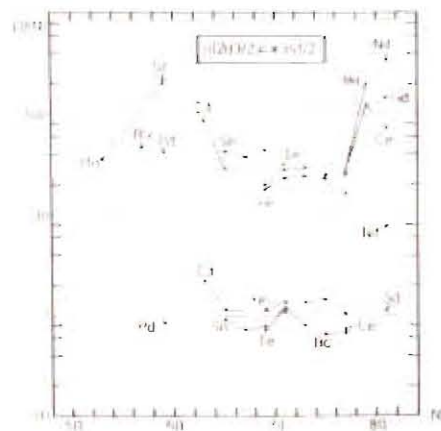


Рис.2.1-2.4. Зависимость одночастичных факторов запрета по Мошковскому ℓ -запрещенных M1-переходов типа $2d_{3/2} + 3s_{1/2}$ и $1g_{7/2} + 2d_{5/2}$ от N и Z.

Таблица 1

ℓ -запрещенные гамма-переходы типа $\pi(2d_{3/2} + 3s_{1/2})$

Ядро	Нав. соот.	$R_{\gamma P}/R_{\gamma N}$ (кЭВ)	$T_{1/2}$ эк.	$\delta_{\gamma}^{(b)}$		$V(M1)$		$F_M(M1)$	$V(E2)_{\text{всп.}}$	$V(E2)$	Литература d)
				аксп.	теор.с)	аксп.	теор.с)				
I	2	3	4	5		6	7	8	9	10	II
$^{96}_{36}\text{Sr}^{59}$ $d_{3/2}$		167,1	1,5(7)	(0)		0,54		210			CFRNB1
$^{95}_{42}\text{Mo}^{53}$ $s_{1/2}$		786,2/562,1	4,5(3)-3	-0,27 $^{+5}_{-4}$		3,30		35	0,99	1,9	NDS 38,1(83)
$^{101}_{42}\text{Mo}^{59}$ $d_{3/2}$		13,51	223(10)	(0)		0,58		200			NDS 26,343(79)
$^{101}_{44}\text{Ru}^{57}$ $s_{1/2}$		325,2/197,8	0,17(3)	1%		2,41		48	0,86	1,5	TJ (78)
$^{105}_{46}\text{Pd}^{59}$ $s_{1/2}$		344,5/63,96	0,88(5)	0		2,75	2,27 ^{a)}	42			NDS 27,1(79)
$^{111}_{48}\text{Cd}^{63}$ $d_{3/2}$		342,1	0,059(12)	0,39(2)		1,32	$\frac{2,91}{2,37}$	87	2,45	7,7	NDS 27,453(79); TJ (78)
$^{113}_{48}\text{Cd}^{65}$ $d_{3/2}$		299,5	0,032(3)	0,29(1)		4,10	$\frac{4,61}{2,00}$	28	5,83	18	TJ (78); P.P. 109,301(58)
$^{119}_{48}\text{Cd}^{71}$ $d_{3/2}$		27,0	2,3(4)	0		3,74	4,53	31			NDS 26,207(79)
$^{115}_{50}\text{Sn}^{65}$ $d_{3/2}$		497,4	0,011(2)	0,21(2)		2,78	2,52	41	0,70	2,1	NDS 30,413(80)
$^{117}_{50}\text{Sn}^{67}$ $d_{3/2}$		158,6	0,279(9)	0,0139(9)		3,10	$\frac{2,22}{2,05}$	37	0,03	0,09	NDS 25,315(78)
$^{119}_{50}\text{Sn}^{69}$ $d_{3/2}$		23,67	16,08(12)	< 0,006		2,59	$\frac{2,03}{1,72}$	44	< 0,23	< 0,66	NDS 26,207(79)
$^{121}_{52}\text{Te}^{69}$ $d_{3/2}$		212,2	0,062(15)	0,23(4)		5,62	$\frac{4,17}{2,07}$	20	9,60	27	NDS 26,365(79)

Таблица 1 / продолжение 1/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
$^{123}_{52}\text{Te} 7I$ $d_{3/2}$	159,0	0,196(9)	0,111(4)	4,16	5,03 1,97	28	2,89	7,9	NDS 29,453(80)	
$^{125}_{52}\text{Te} 7d_{3/2}$	35,50	1,48(1)	0,027(1)	3,96	3,06 2,06	29	3,27	8,7	NDS 32,497(81)	
$^{123}_{54}\text{Xe} 69d_{3/2}$	97,35	0,380(30)	0	5,95	6,89	19			JPN (82) JPG 2,101(81)	
$^{125}_{54}\text{Xe} 7I d_{3/2}$	111,6	0,350(20)	0	5,00	6,77	23			JPN (82)	
$^{127}_{54}\text{Xe} 73 d_{3/2}$	124,6	0,28(1)	0,09(2)	4,97	6,77	23	3,68	9,6	NDS 35,181(82)	
$^{129}_{54}\text{Xe} 75 d_{3/2}$	39,56	1,01(4)	-0,027(5)	4,77	8,84 2,32	24	3,14	6,0	NDS 39,551(83)	
$^{131}_{54}\text{Xe} 77 d_{3/2}$	80,16	0,416(20)	0	7,17	7,56 2,56	16			PPJ 245,2337(81) TJ (78)	
$^{131}_{56}\text{Ba} 75 d_{3/2}$	106,4	0,35(5)	2%	4,86	3,14	24	11,6	30	JadP29,849(79)	
$^{133}_{56}\text{Ba} 77 d_{3/2}$	12,33	7,0(34)	0	4,60	3,11 2,53	25			NPA 368,45(81)	
$^{135}_{56}\text{Ba} 79 d_{3/2}$	221,0			0,56(5)		200	1,88(10)	2,26	JPG 2,421(76)	
$^{135}_{58}\text{Ce} 77 d_{3/2}$	82,6	0,53(6)	0	4,36	2,97	26			TJ (78)	
$^{137}_{58}\text{Ce} 79 d_{3/2}$	160,3	0,79(14)	0	0,92		125			NDS 38,87(83)	

Таблица 1 / продолжение 2/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
$^{138}_{58}\text{Ce} 8I$ $d_{3/2}$	255,1	0,110(20)		22%	1,59		73	≤9,5	≤II	NDS 32,1(81)
$^{140}_{60}\text{Nd} 8I$ $d_{3/2}$	193,7	1,17(15)	0,15(4) ⁹⁾	0,33	2,49	350	1,88	2,1	2,1	NDS 23,529(78)
$^{145}_{64}\text{Gd} 8I$ $d_{3/2}$	27,3	11,5(3)	0,090(22)	0,79	0,89	145	12,2	27	27	NDS 29,533(80)

Примечание к табл.1. 1. Значения приведенных вероятностей $V(MI)$, $V(E2)$ даны в единицах $(e\hbar/2mc)^2 \cdot 10^{-2}$ и $(e^2\delta^2) \cdot 10^{-2}$ соответственно. 2. Запись в колонке $T_{1/2}$ типа 4,5/3/-3 означает $4,5+0,3 \cdot 10^{-3}$ а/ Одно значение, приведенное в данной колонке, означает, что у-переход идет на основное состояние ядра. При переходе на возбужденное состояние - верхняя величина соответствует энергии уровня, нижняя - энергии у-перехода; в/ Величины в колонке " δ ", данные в процентах, соответствуют доле компонента E2 в переходе в виде: $M1 + \Delta\%E2$, где $\Delta = \delta^2 / (1 + \delta^2)$; с/ В случае двух значений $(V/M1)_{\text{теор}}$ - верхнее соответствует нашим расчетам, нижнее - работе/d/ В случае двух ссылок - первая относится к $T_{1/2}$, вторая к δ . Ссылки на экспериментальные данные даются в сокращенном виде по типу, принятому в таблицах изотопов под редакцией J. Phys. G(London); Ark.F. - Ark.Fys.; In.JP - Indian J.Phys.; II - "Table of Isotopes" edited by C.M. Lederer and V.S.Shirly (1978); Iz.F - Изв. АН СССР, сер. физ.; Jad.F. - Ядерная физика; JINR - Joint Inst.Nucl.Research, Dubna, USSR, report; IPN - annuaire (IPN/L'IN2P3)(82); CERN - 4th International conference on nuclei far from stability, proceeding, vol.2, p.423 (1981); e/ При расчетах использовалась приближенная формула $1/2 \cdot 1/ \text{см.разд.2}$; f/ Данные получены из реакций кулоновского возбуждения; g/ Приведено значение δ^2 .

Таблица 2

 ℓ -запрещенные гамма-переходы типа $n(1g_{7/2}^{-} \rightarrow 2d_{5/2})$

Ядро	Нач. соот.	K_{π} / π (μ_B)	$T_{1/2}$ но. экон.	δ_{γ}	B(М1)		F_{μ} (М1)	B(E2) экон.	B(E2)	Датировка $d)$ $T_{1/2} / \delta$
					экон.	теор.				
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
^{90}Zr 51	$9_{1/2}^{-}$	1682	76(11)-6	-0,4(1)	6,75	6,89	17	0,43	12	NDS 31,161(80)
^{92}Mo 51	$9_{1/2}^{-}$	1363	1,50(40)-4	0,48(8)	8,46	5,82	14	1,49	41	PR 150,1639(77)
^{95}Mo 53	$9_{1/2}^{-}$	765,8	4,4(7)-3	-0,14(9)	1,96	6,14	58	0,093	2,5	NDS 36,1(83)
^{97}Zr 52	$9_{1/2}^{-}$	657,9	2,0(5)-3	0,2 %	6,96	5,47	17	0,046	1,20	TJ (78)
^{98}Mo 55	$9_{1/2}^{-}$	235,5/137,8	0,87(15)	≤ 7 %	1,45		80	$\leq 8,0$	≤ 200	Z PA 306,113(82)
^{101}Ru 57	$9_{1/2}^{-}$	306,9	0,053(14)	-0,10(5)	2,50		46	0,38	9,4	NDS 28,343(79)
^{105}Pd 59	$9_{1/2}^{-}$	306,3	0,069(13)3	0,055(2)	1,96		58	0,089(15)	2,1	NDS 27,1(79)
^{109}Cd 57	$9_{1/2}^{-}$	131,5	1,75(10)	0,05(2)	0,61	1,13	142	0,17	4,0	Z PA 315,307(84)
^{107}Ag 57	$9_{1/2}^{-}$	204,9	0,71(4)	0,25(1)	0,58	1,24	200	1,22	28	NDS 34,643(81)
^{108}Cd 61	$9_{1/2}^{-}$	203,3	0,036* γ	0	12,2	1,27	9,3			NDS 41,111(84)
^{114}Cd 63	$9_{1/2}^{-}$	416,7/171,3	0,12(3)	-0,144(3)	5,80	1,39	20	5,79	125	NDS 27,453(79)
^{117}Sn 65	$9_{1/2}^{-}$	286,0/211,6	19,1	(0)	2,12	1,93	54			NPA 329,187(79); NDS 25,315(78)

Примечание к табл.2. (a,b,d,e) - см. примечание к табл.1.(f) - B(E2) получено в реакциях кулоновского возбуждения; отсюда определено $T_{1/2}$.

Таблица 3

 ℓ -запрещенные гамма-переходы типа $p(1g_{7/2}^{-} \rightarrow 2d_{5/2})$

Ядро	Нач. соот.	K_{π} / π (μ_B)	$T_{1/2}$ но. экон.	δ_{γ}	B(М1)		F_{μ} (М1)	B(E2) экон.теор.	B(E2)	Датировка $d)$ $T_{1/2} / \delta$
					экон.	теор.				
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
^{93}Tc 56	$d_{5/2}$	181,1/40,6	9,61(7)	0,12	1,06		160	13,0	250	PR 300,1153(84)
^{103}Tc 58	$d_{5/2}$	15,61/6,28	26,8(6)	-0,010* γ	4,04		41	14,6	270	NDS 28,343(79)
^{105}Rh 56	$d_{5/2}$	478,1/296,3	0,068(16)	0,29(3)	1,96		84	2,68	50	NDS 28,343(79)
^{109}Rh 58	$d_{5/2}$	563,8/497,1	0,039(12)	-0,368(11)	0,72		230	0,56	10	NDS 28,403(79); PR 270,344(83)
^{117}Sb 68	$9_{1/2}^{-}$	270,5	0,036(10)	-0,13(4)	5,48	3,45	30	1,78	36	NDS 26,207(79)
^{121}Sb 70	$9_{1/2}^{-}$	37,14	3,46(3)	0	1,64	3,27	90			Z PA 305,347(82); NDS 26,365(79)
^{123}Sb 72	$d_{5/2}$	160,3	0,61(4)	0,079(15)	1,33	2,78	125	0,46	1,15	NDS 29,453(80)
^{125}Sb 74	$d_{5/2}$	332,0	0,163(10)	-0,59	0,48	4,33	345	2,15	2,46	TJ (78); NPA163,534(74)
^{127}I 68	$9_{1/2}^{-}$	132,8	0,35(2)	0,02(4)	3,58	3,47	47	0,11	2,12	NDS 32,497(81)
^{129}I 72	$9_{1/2}^{-}$	113,5	0,61(4)	0,12(2)	2,96	3,24	56	4,70	3,84	NDS 32,497(81)
^{133}I 74	$9_{1/2}^{-}$	57,61	1,95(1)	-0,084(6)	1,20	1,62	75	6,67	4,27	NDS 35,181(82)
^{135}I 76	$d_{5/2}$	27,79	16,8(2)	-0,045(14)	1,62	2,82	91	6,73	6,17	NDS 39,551(83)
^{137}I 78	$d_{5/2}$	149,7	0,94(3)	12(5) %	0,87	2,09	190	7,49	7,88	TJ (78); PR 140,533(65)

Таблица 3 / продолжение 1/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
129 Cs74	q ₁₂	188,9/182,3	2,28(6)	0,25(2)	0,23	0,59	720	0,62		II	NDS 39,551(83)
131 Cs76	q ₁₂	78,7	9,38(30)	0,5%	0,31	0,56	535	0,36		6,2	TJ (78)
133 Cs78	d ₅₂	81,00	6,36(3)	0,169	0,42	0,58	400	2,57		33	Исч.Р.56,227(82); NPA 436,93(85)
135 Cs80	d ₅₂	249,7	0,28(8)	~15%	0,72	0,61	230	2,94		37	TJ (78); ZINP 30,2881(68)
137 La74	q ₁₂	196,5/169,4	0,20(5)	0,02 f)	3,0		55	2,97		52	NPA 368,45(81)
137 La76	q ₁₂	130,8	1,12(18)	5,4(12)%	0,98	0,70	170	4,65		80	TJ (78) Z.F. 481 1825(84)
137 La78	q ₁₂	119,4	4,1(1)	4%	0,33	0,52	500	1,41		23	TJ (78)
137 La80	d ₅₂	10,56	89(4)	0	0,31	0,62	530				NDS 38,87(83)
139 La82	d ₅₂	165,9	1,48(3)	0,034	0,47	0,62	350	0,028		0,34	NDS 32,1(81)
141 La84	d ₅₂	190,3	1,27 ⁶ ₁₀	<8%	0,35		470	<1,2		<14	NDS 23,529(78); NPA 166,297(70); Z.PA 290,359(79)
143 La86	d ₅₂	211,3	0,69(7)	0	0,53		315				
139 Pr80	q ₁₂	113,9	2,60(8)	2,6(3)%	0,52	1,17	320	1,51		24	NDS 32,1(81); ZINA P6-5673(71)
141 Pr82	q ₁₂	145,5	1,85(2)	0,069(2)	0,48	1,09	345	0,15		2,4	NDS 25,529(78)
143 Pr84	q ₁₂	57,37	4,16(4)	9(1)-4 f)	0,66	0,98	245	0,27		3,2	NDS 25,603(78); Z.P. 561,283(82)

Таблица 3 / продолжение 2/

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
145 Pr86	d ₅₂	626	4,0	0	0,67	1,03	245				NDS 29,533(80)
147 Pr88	q ₁₂	196,6	0,23(3)	-0,1	1,82	1,45	91	0,67		II	NDS 23,529(78)
149 Pr88	q ₁₂	271,8	1,06(8)		0,17	1,75	975				NDS 25,603(78)
145 Pm84	q ₁₂	61,26	2,69(8)	0,15(5)%	0,85	1,27	195	0,49		7,5	NDS 29,533(80) Z.P. 534,531(67)
147 Pm86	d ₅₂	91,11	2,50(5)	0,086(7)	0,68	1,44	245	0,86		9,7	NDS 25,113(78) NPA 321,341(79)
149 Pm88	d ₅₂	114,3	2,52(2)	2,6%	0,51	1,36	320	1,60		18	TJ (78)
147 Eu84	q ₁₂	229,3	0,18(2)	3%	1,49	1,34	110	1,25	2,06	19	NDS 25,113(78); TJ (78)
149 Eu86	q ₁₂	149,7	0,32(2)	0,74%	2,27	1,32	73	1,08	2,24	16	TJ (78) NP 81,481(66)
151 Eu88	q ₁₂	21,54	9,4(4)	0,068%	1,43	1,35	115	3,83	3,17	56	TJ (78); Z.PA 304,257(82)
149 Tb84	q ₁₂	101,0	0,45(5)	<0,2 f)	2,20	1,59	75	<60		<880	Isch.F. 27,865(78)
151 Tb86	q ₁₂	80,80	0,49(2)	0,11	2,94	1,09	56	7,6	7,64	110	NDS 37,487(82)

Примечание к табл.3. (а, б, с, d) - см. примечание к табл.1. (f) - приведено δ².

f -запрещенные гамма-переходы типа $p(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$

Ядро	Нач. сост.	$E_{\gamma, \beta}$ (кэВ)	σ_{γ}	$T_{1/2}$ ис.		δ_{γ}		$B(M1)$		$F_{\beta}(M1)$	$B(E2)$ эксп.	$B(E2)$ теор.	Ядература $T_{1/2}/s$
				всеп.	всеп.	всеп.	теорет.	всеп.	теорет.				
I	2	3		5	4	6	7	8	9	10	11		
$^{121}_{51}Sb_{70}$	$s_{1/2}$	573,1/65,55		-0,16(10)	8,2(10)-3	6,00	2,12	33	53	75	$ND \leq 26,385(79)$		
$^{121}_{53}I_{68}$	$d_{3/2}$	175,8/80,1	0,32(2)	0	6,30	3,85	31				$ND \leq 26,385(79)$		
$^{125}_{53}I_{72}$	$s_{1/2}$	243,4/54,96	0,230(10)	-0,022(6)	9,76	3,97	17	2,22	3,0		$ND \leq 32,497(61)$		
$^{127}_{53}I_{74}$	$s_{1/2}$	375,0/172,1	0,015(3)	-0,064(7)	27	3,64	6,2	9,1	12		$ND \leq 35,161(62)$		
$^{133}_{55}Cs_{70}$	$d_{3/2}$	77,6	1,2(1)	0	2,40		70				IPN (82)		
$^{137}_{55}Cs_{72}$	$d_{3/2}$	139,0	0,120(20)	(0)	0,45	1,93	365				IPN (82) $ND \leq 35,161(62)$		
$^{137}_{55}Cs_{74}$	$d_{3/2}$	135,5	$\leq 0,080$	0,20(5)	$\geq 1,6$		≤ 30	$> 5,5$	> 14		IPN (82) $ND \leq 39,551(63)$		
$^{137}_{57}La_{76}$	$s_{1/2}$	174,1/76,9	0,83(16)	0,32(16)	3,04	1,85	55	2,33	2,9		$T_{1/2}$ (78): 17,9 48,1 625(64)		
$^{149}_{61}Pm_{88}$	$s_{1/2}$	387,6/198,9	0,6(1)	(0)	0,62	1,17	265				$T_{1/2}$ (78)		

Примечание к табл.4. (а, b, d, e) - см. примечание к табл.1.

Рассмотрим более подробно особенности отдельных типов f-запрещенных M1-переходов.

1. $n(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$

Переходы подобного типа удается проследить для ядер в широком диапазоне чисел нейтронов. На рис.1.1 представлена систематика энергетического положения состояний подоболочек $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ в зависимости от N при $Z = \text{const}$. Как видно из рисунка, наблюдается, как правило, плавное уменьшение /увеличение/ энергии уровней при переходе от изотопа к изотопу. При определенных N происходит инверсия положений подоболочек $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$. Аналогичная тенденция хода большинства кривых свидетельствует, по-видимому, что мы имеем дело с практически чистыми одноквантичными состояниями.

Приведенные вероятности $B(M1)$ нейтронных переходов типа $2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ удается проследить в диапазоне чисел нейтронов от $N = 53$ до $N = 81$ /табл.1/. Общий характер зависимости фактора запрета F_M от N представлен на рис.2.1. Обращает на себя внимание тот факт, что в области $65 \leq N \leq 77$ факторы запрета сравнительно малы по величине и незначительно отличаются друг от друга /не более, чем в два раза/. Кроме того, в этой же области слабо выражена зависимость скорости нейтронных переходов также и от Z. По мере приближения к значению $N = 81$ приведенные вероятности уменьшаются / F_M возрастает/, однако нерегулярным образом. Аналогичное увеличение факторов запрета с ростом N наблюдается и для M1-переходов в ядрах с $N = 53 \div 63$ /рис.2.1/.

2. $n(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$

Данные по переходам этого типа /табл.2, рис.1.2/ несколько расширены по сравнению с данными, представленными в обзоре /3/, где были включены лишь изотопы $^{105-111}Cd$. Однако они остаются весьма немногочисленными, и энергетическая систематика для них /рис.1.2/ выглядит не столь убедительно, как в случае нейтронных переходов $n(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$. Ситуация осложнена также и тем, что в ряде ядер состояния подоболочки $1g_{7/2}$ возбуждаются при достаточно высокой энергии. С этой точки зрения интересным представляется включение ядра ^{91}Zr / $Z = 40$, $N = 51$ /, спин уровня которого с энергией 1882 кэВ был однозначно определен как $7/2^+$ в реакциях /d, p/ с поляризованными дейтронами, а спин основного состояния как $5/2^+$ /см.ссылку в табл.2/. Состояние 1832 кэВ является первым возбужденным со спином $7/2^+$ в схеме уровней ^{91}Zr . Хорошее согласие $B(M1)_{\text{эксп.}}$ и $B(M1)_{\text{теор.}}$ /табл.2/ для перехода 1882 кэВ позволяет отождествить основное ($5/2^+$) и первое возбужденное ($7/2^+$) состояния ^{91}Zr с оболочечными состояни-

ями $1d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ соответственно. Значение фактора F_M для него, вычисленное при двух различных значениях δ , близко к F_M для подобных переходов в других ядрах /табл.2/.

На рис.2.2 приведены факторы запрета F_M для ℓ -запрещенных M1-переходов $\pi(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$. Новые переходы, включенные в систематику, по значениям F_M укладываются в те пределы изменения этой величины, которые присущи нечетным изотопам кадмия. Представлял бы интерес анализ величин $B(M1)$ ℓ -запрещенных нейтронных переходов в изотопах $Sb/Z=50$. Однако в настоящее время не имеется для этого надежных экспериментальных данных.

3. $\pi(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$

Для ℓ -запрещенных протонных M1-переходов имеется довольно обширная систематика /табл.3/. Энергетическое положение под-оболочек $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$ плавно меняется в зависимости от N /рис.1.3/, и, как и в случае нейтронных подоболочек $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, при определенном N ($Z = const$) наблюдается инверсия их положения. Как правило, одно из состояний $1g_{7/2}$ или $2d_{5/2}$ является основным, а второе - наиболее низколежащим. Это дает основание вместе с плавным подобным ходом кривых /рис.1.3/ считать эти состояния практически одноквазичастичными.

Несмотря на обширность систематики, в настоящее время не представляется возможным проследить характер изменения $B(M1)$ -переходов $1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ в области $60 \leq N \leq 66$. В то же время зависимость $B(M1)$ от N можно проанализировать по довольно большому количеству изотопов в переходной области от магического $Z=50$ до полумагического $Z=64$ /рис.2.3/. Отметим, что величина $B(M1)$ как функция Z при $N = const$ ведет себя нерегулярно, однако как функция N при $Z = const$ отличается довольно регулярным поведением, монотонно увеличиваясь или уменьшаясь с ростом N . Исключение составляет лишь случай $^{143}_{61}Pm$ при магическом числе $N=82$, где происходит резкое уменьшение скорости протонного перехода.

4. $\pi(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$

Для ядер в районе $90 \leq A \leq 150$ имеется сравнительно мало случаев M1-переходов, которые можно отнести к протонным переходам данного типа /табл.4/. Как правило, эти переходы идут между возбужденными состояниями ядер, у которых $Z \geq 51$ и $N \geq 68$ /рис.1.4/. Интересным является переход в ядре $^{121}_{51}Sb_{70}$, имеющем один протон сверх замкнутой оболочки $Z=50$; фактор запрета F_M для этого перехода не отличается по своей величине существенным образом от аналогичных факторов для других переходов этой группы.

Сформулируем некоторые общие выводы, следующие из анализа данных по величинам $B(M1)$ и факторам запрета F_M ℓ -запрещенных переходов.

Для подавляющего большинства переходов типа $\pi(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$, $\pi(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$, $\pi(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$ величина фактора запрета лежит в пределах 10^2-100 . Исключение составляют лишь M1-переходы в ядрах $^{141}_{81}Nd_{81} / F_M = 350/$, $^{101}_{42}Mo_{59} / F_M = 200/$, $^{97}_{38}Sr_{59} / F_M = 210/$, $^{107}_{48}Cd_{59} / F_M = 200/$, $^{149}_{81}Pm_{88} / F_M = 265/$, $^{127}_{55}Cs_{72} / F_M = 365/$.

Другая картина наблюдается в значениях вероятностей $B(M1)$ для протонных переходов типа $\pi(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$. Подавляющее большинство из них имеет высокие факторы запрета $F_M = 100-500/$, а для некоторых F_M существенно превышает эти значения $^{143}_{61}Pm_{82} / F_M = 990/$ и $^{129}_{55}Cs_{74} / F_M = 715/$. Это явление - значительное уменьшение значений $B(M1)$ в протонных переходах данного типа - может представлять интерес для отдельных исследований.

Что касается характера протонного $\pi(1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2})$ и нейтронного $\pi(3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2})$ переходов при $N=82$ и 81 в ядрах $^{149}_{61}Pm_{82}$, $^{141}_{80}Nd$, которые имеют наибольшие факторы F_M в группе переходов соответствующего типа, то можно ожидать, что в структуре данных ядер конкурируют два фактора: стабилизация сферической формы по мере приближения N к магическому числу $N=82$ и увеличение деформации по мере удаления Z от магического $Z=50$ /последнее может проявлять себя также и в деформации отдельных состояний ядер/. На рис.1.1. видно, как резко меняется положение подоболочки $3s_{1/2}$ в Nd при переходе от $N=81$ к $N=82$. Также заметно нарушается монотонность понижения подоболочки $1g_{7/2}$ в Pm при значении $N=82$ /рис.1.3/. Интересно в этом отношении поведение приведенных вероятностей $B(E2)$ переходов с первого возбужденного состояния 2^+ на основное состояние 0^+ в четно-четных ядрах данной области /табл.5/. Из таблицы видно, что ядро-остов ($^{142}_{60}Nd_{82}$) для ядер $^{141}_{81}Nd$, $^{143}_{61}Pm$, с одной стороны, имеет несколько большую степень коллективизации среди других изотопов $N=82$, но, с другой стороны, это состояние менее коллективизировано в группе изотопов с $Z=60$ /для сравнения в таблице приведена вероятность $B(E2)$ ротационного перехода $2^+ \rightarrow 0^+$ в деформированном ядре $^{152}_{64}Sm$ /.

Другим интересным обстоятельством является относительно небольшая величина F_M для перехода $\pi(2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2})$ в ядре $^{145}_{64}Gd$.

Таблица 5. Приведенные вероятности $B(E2)$ переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ в четно-четных ядрах переходной области

Ядро	$^{138}_{56}Ba_{82}$	$^{140}_{58}Ce_{82}$	$^{142}_{60}Nd_{82}$	$^{144}_{62}Sm_{82}$	$^{146}_{60}Nd_{84}$	$^{148}_{60}Nd_{86}$	$^{152}_{62}Sm_{90}$
Энергия [J] (кэВ)	1436	1596	1676	1660	696,5	453,8	121,8
$B(E2)_{(2^+ \rightarrow 0^+)} \cdot 10^{-2}$	4,19	3,62	8,21	4,96	10,10	14,63	67
$E(E2)^{1/2}$	10	8	19	11	22	32	137

- $E(E2)$ - фактор ускорения E2-перехода.

В свете последних представлений ядро-остов $^{148}_{84}\text{Gd}$ может рассматриваться как дважды магический ^{4/}. Поэтому приведенная вероятность ℓ -запрещенного M1-перехода в ядре $^{145}_{84}\text{Gd}$ может в какой-то мере быть эталоном, показывающим степень снятия ℓ -запрета в оболочечной модели для этой области ядер.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В своих расчетах в рамках теории, описанной в работе ^{1/}, мы сознательно ограничились одноквазичастичной схемой, основанной на сферическом базисе, хотя возможности ТКФС позволяют, в принципе, принять во внимание как деформацию ядра ^{5/}, так и учесть, например, взаимодействие с фононами ^{6,7/}. Реализация обеих возможностей связана со значительным усложнением расчетной схемы, хотя в этом не всегда может возникнуть необходимость по следующим причинам. Во-первых, многие из рассматриваемых переходов идут в изотопах, относящихся к переходной области, и это действительно допускает у них наличие стабильной или динамической деформации, которая не всегда известна из эксперимента. Более того, в некоторых случаях даже в ядрах, ранее считавшихся сферическими, в последнее время обнаружены вращательные полосы, построенные на нижних одночастичных состояниях ^{8/}, что еще более усложняет ситуацию. Естественно, наличие деформации у рассматриваемых ядер могло бы повлиять на результат расчетов. Однако если деформация мала, а состояния, между которыми происходит u -переход, идентифицированы правильно, в волновых функциях основными, по-прежнему, будут компоненты, остающиеся при переходе к сферическому пределу, и наша схема, построенная на сферическом базисе, будет неплохим приближением.

Во-вторых, примесь к одноквазичастичным состояниям коллективного компонента при включении взаимодействия "квазичастица+фонон" также не всегда сможет существенно изменить величину $B(M1)$, рассчитанную в одноквазичастичном приближении ^{9/}. Здесь свою роль играют как довольно жесткие правила отбора для M1-перехода, так и взаимное сокращение в матричном элементе отдельных слагаемых, появившихся в результате учета коллективных возбуждений остова. Конечно, возможны и исключения.

В нашей одноквазичастичной схеме максимально полно учитывается спиновая поляризация остова, которая, как известно, наиболее существенна именно для M1-переходов. Поэтому если обнаруживается значительное отличие результатов расчета от эксперимента, то это, ввиду вышеперечисленных соображений, будет указывать на необходимость установления особых причин неадекватности расчетной схемы, причем не следует исключать и неправильную идентификацию ядерных состояний.

Результаты проведенных расчетов $B(M1)$ представлены в таблицах 1-4 для 66 M1-переходов. Как видно из этих таблиц, для подавляю-

щего большинства u -переходов рассчитанные нами величины $B(M1)$ отличаются от $B(M1)_{\text{эксп.}}$ менее, чем в два раза. Это дает основание считать такие u -переходы одноквазичастичными. Однако имеется несколько ℓ -запрещенных u -переходов, для которых расхождение между $B(M1)_{\text{теор.}}$ и $B(M1)_{\text{эксп.}}$ значительное /около одного порядка/: $^{141}_{80}\text{Nd}$, $^{143}_{81}\text{Pm}$, $^{109}_{48}\text{Cd}$ и данное обстоятельство следует рассматривать как указание на более сложную структуру состояний, между которыми происходит u -переход, чем это предполагалось при расчете. По-видимому, в случае изотопов ^{141}Nd и ^{143}Pm ответственным за указанное расхождение может быть как раз неучет взаимодействия "квазичастица+фонон" в расчетной схеме, поскольку, как это уже отмечалось в разд. 1, характеристики возбужденного состояния 2^+ в ядре-остове $^{142}_{80}\text{Nd}$ существенно отличаются от соответствующих характеристик соседних изотопов. Аналогично и в случае u -перехода в изотопе ^{109}Cd также, вероятно, основное /и, возможно, возбужденное/ состояние не имеет одночастичной природы, а является компонентом некоторого мультиплетта, поскольку его спин $5/2^+$ оказывается на единицу меньше, чем спин соответствующей одночастичной подоболочки $1g_{7/2}$. Здесь мы сталкиваемся с так называемой проблемой "j - 1" аномалии ^{10/}. Как показывает анализ, проведенный в работах ^{6,11/}, в структуре такого рода состояний наряду с компонентами "одна частица", "одна частица+фонон" существует также и компонент "три частицы" с сеньорити $S = 3$, которому соответствует развал фонона на две частицы или образование его из двух частиц. Естественно, что более сложная структура состояний, между которыми происходит u -переход, может существенно изменить результат, полученный в одноквазичастичном приближении.

Конечно, вышеприведенные рассуждения имеют в рассмотренных примерах лишь характер предположения, и необходим количественный расчет для выявления истинной причины расхождения, однако это есть предмет специального рассмотрения. Еще раз подчеркнем, что предлагаемая схема как раз и позволяет выявлять случаи, требующие более детального исследования. В табл. 1, 3 для сравнения также даны значения $B(M1)$, рассчитанные в работе ^{12/}. Как видно, для большинства u -переходов рассчитанные нами величины $B(M1)$ лучше согласуются с экспериментом, чем в работе ^{12/}.

Как это уже отмечалось в работе ^{11/}, основным фактором, увеличивающим теоретическое значение $B(M1)$ и позволяющим добиться удовлетворительного согласия с экспериментом, является спин-орбитальная поправка к оператору M1-перехода $\Delta V(\ell_s)$, возникающая вследствие изменения двухчастичного спин-орбитального взаимодействия в электромагнитном поле. Это обстоятельство, по-видимому, позволяет получать достаточно надежную оценку вероятности ℓ -запрещенного M1-перехода, пренебрегая остаточным взаимодействием квазичастиц, но используя в качестве оператора перехода $V_0(\ell_s) / 1/$.

В этом приближении получаем

$$B(M1) = \frac{4\pi}{2j_1 + 1} |\langle \nu_f || V_0^{(f_s)} || \nu_1 \rangle|^2 (\xi_{\nu_1 \nu_f}^{(-)})^2. \quad /2.1/$$

Данная формула использовалась при расчетах $B(M1)$ γ -переходов между возбужденными состояниями /в табл.1-4 эти значения помечены индексом (e)/.

Используя /2.1/, можно провести грубую оценку приведенной вероятности ℓ -запрещенного $M1$ -перехода. Положим $\xi_{\nu_1 \nu_f}^{(-)} = 1$ и учтем, что с точностью до членов порядка $(a/R)^2$ можно считать $\frac{dp}{dr} = -\rho_0 \delta(r-R)$. Тогда, имея в виду, что для известных ℓ -запрещенных переходов $d_{3/2} + s_{1/2}$, $f_{5/2} + p_{3/2}$, $g_{7/2} + d_{5/2}$, $h_{9/2} + f_{7/2}$ значение фактора $4\pi(2j_1 + 1)^{-1} |\nu_f || T_{12} || \nu_1 \rangle|^2$ заключено в пределах от 1,5 до 2,0, находим (в единицах μ_N^2):

$$B(M1) = 3 \cdot 10^{-2} R^6 R_{\nu_1}^2(R) R_{\nu_f}^2(R). \quad /2.2/$$

Естественно, что эту оценку следует рассматривать как оценку сверху, поскольку учет спаривания и спиновой поляризации остова приводит к уменьшению величины $B(M1)$ /в отдельных случаях на порядок/.

Если в качестве радиальных функций $R_{\nu}(r)$ воспользоваться волновыми функциями трехмерного осциллятора, то оказывается, что с точностью до 15% величина $R^3 R_{\nu_1}(R) R_{\nu_f}(R)$ для ℓ -запрещенных переходов практически не зависит ни от A , ни от квантовых чисел конкретного перехода: $R^3 R_{\nu_1}(R) R_{\nu_f}(R) = 1,60 \pm 0,24$. В этом приближении находим: $B(M1) = 7,5 \cdot 10^{-2}$. Данное значение можно использовать в качестве единицы измерения при оценке времени жизни ядерных состояний по отношению к ℓ -запрещенному переходу, поскольку в этом случае единица Мошковского оказывается слишком большой.

Расчеты приведенной вероятности $B(E2)$ ряда смешанных переходов в нечетных ядрах /табл.3/ в рамках ТКФС/см.разд.2 работы '1/' показывают удовлетворительное согласие с экспериментом, хотя также использовалось одноквазичастичное приближение.

Исключение представляет лишь $E2$ -переход в изотопе $^{121}_{53}I$, где отличие теоретической величины $B(E2)$ от экспериментальной значительно. Однако и в этом случае не исключено, что мы опять сталкиваемся с "j-1"-аномалией, т.е. со случаем, когда состояния ядра имеют более сложную структуру. Отметим также, что вообще ситуация с изотопами иода, как и с изотопами кадмия, может оказаться гораздо сложнее, чем это предполагалось в нашей систематике и расчетах, поскольку имеются указания на существование ротационных полос, основанных на нижних одночастичных состояниях^{8/}, а это предполагает наличие деформации.

Из проведенного нами анализа большого количества ℓ -запрещенных $\gamma(M1)$ -переходов можно сделать вывод, что предложенная теория, учитывающая спиновое и спин-изоспиновое остаточное взаимо-

действие нуклонов, а также спин-орбитальную поправку к оператору $M1$ -перехода за некоторыми исключениями вполне удовлетворительно воспроизводит экспериментальное поведение приведенных вероятностей $B(M1)$ в рассматриваемой области массовых чисел и может быть использована для предварительной оценки /с точностью до порядка/ времени жизни ядерных уровней по отношению к ℓ -запрещенному γ -распаду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Осмоловская Н.А., Долгополов М.А., Копытин И.В., Морозов В.А. ОИЯИ, Р4-85-759, Дубна, 1985.
2. Войханский М.Е. В кн.: Гамма-лучи. Изд.АН СССР, М.-Л., 1961, с.5.
3. Марупов Н.З., Морозов В.А., Муминов Т.М. ОИЯИ, Р6-9005, Дубна, 1975.
4. Артамонов С.И., Исаков В.И. Препринт ЛИЯФ, № 996, Л., 1984.
5. Чернышов А.С., Рапопорт Л.П. ЯФ, 1963, 7, с.309.
6. Бирбраир Б.Л., Кирьянов К.Е. Препринт ЛИЯФ, № 140, Л., 1975.
7. Бирбраир Б.Л. ЯФ, 1978, 28, с.1223.
8. Hagemann V., Keller H.-J., Brinckmann H.-F., Nucl.Rhys., 1977, A289, p.292.
9. Долгополов М.А., Копытин И.В. Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.102; 1985, 49, с.85; 1980, 44, с.2397.
10. Paar V. Phys.Lett. 1972, 39B, p.466, p.587.
11. Alaga G. Bull. Am.Phys.Soc., 1959, 4, p.359.
12. Бирбраир Б.Л. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1963, 32, с.1613.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1985 года.