

M-903



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

6 - 12168

**МУМИНОВ**  
Талиб Мусаевич

**СТРУКТУРА СЛАБОДЕФОРМИРОВАННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР.  
ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1979

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
профессор

Э.Е.Берлович,

доктор физико-математических наук  
профессор

В.С.Шпинель,

доктор физико-математических наук

Л.И.Пономарев.

Ведущее предприятие: Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного университета.

Защита состоится " " 1979 года в " " часов на заседании специализированного Ученого совета Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1979 года.

Ученый секретарь специализированного совета

кандидат физико-математических наук

Ю.А.Батусов

Актуальность проблемы. Современные сведения о структуре ядерных уровней, главным образом, получены в многолетних исследованиях свойств четно-четных и нечетных сферических и сильнодеформированных ядер, расположенных вблизи полосы  $\beta$ -стабильности. Что касается нечетно-нечетных ядер и ядер, расположенных в переходных областях, то из-за сильного усложнения их свойств они изучены как экспериментально, так и теоретически крайне слабо. Число ядер, относящихся к переходным, резко возрастает по мере удаления от полосы  $\beta$ -стабильности и для ядер, сильно удаленных от этой полосы усложняется структура, имеющая существенное отличие от структуры ядер, расположенных в хорошо изученных областях. Поэтому исследование свойств ядер, все более и более удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности, является одной из наиболее важных задач современной ядерной физики. При этом следует учесть, что наиболее ценную информацию о свойствах ядер можно получить в исследованиях вероятностей электромагнитных переходов.

Цель работы. Основной целью работы являлось изучение структуры ядерных состояний и вероятностей электромагнитных переходов в нечетных и нечетно-нечетных ядрах  $T_b$  ( $A = 148+153, 155, 157$ ),  $D_y$  ( $A = 153, 155, 157, 159, 161$ ),  $H_o$  ( $A = 156, 158, 162$ )  $T_m$  ( $A = 160, 162$ ). На примере этих ядер прослежены изменения ядерных свойств при переходе от сильнодеформированных ядер к ядрам со слабой деформацией, а также выявлены особенности в характере вероятностей  $\gamma$ -переходов в нечетно-нечетных ядрах, связанных с влиянием остаточного протон-нейтронного взаимодействия.

Научная новизна работы. Создан комплекс установок для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер,  $e\gamma$ -,  $\gamma\gamma$ -совпадений и угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций. Разработаны методы, позволяющие существенно повысить точность и эффективность получения экспериментальной информации. При радиоактивном распаде короткоживущих изотопов выполнен комплекс исследований по изучению нано- и суб-

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

наносекундных изомеров в ядрах, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности. Результаты исследований позволяют:

- существенно дополнить сведения о свойствах слабодеформированных нечетных и нечетно-нечетных ядер;
- проследить за изменением ядерных свойств при переходе от сферической к сильнодеформированной области;
- выявить ряд особенностей и закономерностей, проявляющихся в вероятностях электромагнитных переходов;
- показать применимость неадиабатической вращательной модели для описания свойств переходных ядер с  $N = 88$  и  $89$ ;
- указать эффекты, учет которых необходим для лучшего согласия теории с экспериментом.

Научная и практическая ценность работы. Созданные установки и разработанные методы амплитудно-временного анализа могут использоваться в исследованиях нано- и субнаносекундных изомеров в планируемых экспериментах по изучению свойств ядер, сильно удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности.

Результаты проведенных исследований существенно дополняют систематику вероятностей электромагнитных переходов в нечетных и нечетно-нечетных ядрах переходной и деформированной областей, что важно для развития теоретических представлений о структуре слабодеформированных ядер.

Работы, представленные в диссертации, открывают перспективное направление, связанное с исследованиями вероятностей электромагнитных переходов в ядрах, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности.

#### Защищаемые положения.

1. Применимость созданного комплекса временных и спектрометрических установок для исследований нано- и субнаносекундных изомеров, возбуждаемых при радиоактивном распаде короткоживущих изотопов. Метод наносекундного анализа на линии с ЭВМ с использованием  $Ge(Li)$ -детектора.

2. Экспериментальные результаты исследований нечетно-протонных, нечетно-нейтронных и нечетно-нечетных ядер  $Tb$  ( $A=148+153, 155, 157$ ),  $Dy$  ( $A=153, 155, 157, 159, 161$ ),  $Ho$  ( $A=156, 158, 162$ ) и  $Tm$  ( $A=160, 162$ ).

3. Результаты анализа свойств нечетно-протонных, нечетно-нейтронных и нечетно-нечетных ядер, расположенных в переходной и деформированной областях:

- выводы и предположения о структуре состояний исследованных переходных ядер;

- выявленные закономерности и особенности в характере электромагнитных переходов;

- применимость неадиабатической вращательной модели для описания свойств переходных ядер с  $N = 88$  и  $89$ ;

- влияние остаточного протон-нейтронного взаимодействия на свойства нечетно-нечетных ядер.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и содержит 270 страниц, включая 43 таблицы на 46 страницах, 94 рисунка на 69 страницах и список литературы из 293 наименований на 18 страницах.

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на семинарах Научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии ЛЯП ОИЯИ, кафедры ядерной физики СамГУ, на XXIII-XXV Сессиях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (1973-1978 гг.), на XIV и XV Сессиях по ядерной спектроскопии и теории ядра (Дубна, 1975 и 1978 гг.), на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976 г.), на Международной конференции по структуре ядра (Токио, 1977 г.) и опубликованы в 26 работах.

#### Содержание работы.

Во введении кратко рассматриваются вопросы ядерной структуры, исследованиям которых посвящена работа, и обосновывается их актуальность и важность для развития теоретических представлений о строении атомных ядер.

В первой главе описываются созданный нами для исследований радиоактивного распада короткоживущих изотопов комплекс установок  $I-10$  для измерений времен жизни  $I-3$ ,  $e\gamma$  -  $I-3-4$  и  $\gamma\gamma$  -  $I-5-6$  совпадений, угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций  $I-7-8$ , методы обработки экспериментальных данных и методы получения радиоактивных источников.

В экспериментальных установках использовались блоки быстрой и спектрометрической электроники, разработанные в ЛЯП ОИЯИ; многоканальные анализаторы импульсов, ЭВМ, различные сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы; разработанные и созданные нами: четыре комплекта магнитно-линзовых  $\beta$ -спектрометров типа Герхольма с системами питания и автоматической регистрацией спектров

электронов<sup>/1,2,9/</sup> система стабилизации коэффициентов усиления фотоумножителей<sup>/10/</sup>, блоки автоматики для корреляционных спектрометров<sup>/7,8/</sup>.

Основные характеристики магнитно-линзовых  $\beta$ -спектрометров следующие:  $\Delta H_p/H_p \approx 0,6+4\%$  при светосиле  $T \approx 1+5,5\%$  - для источника  $\phi \approx 1$  мм и  $\Delta H_p/H_p \approx 2+3,5\%$  при  $T \approx 3+4\%$  - для источника размерами  $5 \times 2$  мм<sup>2</sup>; длина траектории электронов - 29 см, разброс длины траектории  $\Delta l \leq 1$  см; энергетический диапазон  $\sim 5-1100$  кэВ. Система стабилизации усиления фотоумножителей обеспечивает стабильность положения временного распределения совпадений в пределах  $\pm 10$  нс.

Временные измерения и исследования амплитудных спектров совпадений в зависимости от характера задачи проводились методами  $e\gamma$ -,  $ee$ - или  $\gamma\gamma$ -совпадений с использованием магнитных  $\beta$ -спектрометров, сцинтилляционных,  $Ge(Li)$ - и  $Si(Li)$ -детекторов. Особое внимание было уделено измерению совпадений с низкоэнергетическими переходами, для регистрации которых, помимо светосильных магнитных спектрометров, использовались тонкие пластические сцинтилляторы.

Исследования угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций проводились на автоматизированных корреляционных спектрометрах, собранных на базе:

- двух  $Ge(Li)$ -детекторов на линии с ЭВМ;

-  $Ge(Li)$  - и двух сцинтилляционных детекторов (с одновременной регистрацией совпадений с четырьмя окнами).

Эти установки собраны по принципу быстро-медленных совпадений. Временные характеристики установок с различными сочетаниями детекторов приведены в табл. I.

Наиболее полную информацию о наносекундных изомерах можно получить в многомерных измерениях на линии с ЭВМ<sup>/5,6/</sup>. Блок-схема установки для таких измерений приведена на рис. I (I). Установка состоит из детекторов излучений - Д, разветвителей (предусилителей с двумя выходами в случае  $Ge(Li)$ -детекторов) - Р, быстрых формирователей - Ф, схемы совпадений - СС: схемы блокировки - Б, схемы пропускания - СП, управляемых удлинителей импульсов - У, время-амплитудного преобразователя - ВАП, аналого-временных преобразователей - АВП, аппаратуры связи с ЭВМ HP2116C. Каждый акт совпадения записывается в ЭВМ на магнитную ленту в виде события "A1, A2, T, t", где A1 и A2 - амплитуды совпадающих импульсов, T - временной интервал между ними, t - астрономическое время регистрации события. Обработка набранной информации позволяет анализировать временные распределения совпадений между любыми выбран-

ными окнами в амплитудных спектрах и амплитудные спектры задержанных совпадений излучений, связанных с заселением или с распадом изомерных состояний.

Таблица I  
Временные характеристики установок

Детекторы <sup>*</sup> (тип, размеры (мм))	$E_\gamma, E_e$ (кэВ)	$2\tau_0$ (нс)	
М.СП. - М.СП.	$\sim 30$	$\sim 250$	1,2
$e - e$	$\sim 140$	$\sim 200$	0,5
М.СП. - сц. (WEIII, $\phi 25 \times 10$ )	20	600+900	1,5
$e - \gamma$	250	600+900	0,4
сц. (WEI04, $\phi 25 \times 25$ )-сц(WEI04, $\phi 25 \times 25$ )	0+1330	0+1330	0,9
$\gamma - \gamma$	40+60	40+60	0,8
	720+1080	720+1080	0,25
сц(WEI04, $\phi 25 \times 25$ )-сц(WEIII, $\phi 10 \times 0,1$ )	50+400	$\sim 10+15$	2,3
$\gamma - e$			
$Ge(Li)$ ( $V=40$ см <sup>3</sup> )-сц(стильбен)	100	30+40	9
$\gamma - \gamma$	50+1330	30+1330	5
$Si(Li)$ ( $V=0,8$ см <sup>3</sup> )-сц(WEI04, $\phi 25 \times 25$ )	7	10+120	14
$\gamma - \gamma$			

\* М.СП. - магнитно-линзовый  $\beta$ -спектрометр (регистрирующая система: сцинтиллятор WEI04 - полный конус  $\phi 25$ , высотой 25, толщиной 2 мм; фотоумножитель ХР1020).  
сц. - сцинтилляционный детектор (фотоумножитель ХР1020 и ХР1021).

Многомерные измерения позволяют проводить программную компенсацию амплитудных сдвигов во временных распределениях совпадений введением для каждого временного интервала  $T(A1, A2)$  между совпадающими импульсами A1 и A2 поправок  $\Delta T(A1)$  и  $\Delta T(A2)$  и тем самым существенно улучшить временное разрешение. Принцип этого метода иллюстрируется на рис. I (II).

Кроме того, многомерные измерения позволяют использовать  $Ge(Li)$ -детектор для измерений времен жизни вплоть до нескольких долей наносекунды<sup>/6/</sup>, что практически невозможно в обычных одно-



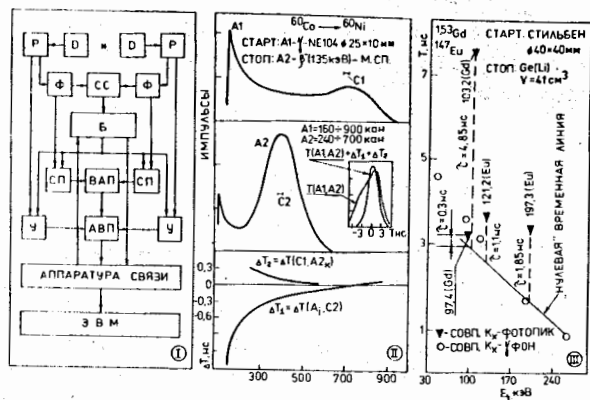


Рис. 1. I - Блок-схема установок для измерений трехмерных совпадений на линии с ЭВМ. II - Компенсация амплитудных сдвигов во временных распределениях  $\gamma\beta$ -совпадений. III - Центры тяжести временных распределений совпадений  $K_x-\gamma$ , измеренные при распаде  $^{153}\text{Gd}$  и  $^{147}\text{Eu}$ .

мерных измерениях. Принцип этого метода заключается в определении времени жизни по смещению центра тяжести временных распределений задержанных совпадений от "нулевой" временной линии, проходящей через центры тяжести "мгновенных" временных распределений. Для примера на рис. 1(III) приведены положения центров тяжести временных распределений совпадений фотопиков и участков комптоновских распределений  $\gamma$ -излучений с КХ-лучами, измеренных на источниках  $^{153}\text{Gd}$  и  $^{147}\text{Eu}$  одновременно. Полученные в этом эксперименте результаты хорошо совпадают с известными данными.

Спектры  $\gamma$ -лучей и электронов внутренней конверсии изучались на прецизионных  $\gamma$ - и  $\beta$ -спектрометрах отдела ЯС и РХ ЛЯП ОИЯИ.

Экспериментальные спектры обрабатывались на ЭВМ по программам, созданным в ЛЯП ОИЯИ. Исследования условий применимости и точности программы для обработки временных спектров проводились при участии автора [II].

Измерения проводились с радиоактивными источниками, полученными в реакции глубокого расщепления тантала протонами с энергией 660 МэВ на синхротронном ОИЯИ. Для изучения распада ядер с  $T_{1/2} \geq 20$  мин. использовались источники, полученные радиохимическим разделением продуктов реакций по элементам и с последующим их разделением по изотопам на электромагнитном масс-сепараторе, а для изучения распада ядер с  $T_{1/2} \leq 20$  мин - источники, полу-

ченные непосредственным масс-сепарированием продуктов реакций, образовавшихся в мишени, по изобарам.

Во второй главе приводятся экспериментальные данные, полученные в наших исследованиях, о свойствах нечетных  $^{12-21}$  и нечетно-нечетных  $^{22-25}$  нейтронодефицитных ядер. Следует отметить очень слабую изученность большинства исследуемых ядер и противоречивость известных данных для ряда случаев. Основные экспериментальные результаты, полученные в наших исследованиях, кратко перечислены в табл. 2. Результаты, полученные впервые, в таблице подчеркнуты. Часть из полученных нами новых экспериментальных результатов подтверждена в более поздних исследованиях других авторов, например распада изомера  $^{151m}\text{Tb}$  - в работе Кемнитца и др., заселение уровня 132 кэВ ( $I^{\pi} = 9/2^+$ ,  $T_{1/2} = 85$  нс) в  $^{155}\text{Dy}$  - в работе Хаммарена и др.

Помимо результатов, приведенных в табл. 2, в диссертации обсуждаются результаты временных измерений в нечетно-нечетных ядрах  $^{160}\text{Tb}$ ,  $^{162,164,166}\text{Ho}$ ,  $^{178}\text{Ta}$  и  $^{186,188}\text{Re}$ , выполненных в ЦИЯИ, Россендорф, ГДР. Эти результаты обсуждались в нашей совместной с Шиллингом и др. работе [24].

Для примера на рис. 2 и 3 сравниваются временные распределения  $e\gamma$ - и  $e\bar{e}$ -совпадений, измеренные при распаде  $^{151}\text{Dy} \rightarrow ^{151}\text{Tb}$  на установках, собранных на базе магнитно-линзового и сцинтилляционного спектрометров и на базе двух сцинтилляционных спектрометров.

Таблица 2  
Экспериментальные результаты

Метод <sup>*</sup>	Результаты
$^{149}_{66}\text{Dy}_{83} \rightarrow ^{149}_{65}\text{Tb}_{84}$	$(T_{1/2} = 4,6 \text{ мин})$
ЭВК:	Мультипольности $\gamma$ 101 кэВ ( $M1+25\%E2$ ), 106 кэВ ( $M1+33\%E2$ ); указание на существование перехода $^{149m}\text{Tb} \rightarrow$
$e\gamma$ :	$\rightarrow ^{149g}\text{Tb}$ с $E_{\gamma} = 34,8 \text{ кэВ}$ ; уровни 844 и 972 кэВ, уточнена схема распада;

Метод <sup>*</sup> )	Результаты
ИВЖ (ef):	$T_{1/2}$ (ур. 101 кэВ)=0,45(5) нс, $T_{1/2}$ (ур. 207 кэВ) $\leq$ 0,2 нс
	$^{151}_{66}\text{Dy}_{85} \rightarrow ^{151}_{65}\text{Tb}_{86}$ ( $T_{1/2}$ = 13,9 мин.) работа/13/
$\beta^-$ :	172 $\beta^-$ -перехода, из них более 100 новых;
ЭВЖ:	$\beta^-$ 27 кэВ(Е3), $\beta^-$ 49 кэВ(М1+Е2), мультипольности $\Pi \beta^-$ -переходов;
ef, $\beta^-$ :	впервые предложена схема распада, содержащая 30 уровней и 101 $\beta^-$ -переходов; спины и четности уровней 0 кэВ(I/2 <sup>+</sup> ), 22 кэВ(3/2 <sup>+</sup> ), 72 кэВ(5/2 <sup>+</sup> ), 99 кэВ(II/2 <sup>-</sup> ); изомер $^{151m}\text{Tb}$ с $E_{\text{ур.}} = 99$ кэВ, $T_{1/2}^{\text{изом.}} = \text{II}/2^-$ и $T_{1/2} < 1$ мин (позднее $T_{1/2} = 25$ (3) с - Кемниц и др.). Распад $^{151m}\text{Tb} \rightarrow ^{151}\text{Gd}$ ;
ИВЖ(ef, ee):	$T_{1/2}$ (ур. 22 кэВ)=4,05(7) нс, $T_{1/2}$ (ур. 72 кэВ)=0,92(3) нс, $T_{1/2}$ (ур. 248 кэВ) $\leq$ 0,25 нс
	$^{153}_{66}\text{Dy}_{87} \rightarrow ^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$ ( $T_{1/2}$ = 6,3 час) работы/14, 15/
ЭВЖ:	уточнены мультипольности $\beta^-$ -переходов в диапазоне 60+450 кэВ;
$\beta^- \beta^-$ :	корреляции 10 каскадов, спины 20 состояний, $\delta_{\beta^-}^2$ для 5 $\beta^-$ -переходов, выводы о знаках $\delta_{\beta^-}$ ;
ИВЖ(ef, ee):	$T_{1/2}$ (ур. 80 кэВ)=0,49(2) нс, $T_{1/2}$ (ур. 147 кэВ)=0,84(3) нс, $T_{1/2}$ (ур. 213 кэВ) $\leq$ 0,15 нс, $T_{1/2}$ (ур. 218 кэВ) $\leq$ 0,13 нс, $T_{1/2}$ (ур. 240 кэВ) $\leq$ 0,15 нс, $T_{1/2}$ (ур. 254 кэВ) $\leq$ 0,12 нс, $T_{1/2}$ (ур. 262 кэВ)=0,22(2) нс, $T_{1/2}$ (ур. 324 кэВ) $\leq$ 0,10 нс, $T_{1/2}$ (ур. 529 кэВ)=0,60(3) нс, $T_{1/2}$ (ур. 537 кэВ) $\leq$ 0,15 нс.
	$^{155}_{66}\text{Dy}_{87} \rightarrow ^{155}_{65}\text{Tb}_{89}$ ( $T_{1/2}$ = 10 час) работа/17/
$\beta^- \beta^-$ :	корреляции 7 каскадов, спины 5 состояний, $\delta_{\beta^-}^2$ и знак $\delta_{\beta^-}$ для 5 $\beta^-$ -переходов;
ИВЖ(ef, ee):	$T_{1/2}$ (ур. 65 кэВ)=0,25(3) нс, $T_{1/2}$ (ур. 155 кэВ) $\leq$ 0,20 нс, $T_{1/2}$ (ур. 227 кэВ)=0,29(3) нс, $T_{1/2}$ (ур. 250 кэВ)=0,56(5) нс.

Метод <sup>*</sup> )	Результаты
	$^{157}_{66}\text{Dy}_{91} \rightarrow ^{157}_{65}\text{Tb}_{92}$ ( $T_{1/2}$ = 8,1 час) работа/16/
ИВЖ (ee):	$T_{1/2}$ (ур. 60 кэВ) $\leq$ 0,42 нс, $T_{1/2}$ (ур. 143 кэВ) $\leq$ 0,3 нс, $T_{1/2}$ (ур. 326 кэВ) $\leq$ 0,25 нс;
	$^{153}_{67}\text{Ho}_{86} \rightarrow ^{153}_{66}\text{Dy}_{87}$ ( $T_{1/2}$ = 9,3 мин) работа/18/
$\beta^-$ :	показана правильность данных Зубер и др. и оши- бочность данных Шмидт-Отта и др.
ef:	уровни 366, 529 и 727 кэВ, независимо предложена схема распада;
ИВЖ (ef):	$T_{1/2}$ (ур. 108 кэВ)=1,35(10) нс, $T_{1/2}$ (ур. 270 кэВ) $\leq$ 0,3 нс, $T_{1/2}$ (ур. 500 кэВ) $\leq$ 0,2 нс;
	$^{155}_{67}\text{Ho}_{88} \rightarrow ^{155}_{66}\text{Dy}_{89}$ ( $T_{1/2}$ = 48 мин) работа/19/
$\beta^-$ , ЭВЖ, $\beta^- \beta^-$ :	более 20 новых $\beta^-$ -переходов, уточнены интенсив- ности и мультипольности $\beta^-$ -переходов в диапазоне 37+570 кэВ; возбуждение высокоспиновых состояний 9/2 <sup>+</sup> , 13/2 <sup>+</sup> , 9/2 <sup>-</sup> и 11/2 <sup>-</sup> ; уровни 351 и 399 кэВ, в схеме уровней размещены 20 $\beta^-$ -переходов, определены спины 5 уровней; обнаружен изомер с $T_{1/2} = 50(10)$ нс над уровнем 247 кэВ;
ИВЖ( $\beta^- \beta^-$ ):	$T_{1/2}$ (ур. 39 кэВ)=3,4(1) нс, $T_{1/2}$ (ур. 132 кэВ)=85(10) нс, $T_{1/2}$ (ур. 136 кэВ) $\leq$ 0,4 нс, $T_{1/2}$ (ур. 202 кэВ) $\leq$ 0,4 нс, $T_{1/2}$ (ур. 224 кэВ) $\leq$ 5 нс, $T_{1/2}$ (ур. 247 кэВ) $\leq$ 1 нс;

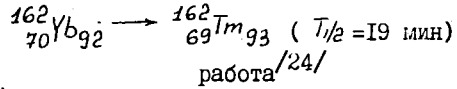
	$^{157}_{67}\text{Ho}_{90} \rightarrow ^{157}_{66}\text{Dy}_{91}$ ( $T_{1/2} = 12,6$ мин) работа /20/
ЭВК, $e\gamma$ :	<u>новые переходы и их мультипольности <math>\gamma</math> I4 кэВ (E1), <math>\gamma</math> 23 кэВ, <math>\gamma</math> 26 кэВ (E2), <math>\gamma</math> 37 кэВ (E1), <math>\gamma</math> 51 кэВ (E2); мультипольность <math>\gamma</math> 61 кэВ (M1+4,6%E2); возбуждение высокоспиновых состояний <math>9/2^+</math> и <math>11/2^-</math>; уточнение схемы распада;</u>
ИВЖ ( $e\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 61 кэВ) = 0,30(5) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 147 кэВ) <math>\leq</math> 0,3 нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 188 кэВ) = 1,1(1) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 341 кэВ) <math>\leq</math> 0,3 нс;</u>

	$^{159}_{67}\text{Ho}_{92} \rightarrow ^{159}_{66}\text{Dy}_{93}$ ( $T_{1/2} = 33$ мин) работа /21/
ИВЖ ( $e\gamma, \gamma\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 56 кэВ) = 0,21(4) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 177 кэВ) = 9,2(1) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 209 кэВ) = 1,35(9) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 309 кэВ) <math>\leq</math> 0,3 нс;</u>

	$^{161}_{67}\text{Ho}_{94} \rightarrow ^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$ ( $T_{1/2} = 2,5$ час) работа /21/
ИВЖ ( $e\gamma, \gamma\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 25 кэВ) = 28,6(1) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 43 кэВ) = 1,0(2) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 103 кэВ) = 0,64(3) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 201 кэВ) <math>\leq</math> 0,3 нс;</u>

	$^{148}_{66}\text{Dy}_{82} \rightarrow ^{148}_{65}\text{Tb}_{83}$ ( $T_{1/2} = 3,5$ мин) работа /22/
ИВЖ (КХ- $\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 620 кэВ) <math>\leq</math> 0,25 нс;</u>

Метод*	Результаты
	$^{150}_{66}\text{Dy}_{84} \rightarrow ^{150}_{65}\text{Tb}_{85}$ ( $T_{1/2} = 7,1$ мин) работа /22/
ИВЖ (КХ- $\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 396 кэВ) <math>\leq</math> 0,3 нс;</u>
	$^{152}_{66}\text{Dy}_{86} \rightarrow ^{152}_{65}\text{Tb}_{87}$ ( $T_{1/2} = 2,5$ час) работа /22/
ИВЖ (e-КХ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 257 кэВ) = 0,39(8) нс;</u>
	$^{156}_{68}\text{Er}_{88} \rightarrow ^{156}_{67}\text{Ho}_{89}$ ( $T_{1/2} = 19,5$ мин) работы /23,24/
ИВЖ ( $e\gamma$ ):	<u>уровень 87 кэВ; <math>T_{1/2}</math> (ур. 82 кэВ) = 1,25(20) нс, <math>T_{1/2}</math> (87 кэВ) = 58,3(17) нс;</u>
	$^{158}_{68}\text{Er}_{90} \rightarrow ^{158}_{67}\text{Ho}_{91}$ ( $T_{1/2} = 2,4$ час) работа /24/
ИВЖ ( $e\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 139 кэВ) = 1,85(10) нс;</u>
	$^{162m}_{68}\text{Ho} \rightarrow ^{162}_{68}\text{Ho}$ ( $T_{1/2} = 68$ мин) работа /24/
ИВЖ ( $e\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 38 кэВ) = 1,2(2) нс;</u>
	$^{160}_{70}\text{Yb}_{90} \rightarrow ^{160}_{69}\text{Tm}_{91}$ ( $T_{1/2} = 4,8$ мин) работа /25/
$\gamma$ -ЭВК, $\gamma\gamma$ :	<u>28 новых <math>\gamma</math>-переходов, мультипольности <math>\gamma</math> 34 кэВ (M1), <math>\gamma</math> 42 кэВ (M1+9%E2), <math>\gamma</math> 132 кэВ (E1), <math>\gamma</math> 140 кэВ (E1), схема распада (получены в совместных исследованиях)</u>
ИВЖ ( $\gamma\gamma, e\gamma$ ):	<u><math>T_{1/2}</math> (ур. 42 кэВ) = 1,6(3) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 174 кэВ) = 17(1) нс, <math>T_{1/2}</math> (ур. 215 кэВ) = 0,65(15) нс;</u>



ИВЖ ( $e\gamma'$ ):  $T_{1/2}$  (ур. 44 кэВ) = 1,40 (15) нс,  $T_{1/2}$  (ур. 163 кэВ) = 1,12 (10) нс.

\* Исследования: электронов внутренней конверсии (ЭК);  $\gamma$ -лучей ( $\gamma$ );  $ee$ -,  $e\gamma$ - и  $\gamma\gamma$ -совпадений ( $ee$ ,  $e\gamma$ ,  $\gamma\gamma$ ); угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций ( $\gamma\gamma(\theta)$ ); времен жизни (ВЖ);  $\gamma\gamma t$ - трехмерных совпадений на линии с ЭВМ ( $\gamma\gamma t$ ).

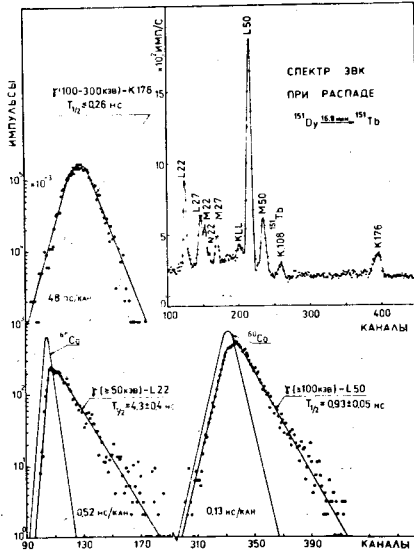


Рис. 2. Временные распределения  $e\gamma$ -совпадений, измеренные при распаде  ${}^{151}\text{Dy} \rightarrow {}^{151}\text{Tb}$  на установке, собранной на базе магнитно-линзового и сцинтилляционного спектрометров.

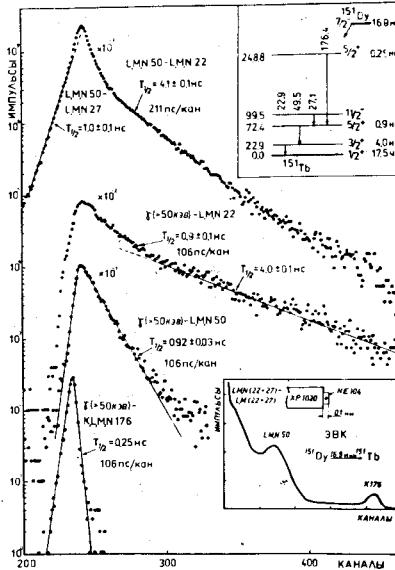


Рис. 3. Временные распределения  $e\gamma$ - и  $ee$ -совпадений, измеренные при распаде  ${}^{151}\text{Dy} \rightarrow {}^{151}\text{Tb}$  на установке, собранной на базе двух сцинтилляционных спектрометров.

Третья глава диссертации посвящена обсуждению в рамках современных модельных представлений свойств нечетных ядер  $\text{Tb}$  с  $\Lambda = -149 + 157/12 - 17/$  и  $\text{Dy}$  с  $\Lambda = 153 + 161/18 - 21/$ . На примере этих ядер удобно проследить за изменением ядерных свойств при переходе от сферических ядер к сильнодеформированным.

С использованием значений энергий одночастичных состояний, полученных при решении уравнения Шредингера с потенциалом Вудса-Саксона, по методу оболочечной поправки Струтинского рассчитаны равновесные значения квадрупольных  $\epsilon_2$  и гексадекапольных  $\epsilon_4$  деформаций для некоторых нижайших состояний в ядрах  $\text{Tb}$  и  $\text{Dy}$ . Вычисления проводились по программам, созданным в ЛТФ ОИЯИ В.В.Пашкевичем. Результаты этих расчетов позволили установить, что переход от сферической формы ( $\epsilon_2 \leq 0,05$ ) к деформированной ( $\epsilon_2 \geq 0,20$ ) в нечетно-протонных ядрах  $\text{Tb}$  (рис. 4), по сравнению с нечетно-нейтронными ядрами  $\text{Dy}$ , происходит плавнее:

- ядро  ${}^{149}_{65}\text{Tb}_{84}$  в основном и нижайших состояниях является практически сферическим ( $\epsilon_2 \leq 0,05$ );
- ядро  ${}^{151}_{65}\text{Tb}_{86}$ , по-видимому, в основном состоянии имеет сплюснутую ( $\epsilon_2 \approx -0,1$ ), а в возбужденных - слабо вытянутую ( $\epsilon_2 \leq 0,1$ ) или сферическую форму;
- в ядре  ${}^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$  сосуществуют слабодеформированные состояния с различной степенью деформации ( $\epsilon_2 \approx 0,14 + 0,17$ );
- отчетливо свойства деформированных ядер проявляются, начиная с ядра  ${}^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$  ( $\epsilon_2 \approx 0,22$ );

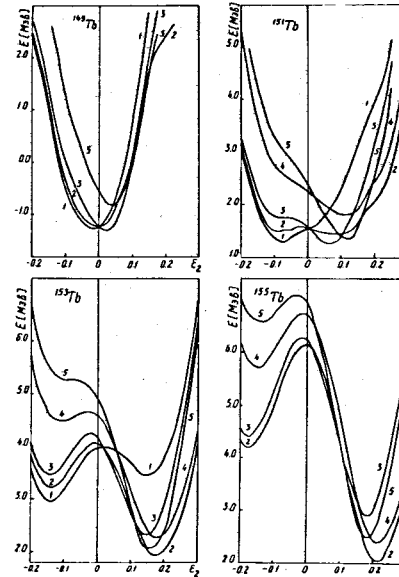


Рис. 4. Зависимость полных энергий ядер  $\text{Tb}$  от параметра квадрупольной деформации  $\epsilon_2$ . Расчеты для некоторых нижайших состояний: 1 -  $1/2^+ [420]$ , 2 -  $3/2^+ [411]$ , 3 -  $5/2^+ [402]$ , 4 -  $5/2^+ [413]$ , 5 -  $7/2^+ [404]$ .

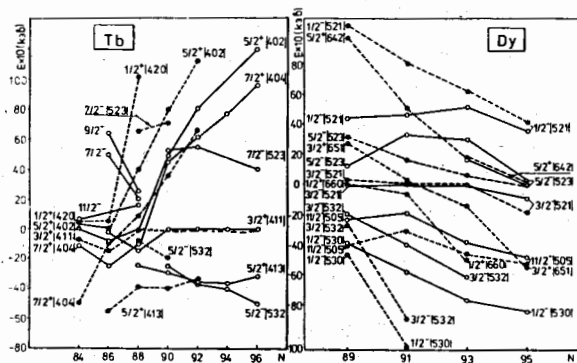
- ядро  ${}^{153}_{66}\text{Dy}_{87}$  можно рассматривать как сферическое, а ядро  ${}^{155}_{66}\text{Dy}_{89}$  уже имеет заметную деформацию ( $\epsilon_2 \approx 0,2$ ).

Ранее такое отличие в свойствах нечетно-протонных и нечетно-нейтронных ядер отмечалось Э.Е.Берловичем.

Для ядер  $\text{Tb}$  и  $\text{Dy}$  на основе усредненных значений параметров  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$  их нижайших состояний



( $^{153}\text{Tb}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,14$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,025$ ;  $^{155}\text{Tb}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,22$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,03$ ;  
 $^{157}\text{Tb}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,26$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,05$ ;  $^{155}\text{Dy}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,24$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,035$ ;  
 $^{157}\text{Dy}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,28$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,04$ ;  $^{159}\text{Dy}$  -  $\bar{\beta}_{20} = 0,30$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,05$ ;  $^{161}\text{Dy}$  -  
 $\bar{\beta}_{20} = 0,32$ ,  $\bar{\beta}_{40} = 0,05$ ), в рамках модели независимых квазичастиц с использованием потенциала Вудса-Саксона, подробно исследованным В.Г.Соловьевым с сотрудниками, проведены расчеты одноквазичастичных ( $1QP$ ) состояний. Выбор параметров потенциала особенно критичен для относительно слабодеформированных ядер  $^{153}\text{Tb}$  и  $^{155}\text{Dy}$ , имеющих высокую плотность  $1QP$  состояний вблизи поверхности Ферми. Тем не менее даже для этих случаев получено вполне удовлетворительное согласие расчетных результатов с экспериментальными - рис.5.



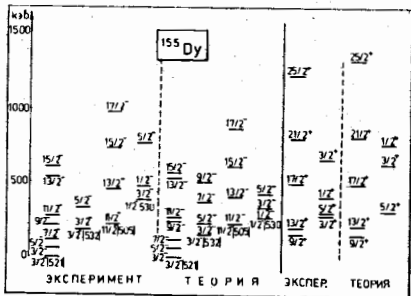
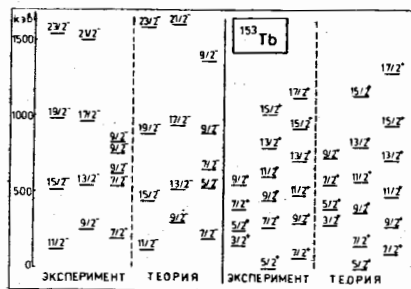


Рис. 6. Сравнение экспериментальных и расчетных энергий ротационных уровней в ядрах  $^{153}\text{Tb}$  и  $^{155}\text{Dy}$ . ( $^{153}\text{Tb}$ :  $\Delta = 1$  МэВ,  $\hbar/2J = 30$  кэВ - для  $\pi=(-)$  и  $\hbar/2J = 25$  кэВ для  $\pi=(+)$ .  $^{155}\text{Dy}$ :  $\Delta = 1$  МэВ,  $\hbar/2J = 13$  кэВ - для  $\pi=(-)$  и  $\hbar/2J = 21$  кэВ для  $\pi=(+)$ ).

следующих ядрах  $\text{Tb}$  и  $\text{Dy}$ . Значения  $B(\sigma L)_{\text{экс}}$  сравнивались с одночастичными оценками по Вайскопфу  $B(\sigma L)_{\text{в}}$ , а для случаев  $^{153}, ^{155}, ^{157}\text{Tb}$  и  $^{155}, ^{157}, ^{159}, ^{161}\text{Dy}$  и с результатами расчетов по неадиабатической модели  $B(\sigma L)_{\text{нс}}$ .

Для большинства переходов значения  $B(\sigma L)_{\text{экс}}$  и  $B(\sigma L)_{\text{нс}}$  согласуются в пределах одного порядка, что свидетельствует о хорошем согласии теории с экспериментом, и только в отдельных

случаях наблюдаются более существенные расхождения величин  $B(\sigma L)_{\text{нс}}$  и  $B(\sigma L)_{\text{экс}}$ . В этих случаях значения  $B(\sigma L)_{\text{нс}}$ , по-видимому, очень критичны к небольшим изменениям параметров, используемых в модели, или это связано с влиянием неучитывающихся в ней эффектов (фононные взаимодействия, динамические эффекты и т.д.).

Значение  $B(M1)_{\text{экс}} = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{м}^2_{\text{Я}}$  для М1-перехода 101 кэВ в  $^{149}\text{Tb}$  соответствует систематике вероятностей  $\ell$ -запрещенных переходов типа  $\rho(1g7/2 \leftrightarrow 2d5/2)$ . На основе этого, с учетом того, что основное состояние  $^{149}\text{Tb}$  интерпретируется конфигурацией  $2d5/2$ , а в спектре нижайших состояний ожидается возбуждение состояния  $1g7/2$ , уровню 101 кэВ можно приписать конфигурацию  $1g7/2$ . К переходам этого же типа можно отнести переход 175 кэВ -  $B(M1) \geq 1,6 \cdot 10^{-2} \text{м}^2_{\text{Я}}$ , связывающий в  $^{151}\text{Tb}$  состояния 248 кэВ и 72 кэВ ( $I^{\pi} = 5/2^+$ ), и как предельный случай  $\ell$ -запрета - переход 80 кэВ -  $B(M1) = 3,0 \cdot 10^{-2} \text{м}^2_{\text{Я}}$ , связывающий в  $^{153}\text{Tb}$  состояния  $7/2^+[404]$  - подоболочки  $1g7/2$  и  $5/2^+[404]$  - подоболочки  $2d5/2$ . Полученная к настоящему времени информация о  $\ell$ -запрещенных М1-переходах в ядрах с  $A \approx 100+150$  и  $A \approx 200$  позволяет проследить влияние оболочечных

эффектов на их вероятности - рис. 7. Если провести усреднение значений  $B(M1)_{\text{экс}}$  для протонных (нейтронных) переходов в ядрах с одинаковым числом  $N(Z)$ , то отчетливо прослеживается тенденция уменьшения значений  $B(M1)_{\text{экс}}$  по мере приближения к ядрам с заполненными оболочками.

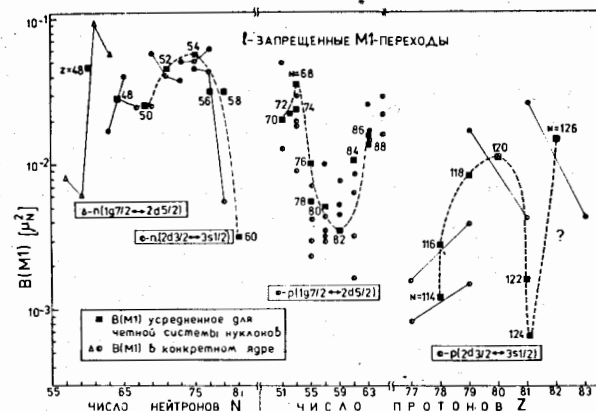


Рис. 7. Вероятности  $\ell$ -запрещенных М1-переходов в ядрах с  $A \approx 100+150$  и  $A \approx 190+210$ .

из этой закономерности выпадают только значения  $B(M1)_{\text{экс}}$  для  $\ell$ -запрещенных переходов в ядрах с  $N=126$  и  $Z=81$  и  $83$ . В настоящее время считается, что самым важным эффектом, ответственным за снятие  $\ell$ -запрета, является спиновая поляризация ядра, приводящая к возникновению конфигурационных примесей с  $\Delta \ell = 0$  в начальном и конечном состояниях  $\ell$ -запрещенного перехода. При этом поляризация возрастает с увеличением числа частиц (дырок) в незаполненных оболочках. Другим эффектом, связанным со снятием  $\ell$ -запрета, являются пион-обменные токи, роль которых предположительно возрастает при  $N=126$  и  $Z \approx 82$ , чем, возможно, и обусловлено аномальное возрастание значений  $B(M1)$  в этих ядрах.

В ядре  $^{151}\text{Tb}$  для  $f$ -переходов, связывающих уровни 23 и 72 кэВ ( $E_2 \approx 0+0,1$ ) с основным состоянием ( $E_2 \approx -0,1$ ), не наблюдается заметного торможения ( $F_{\text{в}}(\text{М1}, 23 \text{ кэВ})=60$  и  $F_{\text{в}}(E_2, 72 \text{ кэВ})=0,12$ ), отличного от торможения переходов между состояниями с

одинаковой деформацией (формой). Аналогичная ситуация наблюдалась ранее и в других ядрах этой области. По-видимому, снятие ожидаемого запрета по форме для рассматриваемых переходов связано с "мягкостью" этих ядер.

При определении структуры состояний  $^{153}\text{Tb}$  учитывались результаты анализа вероятностей  $f$ -переходов и угловых  $f_f$ -корреляций. Так, из сравнения вероятностей переходов, разряжающих уровень 240 кэВ, следует, что MI- и E2-компоненты предполагаемого внутривращательного перехода 93 кэВ ( $5/2^- \rightarrow 3/2^+ [411] \rightarrow 3/2^- \rightarrow 3/2^+ [411]$ ) ускорены относительно межполосных переходов 159 кэВ ( $5/2^- \rightarrow 3/2^+ [411] \rightarrow 7/2^- \rightarrow 7/2^+ [404]$ ) и 240 кэВ ( $5/2^- \rightarrow 3/2^+ [411] \rightarrow 5/2^- \rightarrow 5/2^+ [402]$ ) в 10-100 раз. Аналогичная ситуация наблюдается и для переходов, разряжающих уровни 254 кэВ ( $7/2^- \rightarrow 5/2^+ [402]$ ) и 324 кэВ ( $9/2^- \rightarrow 7/2^+ [404]$ ). Одинаковые знаки отношений матричных элементов E2- и MI-компонентов ( $\delta_f > 0$ ) для переходов 93 и 149 кэВ, определенные в исследованиях угловых корреляций, являются дополнительным аргументом в пользу отнесения уровней 147 кэВ ( $3/2^+$ ), 240 кэВ ( $5/2^+$ ) и 389 кэВ ( $7/2^+$ ), связанных указанными переходами, к одной ротационной полосе  $3/2^+ [411]$ .

В ядрах  $^{155}\text{Tb}$  и  $^{157}\text{Tb}$  обращают на себя внимание EI-переходы, связывающие состояния  $5/2^- \rightarrow 5/2^- [532]$  с уровнями  $3/2^+$ ,  $5/2^+$  и  $7/2^+$  ротационной полосы  $3/2^+ [411]$ : переходы  $5/2^- \rightarrow 3/2^+$  ускорены относительно переходов  $5/2^- \rightarrow 5/2^+$  и  $5/2^- \rightarrow 7/2^+$  более чем на два порядка. Кроме того, в случае  $^{155}\text{Tb}$  переход  $5/2^- \rightarrow 5/2^+$  ускорен относительно перехода  $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ . Этот факт находится в противоречии с утверждением Винтера и др. о том, что EI-переходы с  $\Delta I = 0$  заторможены относительно переходов между состояниями с  $|\Delta I| = 1$ .

Сопоставление энергий, мультипольного состава и значений  $B(E2)_{\text{экс}}$  для переходов, связывающих в изотопах  $^{147}\text{Nd}$  ( $E_\gamma(7/2^- \rightarrow 5/2^-) = 49$  кэВ, MI+(E2),  $B(E2) \sim 0$ ),  $^{149}\text{Sm}$  ( $E_\gamma(5/2^- \rightarrow 7/2^-) = 22$  кэВ, MI+ $5,4 \cdot 10^{-5}$  E2,  $B(E2) = 0,022 e^2 \delta^2$ ),  $^{151}\text{Gd}$  ( $E_\gamma(5/2^- \rightarrow 7/2^-) = 108$  кэВ, MI+0,4E2,  $B(E2) = 0,2 e^2 \delta^2$ ),  $^{153}\text{Dy}$  ( $E_\gamma(? \rightarrow 7/2^-) = 109$  кэВ, E2+(MI),  $B(E2) = 0,9 e^2 \delta^2$ ) первые возбужденные и основные состояния, позволило предложить для уровня 109 кэВ  $^{153}\text{Dy}$  характеристики  $I^\pi = 5/2^-$  и отметить возрастание коллективизации рассматриваемых состояний по мере приближения к области деформированных ядер (с увеличением  $Z$ ).

Время жизни уровня 132 кэВ  $^{155}\text{Dy}$  определено нами как  $T_{1/2} = 85(10)$  нс. В недавней работе Хаммарена и др. этому состоянию

предположительно приписывается значение  $T_{1/2} = 5,4$  нс. Однако в этом случае фактор торможения для EI-перехода 45 кэВ ( $F_w = 5,8 \cdot 10^2$ ), разряжающего рассматриваемый уровень, резко выпадает из систематики подобных  $9/2^+ \rightarrow 7/2^-$  переходов в соседних нечетно-нейтронных ядрах  $^{149}\text{Nd}$  ( $F_w = 1,5 \cdot 10^4$ ),  $^{151}\text{Sm}$  ( $F_w = 2,9 \cdot 10^3$ ),  $^{153}\text{Gd}$  ( $F_w = 9,3 \cdot 10^3$ ),  $^{157}\text{Dy}$  ( $F_w = 3,7 \cdot 10^4$ ),  $^{159}\text{Er}$  ( $F_w = 7,8 \cdot 10^3$ ), в то время как вытекающая из значения  $T_{1/2} = 85$  нс величина фактора торможения ( $F_w = 9,1 \cdot 10^3$ ) хорошо согласуется с этой систематикой. Этот факт, наряду с анализом условий измерения времени жизни уровня 132 кэВ  $^{155}\text{Dy}$ , свидетельствует в пользу нашего результата.

При рассмотрении вероятностей  $f$ -переходов, разряжающих уровень 202 кэВ в  $^{155}\text{Dy}$ , обращает на себя внимание сильное ускорение MI- и E2-компонентов перехода 66 кэВ ( $B(E2)_{\text{экс}} \geq 0,62 e^2 \delta^2$  - характерно для внутривращательных переходов) относительно соответствующих компонентов переходов 163 и 202 кэВ. Действительно, в соответствии с этими расчетами структуры уровней  $^{155}\text{Dy}$  дадут для начального и конечного состояний этих переходов следующие амплитуды смешивания конфигураций:

0,994- $3/2^- [532]$ , ... - уровень 202 кэВ ( $3/2^-$ ),  
0,713- $5/2^- [523]$ ; 0,596- $3/2^- [532]$ , ... - уровень 136 кэВ,  
0,903- $3/2^- [521]$ ; 0,213- $3/2^- [532]$ , ... - уровень 80 кэВ,  
0,986- $3/2^- [521]$ ; 0,023- $3/2^- [532]$ , ... - уровень 0 кэВ.

В ряде случаев сопоставление  $B(E1)_{\text{экс}}$  с  $B(E1)_{\text{тв}}$  позволяет однозначно выбрать правильную конфигурацию для возбужденного состояния. Например, расчеты структуры состояний дадут для головного состояния  $9/2^+$  аномальной ротационной полосы  $^{157}\text{Dy}$  два возможных варианта волновых функций, отличающихся между собой лидирующими компонентами:  $3/2^+ [651]$  - в первом и  $1/2^+ [660]$  - во втором случае. Определенные для E2-перехода 26 кэВ, связывающего уровень  $9/2^+$  с уровнем 188 кэВ  $5/2^- \rightarrow 3/2^+ [651]$ , значения  $F_{ws} = 0,0078$  и  $F_{ws} = 0,48$  для первого и второго случая, соответственно, позволяют выбрать для уровня  $9/2^+$  волновую функцию с лидирующим компонентом  $1/2^+ [660]$ .

Интересная закономерность проявляется в изменении вероятностей EI-переходов, разряжающих состояния  $11/2^- \rightarrow 11/2^- [505]$  и головные состояния  $9/2^+$  аномальных ротационных полос в нечетно-нейтронных ядрах - рис. 8. Значения  $B(E1)_{\text{экс}}$  рассматриваемых переходов имеют четко выраженный минимум в ядрах с  $N = 91$ . Возрастание значений  $B(E1)_{\text{экс}}$  в области  $N > 91$  можно понять из рассмотрения структуры состояний  $9/2^+$  в ядрах Dy, приведенных в табл. 3.

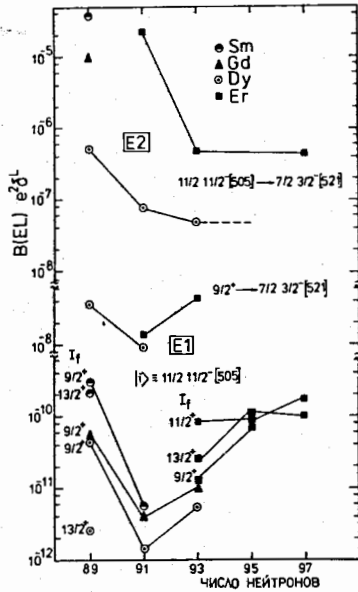


Рис. 8. Экспериментальные значения приведенных вероятностей электрических переходов, разряжающих состояния  $11/2^-$   $11/2^- [505]$  и  $9/2^+$  в нечетно-нейтронных ядрах.

С ростом  $N$  амплитуды смешивания конфигураций с высоким значением  $K$  в этих состояниях увеличиваются, что в итоге приводит к уменьшению степени запрета (увеличению вероятностей) рассматриваемых переходов. Возрастающие значения  $B(E1)_{\text{эксп}}$  при переходе от ядер с  $N=91$  к ядрам с  $N=89$ , по-видимому, связано с резким возрастанием конфигурационного смешивания различных состояний в слабдеформированных ядрах. Вероятности E2-переходов  $11/2^-$   $11/2^- [505] \rightarrow 7/2^-$   $3/2^- [521]$  также резко увеличиваются при приближении к  $N=89$ . Расчеты  $B(G1)_{\text{вс}}$

для ядер  $Dy$  качественно воспроизводят поведение значений  $B(G1)_{\text{эксп}}$  (см. таблицу 4).

Таблица 3  
Структура уровней  $9/2^+$  в изотопах  $Dy$

$N$	$9/2^+ [624]$	$7/2^+ [633]$	$5/2^+ [642]$	$3/2^+ [651]$	$3/2^+ [40I]$	$1/2^+ [660]$
91	0,006	0,087	0,469	0,587	0,021	0,653
93	0,010	0,161	0,847	0,463	0,057	0,189
95	0,010	0,177	0,945	0,145	0,224	0,016

Таблица 4  
Вероятности переходов в изотопах  $Dy$

$N$	$B(E1; 9/2^+ \rightarrow 7/2^-) e^2 s^2$		$B(E1; 11/2^- \rightarrow 9/2^+) e^2 s^2$		$B(E2; 11/2^- \rightarrow 7/2^-) e^2 s^2$	
	эксп.	$w-s$	эксп.	$w-s$	эксп.	$w-s$
89	3,7-7	1,3-6	4,5-II	1,0-II	5,4-7	6,1-6
91	9,0-8	8,1-9	1,4-I2	5,9-I2	8,0-8	7,7-I0
93	-	-	5,4-I2	8,6-II	5,2-8	2,1-I0

Таким образом, можно заключить, что коллективизация ядерных уровней возрастает при приближении к переходным ядрам как со стороны сферических, так и со стороны деформированных ядер.

Теоретические расчеты проводились на ЭВМ по программам, созданным в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

В четвертой главе диссертации обсуждаются структура состояний и особенности электромагнитных переходов в нечетно-нечетных ядрах [23-25].

На основе полученных экспериментальных данных в исследованных ядрах были определены приведенные вероятности  $B(G1)_{\text{эксп}}$  или их нижние пределы более чем для 90  $f^-$ -переходов, что существенно дополняет имеющуюся систематику вероятностей  $f^-$ -переходов в нечетно-нечетных ядрах, включающую в себя около 150  $f^-$ -переходов. Значения  $B(G1)_{\text{эксп}}$  сравнивались с одночастичными оценками по Вайскопфу  $B(G1)_w$  и по Нильссону  $B(G1)_N$ . Значения  $B(G1)_{\text{эксп}}$  согласуются с оценками  $B(G1)_N$  в пределах одного порядка, в то время как для E2-переходов значения  $B(E2)_N$  занижены относительно  $B(E2)_{\text{эксп}}$  на 3-4 порядка.

В нечетно-нечетных деформированных ядрах помимо правил отбора по квантовым числам  $K$ ,  $N$ ,  $n_z$ ,  $\lambda$  и  $\Sigma$  дополнительно введены правила, запрещающие переходы, связанные с одновременным изменением состояний двух квазичастиц ( $f^-$ -запрет) и нарушением правила отбора по проекции спина  $\Omega$  квазичастицы, участвующей в переходе.

Анализ полученных экспериментальных результатов позволил подтвердить сделанные ранее заключения о том, что действие  $f^-$ - и  $\Omega$ -запрета слабее по сравнению с проявлением  $K$ -запрета, действие которого в нечетно-нечетных ядрах такое же как и в нечетных ядрах; заключить, что в нечетно-нечетных ядрах, в отличие от нечетных ядер, не наблюдается заметного различия в вероятностях E1-переходов с  $\Delta K=0$  и  $\Delta K=1$ ; показать, что E1-переходы с  $\Delta K=1$  в нечетно-нечетных ядрах ускорены относительно однотипных переходов в нечетных ядрах (см. табл. 5).

Эти эффекты можно объяснить тем, что в нечетно-нечетных ядрах помимо взаимодействия Кориолиса, приводящего к смешиванию состояний с  $\Delta K=1$ , проявляется механизм смешивания состояний с  $\Delta K=0$ , обусловленный остаточным протон-нейтронным взаимодействием  $V_{p,n}$ . Одновременное действие этих двух механизмов смешивания приводит к резкому возрастанию числа примесных двухквази-

Таблица 5

Приведенные вероятности и матричные элементы одноптипных Е1-переходов с  $\Delta K=1$  в некоторых изотонах с  $N=95$  и  $N=101$

Ядро	$^{159}_{64}\text{Gd}_{95}$	$^{160}_{65}\text{Tb}_{95}$	$^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$	$^{171}_{70}\text{Yb}_{101}$	$^{172}_{71}\text{Lu}_{101}$	$^{173}_{72}\text{Hf}_{101}$
$B(E1)e^2 \times 10^7$	2,2	43	3,5	0,28	2,1	0,14
$G_{\text{экт.}}(E1) \times 10^2$	1,85	5,80	1,93	2,92	7,56	1,57
$\langle i   \leftrightarrow   f \rangle$	$n(3/2^- [521]) \rightarrow 5/2^+ [642]$		$n(5/2^- [512]) \rightarrow 7/2^+ [633]$			

частичных конфигураций в начальном и конечном состояниях перехода. Среди этих конфигураций всегда есть такие, между которыми возникают  $\gamma$ -переходы с  $\Delta K=0$ , удовлетворяющие правилам отбора по  $f$  и  $\Omega$ . Что касается  $K$ -запрещенных переходов, то их сильная заторможенность и флуктуации их вероятностей, достигающие 2-3 порядков, не позволяют обнаружить ожидаемое ослабление  $K$ -запрета в нечетно-нечетных ядрах.

Высокая чувствительность вероятностей Е1-переходов к конфигурационным примесям демонстрируется на рис. 9, на котором приведены все известные значения  $B(E1)_{\text{экт.}}$  для Е1-переходов в области ядер с  $150 \leq A \leq 190$ . В области сильнодеформированных ядер  $160 < A < 180$  значения  $B(E1)_{\text{экт.}}$  для запрещенных переходов на несколько порядков меньше, чем для разрешенных, в то время как на границах области деформации  $A < 160$  и  $A > 180$  значения  $B(E1)_{\text{экт.}}$  для разрешенных и запрещенных переходов практически не отличаются. Это свидетельствует об усилении неадиабатических эффектов с уменьшением деформации ядер и находится в согласии с заключением, сделанным в III главе на примере одночастичных Е1- и Е2-переходов в нечетно-нейтронных ядрах.

Интересно отметить, что в "недеформированных" ядрах  $^{148}_{65}\text{Tb}_{85}$ ,  $^{150}_{65}\text{Tb}_{85}$  и  $^{152}_{65}\text{Tb}_{87}$  вероятности Е1-переходов между состояниями  $1^+ \{p(h 1/2), n(h 9/2)\}$  и  $2^- \{p(d 5/2), n(h 9/2)\}$ , запрещенных в модели оболочек, не отличаются от вероятностей разрешенных переходов в недеформированных ядрах. Наиболее просто возникновение этих Е1-переходов можно объяснить фоновыми взаимодействиями. Однако не исключена и другая их интерпретация. Можно допустить, что в отличие от соседних нечетных и четно-четных ядер, имеющих в основных

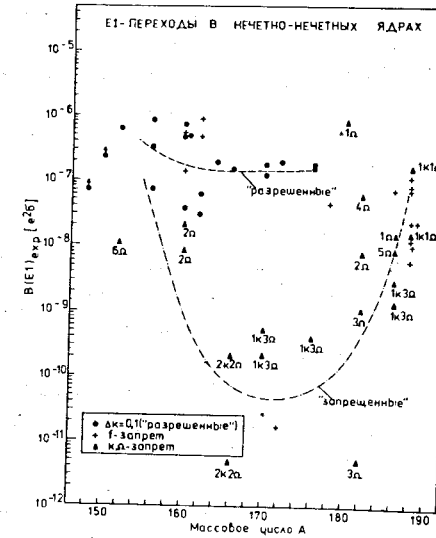


Рис. 9. Экспериментальные значения приведенных вероятностей Е1-переходов в области ядер с  $150 \leq A \leq 190$ .

состояниях сферическую форму, рассматриваемые ядра тербия, имеющие по два неспаренных нуклона с высокими значениями орбитального момента, имеют слабую деформацию ( $\epsilon_2 \approx 0,1$ ), которая приводит к расщеплению сферических подоболочек  $p(h 11/2)$ ,  $n(h 9/2)$  и  $p(d 5/2)$ . При этом Е1-переходы можно объяснить превращением  $1^+ \{p 1/2 [550], n 1/2 [530]\} \rightarrow 2^- \{p 3/2 [441], n 1/2 [530]\}$ . В пользу этого предположения свидетельствует деформированность состояний  $11/2^-$  в соседних ядрах  $^{149}_{62}\text{Sm}_{87}$ ,  $^{151}_{64}\text{Gd}_{87}$  и  $^{153}_{66}\text{Dy}_{87}$ . Что касается разрешенного характера  $\beta$ -переходов, связывающих уровни  $1^+$  в ядрах  $^{148, 150, 152}\text{Tb}$  с основными состояниями соответствующих четно-четных ядер  $\text{Dy}$ , имеющих сферическую форму, то аналогичная ситуация наблюдается и при  $\beta$ -распаде сферического ядра  $^{156}_{68}\text{Er}_{88}$  на деформированные состояния  $^{156}_{67}\text{Ho}_{89}$  и, как это уже отмечалось в главе III, для ряда  $\gamma$ -переходов в ядрах этой области.

По вероятностям внутривращательных переходов были оценены значения внутренних электрических квадрупольных и дипольных



магнитных моментов для ротационных полос  $^{162, 166}\text{Ho}$ ,  $^{160, 162}\text{Tm}$  и  $^{168}\text{Re}$ . Экспериментальные значения магнитных моментов сравнивались с оценками по Нильссону.

Анализ вероятностей  $f^\lambda$ -переходов и факторов торможения по Нильссону позволил установить нуклонные конфигурации для состояний 52,82 и 87 кэВ  $^{156}\text{Ho}$ , 0,174 и 215 кэВ  $^{160}\text{Tm}$ .

В заключении диссертации приводятся следующие основные выводы:

1. Создан комплекс установок для исследования нано- и субнаносекундных изомеров, возбуждаемых при радиоактивном распаде короткоживущих изотопов, включающий в себя спектрометры для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер,  $e\gamma$ - и  $f\gamma$ -совпадений и угловых  $f\gamma$ -корреляций.

Разработаны методы, позволяющие существенно повысить точность и надежность экспериментальных результатов. Параметры установок близки к предельным, достигнутым в мировой практике временных измерений.

2. При радиоактивном распаде короткоживущих изотопов (10 изотопов с  $T_{1/2} = 3,5 \pm 20$  мин., 5 изотопов с  $T_{1/2} = 0,5 \pm 2,5$  часа и 3 изотопа с  $T_{1/2} = 6 \pm 10$  час) проведены экспериментальные исследования свойств нечетных и нечетно-нечетных ядер  $\text{Tb}$  ( $A = 149, 151, 153, 155, 157$ ),  $\text{Dy}$  ( $A = 153, 155, 157, 159, 161$ ),  $\text{Tb}$  ( $A = 148, 150, 152$ ),  $\text{Ho}$  ( $A = 156, 158, 162$ ) и  $\text{Tm}$  ( $A = 160, 162$ ). Результаты этих исследований позволили:

- определить в указанных ядрах значения времен жизни для 32 состояний, из них 26 - впервые, и оценить верхние пределы времен жизни для 24 состояний;

- построить схему распада  $^{151}\text{Dy}$ , обнаружить изомер  $^{151m}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} < 1$  мин);

- дополнить и уточнить схемы распада  $^{149}\text{Dy}$ ,  $^{153}\text{Ho}$ ,  $^{155}\text{Ho}$  и  $^{157}\text{Ho}$ ;

- установить значения спинов и четностей более чем 40 состояний и мультипольности более 100 переходов в  $^{149, 151, 153, 155}\text{Tb}$ ,  $^{153, 157}\text{Dy}$ .

3. В рамках современных модельных представлений проанализированы свойства нечетных изотопов  $\text{Tb}$  и  $\text{Dy}$ , результаты которых позволили:

- показать, что переход от сферической формы ( $\epsilon_2 \leq 0,05$ ) к деформированной ( $\epsilon_2 \geq 0,20$ ) (для основных и нижних состояний) в нечетно-нейтронных ядрах происходит при переходе от  $^{153}\text{Dy}$  к  $^{66}\text{Dy}$  87

к  $^{155}\text{Dy}$  89, а в нечетно-протонных ядрах  $\text{Tb}$  при переходе от  $^{149}\text{Tb}$  84 к  $^{155}\text{Tb}$  90, при этом в ядрах  $^{151}\text{Tb}$  86 и  $^{153}\text{Tb}$  88 возможно сосуществование состояний с различной степенью и даже знаком деформации;

- показать возможность описания свойств переходных ядер

$^{153}\text{Tb}$  89 и  $^{155}\text{Dy}$  89 в рамках неадиабатической вращательной модели;

- рассчитать структуру ротационных полос и вероятностей  $f^\lambda$ -переходов в  $^{153, 155, 157}\text{Tb}$ ,  $^{155, 157, 159, 161}\text{Dy}$  и идентифицировать ротационные полосы в  $^{153}\text{Tb}$  и  $^{155}\text{Dy}$ .

4. На основе систематики вероятностей переходов

- интерпретированы структуры нижних состояний в  $^{149}\text{Tb}$ ,  $^{153}\text{Dy}$ ,  $^{159}\text{Ho}$  и  $^{160}\text{Tm}$ ;

- установлено влияние оболочечных эффектов на вероятности  $\ell$ -запрещенных переходов в "недеформированных" ядрах;

- показано возрастание коллективизации ядерных состояний по мере приближения к области переходных ядер как со стороны сферических, так и деформированных ядер;

- обнаружено влияние остаточного протон-нейтронного взаимодействия на вероятности  $f^\lambda$ -переходов в нечетно-нечетных ядрах.

Результаты диссертации опубликованы в следующих трудах:

1. Б.А.Аликов, Г.И.Лизурей, Т.М.Муминов, С.И.Орманджиев, У.С.Салимбаев, Р.Р.Усманов, И.Холбаев. Прикладная ядерная спектроскопия, М., Атомиздат, 7 (1977) 74.
2. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Г.И.Лизурей, К.М.Муминов, Т.М.Муминов, У.С.Салимбаев, Р.Р.Усманов. ОИЯИ, РИЗ-10911, Дубна, 1977; NUCLEONICA, 8, (1978), p. 833.
3. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, В.И.Стегайлов, Р.Р.Усманов. ИТЭ, 5 (1977) 49.
4. В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, В.И.Фоминных, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов. ОИЯИ. Д6-11574, стр. 148, Дубна, 1978.
5. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Э.В.Крумштейн, К.М.Муминов, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов, Ф.Ш.Хамраев, Г.Хемниц, Н.Н.Хованский. ОИЯИ, I3-10204, Дубна, 1976.
6. В.Андрейчев, Н.З.Иарупов, К.М.Муминов, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов, Ф.Ш.Хамраев. ОИЯИ, РИЗ-11312, Дубна, 1978.
7. Б.А.Аликов, М.Будзыньски, Я.Ваврышук, В.Жук, Э.Крупа, Р.Ион-Михай, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, Я.Сажински, В.И.Стегайлов, В.Таньска-Крупа, М.И.Фоминных, И.Холбаев, М.Суботович. Прикладная ядерная спектроскопия, Атомиздат, 7 (1977) 86.

8. Б.А.Аликов, М.Будзынски, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, Э.Крупа, Р.Ион-Михай, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, В.И.Стегайлов, М.И.Фоминных, В.А.Фоминных, В.Таньска-Крупа, И.Холбаев, В.М.Цупко-Ситников. ПТЭ, 3 (1977) 57.
9. Б.А.Аликов, Т.М.Муминов, С.И.Орманджиев, У.С.Салихбаев, Р.Р.Усманов. ПТЭ, 3 (1977) 170.
10. Т.М.Муминов, С.А.Орманджиев, Р.Р.Усманов. Авторское свидетельство СССР № 486291, Бюлл. ОИПОТЗ, 36, (1975), с. 114.
11. Р.Ион-Михай, К.М.Муминов, Т.М.Муминов, Ф.Ш.Хамраев, ОИЯИ, 6-10829, Дубна, 1977.
12. М.М.Маликов, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов. ЯФ, 27 (1978) 865. А.Будзяк, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, В.И.Фоминных, М.Яхим, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов, М.М.Маликов. ОИЯИ, Д6-11574, стр.116, Дубна, 1978.
13. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, Ш.Оманов, Р.Р.Усманов. Изв. АН СССР, сер.физ., 42 (1978) 797.
14. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, В.Жук, Р.Ион-Михай, Т.А.Исламов, А.Караходжаев, Э.Крупа, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, И.Холбаев. Изв. АН СССР, сер.физ., 41 (1977) 1098.
15. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Р.Ион-Михай, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, И.Холбаев. Изв. АН СССР, сер.физ., 41 (1977) 1108.
16. Б.А.Аликов, Ф.-Р.Май, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, В.В.Пашкевич, Изв. АН СССР, сер.физ., 42 (1978) 704.
17. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, В.Жук, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, И.Холбаев. Изв. АН СССР, сер.физ., 41 (1977) 1167.
18. В.Андрейчев, Г.И.Лизурей, М.М.Маликов, Т.М.Муминов, Ш.Оманов, Р.Р.Усманов. ОИЯИ, Р6-11196, Дубна, 1978; Изв. АН СССР, сер.физ., 42 (1978) 2255. В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, М.И.Фоминных, Ю.В.Юшкевич, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов, М.М.Маликов. ОИЯИ, Д6-11574, стр. 123, Дубна, 1978.
19. Б.А.Аликов, В.Андрейчев, К.Я.Громов, Т.А.Исламов, А.Караходжаев, Н.З.Марупов, К.М.Муминов, Т.М.Муминов, Ш.Оманов, У.С.Салихбаев, Р.Р.Усманов. ОИЯИ, Р6-11768, Дубна, 1978.
20. Б.А.Аликов, В.Андрейчев, Ж.Т.Зелев, Т.А.Исламов, В.Г.Калинников, А.Караходжаев, Г.А.Конonenко, В.В.Кузнецов, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, У.С.Салихбаев, В.А.Стегайлов, Р.Р.Усманов, Е.Г.Цой. ОИЯИ, Р6-11687, Дубна, 1978.

21. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, Р.Ион-Михай, Т.М.Муминов, У.С.Салихбаев. ОИЯИ, Р6-11642, Дубна, 1978.
22. Б.А.Аликов, Я.Ваврышук, К.Я.Громов, М.М.Маликов, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, Р.Р.Усманов, М.Яхим. ОИЯИ, Р6-9049, Дубна, 1975.
23. А.А.Александров, Г.-Ю.Байер, Ц.Вывлов, Ц.Галан, Р.Ион-Михай, В.Г.Калинников, В.В.Кузнецов, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, М.Яхим. Изв. АН СССР, сер.физ., 39 (1975) 1661.
24. В.Андрейчев, В.Зайдель, В.Г.Калинников, Л.Койблер, Ф.-Р.Май, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, К.-Д.Шиллинг. ОИЯИ, Д6-10577, Дубна, 1977. K.D.Schilling, L.Kaubler, W.Andrejscheff, T.M.Muminov, V.G.Kalinnikov, N.Z.Marupov, F.R.May, W.Seidel. Nucl.Phys., A299 (1978)/89-229. V.G.Kalinnikov, T.M.Muminov, N.Z.Marupov. Proc.Int.Conf. on Nucl.Structure, Tokyo (1977), p. 400.
25. И.Адам, В.Андрейчев, К.Я.Громов, М.Гонусек, Х.-У.Зиберт, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, Н.З.Марупов, Т.М.Муминов, А.Ф.Новгородов, Р.Р.Усманов, Ю.В.Юшкевич. ОИЯИ, Р6-11425, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 января 1979 года.