

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-465

18/1к-74

P6 - 8005

3671/2-74

А.А.Александров, В.С.Бутцев, Ц.Вылов,
Е.П.Григорьев, К.Я.Громов,
В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев

РАСПАД ИЗОМЕРОВ ^{160}Ho
И СВОЙСТВА ^{160}Dy

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P6 - 8005

А.А.Александров, В.С.Бутцев, Ц.Вылов,
Е.П.Григорьев, К.Я.Громов,
В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев

РАСПАД ИЗОМЕРОВ ^{160}Ho
И СВОЙСТВА ^{160}Dy

Направлено в Изв. АН СССР (серия физическая)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В предыдущей статье^{/1/} опубликованы данные о спектре γ -лучей $^{160m+g}\text{Ho}$. На основании проведенных исследований^{/1-6/} можно рассмотреть и проанализировать схему распада ^{160m}Ho , $T = 5,0$ час, $J^\pi = 2^-$ и ^{160g}Ho , $T = 25$ мин, $J^\pi = 5^+$. При анализе естественно использовать те данные об уровнях дочернего ^{160}Dy , которые получены в распаде ^{160}Tb ^{/6-9/}, при кулоновском возбуждении^{/10/}, в реакциях $(d, d\gamma)$ ^{/11/}, (p, t) ^{/12/} и с α -частицами и тяжелыми ионами^{/13/}.

Результатом настоящей работы является: 1/ уточнение энергий уровней и интенсивностей разряжающих их γ -переходов и получение более точных параметров ротационных полос, 2/ введение новых уровней и определение их свойств, 3/ статистический анализ большого числа уровней, расположенных выше 2 МэВ.

В основу рассмотрения свойств ^{160}Dy были положены данные о твердо установленных уровнях, их энергиях, спинах, четности, принадлежности к определенной ротационной полосе. Они приведены в табл. 1. Уровни с энергией выше 1535 кэВ не возбуждаются в распаде ^{160}Tb , они введены на основе данных о γ - γ -совпадениях в распаде ^{160}Ho ^{/4/}. В настоящей работе значительно уточнены энергии этих уровней. Другие состояния ^{160}Dy вводились по энергиям, интенсивностям и мультипольностям γ -переходов, причем в качестве опорных принимались состояния из табл. 1.

Таблица I. Надежно установленные уровни ^{160}Dy .

Э кэВ	I^{π}	К	Способ наблюдения	$t_{1/2}$ ф.т.	Э кэВ	I^{π}	К	Способ наблюдения	$t_{1/2}$ ф.т.
86,788(2)	2^+	0	$T_6, Ho(d, d'), (p, t)$	9,8	1518,8(1)	2^+	4	^{160}Ho	7,8
283,82(2)	4^+	0	$T_6, Ho(d, d'), (p, t)$	7,4	1694,37(8)	4^+	4	^{160}Ho	4,65
581,08(10)	6^+	0	$^{160}\text{Ho}(d, d'), (p, t)$	7,4	1802,22(8)	5^+	4	^{160}Ho	5,4
966,16(2)	2^+	2	$T_6, ^{160}\text{Ho}(d, d'), (p, t)$	7,5	1928,9(3)	6^+	4	^{160}Ho	6,3
1049,13(4)	3^+	2	T_6, Ho		1757,1(1)	$2^+, 3^+$		^{160}Ho	7,8
1155,86(5)	4^+	2	$T_6, ^{160}\text{Ho}(d, d')$	6,5	1903,2(1)	$2^+, 3^+$		^{160}Ho	7,8
1288,7(1)	5^+	2	$(T_6), ^{160}\text{Ho}$	7,0	1953,2(1)	0^+	0	^{160}Ho	8,1
1438,0(2)	6^+	2	^{160}Ho	6,8	2009,6(1)	2^+		^{160}Ho	7,9
1285,64(5)	I^-	1	$T_6, ^{160}\text{Ho}$	7,6	2068,2(1)	I^-		^{160}Ho	7,8
1358,67(2)	2^-	1	$T_6, ^{160}\text{Ho}$	7,4	2096,85(5)	4^+	4	^{160}Ho	5,9
1398,93(3)	3^-	1	T_6, Ho	8,0	2271,4(1)	2^-		^{160}Ho	8,0
1535,09(5)	4^-	1	T_6, Ho	7,8	2630,9(1)	I^-		^{160}Ho	6,44
1264,74(2)	2^-	2	T_6, Ho	7,8	2674,7(1)	I^-		^{160}Ho	6,58
1286,69(2)	3^-	2	$T_6, ^{160}\text{Ho}(d, d')$	8,7	2701,3(1)	I^-		^{160}Ho	6,94
1386,44(3)	4^-	2	T_6, Ho		2720,2(2)	3^-		^{160}Ho	6,88
1407,2(2)	5^-	2	$^{160}\text{Ho}(d, d')$	7,1	2734,8(1)	I^-		^{160}Ho	6,79
1280,0(1)	0^+	0	$^{160}\text{Ho}(p, t)$		2858,4(2)	3^-		^{160}Ho	7,18
1349,6(1)	2^+	0	$^{160}\text{Ho}(d, d'), (p, t)$	8,4					

Свойства состояний, приведенных в табл. 1:

Полоса основного состояния. Из реакций с тяжелыми нонами и α -частицами известны уровни с J^{π} до $18^{+}/13/$. В распаде ^{160}Ho проявились уровни с J^{π} до 6^+ . Не обнаружено перехода $386 \text{ кэВ}, 8^+ \rightarrow 6^+$.

Полоса, основанная на γ -вибрационном состоянии $966,16 \text{ кэВ}$, ярко проявилась в распаде ^{160}Ho , лишь верхний из уровней, $1438,0 \text{ кэВ}, 6^+$ заселяется довольно слабо. Ротационные параметры в формуле

$$E = E_0 + A_2 [I(I+1) - 6] + B_2 [I(I+1) - 6]^2 + D_2 (-1)^I \frac{(I+2)!}{(I-2)!}$$

равны: $A_2 = 13,96 \text{ кэВ}$, $B_2 = -24,5 \text{ эВ}$, $D_2 = -1,8 \text{ эВ}$.

Для уровня $966,16 \text{ кэВ}, 2^+$ определена приведенная вероятность кулоновского возбуждения $B(E_2; 0 \rightarrow 2) = 0,111 \pm 0,007 e^2 \cdot \text{барн}^2 / 10^4$, что соответствует фактору ускорения $F_y(E_2) = 4,2$.

Были вычислены отношения приведенных вероятностей E_2 -переходов между полосами γ -вибрационного и основного состояний. Учет взаимного смешивания полос основного и γ -вибрационного состояний проводится практически для всех четно-четных деформированных ядер по формулам Бора-Моттельсона или Михайлова. Параметр смешивания определялся из различных отношений γ -переходов и в $^{160}\text{Dy}^{12/}$. На рис. 1 дается графическая интерпретация полученных результатов. Все точки должны ложиться на прямую линию, если верны предпосылки о взаимных примесях в волновых функциях полос γ -вибрационного и основного состояний. Видно, что это имеет место для ^{160}Dy . Однако точка, соответствующая γ -переходу $2_{\gamma} \rightarrow 4_g$, выпадает за пределы погрешности. Для относительно слабых переходов $2_{\gamma} \rightarrow 4_g$ наблюдаются аномалии и в других ядрах. Из графика определяется значение параметра смешивания $a = 0,020 \pm 0,002$, что соответствует часто используемому параметру $Z = 2a / (1 - 4a) = 0,042$.

Полоса с $K^{\pi} = 0^+$ на уровне $1280,0 \text{ кэВ}$. В реакции $(p, t)^{12/}$ наблюдались уровни $1275 \pm 15 \text{ кэВ}, 0^+$ и $1339 \pm 15 \text{ кэВ}, 2^+$. Уровень $1350 \text{ кэВ}, 2^+$ был также обнаружен в реакции (d, d') и при распаде ^{160}Ho . В ре-

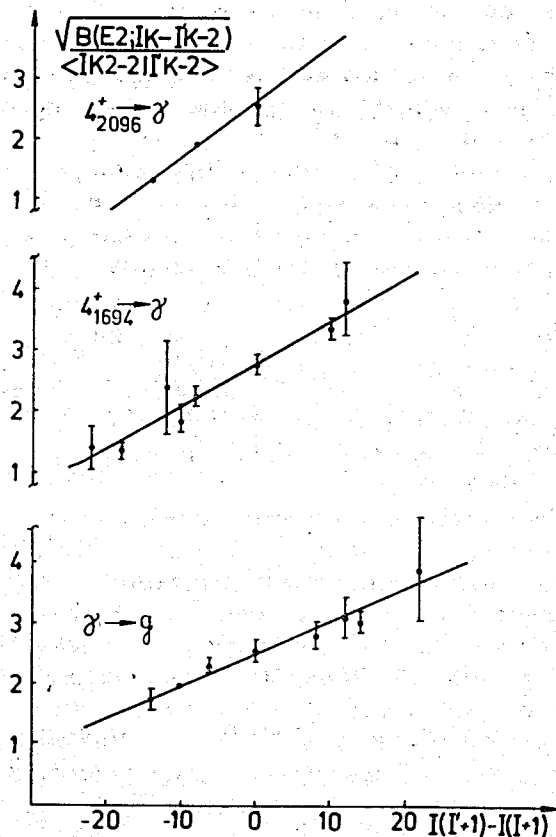


Рис. 1. Приведенные вероятности E2-переходов в зависимости от спинов начальных и конечных состояний. Линии относятся к распаду уровней γ -вибрационной полосы на нижнюю полосу и уровней полос с $K=4$ на γ -вибрационную полосу.

результате измерения спектра γ -лучей и недавних исследований электронов внутренней конверсии^{5/} уточнены энергии уровней 0^+ и 2^+ и получена информация об их свойствах. Определен параметр $X = B(E_0) / B(E_2) = 0,26 \pm 0,08$ для уровня 0^+ и $X = B(E_0) / \sum B_i(E_2) = 0,22 \pm 0,07$ для уровня 2^+ . В переходе 1263 кэВ, $2^+ \rightarrow 2^+$ содержится значительная E_0 -компонента. Был обнаружен переход

1065,8 кэВ, $2^+ \rightarrow 4^+$ и вычислены отношения приведенных вероятностей E2-переходов на полосу основного состояния: $B(E_2; 2 \rightarrow 2) / B(E_2; 2 \rightarrow 0) = 1,6 \pm 0,3$ и $B(E_2; 2 \rightarrow 4) / B(E_2; 2 \rightarrow 0) = 1,5 \pm 0,3^{5/}$. Ротационный уровень 4^+ в распаде ^{160}Ho пока еще не обнаружен. Таким образом, для полосы с $K^\pi = 0^+$, ^{160}Dy наблюдаются одинаковые или близкие значения X для уровней с $J^\pi = 0^+$ и 2^+ . Они не очень сильно отличаются от ожидаемых теоретических значений $X = 0,4$ для β -вибрационных уровней, но малая вероятность $B(E_2)$, наблюдаемая в кулоновском возбуждении и в (d, d') реакции, приводит к заключению о более сложной структуре уровня 0^+ .

Второе состояние с $J^\pi = 0^+$ имеет энергию 1953,2 КэВ. Оно разряжается E_0 -переходом на основное и E2-переходами 1866,4 и 987,1 кэВ на первое возбужденное и на γ -вибрационное состояния. Энергия возбуждения, величина $X = 0,4$ и отношение $B(E_2; 0^+ \rightarrow 2^+ \gamma) / B(E_2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 13$ позволяют сделать предположение о двухфононном γ -вибрационном характере этого уровня.

Полоса на двухквaziчастичном состоянии 1694,37 кэВ. Наиболее интенсивно в β -распаде основного состояния ^{160}Ho , $J^\pi = 5^+$, $p 523^+ + n 521^+$, заселяется уровень 1694,37 кэВ, 4^+ и относящиеся к нему ротационные уровни /табл. 1/. На основании разрешенного незаторможенного β -перехода на уровень 4^+ , $t_{g \text{ ft}} = 4,65$ ему приписана конфигурация $p 523^+ + n 521^+$. Недавно был измерен период полураспада этого уровня $T = 180 \pm 35$ псек^{14/}. Разрядка его происходит самыми интенсивными в спектре переходами на γ -вибрационную полосу. Из рис. 1 определен параметр смешивания обеих полос $a = 0,030 \pm 0,003$. Расположение точек на прямой линии свидетельствует о применимости представлений о взаимном смешивании волновых функций этих полос. Парциальный период полураспада по отношению к переходу $4^+ \rightarrow 2^+$ 728,13 кэВ равен $3,0 \cdot 10^{-10}$ сек, что соответствует фактору торможения $F_T(728,13) = 6,0$ и исключает предположение о большой примеси двухфононного γ -вибрационного состояния в уровне 1694,37 кэВ. По-видимому, невелика в нем и примесь однофононного состояния, так как очень мало-

интенсивны γ -переходы на нижнюю полосу. Их матричные элементы на 5 порядков ниже, чем матричные элементы переходов на γ -вибрационную полосу.

Уровень 2096,85 кэВ 4^+ имеет свойства, похожие на свойства уровня 1694,37 кэВ. Очень вероятно, что главная компонента волновой функции уровня 2096,85 кэВ соответствует двухфононным γ -колебаниям, так как разрядка происходит только на γ -вибрационную полосу и не наблюдается перехода на полосу основного состояния. Параметр смешивания $a = 0,037 \pm 0,005$ определен из наклона прямой на рис. 1. Малое значение $l_g ft = 5,8$ β -перехода с основного состояния ^{160}Ho можно объяснить присутствием примеси от двухквазичастичной волновой функции уровня 1694,37 кэВ. Ротационный уровень 5^+ ожидается при энергии около 2200 кэВ, однако нет экспериментальных данных для его введения в схему.

Ранее обсуждался уровень 2368 кэВ. Уточнение энергий γ -переходов привело к затруднениям в установлении способов разрядки этого уровня.

β -распад основного состояния ^{160}Ho происходит на уровни с $J^\pi = 4^+, 5^+$ и 6^+ . Значение $l_g ft$ β -переходов указаны в табл. 1. Для полосы с $K^\pi = 4^+$, основанной на уровне 1694,37 кэВ, выполняются правила Алаги. Экспериментальное отношение приведенных вероятностей β -переходов на уровни с $J = 4, 5$ и 6 : $100 : /18 \pm 2/ : /1,3 \pm 0,5/$ согласуются с расчетными значениями $100 : 20,4 : 1,95$. Это свидетельствует о том, что примесные компоненты во внутренней волновой функции уровней полосы не оказывают заметного влияния на силу β -переходов.

Нужно отметить, что соблюдается баланс интенсивностей для основного состояния ^{160}Ho : полная интенсивность изомерного перехода 60 кэВ, равная $/60 \pm 3/ \%$ на распад ^{160}Ho , совпадает с интенсивностью γ -лучей, разряжающих те уровни, которые заселяются в распаде ^{160}Ho . Их доля составляет $65 \pm 3 \%$.

Все обсуждаемые ниже уровни заселяются в результате β -распада ^{160m}Ho , $T = 5,0$ час.

Уровень 1518,7 кэВ, 2^+ наблюдался по γ - γ -совпадениям 14 . Он разряжается переходами на уровни полосы основного состояния, причем отношение приведенных

1065,8 кэВ, $2^+ \rightarrow 4^+$ и вычислены отношения приведенных вероятностей E2-переходов на полосу основного состояния: $B(E2; 2 \rightarrow 2) / B(E2; 2 \rightarrow 0) = 1,6 \pm 0,3$ и $B(E2; 2 \rightarrow 4) / B(E2; 2 \rightarrow 0) = 1,5 \pm 0,3^{1/3}$. Ротационный уровень 4^+ в распаде ^{160}Ho пока еще не обнаружен. Таким образом, для полосы с $K^\pi = 0^+$ ^{160}Dy наблюдаются одинаковые или близкие значения X для уровней с $J^\pi = 0^+$ и 2^+ . Они не очень сильно отличаются от ожидаемых теоретических значений $X = 0,4$ для β -вибрационных уровней, но малая вероятность $B(E2)$, наблюдаемая в кулоновском возбуждении и в (d, d') реакции, приводит к заключению о более сложной структуре уровня 0^+ .

Второе состояние с $J^\pi = 0^+$ имеет энергию 1953,2 кэВ. Оно разряжается E0-переходом на основное и E2-переходами 1866,4 и 987,1 кэВ на первое возбужденное и на γ -вибрационное состояния. Энергия возбуждения, величина $X = 0,4$ и отношение $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+ \gamma) / B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 13$ позволяют сделать предположение о двухфононном γ -вибрационном характере этого уровня.

Полоса на двухквазичастичном состоянии 1694,37 кэВ. Наиболее интенсивно в β -распаде основного состояния ^{160}Ho , $J^\pi = 5^+$, $p 523^+ + n 521^+$, заселяется уровень 1694,37 кэВ, 4^+ и относящиеся к нему ротационные уровни /табл. 1/. На основании разрешенного незаторможенного β -перехода на уровень 4^+ , $l_g ft = 4,65$ ему приписана конфигурация $n 523^+ + n 521^+$. Недавно был измерен период полураспада этого уровня $T = 180 \pm 35$ псек 14 . Разрядка его происходит самыми интенсивными в спектре переходами на γ -вибрационную полосу. Из рис. 1 определен параметр смешивания обеих полос $a = 0,030 \pm 0,003$. Расположение точек на прямой линии свидетельствует о применимости представлений о взаимном смешивании волновых функций этих полос. Парциальный период полураспада по отношению к переходу $4^+ \rightarrow 2^+$ 728,13 кэВ равен $3,0 \cdot 10^{-10}$ сек, что соответствует фактору торможения $F_T(728, 13) = 6,0$ и исключает предположение о большой примеси двухфононного γ -вибрационного состояния в уровне 1694,37 кэВ. По-видимому, невелика в нем и примесь однофононного состояния, так как очень мало-

Используя данные о вероятности образования дырки на К-оболочке $P_K = 0,8$, о периоде полураспада дырок на К-оболочке после К-захвата $T = 1,21 \cdot 10^{-16}$ сек, коэффициентах конверсии $\alpha_K(E1; 2648) = 2,13 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_K(E1; 2675) = 2,1 \cdot 10^{-4}$, коэффициентах конверсии для монохроматических позитронов $\alpha(e^+) = 4 \cdot 10^{-5}$, мы получили оценки периодов полураспада уровней 2734,8 и 2674,7 кэВ - $4,8 \cdot 10^{-16}$ и $9,5 \cdot 10^{-16}$ сек, соответственно. Найдя по разветвлению γ -переходов парциальные периоды, мы определили фактор торможения $F_T(E1, 2648) = 50$, $F_T(E1, 2675) = 110$, которые являются довольно малыми для E1-переходов в деформированных ядрах.

Уровни из реакций (d, d') . Важным критерием для размещения γ -переходов является значение энергии уровней, которые проявляются в ядерных реакциях. Практически только при неупругом рассеянии дейтронов наблюдались уровни ^{160}Dy с энергиями от 0 до 2359 кэВ^{11/}. В табл. 2 указаны возможные пути их разрядки, уточненные энергии и возможные спины и четности уровней. Два из них, 1653,3 и 1903,2 кэВ, подтверждены γ - γ -совпадениями^{4/}. Сечения реакции (d, d') для уровней, перечисленных в табл. 2, сравнимы с сечениями возбуждения уровней 1155,86, $4^+/30$ ед./ или 1349,6 кэВ, $2^+/15$ ед./, которые имеют коллективный характер. Поэтому можно думать о коллективной природе уровней, перечисленных в табл. 2. Их возможные характеристики 2^+ , 3^+ , 4^+ , 1^- обычны для (d, d') реакций. Сравнительно низкая энергия уровней дает надежду на выяснение их волновых функций с точки зрения модельных представлений.

Размещение малоинтенсивных γ -переходов. Исследование распада ^{160}Ho , изолированного от изомера, позволило, за исключением нескольких малоинтенсивных переходов, все γ -переходы, возникающие при β -распаде ^{160}Ho , разместить между уровнями ^{160}Dy . В спектре γ -лучей, возникающих при β -распаде изомера $^{160\text{m}}\text{Ho}$, имеется большое число переходов, не размещенных надежно между уровнями ^{160}Dy . Для них часто не известна мультипольность, они довольно малоинтенсивны, чтобы их наблюдать в спектрах γ - γ -совпадений. По той же

Таблица 2.

Уровни ^{160}Dy , наблюдавшиеся в реакции (d, d') /11/ и, возможно, в распаде ^{160}Ho .

(d, d')		^{160}Ho			
Е кэВ	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Е кэВ	J^π	$t_{g\text{fr}}$	Переходы
1578	7	1576,3	1^-	8,3	1576,3 + 0 = 1576,3 1489,5 + 86,8 = 1576,3 E1 609,3 + 966,1 = 1575,4
1643	14	1643,4	4^+		1556,6 + 86,8 = 1643,4 1359,4 + 283,8 = 1643,2 1062,5 + 581,0 = 1643,5 236,4 + 1407,2 = 1643,6
1656	10	1653,3	$2,3$	8,2	1566,2 + 86,8 = 1653,0 1369,9 + 283,8 = 1653,7
1875	7	1869,9	2^+	7,8	1869,9 + 0 = 1869,9 E2, M1 1782,9 + 86,8 = 1869,9 E2, M1 1586,3 + 283,8 = 1870,1
1904	4	1903,2	$2^+, 4^+$	8,1	1816,3 + 86,8 = 1903,2 E2, M1 1619,4 + 283,8 = 1903,2 E2, M1
2129	8	2130,9		8,7	2044,1 + 86,8 = 2130,9
2143	13	2139,3	2^+	7,6	2139,0 + 0 = 2139,0 2052,5 + 86,8 = 2139,3 1856,2 + 283,8 = 2140,0 1172,7 + 966,2 = 2138,9 1090,3 + 1049,1 = 2139,4 853,8 + 1285,6 = 2139,4
2190	8	2190,3		8,7	2190,7 + 0 = 2190,7 1224,1 + 966,2 = 2190,3 1140,9 + 1049,1 = 2190,0
2359	15	2363,0		8,2	2362,7 + 0 = 2362,7 E1, E2 2276,6 + 86,8 = 2363,4

причине погрешность в определении их энергий достигает 1 кэВ. Размещать эти переходы можно, лишь введя новые уровни так, чтобы с них было направлено несколько переходов на уже известные "опорные" состояния. Однако надежность новых уровней довольно мала, обсуждать каждый из них трудно по причине его недостаточной достоверности и большой плотности состояний.

Существуют обстоятельства, из-за которых необходимо построить систему из большого числа уровней с энергией 2-3 МэВ в ^{160}Dy :

1/ Можно установить среднюю плотность уровней с определенными значениями J^π в данном энергетическом интервале.

2/ По концентрации интенсивно заселяемых уровней можно сделать заключение о фрагментации волновой функции одного или нескольких выделенных состояний по уровням с одинаковыми спинами и четностью.

3/ Зная интенсивность заселения уровней, можно построить зависимость приведенных вероятностей β -переходов от энергии возбуждения, то есть построить силовую функцию β -распада в энергетическом интервале 2-3 МэВ.

Рассмотрение поставленных вопросов можно проводить, не имея точных сведений о каждом конкретном уровне. Поэтому нами была построена система так называемых условных уровней, которые вводились по установленным правилам. Основанием для введения правил была известная энергия β -распада $^{160\text{m}}\text{Ho}$ $Q = 3346 \pm 15$ кэВ, наличие энергетической щели в ^{160}Dy и знание того факта, что для большинства твердо установленных уровней их разрядка на уровни 0_g^+ , 86,8 и 283,8 кэВ происходит более интенсивными γ -переходами, чем на высокие состояния. При β -распаде $^{160\text{m}}\text{Ho}$, $J^\pi = 2^-$ возникают состояния с $J = 1, 2$ или 3, так как значения l_g ft. наблюдаемых β -переходов лежат в интервале 6 - 9, что соответствует разрешенным или 1-го запрещения переходам с $\Delta J = 0, 1$. Возможно, конечно, заселение уровней 0^+ или 4^+ уникальными β -переходами первого запрещения, что видно на примере уровня 1953,2 кэВ, 0^+ , но для идентификации других уровней

0^+ нужно искать $E0$ -переходы по конверсионным электронам с более высоким, чем раньше^{/3/}, приборным разрешением.

В силу указанных обстоятельств мы искали уровни с энергиями от 2 до 3 МэВ по γ -переходам из работы^{/1/}. Они идут на одно из трех нижних состояний. Если находилась пара переходов с $\Delta E = 86,8$ кэВ, то их направляли на основное и первое возбужденное состояния, а исходному уровню приписывали $J = 1$; при $\Delta E = 197,0$ кэВ - на первое и второе состояния, а спин уровня принимали равным 3. Если γ -переход участвовал в двух комбинациях, то одна половина его интенсивности относилась к разрядке одного уровня, а вторая - другого. Все переходы, не имеющие пары, условно направлялись на уровень 86,8 кэВ, исходному же уровню приписывался $J = 2$. Для каждого из исходных уровней вычислялись энергии возможных переходов на более высокие возбужденные уровни и полученные значения сравнивались с экспериментальными из таблицы в работе^{/1/}. Четность определялась по мультипольности γ -переходов. Если она не была известна ни для одного из них, то уровню приписывалась отрицательная четность.

Найденные по указанному рецепту уровни приведены в табл. 3. Схема включает в себя практически все обнаруженные γ -переходы в ^{160}Dy . Для оценки достоверности схемы мы проводили "пробные опыты", находя пары уровней, для которых разность энергий в пределах погрешности была бы заданным случайным числом, например, 50, 80, 100, 200 кэВ. Количество таких пар было меньше, но сравнимо с числом пар с разностями 86,8 и 197,0 кэВ. С другой стороны, каждый из γ -переходов с $E > 2$ МэВ обязательно идет на один из уровней нижней полосы, и достоверность уровня, введенного только по одному γ -переходу, не меньше 33%. Привлечение модельных представлений, данных о мультипольностях, интенсивностях и о возможных нескольких путях разрядки заметно повышает достоверность уровней.

Среди уровней в табл. 3 имеются такие, которые уже обсуждались в предыдущих работах, например, нижнее состояние с $J^\pi = 1^+$, 1804,8; 2085,0, 1^+ , 1670,2 кэВ,

Табл. 3. Уровни, введенные по балансу энергий γ -переходов.

Е кэВ	f_g ft	Е кэВ	f_g ft	Е кэВ	f_g ft
Уровни 1^+		Уровни 3^+		2346,0	8,1
1804,8	7,8	2328,5	7,8	2395,5	8,5
2057,5	8,6	2335,1	7,9	2511,8	7,5
2085,0	8,2	2375,3	7,9	2548,2	8,1
2267,6	8,15	Уровни 1^-		2663,8	7,2
2382,8	8,25	2278	7,8	2696,5	7,6
2438,9	7,0	2391,0	8,5	2704,2	6,9
2504,0	7,35	2530,1	8,0	2739,8	7,8
2519,6	7,7	2560,1	8,5	2768,0	7,1
2536,7	7,6	2588,0	7,1	2773,3	8,1
2581,1	7,5	2647,6	8,2	2804,4	7,5
Уровни 2^+		2657,6	7,8	2819,7	7,8
1670,2	7,8	2698,2	7,5	2829,4	7,8
1722,7	8,45	2729,9	7,2	2834,4	7,6
2005,5	8,8	2745,7	8,8	2840,3	7,4
2138,2	8,5	2842,7	7,6	2848,2	7,2
2188,1	8,9	2851,6	6,9	2903,7	8,2
2201,1	8,3	2861,2	7,5	2962,5	7,3
2304,3	8,0	2895,4	7,0	2975,3	7,5
2324,8	8,25	2975,0	7,4	Уровни 3^-	
2354,7	7,8	Уровни 2^-		1643,5	8,8
2362,7	7,8	2050,4	8,8	2089,0	7,8
2387,1	8,1	2070,0	8,25	2139,2	8,0
2468,0	7,4	2172,0	8,0	2453,4	8,0
2516,0	7,9	2182,3	8,6	2566,3	7,4
2574,2	7,7	2255,9	8,5	2636,1	7,5
2688,1	7,2	2263,1	8,3	2661,5	7,15
2781,0	7,15	2291,1	8,4	2720,8	6,9
		2317,8	7,9	2859,0	7,2
		2323,2	8,2	2952,7	7,0

O^+ нужно искать E_0 -переходы по конверсионным электронам с более высоким, чем раньше^{3/}, приборным разрешением.

В силу указанных обстоятельств мы искали уровни с энергиями от 2 до 3 МэВ по γ -переходам из работы^{1/}. Они идут на одно из трех нижних состояний. Если находилась пара переходов с $\Delta E = 86,8$ кэВ, то их направляли на основное и первое возбужденное состояния, а исходному уровню приписывали $J = 1$; при $\Delta E = 197,0$ кэВ - на первое и второе состояния, а спин уровня принимали равным 3. Если γ -переход участвовал в двух комбинациях, то одна половина его интенсивности относилась к разрядке одного уровня, а вторая - другого. Все переходы, не имеющие пары, условно направлялись на уровень 86,8 кэВ, исходному же уровню приписывался $J = 2$. Для каждого из исходных уровней вычислялись энергии возможных переходов на более высокие возбужденные уровни и полученные значения сравнивались с экспериментальными из таблицы в работе^{1/}. Четность определялась по мультипольности γ -переходов. Если она не была известна ни для одного из них, то уровню приписывалась отрицательная четность.

Найденные по указанному рецепту уровни приведены в табл. 3. Схема включает в себя практически все обнаруженные γ -переходы в ¹⁶⁰Dy. Для оценки достоверности схемы мы проводили "пробные опыты", находя пары уровней, для которых разность энергий в пределах погрешности была бы заданным случайным числом, например, 50, 80, 100, 200 кэВ. Количество таких пар было меньше, но сравнимо с числом пар с разностями 86,8 и 197,0 кэВ. С другой стороны, каждый из γ -переходов с $E > 2$ МэВ обязательно идет на один из уровней нижней полосы, и достоверность уровня, введенного только по одному γ -переходу, не меньше 33%. Привлечение модельных представлений, данных о мультипольностях, интенсивностях и о возможных нескольких путях разрядки заметно повышает достоверность уровней.

Среди уровней в табл. 3 имеются такие, которые уже обсуждались в предыдущих работах, например, нижнее состояние с $J^\pi = 1^+, 1804,8; 2085,0, 1^+, 1670,2$ кэВ,

Табл. 3. Уровни, введенные по балансу энергий γ -переходов.

Е, кэВ	$lg ft$	Е, кэВ	$lg ft$	Е, кэВ	$lg ft$
- Уровни 1^+		Уровни 3^+		2346,0	8,1
1804,8	7,8	2328,5	7,8	2395,5	8,5
2057,5	8,6	2335,1	7,9	2511,8	7,5
2085,0	8,2	2375,3	7,9	2548,2	8,1
2267,6	8,15	Уровни 1^-		2663,8	7,2
2382,8	8,25	2278	7,8	2696,5	7,6
2438,9	7,0	2391,0	8,5	2704,2	6,9
2504,0	7,35	2530,1	8,0	2739,8	7,8
2519,6	7,7	2560,1	8,5	2768,0	7,1
2536,7	7,6	2588,0	7,1	2773,3	8,1
2581,1	7,5	2647,6	8,2	2804,4	7,5
Уровни 2^+		2657,6	7,8	2819,7	7,8
1670,2	7,8	2698,2	7,5	2829,4	7,8
1722,7	8,45	2729,9	7,2	2834,4	7,6
2005,5	8,8	2745,7	8,8	2840,3	7,4
2138,2	8,5	2842,7	7,6	2848,2	7,2
2188,1	8,9	2851,6	6,9	2903,7	8,2
2201,1	8,3	2861,2	7,5	2962,5	7,3
2304,3	8,0	2895,4	7,0	2975,3	7,3
2324,8	8,25	2975,0	7,4	Уровни 3^-	
2354,7	7,8	Уровни 2^-		1643,5	8,8
2362,7	7,8	2050,4	8,8	2089,0	7,8
2387,1	8,1	2070,0	8,25	2139,2	8,0
2468,0	7,4	2172,0	8,0	2453,4	8,0
2516,0	7,9	2182,3	8,6	2566,3	7,4
2574,2	7,7	2255,9	8,5	2636,1	7,5
2688,1	7,2	2263,1	8,3	2661,5	7,15
2781,0	7,15	2291,1	8,4	2720,8	6,9
		2317,8	7,9	2859,0	7,2
		2323,2	8,2	2952,7	7,0

2^+ и другие. В результате более точных измерений энергий γ -переходов повысилась степень достоверности уровней и уточнены их энергии.

Из табл. 1-3 следуют заключения о заметном возрастании плотности уровней в области энергий возбуждения от 2 до 3 МэВ. На рис. 2 показана зависимость плотности уровней с $J^\pi = 1^-, 2^-$ и 3^- /их число в интервале 100 кэВ/ от энергии возбуждения. Видно, что от 2 до 3 МэВ плотность уровней возрастает более чем в 2 раза. Хотя при $E_{\gamma p} > 2,9$ МэВ вероятности β -переходов заметно падают из-за малой энергии распада, но, по-видимому, имеются и физические причины для уменьшения при 2,9-3,2 МэВ плотности уровней, заселяемых в β -распаде $^{160}\text{m}\text{Po}$ с довольно большими матричными элементами.

Для каждого уровня была вычислена интенсивность его разрядки и заселения. Разность этих чисел относится к интенсивности заселения в β -распаде. Значения $lg ft$ лежат в интервале 6,5 - 9,0, то есть имеется неопределенность в интерпретации каждого из β -переходов. Значения $(ft)^{-1}$ пропорциональны матричным элементам β -переходов. Зависимость от энергии возбуждения суммарных значений $(ft)^{-1}$ β -переходов, идущих на уровни в данном интервале энергий, представляет собой силовую функцию β -распада. Знание ее важно для изучения не только β -распада, но и таких явлений, как, например, протонная радиоактивность [16, 17]. Из силовой функции можно получать информацию о фрагментации определенной волновой функции по ряду реальных состояний.

На рис. 3 приведены гистограммы, представляющие зависимость от энергии возбуждения силы β -распада, $\Sigma(ft)^{-1}$ на уровни ^{160}Dy в интервале 100 кэВ. Отдельные гистограммы построены для уровней $1^-, 2^-$ и 3^- .

Рассмотрение табл. 1 и 2 и гистограмм приводит к следующим заключениям:

1. С наибольшей интенсивностью заселяются уровни 1^- .

2. Силовая функция имеет выраженный максимум в районе 2,6-2,8 МэВ.

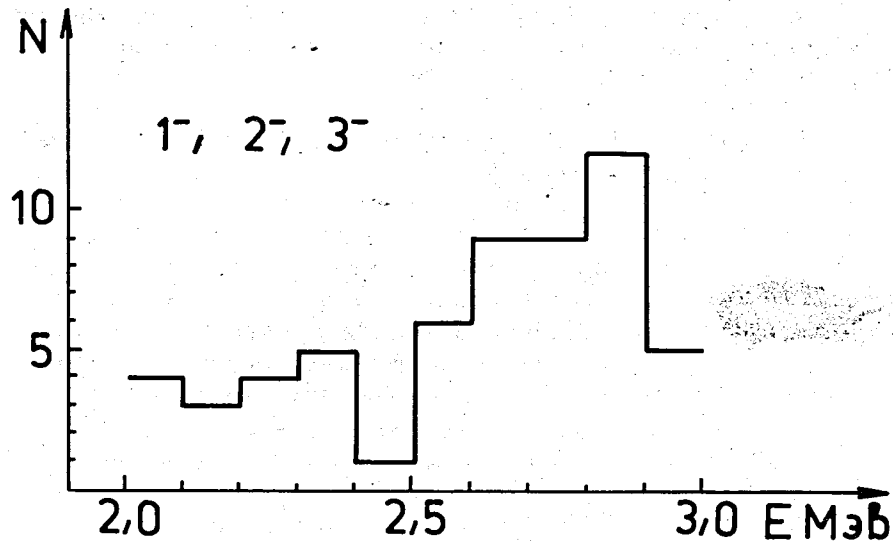


Рис. 2. Зависимость числа уровней с $J^\pi = 1^-, 2^-$ и 3^- в интервале 100 кэВ от энергии возбуждения ^{160}Dy .

3. Для уровней 2^- и 3^- максимум сдвинут в сторону больших энергий относительно максимума для уровней 1^- .

4. Если силу всех β -переходов в районе пика 2,6-2,8 МэВ на уровне 1^- отнести к переходу на один уровень 5,6, т.е. это был бы разрешенный незаторможенный (au) β -распад.

Для объяснения наблюдаемых особенностей мы делаем предположение о том, что ^{160}mHo испытывает au β -распад. Таким β -переходом может быть практически только переход $p 523 \uparrow 7/2^- \rightarrow n 523 \downarrow 5/2^-$. Тогда ^{160}mHo имеет структуру $J^\pi = 2^-, p 523 \uparrow - n 651 \uparrow$, распад происходит на уровень $J^\pi = 1^-, n 523 \downarrow - n 651 \uparrow$. Согласно расчетам Соловьева, по сверхтекучей модели^{/18/} его энергия составляет 2,0 - 2,2 МэВ. Но поскольку одного уровня с такой структурой не обнаружено, то можно думать, что соответствующая волновая функция входит как компонента в волновые функции нескольких состояний

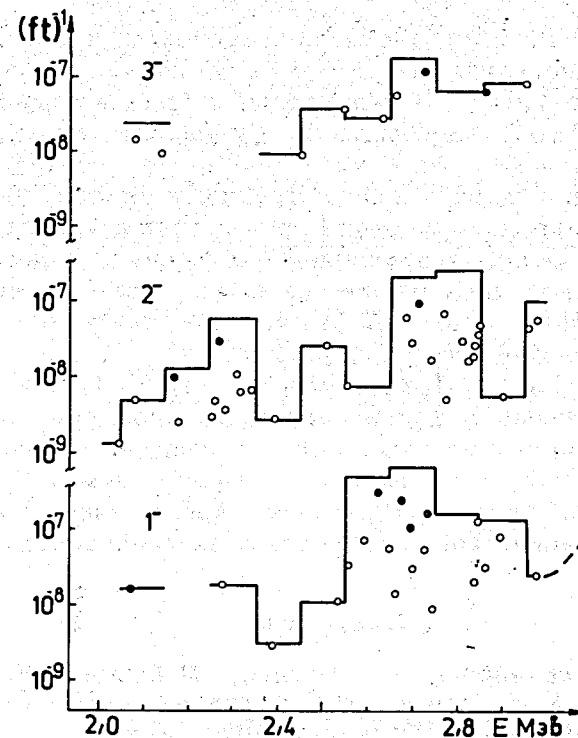


Рис. 3. Приведенные вероятности β -переходов ^{160}mHo на уровни 1^- , 2^- и 3^- в зависимости от энергий возбуждения уровней. Черными кружками отмечены уровни, существование которых подтверждено результатами $\gamma\gamma$ -совпадений.

в области 2,6 - 2,8 МэВ. Происходит фрагментация волновой функции. Ширина распределения составляет примерно 200 кэВ.

Каждое из состояний 1^- может иметь ротационные уровни 2^- и 3^- , которые также заселяются довольно быстрыми β -переходами. Ожидается, что центр тяжести пика для уровней 2^- и 3^- будет сдвинут в сторону больших энергий, что качественно наблюдается на опыте /рис. 3/. Можно думать, что приведенные вероятности β -переходов на уровни с $J = 1, 2$ и 3 с $K = 1$ будут приближенно подчиняться правилам Алаги и находиться в отношении

100 : 55 : 11 соответственно. Из опыта следует, что это отношение равно 100 : 51 : 31. Конечно, среди уровней в районе 2,6 - 2,8 МэВ должны быть и те, которые имеют $K = 2$ и 3 , что влияет на отношение вероятностей β -переходов.

Подобный подход к рассмотрению и анализу высоких состояний ядер дает возможность выявить те состояния, на которые идет разрешенный β -распад, и анализировать их свойства. Одним из этих свойств является фрагментация волновой функции по ряду уровней. Это явление наблюдается и при распаде ^{160g}Ho , 5^+ , и при распаде ^{160m}Ho , 2^- . Представляет интерес изучение явления фрагментации в других ядрах, установление зависимости от энергии возбуждения, от квантовых чисел соседних уровней, от расстояния между ними. Явление фрагментации проявляется также при изучении аналоговых состояний, когда наблюдают их тонкую структуру.

Литература

1. А.А.Александров, В.С.Бутцев, Ц.Вылов, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев. Препринт ОИЯИ, Р6-7897, Дубна, 1974.
2. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Врзал, Е.П.Григорьев, Я.Липтак, Г.Пфреппер, Я.Урбанец, Д.Христов. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 98 /1968/.
3. Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, Ж.Т.Желев, Т.А.Исламов, В.Г.Калинников, У.К.Назаров, С.С.Сабиров. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 635 /1969/.
4. Е.П.Григорьев, И.Звольски, Н.А.Тихонов, В.И.Фоминных. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 2059 /1970/.
5. А.А.Александров, В.М.Виноградов, Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, А.В.Золотавин, В.Г.Калинников, В.М.Макаров. Призмённые бета-спектрометры и их применение. Вильнюс/1974/.
6. М.П.Авотина, Е.П.Григорьев, Б.С.Джелепов, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 530 /1966/.
7. А.В.Барков, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин. Программа и тезисы докл. XXII совещ. по ядерной спектр. и структуре атомного ядра, ч. 1, 126 /1972/.
8. R.E.McAdams, O.H.Otteson. Z.Phys., 250, 359 (1972).
9. C.Günther, H.Ryde, K.Krien. Nucl.Phys., A122, 401 (1968).

10. R.N.Oehlberg, L.L.Riedinger, A.E.Rainis, A.G.Schmidt, E.C.Funk, J.H.Mihelich. Nucl.Phys., A219, 543 (1974).
11. T.Grotdal, K.Nybd, T.Thorseinsen, B.Elbe. Nucl.Phys., A110, 385 (1968).
12. J.V.Maher, J.J.Kolata, R.W.Miller. Phys.Rev., C6, 358 (1972).
13. Ø.Saethre, S.A.Hjorth, A.Johnson et al. Nucl.Phys., A207, 486 (1973).
14. A.Charvet, R.Chery, R.Duffait, M.Morque, J.Sau. Nucl. Phys., A213, 117 (1973).
15. К.Я.Громов, Б.С.Джелепов, Ж.Т.Желев, В.Г.Калинников, А.В.Кудрявцева, Н.А.Лебедев. Пр. и тезисы докл. XIX ежегод. совещ. по ядерной спектроскопии в Тбилиси, стр. 53, Наука. Л., 1964.
16. P.G.Hansen. Nucl.Str.Lec., Alushta, 1972. JINR, D-6465, 365 (1972).
17. В.А.Карнаухов. ЭЧАЯ 4, 1018 /1973/.
18. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных ядер. Наука, М., 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1974 года.