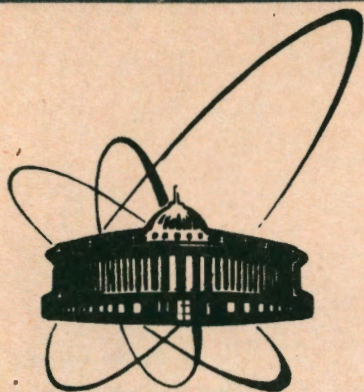


92-166



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-92-166

И.Н.Михайлов, П.Н.Усманов¹, А.А.Охунов²,
Ш.Бриансон³, Р.Кулесса⁴

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ
ИЗОТОПОВ ^{156,158,160,162,164}Dy

Направлено в журнал "Известия РАН, серия физическая"

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

²Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент

³Центр ядерной спектрометрии и спектрометрии масс,
Орсэ, Франция

⁴Институт физики, Ягиллонианский университет, Краков, Польша
и GSI, ФРГ

1992

Введение

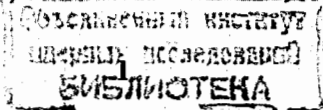
Изучению $I^\pi = 1^+$ -состояний и M1- переходов в атомных ядрах посвящено множество экспериментальных и теоретических работ. Существует ряд исследований, в которых рассматриваются те или иные аспекты этой проблемы [1, 3]. Особый интерес к возбуждениям M1- мод обусловлен тем, что в настоящее время во многих четно-четных ядрах обнаружено по несколько 1^+ низколежащих коллективных уровней в области энергии 3 МэВ [4, 5] и показано, что смешивание этих состояний с уровнями β - и γ - вибраторных полос приводит к M1- переходам из них [6-8]. На эксперименте [4] с высокой разрешающей способностью по рассеянию фотонов на ядрах были обнаружены в изотопах $^{160,162}Dy$ по три и ^{164}Dy семь $K^\pi = 1^+$ уровней, которые имеют сильные $V(M1)$ -переходы на основное состояние. В работе [9] нами в рамках феноменологической модели было рассмотрено корiolисово смешивание этих $K^\pi = 1^+$ -состояний с уровнями основной (gr), β - и γ - вибраторных полос. Изучены неадиабатичности отношений приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов из γ - полосы, а также оценены значения $V(E2)$ из уровней $K^\pi = 1^+$ - полос на основе экспериментальных данных о вероятностях E2- переходов из низколежащих уровней.

В настоящей работе, которая является продолжением [9], изучается влияние состояний $K^\pi = 1^+$ - полос на магнитные характеристики низколежащих уровней. Объясняется различие g_R - факторов состояний основной и γ - полос при низких спинах. Вычисляются значения коэффициентов смеси мультиполей δ для $\gamma \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow gr$ -переходов и сравниваются с экспериментальными данными.

Магнитные дипольные переходы

Мультипольный оператор M1- перехода напомним в виде [7]:

$$\hat{m}(M1; \mu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) g_R (I_{\mu=0} - I_3 D_{\mu=0,0}^1) + \sum \hat{m}(M1; \nu) D_{\mu=0,\nu}^1. \quad (1)$$



Первый член есть вклад вращательного движения, который пропорционален компоненте углового момента, перпендикулярной оси симметрии. Для оператора $\hat{m}(M1; \nu)$, согласно [7], напишем

$$\hat{m}(M1; \nu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) \left[m_{\kappa, \nu} (b_{\kappa} b_{\kappa}^{\dagger} + b_{\kappa}^{\dagger} b_{\kappa}) + m'_{1, \nu} (b(b^{\dagger} b)_{\kappa}^1)_{\nu}^1 + \text{э.с.} \right]. \quad (2)$$

Используя общепринятое обозначение

$$\langle I_f K_f \parallel \hat{m}(M1; \mu = 0) \parallel I_i K_i \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) g_{\kappa} K, \quad (3)$$

где g_{κ} — внутренний g-фактор полосы с $K \neq 0$, получим для приведенных вероятностей M1- переходов следующее выражение

$$B(M1; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f K_f \parallel \hat{m}(M1; \mu = 0) \parallel I_i K_i \rangle|^2, \quad (4)$$

где

$$\langle I_f K_f \parallel \hat{m}(M1; \mu = 0) \parallel I_i K_i \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) \sqrt{2I_i + 1} \times \\ \times \left\{ \sum_n^{1+\nu} \psi_{K_n, K_i}^i \psi_{K_n, K_f}^f K_n C_{I_i, K_n; 10}^{I_f, K_n} (g_{K_n} - g_R) + \frac{\sqrt{6}}{10} \psi_{g_r, K_f}^{I_f} C_{I_i, 1; 1-1}^{I_f, 0} \sum_{\nu} m'_{1, \nu} \psi_{1, \nu, K_i}^i \right\}$$

Здесь $\psi_{K, K}^I$ — амплитуды смешивания базисных состояний, ν — число 1^+ -уровней, включенных в базисные состояния гамильтониана, и $m'_{1, \nu}$ — некоторые численные параметры, определяемые из эксперимента.

В адиабатическом приближении для внутрислобных M1- переходов с $K \neq 0$ формула (4) имеет вид

$$B(M1; I_i K \rightarrow I_f K) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_{\kappa} - g_R)^2 K^2 \left[C_{I_i, K; 10}^{I_f, K} \right]^2, \quad (5)$$

а для M1- переходов из уровней 1^+ -полос на состояния основной полосы она имеет более простой вид:

$$B(M1; I_i 1_{\nu}^+ \rightarrow I_f 0_{gr}) = \frac{3}{4\pi} \frac{3}{50} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (m'_{1, \nu})^2 \left[C_{I_i, 1; 1-1}^{I_f, 0} \right]^2. \quad (6)$$

В адиабатическом приближении M1- переход из состояний β - и γ - вибраторных полос равен нулю. В данной схеме магнитный момент состояния определяется следующей формулой

$$\mu_{\kappa}(I) = \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) \left\{ g_R I + \sum_n^{(1+\nu)} |\psi_{n, K}^I|^2 (g_{K_n} - g_R) \frac{K_n^2}{I+1} + \frac{\sqrt{3}}{10} \psi_{g_r, K}^I \sqrt{\frac{I}{I+1}} \sum_{\nu} m'_{1, \nu} \psi_{1, \nu, K}^I \right\}. \quad (7)$$

Экспериментальные значения g_R -фактора вращательного движения сравнимы с величиной Z/A, которая получалась бы в случае равномерно заряженного вращающегося тела. Но для большинства случаев они несколько меньше. В расчетах значения g_R - фактора в вышеописанных формулах считаем как параметр и будем определять из данных о магнитных моментах вращательных полос. Эффективные значения $g_R^{\text{эфф}}$ - фактора определяем

$$g_R^{\text{эфф}}(I) = \mu_{\kappa}(I)/I, \quad (8)$$

которые сравниваем с экспериментальными $g_R^{\text{эксп}}(I)$.

Результаты расчетов

Вычисленные значения спектра энергии состояний и отношений приведенных вероятностей E2- переходов из γ - полосы для изотопов $^{156, 158, 160, 162, 164} \text{Dy}$ даны в [9]. Там же детально описан расчет энергии. В табл.1,2 представлены структуры состояний gr -, β -, γ - и $K^{\pi} = 1^+$ -полос $^{156, 162} \text{Dy}$, полученные при описании энергии. В состояниях γ - полосы β - компоненты становятся заметными уже при низких спинах. Смешивание состояний β - и γ - полос сильно проявляется в $^{156, 158} \text{Dy}$ из-за близости головных энергий ω_{β} и ω_{γ} . На рис.1(a,b,c,d,e) даны вычисленные значения $B(E2)$ для $I_{\gamma} \rightarrow (I-2)_{gr}$, $I_{\gamma} \rightarrow I_{gr}$ и $I_{\beta} \rightarrow (I-2)_{gr}$ переходов и приведенные матричные элементы $\langle (I+2)_{gr} \parallel \hat{m}(E2) \parallel I_{gr} \rangle$, $\langle I_{gr} \parallel E2 \parallel I_{gr} \rangle$ в $^{156} \text{Dy}$, которые сравниваются с экспериментом [18] и вычисленными значениями в адиабатическом приближении. Как видно из рис.1, неадиабатичности $B(E2)$ -переходов из β - и γ -полос можно объяснить смешиванием состояний gr -, β -, γ - и $K^{\pi} = 1^+$ -полос. Отметим, что в расчетах $B(E2)$ для $^{156} \text{Dy}$ использовались следующие значения $m_0 = 4.5 \text{ фм}^2$, $m_1 = 85.5 \text{ фм}^2$ и $m_2 = -40.5 \text{ фм}^2$, которые отличаются от m_{κ} , использованных в [9].

Вычислены M1- переходы по (4) из состояний β - и γ - полос. Параметры $m'_{1, \nu}$ определили по (6), используя экспериментальные значения $B(M1)$ из 1^+ -уровней [4]. Фазы $m'_{1, \nu}$ определялись из наилучшего согласия вычисленных значений коэффициентов смеси мультиполей δ с экспериментом для переходов $\gamma \rightarrow gr$. Значения $m'_{1, \nu}$ представлены в табл.3.

Параметры g_K и g_R найдены из экспериментальных значений магнитных моментов для основной ($\mu(4^+, gr) = 1.48_{-0.54}^{+0.67} \mu_n$) и γ ($\mu(2^+, \gamma) = 0.32 \pm 0.4 \mu_n$) полос для ^{160}Dy [10], которые оказались равными $g_K = 0.10$ и $g_R = 0.36$. В работе [11] показано, что $g_K^{\text{экс.}}(4^+, ^{158}\text{Dy}) \simeq g_R^{\text{экс.}}(2^+, ^{160}\text{Dy}) \simeq g_R^{\text{экс.}}(2^+, ^{162}\text{Dy})$. Поэтому в расчетах для всех изотопов Dy использовались определенные выше значения g_K и g_R . Вычисленные значения $g_R^{\text{эф.}}(I) = \mu(I)/I$ в зависимости от спина I представлены на рис.2 для $^{158,160,162}\text{Dy}$. Как видно из рисунков, g_R -фактор γ -полосы при низких I меньше, чем в основной полосе ($g_R^{\text{гр}}$), и с ростом I становится близким к $g_R^{\text{гр}}$. В нашей схеме значения g_R для состояний основной полосы оказались постоянными, что и подтверждает эксперимент при $I \leq 10\hbar$ в ^{158}Dy [11, 12].

Эксперимент [12] для ^{158}Dy при спинах $I \approx 14\hbar$ в gr -полосе дает $g_R = 0.04 \pm 0.11$. Это, наверное, связано со сложной структурой основной полосы при высоких спинах. Например, в нашей схеме не учитывается смешивание gr -полосы с выстроенной S -полосой, которая имеет большой момент инерции. На рис.3 даны вычисленные значения $B(M1)$ по формуле (4), для переходов $I_\gamma \rightarrow (I \pm 1)_{gr}$, $I_\gamma \rightarrow I_{gr}$. Во всех случаях $B(M1)$ монотонно растет с увеличением спина и для ^{160}Dy всегда $B(M1)$ меньше, чем для других ядер. Экспериментальных значений $B(M1)$ таких переходов нет, но существуют экспериментальные значения коэффициентов смеси мультиполей

$$\delta = 0.833 E_\gamma \frac{\langle I_f K_f \| m(E2) \| I_i K_i \rangle}{\langle I_f K_f \| m(M1) \| I_i K_i \rangle} \left(\text{МэВ} \frac{e^6}{\mu_n} \right). \quad (9)$$

В табл.4 приводится сравнение теоретических и экспериментальных значений δ для $^{160,162,164}\text{Dy}$. Экспериментальные данные по δ для ^{160}Dy оказались больше, чем для $^{162,164}\text{Dy}$, а для $^{156,158}\text{Dy}$ их не имеется. Значения $\delta^{\text{экс.}}$ для переходов в γ -полосе есть только для ^{162}Dy , что в пределе погрешности эксперимента согласуется с вычисленными $\delta^{\text{теор.}}$. Для $\gamma \rightarrow gr$ переходов в большинстве случаев теория дает удовлетворительное согласие с экспериментом. В табл.4 знак δ представлен в соответствии с определением Стефана - Беккера [13].

Представленные в [15] экспериментальные значения $B^{\text{экс.}}(E2; 2_\gamma \rightarrow 2_{gr}) = 0.045(25) e^2 b^2$, $= 0.0446(27) e^2 b^2$, $= 0.0411(25) e^2 b^2$ для изотопов $^{160,162,164}\text{Dy}$, соответственно и коэффициентов смеси мультиполей $\delta^{\text{экс.}}(2_\gamma \rightarrow 2_{gr}; ^{160}\text{Dy}) = -16.7(14)$ [16], $\delta^{\text{экс.}}(2_\gamma \rightarrow 2_{gr}; ^{162}\text{Dy}) = -8.1(11)$ [17], $\delta^{\text{экс.}}(2_\gamma \rightarrow 2_{gr}; ^{164}\text{Dy}) = -5.7(1.2)$ [17], позволяют определить $B^{\text{экс.}}(M1)$. Они оказались равными $B^{\text{экс.}}(M1; ^{160}\text{Dy}) = 0.086(6) \cdot 10^{-3} \mu_n^2$, $B^{\text{экс.}}(M1; ^{162}\text{Dy}) = 0.44(3) \cdot 10^{-3} \mu_n^2$ и $B^{\text{экс.}}(M1; ^{164}\text{Dy}) = 0.42(3) \cdot 10^{-3} \mu_n^2$. Наши вычисления в рамках описанной выше модели дают $B^{\text{теор.}}(M1; ^{160}\text{Dy}) = 0.082 \cdot 10^{-3} \mu_n^2$, $B^{\text{теор.}}(M1; ^{162}\text{Dy}) = 0.52 \cdot 10^{-3} \mu_n^2$ и $B^{\text{теор.}}(M1; ^{164}\text{Dy}) = 0.42 \cdot 10^{-3} \mu_n^2$, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями.

Таблица 1

Структура состояний ^{156}Dy								
I	gr				β			
	gr	β	1+	γ	gr	β	1+	γ
2	.9998	.0024	.0177	.0029	-.0033	-.9979	-.0422	-.0493
4	.9996	.0058	-.0278	.0081	-.0090	-.9864	-.0741	-.1463
6	.9992	.0094	.0357	.0134	-.0161	-.9635	-.1038	-.2464
8	.9989	.0129	.0422	.0186	-.0238	-.9321	-.1306	-.3371
10	.9984	.0163	.0481	.0237	-.0319	-.8971	-.1540	-.4129
12	.9980	.0197	.0533	.0287	-.0319	-.8971	-.1540	-.4129
14	.9975	.0231	.0582	.0336	-.0479	-.8310	-.1908	-.5203
16	.9969	.0264	.0629	.0385	-.0557	-.8029	-.2052	-.5570
18	.9963	.0297	.0673	.0434	-.0634	-.7782	-.2176	-.5857
20	.9957	.0329	.0716	.0482	-.0709	-.7568	-.2283	-.6084
γ					1+			
2	.0037	.0516	-.0548	-.9972	.0174	.0394	-.9974	.0596
3	—	—	-.0824	-.9966	—	—	-.9966	.0824
4	.0096	.1528	-.0902	-.9841	.0265	.0599	-.9928	.1006
5	—	—	-.1166	-.9932	—	—	-.9932	.1166
6	.0142	.2572	-.1048	-.9606	.0329	.0743	-.9884	.1282
7	—	—	-.1407	-.9900	—	—	-.9900	.1407
8	.0174	.3519	-.1091	-.9295	.0378	.0852	-.9845	.1485
9	—	—	-.1595	-.9872	—	—	-.9872	.1595
10	.0194	.4314	-.1082	-.8955	.0418	.0941	-.9810	.1647
11	—	—	-.1748	-.9846	—	—	-.9846	.1748
12	.0206	.4950	-.1047	-.8623	.0451	.1015	-.9777	.1781
13	—	—	-.1879	-.9822	—	—	-.9822	.1879
14	.0213	.5452	-.1004	-.8320	.0480	.1079	-.9747	.1896
15	—	—	-.1993	-.9799	—	—	-.9799	.1993
16	.0217	.5847	-.0960	-.8053	.0506	.1135	-.9720	.1996

Таблица 3

Параметры m'_{ν} для изотопов $^{160,162,164}Dy$

Ядро	ν	эксперимент [4]		m'_{ν}
		$E_{1\nu}$ (МэВ)	$B(M1;00_{gr} \rightarrow 1^+1)$ (μ_n^2)	
^{160}Dy	1	2.822	1.09±0.13	-8.7±0.5
	2	2.864	1.03±0.12	8.5±0.5
	3	3.061	0.30±0.05	-4.6±0.4
^{162}Dy	1	2.395	0.54±0.07	5.7±0.4
	2	2.900	1.60±0.18	10.0±0.6
	3	3.061	0.80±0.20	-6.8±0.9
^{164}Dy	1	2.530	0.36±0.05	-5.0±0.4
	2	2.539	0.30±0.04	4.6±0.3
	3	2.578	0.48±0.06	5.8±0.3
	4	2.694	0.53±0.06	6.1±0.3
	5	3.112	1.04±0.12	8.5±0.5
	6	3.159	1.16±0.14	9.0±0.5
	7	3.173	0.95±0.11	-8.1±0.6

Таблица 2

Структура состояний ^{162}Dy												
I	gr						β					
	gr	β	1^+	1^+_2	1^+_3	γ	gr	β	1^+	1^+_2	1^+_3	γ
2	.9999	.0014	.0065	.0054	.0051	.0010	-.0029	.9882	.1128	.0751	.0678	-.0222
4	.9998	.0046	.0121	.0099	.0094	.0038	-.0086	.9662	.1799	.1220	.1106	-.0832
6	.9996	.0096	.0178	.0147	.0139	.0082	-.0156	.9385	.2185	.1511	.1376	-.1716
8	.9991	.0163	.0240	.0198	.0187	.0140	-.0225	.9044	.2334	.1641	.1499	-.2788
10	.9984	.0249	.0307	.0253	.0240	.0215	-.0280	.8624	.2308	.1644	.1506	-.3905
12	.9972	.0354	.0383	.0316	.0299	.0306	-.0315	.8158	.2177	.1565	.1437	-.4909
14	.9954	.0485	.0470	.0388	.0367	.0419	-.0335	.7701	.2007	.1452	.1335	-.5715
16	.9926	.0645	.0572	.0472	.0447	.0558	-.0344	.7296	.1838	.1335	.1228	-.6323
18	.9882	.0843	.0694	.0573	.0543	.0728	-.0347	.6957	.1686	.1229	.1131	-.6771
20	.9813	.1091	.0843	.0696	.0660	.0941	-.0347	.6678	.1557	.1137	.1047	-.7104
	γ						1^+					
2	.0015	-.0155	-.0319	-.0241	-.0224	-.9988	-.0060	-.1103	.9928	-.0291	-.0219	-.0222
3	—	—	-.0480	-.0363	-.0337	-.9976	—	—	.9988	-.0072	-.0054	-.0476
4	.0059	-.0598	-.0707	-.0535	-.0497	-.9930	-.0093	-.1684	.9784	-.0867	-.0644	-.0517
5	—	—	-.0771	-.0585	-.0543	-.9938	—	—	.9969	-.0187	-.0141	-.0755
6	.0136	-.1277	-.1112	-.0845	-.0785	-.9787	-.0110	-.1947	.9608	-.1511	-.1104	-.0620
7	—	—	-.1018	-.0774	-.0719	-.9892	—	—	.9943	-.0330	-.0249	-.0980
8	.0249	-.2131	-.1544	-.1179	-.1097	-.9509	-.0115	-.2009	.9429	-.2087	-.1502	-.0652
9	—	—	-.1230	-.0938	-.0872	-.9841	—	—	.9914	-.0488	-.0366	-.1160
10	.0404	-.3038	-.1968	-.1513	-.1409	-.9081	-.0114	-.1974	.9267	-.2550	-.1813	-.0647
11	—	—	-.1411	-.1079	-.1004	-.9790	—	—	.9882	-.0651	-.0486	-.1302
12	.0598	-.3856	-.2338	-.1810	-.1689	-.8554	-.0110	-.1899	.9128	-.2909	-.2048	-.0627
13	—	—	-.1566	-.1202	-.1119	-.9739	—	—	.9848	-.0812	-.0603	-.1414
14	.0832	-.4505	-.2630	-.2052	-.1917	-.8013	-.0106	-.1814	.9013	-.3185	-.2225	-.0602
15	—	—	-.1701	-.1309	-.1220	-.9691	—	—	.9813	-.0968	-.0717	-.1501
16	.1111	-.4981	-.2846	-.2237	-.2094	-.7515	-.0101	-.1731	.8919	-.3399	-.2360	-.0576

Таблица 4

Значения δ для изотопов $^{160,162,164}Dy$

I_i	I_j	^{160}Dy		^{162}Dy		^{164}Dy	
		экс. [2]	теор.	экс. [14]	теор.	экс. [14]	теор.
2_γ	2_{gr}	$\delta > 0.5$	14.1	$-8.3 < \delta < 3.4$	-5.64	$-16.3 < \delta < 31.5$	-5.22
4_γ	4_{gr}	$< 1; > -8$	7.62	$-5.3^{+4.7}_{-0.8}$	-2.65	$-0.87^{+0.11}_{-0.13}$	-2.63
6_γ	6_{gr}	$\delta > 1.4$	4.96	$-17.9 < \delta < 2.3$	-1.64	—	-1.78
8_γ	8_{gr}	$\delta > 1.5$	3.5	—	-1.08	—	-1.80
10_γ	10_{gr}	$< -2.7; > 1.2$	2.55	—	-0.74	—	-1.39
3_γ	2_{gr}	$\delta > 11.0$	15.79	$-2.6^{+1.6}_{-5.3}$	-5.27	$-6.7 < \delta < 55.5$	-4.48
5_γ	4_{gr}	$< 8; > -14.0$	10.34	$\delta < 62.7$	-2.72	$-5.5^{+2.1}_{-6.1}$	-2.54
7_γ	6_{gr}	7.2(10)	6.9	—	-2.13	—	-1.76
9_γ	8_{gr}	7.0(12)	5.84	—	-1.65	—	-1.31
11_γ	10_{gr}	$\delta > 0.0$	5.01	—	-1.33	—	-1.13
3_γ	4_{gr}	-0.05(5)	9.73	$-11.7 < \delta < 10.4$	-5.41	$-5.4^{+3.2}_{-2.5}$	-3.63
5_γ	6_{gr}	$\delta > 10.0$	6.11	$-3.9^{+1.5}_{-4.1}$	-2.6	—	-2.31
7_γ	8_{gr}	5(8)	4.72	—	-1.95	—	-1.72
4_γ	3_γ	—	-0.77	$ \delta = 1.2^{+0.9}_{-0.6}$	-0.67	—	-0.60
5_γ	4_γ	—	-0.75	$ \delta = 1.2^{+0.9}_{-0.6}$	-0.66	—	-0.59
6_γ	5_γ	—	-0.70	$ \delta = 0.67^{+0.36}_{-0.30}$	-0.63	—	-0.59

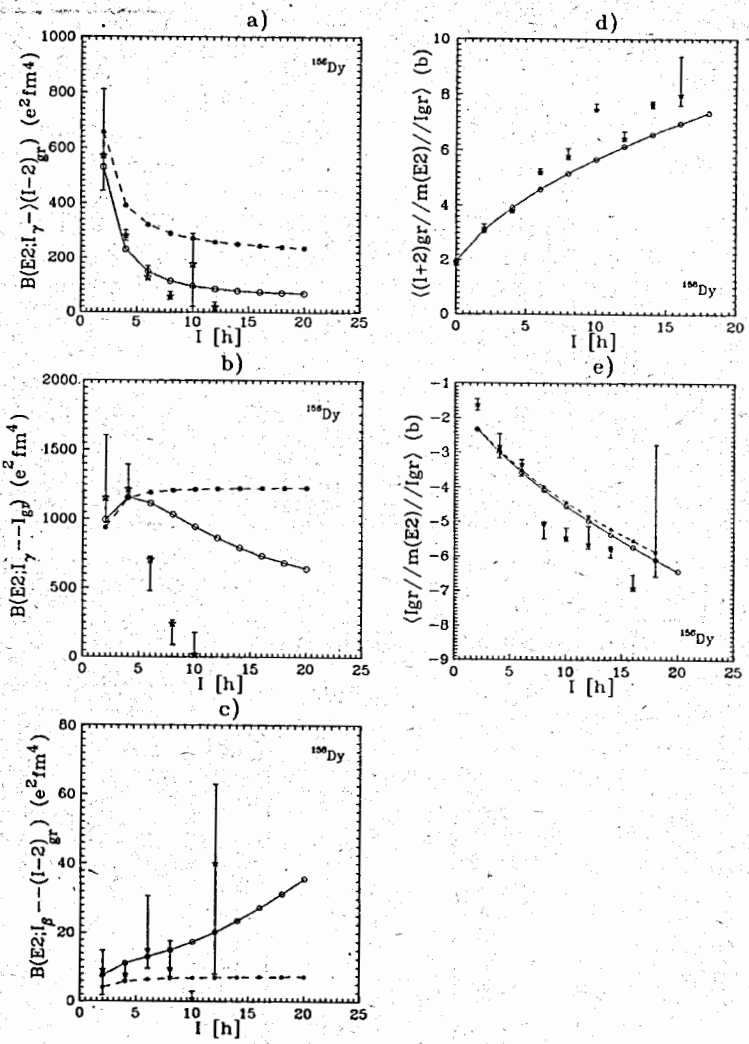


Рис.1. Приведенные вероятности и м.э. E2- переходов для ^{156}Dy (★ эксперимент [18], ○- теория и ●- адиабатические значения).

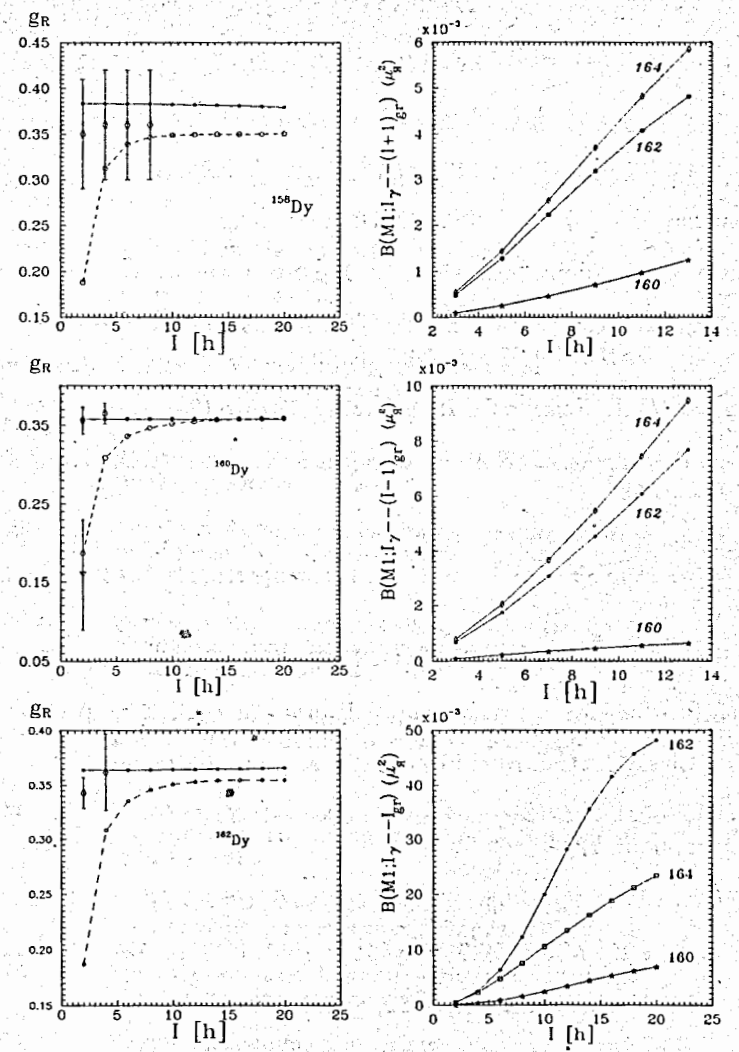


Рис.2. Спиновая зависимость g_R - фактора для $^{158,160,162}\text{Dy}$ (◇ - эксперимент для состояний основной полосы, ▽ - эксперимент для γ - полосы, ○ - теория для γ - полосы, ● - теоретические значения для основной полосы)

Рис.3. Теоретические значения $B(M1)$ (★ - для ^{160}Dy , ● - для ^{162}Dy , ◇ - для ^{164}Dy)

Литература

- [1] Hartmann U. et al. Nucl.Phys.A465, 1987, p.25.
- [2] Riezebos H.J. et al. Nucl.Phys.A465, 1987, p.1.
- [3] Arima A., J. Phys. G: Nucl.Phys.N88,14 Suppl.,1988,S1.
- [4] Wesselborg C. et al. Phys. Lett., 207B, 1988, p.22.
- [5] Zilges A. et al. Nucl. Phys. A507, 1990, p.399.
- [6] Бриансон Ш., Михайлов И.Н., Усманов П.Н. ЯФ, т.50, 1989, с.52.
Препринт ОИЯИ, Р4-87-889, 1987, Дубна.
- [7] Михайлов И.Н., Усманов П.Н. ЯФ, т.54, 1991, с.1238.
- [8] Громов К.Я., Исламов Т.А., Усманов П.Н. Изв. АН СССР, сер.физ., т.53, N5,1989, с.858.
- [9] Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А., Бриансон Ш. Изв. АН СССР, сер.физ., т.56, N1, 1992, с.121. Препринт ОИЯИ, Р4-91-170, 1991, Дубна.
- [10] Saghurun - Nisa Khan et al. J. Phys. G: Nucl.Phys., 1, 1975, p.727.
- [11] Kalish R., Herskind B., Hagemann G.B. Phys.Rev. C8,1973, p.757.
- [12] Seiler - Clark G. et al. Nucl.Phys. A399, 1983, p.211.
- [13] Бегжанов Р.Б. и др. *Справочник по ядерной физике* т.1,2, Ташкент, Фан, 1989.
- [14] Hungerford P. et al. J.Phys. G: Nucl.Phys., 6, 1980, p.741.
- [15] Mc Gowan F.K., Milner W.T. Phys.Rev. 1981, C23, p.1926.
- [16] Krane K.S. Nucl. Phys. A377, 1982, p.176.
- [17] Hooper H.R. Phys. Rev. C15, 1977, p.1665.
- [18] Kulesa R., Emling H., Grosse E., Simon R.S., Wollersheim H.J., Schwalm D., to be publ.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 апреля 1992 года.