

УДК 539.16

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ИЗОТОПОВ, УДАЛЕННЫХ ОТ ПОЛОСЫ β -СТАБИЛЬНОСТИ (ИТОГИ РАБОТ ПО ПРОГРАММЕ ЯСНАПП В ЛЯП ОИЯИ)

ЧАСТЬ 2

*К. Я. Грозов, Х.—У. Зи-
берт, В. Г. Калинин,
Г. Музиоль, Х. Штрус-
ный*

Объединенный институт ядерных иссле-
дований, Дубна

Дан обзор результатов исследований деформированных ядер с $150 < A < 190$, выполненных по программе ЯСНАПП на синхротроне ОИЯИ.

The results of investigating deformed nuclei with $150 < A < 190$ completed according to the YASNAPP programme by using the Dubna synchrocyclotron are reported.

ВВЕДЕНИЕ

В первой части настоящей статьи [1] описаны методы получения и исследования нейтронодефицитных радиоактивных нуклидов, применяемые в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований для изучения свойств удаленных от полосы β -стабильности ядер по программе ЯСНАПП (ядерная спектроскопия на пучке протонов). Представлен также обзор результатов исследований сферических и переходных ядер, выполненных в рамках этой программы. Вторая часть статьи представляет собой ее третью главу, посвященную результатам исследований деформированных ядер редкоземельных элементов. Для удобства читателя будет дано краткое описание процедуры проведения экспериментов. Более подробное их описание можно найти в первой части статьи.

3. ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Важная задача физики атомного ядра — создание теории ядра, которая, исходя из общих законов взаимодействия нуклонов в ядре, может объяснить и предсказать физические свойства

атомных ядер. Эта задача очень трудна, так как, во-первых, силы взаимодействия между нуклонами в ядре очень сложны и недостаточно изучены и, во-вторых, атомные ядра, кроме самых легких, представляют собой системы большого числа сильно взаимодействующих частиц. В связи с этим развитие теории атомного ядра происходит в настоящее время на основе различных модельных представлений. На основе тех или иных упрощающих предположений о ядерных силах осуществляются попытки объяснить экспериментальные данные, предсказать свойства атомных ядер. Значительный успех в понимании структуры основных и возбужденных состояний ядер достигнут в последнее время на основе оболочечной модели, модели деформированных ядер, обобщенной модели, сверхтекучей модели и др. Известно, что с точки зрения этих моделей ядра делятся на сферические (магические), деформированные и переходные [2]. Известно также, что структура деформированных ядер изучена в настоящее время экспериментально и теоретически наиболее детально. Однако и в этой области ядер существует много проблем, требующих экспериментального исследования.

Так, необходимы новые сведения о массах ядер. Продолжаются экспериментальные исследования параметров среднего одночастичного потенциала деформированных ядер. Большой интерес проявляется в последнее время к изучению свойств высоколежащих (~ 2 Мэв и выше) состояний (бэкбендинг-эффект и фрагментация квазичастичных состояний).

Ценная информация о свойствах нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов получается в исследованиях радиоактивного распада ядер, образующихся при облучении мишеней протонами с энергией в несколько сот мегаэлектронвольт. Систематические исследования такого типа были впервые начаты в Лаборатории ядерных проблем в 1955 г. В этом цикле работ было открыто около 80 новых изотопов. Были изучены схемы распада многих нейтронодефицитных деформированных ядер редкоземельных элементов (РЗЭ). Уже в этих работах изучались ядра с недостатком нейтронов по сравнению с полосой β -стабильности до шести — восьми единиц. Обзор этих исследований дан в работе [3].

Новый этап наших исследований нейтронодефицитных изотопов РЗЭ начался в 1967 г., когда была поставлена задача изучения короткоживущих ядер (программа ЯСНАПП). Исследования по программе ЯСНАПП проводятся, с точки зрения методического подхода, в двух направлениях. Первое — идентификация и изучение структуры короткоживущих ядер, находящихся далеко от полосы β -стабильности. Второе направление связано с продолжением детальных исследований свойств основных и возбужденных состояний, относительно близких к полосе β -стабильности ($T_{1/2} \approx 1$ ч и более).

Эксперименты в первом направлении проводились в основном по следующей схеме (см. первую часть настоящего обзора [1]).

Мишень (тантал или комплекс РЗЭ) облучалась на выведенном пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ. Энергия протонов 660 Мэв , ток около $0,1 \text{ мка}$. Мишень после облучения с помощью пневмопочты доставлялась в экспрессную радиохимическую лабораторию или к электромагнитному масс-сепаратору. Выделенный из облученной мишени препарат редкоземельного элемента, подлежащего исследованию, поступал на изотопное разделение. Широко применялся также способ, исключающий химические операции, когда облученная танталовая мишень поступала прямо в ионный источник масс-сепаратора для разделения РЗЭ по изобарам.

Использованные радиохимические методики описаны в работах [1, 4], а масс-сепаратор, ионный источник и методика разделения по изотопам — в работах [1, 5, 6]. Спектрометрические исследования начинались в зависимости от использованных методов через $3\text{--}20 \text{ мин}$ после облучения мишени. Исследования излучения, сопровождающего распад короткоживущих изотопов, проводились с помощью гамма-, бета- и альфа-спектрометров с полупроводниковыми детекторами, изучались спектры временных ценовальных и задержанных γ — γ - и β — γ -совпадений, использовалась соответствующая техника для накопления информации и обработки данных с помощью электронно-вычислительных машин [1].

Исследования изотопов РЗЭ с $T_{1/2} \geq 1 \text{ ч}$ проводились по обычной «оф-лайн» схеме: облучение мишеней (тантал) на внутреннем пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ ($E_p = 660 \text{ Мэв}$, $I_p = 2,3 \text{ мка}$), химическое выделение РЗЭ [4], разделение изотопов исследуемого элемента на масс-сепараторе [7]. Исследования излучения начинались в этом случае через $1,5\text{--}2,0 \text{ ч}$ после конца облучения.

Кроме спектрометров с полупроводниковыми детекторами в этих исследованиях применялись также бета-спектрографы с постоянным магнитным полем, безжелезный тороидальный бета-спектрометр, бета-спектрометр с двойной двукратной фокусировкой пучка и др.

Естественно, в необходимых случаях, осуществлялись вариации изложенных выше основных схем экспериментов. Так, проводилось химическое разделение изобаров после масс-сепарации, в некоторых случаях изучались спектры конверсионных электронов изотопов с $T_{1/2} = 5\text{--}10 \text{ мин}$ на тороидальном бета-спектрометре и бета-спектрографах и т. д.

На рис. 1 представлена схема экспериментов по программе ЯСНАПП.

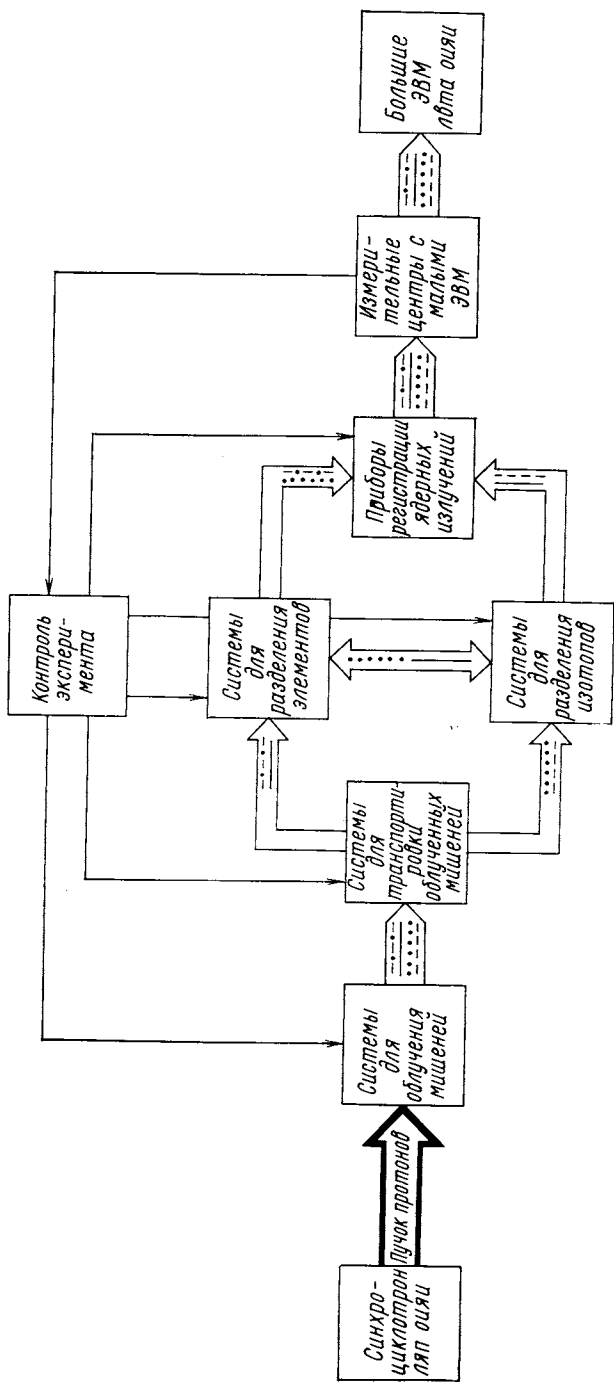


Рис. 1. Общая схема экспериментов по программе ЯСНАПП. Различными линиями показаны отдельные варианты опытов

3.1. Экспериментальные результаты исследований свойств деформированных ядер по программе ЯСНАПП

Рассмотрим здесь основные результаты исследований радиоактивного распада нейтронодефицитных изотопов РЗЭ по программе ЯСНАПП. Представим результаты наших последних исследований распада ядер с $150 < A < 190$. Изложение не претендует на полноту освещения результатов экспериментальных исследований деформированных ядер РЗЭ. Обзор результатов исследований четных деформированных ядер приведен в книге Е. П. Григорьева, В. Г. Соловьева [8]. Последний обзор свойств нечетных ядер выполнен Банкером и Ричем [9] в 1971 г. Результаты более поздних работ можно найти в компиляциях [10].

^{152}Tb , $T_{1/2} = 17,4 \pm 0,2$ ч. Результаты наших исследований распада ^{152}Tb представлены в работе [11]. Изучены спектры γ -квантов, конверсионных электронов, позитронов, $(e - \gamma)$ -, $(\gamma - \gamma)$ - и $(\beta^+ - \gamma)$ -совпадений. В ядре ^{152}Gd возбуждаются уровни ротационной полосы основного состояния (2^+0 , 344,4 кэв; 4^+0 , 755,6 кэв), β -вибрационной полосы (0^+0 , 615,6 кэв; 2^+0 , 931,1 кэв), γ -вибрационной полосы (2^+2 , 1109,8 кэв, 3^+2 , 1320,0 кэв, 4^+0 , 1547,0 кэв), полосы октупольных вибраций (3^-0 ; 1124 кэв, 1^-0 , 1315 кэв). Кроме этих состояний обнаружен еще ряд уровней и среди них уровень с энергией 1047,8 кэв с $I^\pi K = 0^+0$. Энергия распада $Q_\beta(^{152}\text{Tb}) = 3850 \pm 15$ кэв определена в работе [12].

^{153}Dy , $T_{1/2} = 6,3$ ч. Исследования спектров γ -квантов, электронов конверсии, $(\gamma - \gamma)$ - и $(e^- - e^-)$ -совпадений позволили построить схему распада ^{153}Dy [13]. Введено 50 возбужденных состояний ^{153}Tb . Предполагается, что ядро ^{153}Dy в основном состоянии сферическое, его характеристики $f_{7/2}$. Ядро ^{153}Tb в некоторых состояниях имеет сферическую форму, а в других деформировано. Нижние уровни ^{153}Tb являются состояниями нечетного протона при сферической форме ядра: 0 ($d_{5/2}$), 80,7 ($g_{7/2}$) и 163,2 кэв ($h_{11/2}$). В то же время свойства уровней 147,5 ($3/2^+$), 240,4 ($5/2^+$), 389,4 ($7/2^+$) и 572,1 кэв ($9/2^+$) такие же, как у нижних уровней ротационной полосы $3/2^+$ [411] в сильнодеформированных ядрах 155 , 157 , ^{159}Tb . Уровни 799,8 ($5/2^+$) и 1087,1 кэв ($7/2^+$) являются, возможно, членами ротационной полосы состояния $3/2^+$ [411] Q_{00} . ^{153}Dy испытывает также и α -распад. В работе [14] обнаружена тонкая структура его α -спектра: $E_{\alpha_0} = 3464 \pm 5$ кэв ($3,0 \pm \pm 0,3 \cdot 10^{-3}\%$ на распад ^{153}Dy) и $E_{\alpha_1} = 3305 \pm 5$ кэв ($9 \pm 6 \times \times 10^{-7}\%$ на распад).

^{154}Tb , $T_{1/2} = 9,9 \pm 0,1$ ч, $I^\pi = 3^-$; $^{154m_1}\text{Tb}$, $T_{1/2} = 23,1 \pm \pm 0,9$ ч, $I^\pi \geq 6$; $^{154m_2}\text{Tb}$, $T_{1/2} = 22,0 \pm 1,5$ ч, $I^\pi = 0^-$. Выполнены исследования спектров γ -квантов, электронов конверсии,

($\gamma - \gamma$)-совпадений [15]. Схема уровней ^{154}Gd включает ротационную полосу основного состояния: 0 *кэв*, 0⁺; 123 *кэв*, 2⁺; 371 *кэв*, 4⁺ и 718 *кэв*, 6⁺; β -вибрационную полосу: 681 *кэв*, 0⁺; 816 *кэв*, 2⁺; 1048 *кэв*, 4⁺; γ -вибрационную полосу: 996 *кэв*, 2⁺; 1128 *кэв*, 3⁺; 1264 *кэв*, 4⁺; 1402 *кэв*, 5⁺; полосу октупольных вибраций с $K^\pi = 0^-$: 1241 *кэв*, 1⁻ и 1252 *кэв*, 3⁻, а также ряд других уровней.

^{155}Ho , $T_{1/2} = 49 \pm 2$ мин. При изучении распада ^{155}Ho уточнено значение периода полураспада ^{155}Ho , определена мультиплетность перехода 39,5 *кэв* ($M1 + 4,4\% E2$) [16], измерено время жизни уровня 247,9 *кэв* ^{155}Dy : $T_{1/2} = 63,0 \pm 3,3$ нсек и уровня 39,4 *кэв*: $T_{1/2} \leq 3,5$ нсек [17].

^{155}Dy , $T_{1/2} = 10,1$ ч. Исследования распада ^{155}Dy (основное состояние типа $3/2^-$ [521], энергия распада Q_β (^{155}Dy) = $2100 \pm \pm 10$ *кэв*) привели к установлению сложной схемы возбужденных состояний ^{155}Tb [18, 19]. Идентифицированы ротационные полосы основного состояния ^{155}Tb : $3/2^+$ [411], возбужденных состояний типа $5/2^-$ [532], $7/2^-$ [523], $5/2^+$ [413], $1/2^-$ $\{[532]\uparrow + Q_{22}\}$, $1/2^+$ [411], $7/2^+$ [404], $3/2^+$ $\{[411]\uparrow + Q_{22}\}$, $3/2^+$ $\{[411]\uparrow + Q_{20}\}$, $1/2^-$ $\{[532]\uparrow + Q_{22}\}$. Уровень 1664,7 *кэв* ($5/2^-$), вероятно, содержит значительную примесь трехквaziчастичного состояния типа $p5/2^-$ [532], $n3/2^-$ [532], $n3/2^-$ [521].

^{155}Tb , $T_{1/2} = 5,6$ дня. Изучены спектры электронов внутренней конверсии, γ -квантов, ($e - \gamma$)- и ($\gamma - \gamma$)-совпадений. Предложена сложная схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ [20]. Схема включает ротационную полосу основного состояния (уровни 0, $3/2^-$ [521]; 60, $5/2^-$; 146 *кэв*, $7/2^-$), полосу на состоянии $3/2^+$ [402] (уровни 269, $3/2^+$; 326 *кэв*, $5/2^+$), полосу на состоянии $1/2^+$ [400] (368, $1/2^+$; 427, $3/2^+$; 489 *кэв*, $5/2^+$), полосу на уровне $1/2^-$ [521] (560, $1/2^-$; 616 *кэв*, $3/2^-$), а также состояния $3/2^-$ [532], 287 *кэв*; $3/2^-$, 451,3 *кэв* и ряд других состояний. Уровень 593 *кэв*, $I^\pi = 3/2^-$, имеет доминирующую компоненту $[521]\uparrow + Q_1$ (20).

^{156}Er , $T_{1/2} = 19,5 \pm 1,0$ мин. Идентифицирован в работе [21], построена схема распада, включающая в себя уровни ^{156}Ho с энергиями: 52 *кэв*, $I^\pi = 2^+$, $T_{1/2} < 2-3$ мин; 82 *кэв*, $I^\pi = 1^+$, $T_{1/2} = (1,46 \pm 0,15)$ нсек и 117 *кэв*, $I^\pi = 1^-$. Фактор торможения перехода 52 *кэв* — $F(M3) < 100$. Обнаруженные уровни можно сопоставить с двухквaziчастичными конфигурациями в ^{156}Ho : 0 *кэв*, $5^+ - \{p523\uparrow + n521\uparrow\}$; 52 *кэв*, $2^+ - \{p523\uparrow - n521\uparrow\}$; 82 *кэв*, $1^+ - \{p523\uparrow - n523\downarrow\}$. Обращается внимание на низкое значение $\lg ft = 5,0$ для β -перехода ^{156}Er (0^+) на уровень 117 *кэв* (1^-). Оценена интенсивность α -распада ^{156}Er : меньше $5 \cdot 10^{-70}\%$ на распад.

^{156}Ho , $T_{1/2} = (55 \pm 1)$ мин. При исследовании распада $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ [22] обнаружены уровни ротационной полосы основного состояния (до 6^+), β -полосы (до 6^+) и γ -полосы (до 5^+), а также уровни октупольных вибрационных полос с $K^\pi = 2^-$, 0^- и 1^- .

Построена сложная схема уровней ^{156}Dy , состоящая из 47 уровней. Определена энергия распада Q_{β} (^{156}Ho) = $(4,7 \pm 0,1)$ Мэв.

^{157}Tm , $T_{1/2} = (3,6 \pm 0,4)$ мин. Обнаружен в работе [23]. К этому распаду отнесены γ -переходы с энергиями: 99,9 кэв (38), 110,2 кэв (100), 131,1 кэв (50), 192,4 кэв (66) и 241,4 кэв (95). В скобках даны относительные интенсивности γ -квантов.

^{157}Er , $T_{1/2} = (22 \pm 2)$ мин. Идентифицирован в работе [24] по накоплению активности ^{157}Dy . В работе [25] изучены спектры γ -квантов, электронов внутренней конверсии и позитронов. Определены мультипольности ряда переходов. Разность масс $^{157}\text{Er} - ^{157}\text{Ho}$ равна (3470 ± 80) кэв. Измерено время жизни уровня 121,8 кэв в ^{157}Ho : $T_{1/2} = (0,75 \pm 0,10)$ нсек.

^{157}Ho , $T_{1/2} = (14 \pm 1)$ мин. Обнаружен в работе [24] по накоплению дочерней активности ^{157}Dy . В работе [26] предложена схема распада ^{157}Ho . Наблюдены уровни 3/2, 5/2, 7/2, 9/2 ротационной полосы основного состояния $^{157}\text{Dy} - 3/2^-$ [521]; уровни 5/2, 7/2 и 9/2 полосы 5/2- [523], уровень 187,8 кэв типа 5/2+ [642], уровни 5/2 и 7/2 полосы 5/2- [512] и ряд других уровней. Оценены [25] времена жизни первого ротационного уровня 61 кэв полосы 3/2- [521]: $T_{1/2} \leq 0,4$ сек и уровня 341,1 кэв типа 5/2- [523]: $T_{1/2} \leq 0,3$ нсек. Оценены внутренний квадрупольный момент и параметр деформации основного состояния ^{157}Dy : $Q_0 > 3,6$ барн и $\beta > 0,20$.

^{157}Dy , $T_{1/2} = 8,06$ ч. Тщательно изучены спектры γ -квантов и электронов внутренней конверсии [27]. Наиболее интенсивно (98,3%; $\lg ft = 5,4$) при распаде ^{157}Dy (3/2- [521]) заселяется состояние ^{157}Tb с энергией 326,4 кэв (5/2- [532]). Уровень 357,8 кэв 7/2- является первым ротационным состоянием данной полосы. Возбуждаются уровни основной ротационной полосы 3/2+ [411] со спинами 3/2, 5/2, 7/2 и энергиями 0; 60,8 и 143,8 кэв. Уровни со спинами 1/2, 3/2 и 5/2 (597,5; 637,0 и 697,0 кэв) отнесены к полосе 1/2+ [411]. Уровень 991,6 кэв, $I^{\pi} = 3/2^+$, и ротационный к нему 5/2+, 1044,2 кэв интерпретируются как члены полосы на состоянии (3/2+ [411] + Q_1 (20)). Возбужденному состоянию 1102,5 кэв приписаны характеристики 3/2- [541].

^{158}Yb , $T_{1/2} = (1,1 \pm 0,2)$ мин. Надежно идентифицирован в Дубне [28]. При распаде ^{158}Yb испускаются γ -кванты с энергией 74,2 кэв. Интенсивность этого γ -перехода оценена примерно как 50% на распад ^{158}Yb , его мультипольность $E1$. Возможно, что распад ^{158}Yb в ^{158}Tm происходит главным образом на уровень 74,2 кэв типа 1+ с $\lg ft \leq 5,0$.

^{158}Tm , $T_{1/2} = (4,3 \pm 0,2)$ мин. Открыт в 1970 г. Дебоером с сотр. и Нейманом с сотр. [29]. В Дубне [30] изучались спектры γ -квантов и ($\gamma - \gamma$)-совпадений при распаде ^{158}Tm . Установлено возбуждение уровней 191 кэв (2+) и 526 кэв (4+) ротационной полосы основного состояния ^{158}Er .

^{158}Er , $T_{1/2} = (2,25 \pm 0,10)$ ч. Открыт в 1960 г. в Дубне. Последние результаты исследований распада ^{158}Er опубликованы в работах [31, 32]. Измерена энергия распада Q_{β} (^{158}Er) = (2060 ± 100) кэв. Определены мультипольности большинства γ -переходов. Показано, что при распаде ^{158}Er возбуждаются уровни ^{158}Ho (см. табл. 1), а также ряд более высоколежащих состояний с $I^{\pi} = 1^{-}, 2^{-}$ и 2^{+} . Отмечается, что вероятность β -распада на уровень 139 кэв (1^{-}) необычно велика для переходов первого порядка запрещения.

Таблица 1

E , кэв	I^{π}	$T_{1/2}$, мин	Предлагаемая конфигурация	$\lg ft$
0	5^{+}	11 (β)	$p523\uparrow - n521\uparrow$	—
67	2^{-}	27 (β и ИП)	$p523\uparrow - n651\uparrow$	$> 8,4$
115	2^{+}		$p523\uparrow - n521\uparrow$	$> 8,4$
139	1^{-}	$1,85 \pm 0,10$ нсек (γ)	$p411\uparrow - n521\uparrow$	5,5

^{158g}Ho , $T_{1/2} = 11$ мин, $^{158m_1}\text{Ho}$, $T_{1/2} = 27$ мин. Открыты и детально изучались в Дубне. В наших последних исследованиях [33—35] распада основного и изомерного состояний (2^{-} , 67 кэв, 27 мин) этого ядра наблюдалось 170 γ -переходов, для 120 из них определены мультипольности. Выполнены опыты, в которых установлена принадлежность γ -переходов распаду изомерного или основного состояния ^{158}Ho . Измерена энергия распада Q_{β} (^{158g}Ho) = 4220 ± 30 кэв. Предложена сложная схема распада $^{158g, m_1}\text{Ho} \rightarrow ^{158}\text{Dy}$ (рис. 2), в которой размещены почти все обнаруженные γ -переходы. Идентифицированы ротационные полосы основного состояния (до 8^{+}), γ - (до 5^{+}), β - (до 4^{+}) состояний и октупольных вибраций, а также полосы, построенные на двухквазичастичных состояниях.

$^{158m_2}\text{Ho}$, $-T_{1/2} = (21 \pm 2)$ мин. Обнаружен Шеперсом [36]. Данные работы [35] подтверждают выводы Шеперса о спине и структуре этого уровня: 9^{+} ($p523\uparrow + n505\uparrow$). Это состояние в 90% случаев испытывает ai — β -распад на уровень 2528,5 кэв с $I^{\pi} = 8^{+}$ ($n523\downarrow + n505\uparrow$).

^{159}Yb , $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,4)$ мин. Открыт в Дубне [37]. При распаде ^{159}Yb возникают γ -кванты с энергиями 166 (100) и 177 кэв (48).

^{159}Tm , $T_{1/2} = 9,0$ мин. О существовании (11 ± 3) мин активности ^{159}Tm сообщалось в 1968 г. в Дубне [38]. В дальнейших исследованиях по программе ЯСНАПП была предложена схема распада (рис. 3), включающая в себя двенадцать возбужденных состояний ^{159}Er [39]. Показано, что свойства основного состояния ^{159}Tm согласуются с конфигурацией типа: $5/2^{+}$ [402]. Впервые

при распаде $^{159}\text{Tm} \rightarrow ^{159}\text{Er}$ идентифицированы уровни ротационных полос состояний: $3/2^-$ [521], $5/2^-$ [523], $3/2^+$ [402] + [651], $11/2^-$ [505], а также уровни с $I^\pi = 5/2^+$, $7/2^+$ и $9/2^+$ сильно возмущенной полосы, описываемые в рамках неадиабатической модели с учетом остаточного центростремительного и спин-спинового взаимодействия между нуклонами. Определена энергия распада $Q_\beta (^{159}\text{Tm}) = (3,4 \pm 0,3) \text{ Мэв}$.

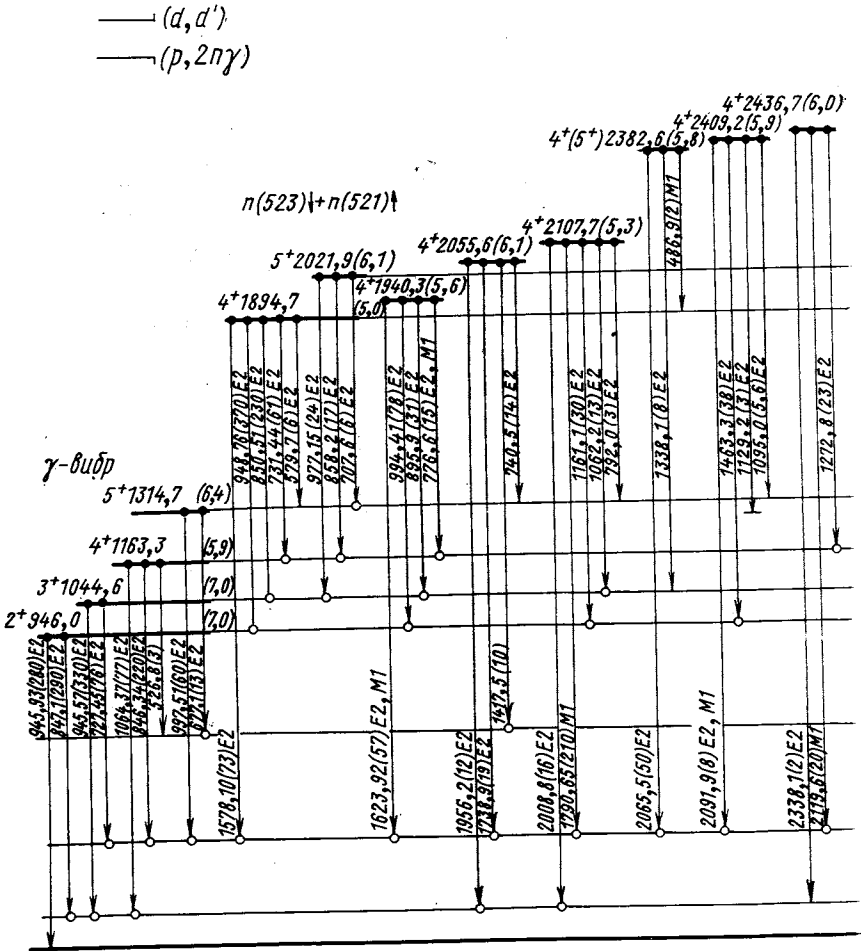
^{159}Er , $T_{1/2} = (37 \pm 2) \text{ мин}$. Последние результаты исследования открытого в Дубне в 1961 г. изотопа ^{159}Er представлены в работе [40]. Установлена энергия распада $Q_\beta (^{159}\text{Er}) = (2920 \pm 100) \text{ кэв}$.

Предложена схема уровней ^{159}Ho , возникающих при распаде ^{159}Er , в том числе уровни ротационной полосы основного состояния $7/2^-$ [523], уровень $166 \text{ кэв} - 7/2^+$ [404], уровни полосы $1/2^+$ [411]: $1/2^+$ (205,9 кэв); $3/2^+$ (221,2 кэв); $5/2^+$ (328,2 кэв) и $7/2^+$ (350,2 кэв), уровень $1/2^-$ [541] (431,8 кэв); уровень $3/2^+$ [411] (299,1 кэв) и уровень $5/2^-$ [532] (649,6 кэв). Сильно возбуждается при распаде ^{159}Er уровень $624,5 \text{ кэв}$ с $I^\pi = 5/2^-$. Уровень с $I^\pi = 3/2^-$ при энергии $504,8 \text{ кэв}$ интерпретируется как γ -вибрационное состояние типа $7/2^-$ [523] + Q_{22} .

^{159}Ho , $T_{1/2} = (33 \pm 1) \text{ мин}$. Сведения о γ -квантах и электронах внутренней конверсии, полученные в дубненских опытах, подытожены в работе [41]. Эти результаты не противоречат более поздним исследованиям Торреса. В работе [41] предложена схема распада $^{159}\text{Ho} \rightarrow ^{159}\text{Dy}$, включающая уровни ротационной полосы основного состояния $3/2^-$ [521] (до $I = 9/2$), уровни полосы $5/2^+$ [642] до $I^\pi = 9/2^+$ и уровни $5/2$ и $7/2$ полосы $5/2^-$ [523]. Определены энергия распада $Q_\beta (^{159}\text{Ho}) = 1827 \pm 10 \text{ кэв}$ и значение $\lg ft = 4,84 \pm 0,06$ для $ai - \beta$ -перехода ^{159}Ho ($7/2^-$ [523]) на уровень ^{159}Dy с энергией $309,6 \text{ кэв}$ ($5/2^-$ [523]). Измерено время жизни уровня $309,6 \text{ кэв}$ ($T_{1/2} = 3 \text{ нсек}$), уровня $177,6 \text{ кэв}$, $5/2^+$ [642] ($T_{1/2} = 9 \text{ нсек}$), а также первого ротационного уровня 57 кэв основной полосы $3/2^-$ [521] ($T_{1/2} = 0,2 \text{ нсек}$). Оценен квадрупольный момент ^{159}Dy : $Q_0 \approx 5,5 \text{ барн}$.

^{160}Yb , $T_{1/2} = (4,8 \pm 0,2) \text{ мин}$. Недавно идентифицирован в Дубне [42]. К распаду ^{160}Yb отнесены γ -переходы: $132,2$ (9,9), $140,3$ (16,6), $173,8$ (77,4) и $215,8 \text{ кэв}$ (32,0). В скобках даны интенсивности γ -квантов, интенсивность K_α -излучения Tm принята за 100.

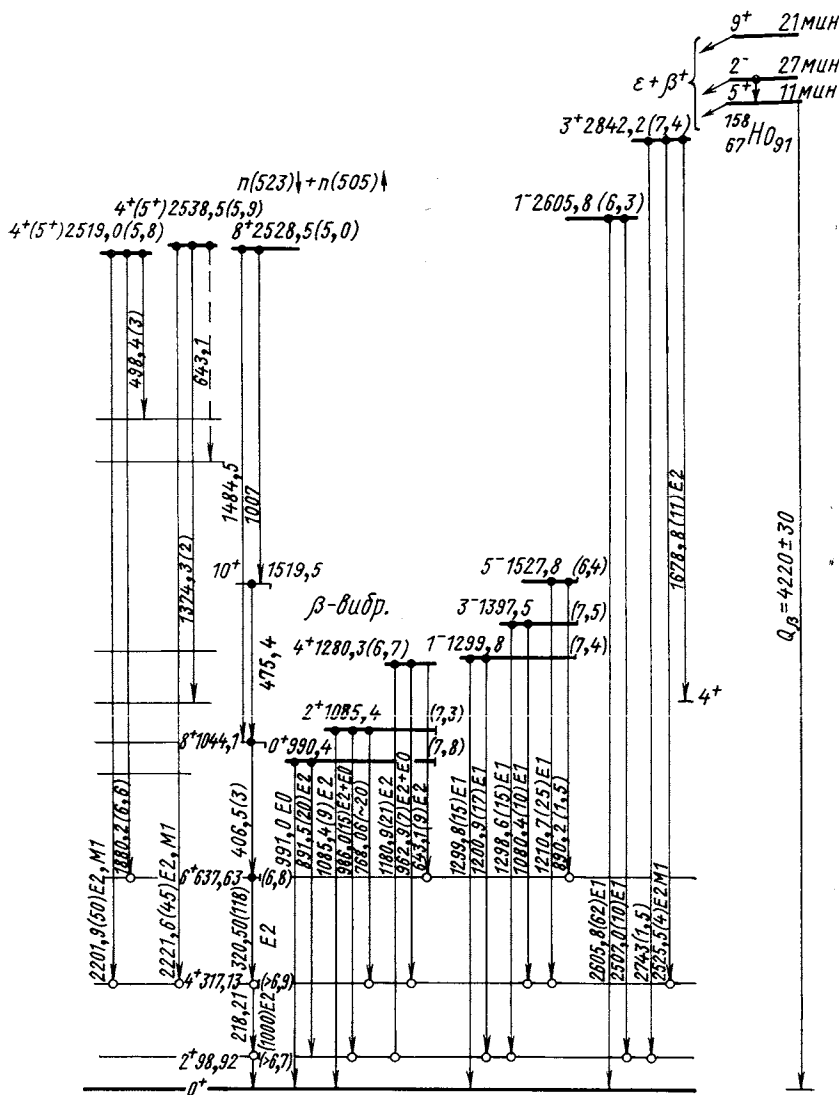
^{160}Tm , $T_{1/2} = 9,2 \text{ мин}$. Наблюдавшаяся в экспериментах в Дубне [38] активность тулия с $T_{1/2} = 8 \text{ мин}$, как стало ясно из работ Неймана и Варда и Дебоера и др. [29], принадлежит распаду ^{160}Tm . Исследование распада ^{160}Tm [43] по программе ЯСНАПП позволило существенно уточнить результаты [29]. К распаду ^{160}Tm отнесено свыше сорока γ -переходов, определены мультипольности четырех из них. Проведены опыты по ($\gamma - \gamma$)-совпадениям. Определена энергия распада $Q_\beta (^{160}\text{Tm}) = (4,9 \pm 0,5) \text{ Мэв}$.



158
66 Dy₉₂

Рис. 2. Схема

Предложенная схема распада ¹⁶⁰Tm включает в себя уровни ротационной полосы основного состояния ¹⁶⁰Eg, уровни γ-вибрационной полосы, полосы с Kπ = 0⁺ и несколько состояний с энергией выше 1 Мэв.



распада ^{158}Ho

^{160}Er , $T_{1/2} = 28,4$ μ , испытывает только электронный захват. В предположении разрешенного характера β -перехода в работе [44] определена энергия распада $Q_\beta(^{160}\text{Er}) = (340^{+190}_{-70})$ кэВ. При этом предполагалось, что β -распад происходит полностью

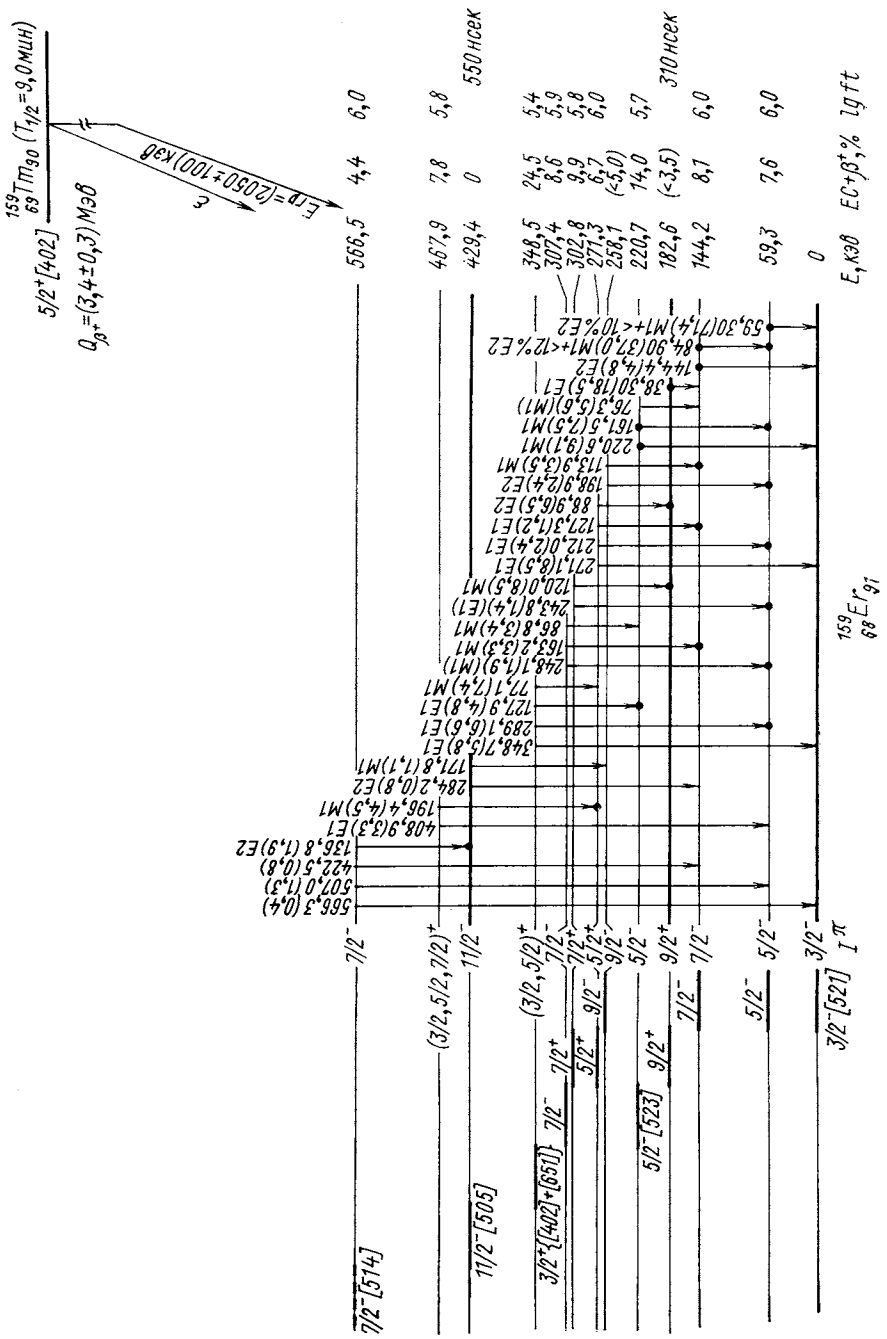


Рис. 3. Схема распада 159Тм

на гипотетический уровень ^{160}Ho с $I^\pi = 1^+$, расположенный несколько выше ($\Delta E \leq 1,5$ кэв [45]) изомерного состояния ^{160}Ho с $J^\pi = 2^-$, энергией 60 кэв и $T_{1/2} = 5,0$ ч. Это изомерное состояние возбуждается в 100% случаев распада ^{160}Er .

^{160m}Ho , $T_{1/2} = 5,0$ ч, $I^\pi = 2^-$, $E_{\text{ур}} = 60$ кэв, распадается β -переходами на уровни ^{160}Du и изомерным $E3$ -переходом в основное состояние. Доля изомерного перехода составляет $(60 \pm 3)\%$ [46].

^{160g}Ho , $T_{1/2} = 25$ мин, $I^\pi = 5^+$. Итоги длительных, детальных исследований распада $^{160g,m}\text{Ho}$ подведены в работе [46]. Тщательно изучены спектры γ -квантов, конверсионных электронов и позитронов. Исследованы спектры позитронов парной конверсии и моноэнергетических позитронов при конверсии γ -квантов высоких энергий. Энергия распада $Q_\beta(^{160g}\text{Ho}) = 3286 \pm 15$ кэв. Определены энергии и интенсивности 340 γ -переходов, для половины из них определены мультипольности. Предложена схема распада ^{160m}Ho и ^{160g}Ho . Изомерный и основной уровни ^{160}Ho интерпретируются как двухквaziчастичные типа: $I^\pi = 2^-$, $p523\uparrow - n651\uparrow$ и $I^\pi = 5^+$, $p523\uparrow + n521\uparrow$. Получены сведения о ротационных полосах основного, γ - и β -вибрационных состояний, а также полосах ряда двухквaziчастичных состояний ^{160}Du . Выполнен анализ силовой функции β -распада ^{160m}Ho и делается вывод о фрагментации волновой функции состояния $I^\pi = 1^-$, $n523\downarrow - n651\downarrow$ по ряду уровней ^{160}Du в области 2,6—2,8 Мэв. $^{160m2}\text{Ho}$, $T_{1/2} \approx 1$ ч, $I^\pi = 9^+$. О существовании такого изомерного состояния ^{160}Ho сообщалось Шеперсом [18]. Изомерное состояние ^{160}Ho с $T_{1/2} \approx 1$ ч не было найдено [46].

^{161}Yb , $T_{1/2} = (4,2 \pm 0,2)$ мин, был открыт в ходе исследований по программе ЯСНАПП в 1973 г. [47]. При распаде ^{161}Yb возникают γ -кванты с энергиями: 78,17 (49); 140,2 (3,3); 188,2 (4,5); 599,8 (39) и 631,3 кэв (21). В скобках даны интенсивности γ -квантов; интенсивность K_α — X-лучей Tm принята за 100.

^{161}Tm , $T_{1/2} = 37$ мин изучается в Дубне с 1964 г. Изучены спектры конверсионных электронов, γ -квантов, задержанных и мгновенных ($\gamma - \gamma$)-совпадений и позитронов [48]. Определена энергия распада $Q_\beta(^{161}\text{Tm}) = (3,2 \pm 0,2)$ Мэв. Предлагается схема распада ^{161}Tm . Показано, что основное состояние ^{161}Tm , в отличие от других изотопов Tm с нечетным A , соответствует конфигурации $p7/2^+$ [404]. Основному состоянию ^{161}Er приписана конфигурация $3/2^-$ [521]. В ядре ^{161}Er идентифицированы ротационные уровни, связанные с состояниями типа $3/2^-$ [521], $5/2^-$ [523], $3/2^+$ {[402] + [651]}, $11/2^-$ [505], $3/2^-$ [532] и $5/2^-$ [512]. При распаде ^{161}Tm наблюдаются уровни сильно возмущенной ротационной полосы с положительной четностью с $I = 5/2, 7/2, 9/2, 11/2$ и $13/2$. Малое значение $\lg ft = 5,0$ для β -распада на уровень 2044,5 кэв показывает, что главной компонентой его является

ся трехквaziчастичное состояние типа $9/2^+ \{p_1 7/2^- [523], p_2 7/2^+ [404], n_5 5/2^- [523]\}$.

^{161}Er , $T_{1/2} = 3,1$ ч. В результате изучения спектров конверсионных электронов, γ -квантов, позитронов и $(\gamma - \gamma)$ -совпадений предложена [49] схема распада ^{161}Er , включающая 37 возбужденных состояний ^{161}Ho . Измерена разность масс $Q_{\beta} (^{161}\text{Er}) = (2,05 \pm 0,04)$ Мэв. Идентифицированы уровни ротационных полос, связанных с состояниями $7/2^- [523]$ (основное состояние ^{161}Ho), $1/2^+ [411]$, $7/2^+ [404]$, $3/2^+ [411]$, $1/2^- [541]$, $5/2^+ [413]$ и $5/2^- [532]$, а также с γ -вибрационным состоянием типа $3/2^-$: $7/2^- [523] + Q_{22}$. Некоторые из уровней ^{161}Ho с энергией возбуждения больше 1 Мэв предлагается рассматривать как одночастичные состояния типа $3/2^- [541]$, $3/2^- [532]$, $1/2^- [530]$, $1/2^- [550]$ или γ -вибрации типа $K = 2$ на состоянии $7/2^+ [404]$. Три уровня 1656,8; 1691,5 и 1740,1 кэв имеют $I^{\pi} = 5/2^-$. Предполагается, что эти уровни имеют коллективный или трехквaziчастичный характер. Так, в частности, в работе [2] считается, что при 1,7–1,8 Мэв в ^{161}Ho ожидается мультиплет трехквaziчастичных уровней типа $n_1 3/2^- [521]$, $n_2 5/2^- [523]$, $p_7 7/2^- [523]$.

^{161}Ho , $T_{1/2} = 2,48$ ч. Изучены спектры γ -квантов и электронов внутренней конверсии [50, 51]. Определена энергия распада $Q_{\beta} (^{161}\text{Ho}) = 855 \pm 20$ кэв. Показано, что при распаде ^{161}Ho ($7/2^- [523]$) в ^{161}Du возбуждаются уровни $5/2$, $7/2$ и $9/2$ ротационной полосы основного состояния $5/2^+ [642]$, $5/2$, $7/2$ и $9/2$ полосы $5/2^- [523]$, $3/2$, $5/2$, $7/2$ и $9/2$ полосы $3/2^- [521]$, а также уровни $5/2^-$ (451,3 кэв) полосы $1/2^- [521]$ и $5/2^-$ (790,6 кэв) состояния $5/2^- [512]$. Значение $\lg ft = 4,8 \pm 0,2$ для β -перехода на уровень 25,6 кэв характерно для ai — β -превращения $p [523] \uparrow \rightarrow n [523] \downarrow$.

^{162}Yb , $T_{1/2} = 19,0$ мин. Распад этого ядра, открытого в Дубне в 1963 г., был наиболее полно изучен в работе [43]. При использовании предела отношения интенсивностей электронного захвата и позитронного распада на уровень 163,4 кэв ($K/\beta^+ > 36$) оценена энергия распада $Q_{\beta} (^{162}\text{Yb}) \leq 2,2$ Мэв. При распаде ^{162}Yb возбуждаются следующие уровни ^{162}Tm (табл. 2).

Таблица 2

E , кэв	I , К $^{\pi}$	$(\epsilon + \beta^+)$, %	$\lg ft$	Структура состояния
0	1; 1 $^-$	22	5,7	$p_1 1/2^+ [411] - n_3 3/2^- [521]$
44,6	2; 1 $^-$	< 0,3	> 7,4	$p_1 1/2^+ [411] - n_3 3/2^- [521]$
163,4	1; 1 $^+$	77	4,9	$p_7 7/2^+ [523] - n_5 5/2^- [523]$

В работе [52] измерено время жизни уровня 44,6 кэв: $T_{1/2} = (1,55 \pm 0,20)$ нсек, и определены значения внутреннего квадрату-

полного момента $Q_0 = 6,00 \pm 0,49$ барн и параметра деформации $\beta = 0,27 \pm 0,02$ основного состояния ядра ^{162}Tm .

^{162}Tm , $T_{1/2} = 21,8$ мин. Обнаружен в 1963 г. в Дубне. Излучение, возникающее при распаде ^{162}Tm , изучено в работе [43]. Определена разность масс $Q_\beta(^{162}\text{Tm}) = 4,6 \pm 0,3$ Мэв. К распаду ^{162}Tm отнесено 140 γ -переходов, для десяти из них определены мультипольности. Только часть обнаруженных γ -переходов размещена в схеме распада. При распаде ^{162}Tm возбуждаются уровни 0^+ , 2^+ , 4^+ ротационной полосы основного состояния, уровни 2^+ , 3^+ и 4^+ γ -вибрационной полосы, уровни 0^+ и 2^+ β -вибрационной полосы, а также другие уровни с $K^\pi = 0^+$, 1^- и 2^- . Всего введено двенадцать возбужденных состояний ^{162}Er .

^{163}Yb , $T_{1/2} = 11,4$ мин. Исследовались спектры γ -квантов, конверсионных электронов, задержанных и мгновенных ($\gamma - \gamma$)-совпадений и ($\beta - \gamma$)-совпадений, на основе которых впервые построена схема уровней ^{163}Tm , возбуждающихся при распаде ^{163}Yb [53]. Измерена разность масс $Q_\beta(^{163}\text{Yb}) = (3,37 \pm 0,10)$ Мэв.

^{163}Tm , $T_{1/2} = 1,8$ ч. Последние полученные данные о распаде ^{163}Tm представлены в работах [53—55]. В схему распада ^{163}Tm вводится двадцать три возбужденных состояния ^{163}Er . Среди них уровни ротационных полос состояний $5/2^-$ [523], $5/2^+$ [642], $3/2^-$ [521]; $1/2^-$ [521]; $3/2^+$ {[402] + [651]} и $1/2^+$ {[400] + [660]}. Уровни 1538,6 ($3/2^+$) и 1801,5 кэв ($1/2^+$) являются членами мультиплета трехквaziчастичного состояния: $\{p7/2^-$ [523], $p1/2^+$ [411], $n5/2^-$ [523]}. Измерены времена жизни возбужденных состояний при энергиях 69,2; 84,0 и 104,3 кэв; 7,72; 0,92 и 0,52 нсек соответственно. Энергия распада $Q_\beta(^{163}\text{Tm}) = (2,6 \pm 0,2)$ Мэв.

^{163}Er , $T_{1/2} = 75$ мин. При изучении спектров γ -квантов и электронов внутренней конверсии были решены только отдельные вопросы [56], в частности определены мультипольности γ -переходов 436 (M1) и 440 кэв (E1).

^{164}Yb , $T_{1/2} = 75$ мин. Был открыт в Дубне в 1960 г. В первых же исследованиях было показано, что ^{164}Yb распадается главным образом в основное состояние ^{164}Tm разрешенным незадержанным β -переходом и, следовательно, основному состоянию ^{164}Tm соответствует двухчастичная конфигурация: 1^+ ($p7/2^-$ [523] — $n5/2^-$ [523]). В 1974 г. голландская группа Дебоера и др. [57] выполнила тщательное исследование γ -спектра цепочки $^{164}\text{Yb} \rightarrow ^{164}\text{Tm} \rightarrow ^{164}\text{Er}$, и часть переходов была отнесена к распаду $^{164}\text{Yb} \rightarrow ^{164}\text{Tm}$. Наши исследования спектра конверсионных электронов [58] позволили заметно расширить число переходов, отнесенных к распаду этого ядра. Предполагается, что при распаде ^{164}Yb в ядре ^{164}Tm возбуждаются уровни 37,5 (2^+); 78,3 (1^-); 97,2; 172,3; 261,7; 543,4 и 588,6 кэв.

^{164}Tm , $T_{1/2} = 2,0$ мин. Схема распада этого открытого в Дубне ядра предложена в работе [59]. Энергия распада $Q_\beta(^{164}\text{Tm}) =$

= $3,96 \pm 0,02$ Мэв. Были идентифицированы уровни ротационных полос основного и γ -вибрационного состояний и ряд других уровней. Интересным результатом этой работы было обнаружение нескольких уровней типа 0^+ в ядре ^{164}Er . Впоследствии распад ^{164}Tm был детально изучен голландской группой [57]. Исследования спектра конверсионных электронов продолжают [60].

^{165}Lu , $T_{1/2} = 11,3$ мин. Впервые обнаружены γ -кванты и конверсионные электроны, возникающие при распаде ^{165}Lu . Определен период его полураспада: $T_{1/2} = (11,3 \pm 0,3)$ мин [61]. В работе [62] предложен фрагмент схемы распада ^{165}Lu .

^{165}Yb , $T_{1/2} = 10,5$ мин. На основе изучения спектров γ -квантов и ($\gamma - \gamma$)-совпадений Расмуссеном и др. [63] была предложена схема распада этого ядра. Наша группа ведет исследования спектров конверсионных электронов, возникающих при распаде ^{165}Yb . Предварительные результаты опубликованы в работе [64].

^{165}Tm , $T_{1/2} = 30,1$ ч. Исследованию распада ^{165}Tm посвящены несколько работ дубненской группы [65—67, 55] и другие работы [68, 69]. Установлено заселение при распаде ^{165}Tm двадцати восьми уровней ^{165}Er . Для двадцати одного из них установлены спины и четности. Идентифицированы основные и ротационные уровни следующих одноквазичастичных состояний: $5/2^-$ [523]; $5/2^+$ [642]; $3/2^-$ [521]; $1/2^-$ [524]; $5/2^-$ [512]; $1/2^+$ {[400] + [660]}, $3/2^+$ {[402] + [651]}, $3/2^-$ [532] и трехквазичастичное состояние типа $3/2^+$ { $p7/2^-$ [523], $p1/2^+$ [411], $n5/2^-$ [523]}. Измерены методом ($e - \gamma$)-задержанных совпадений времена жизни девяти возбужденных состояний ^{165}Er и определены вероятности γ -переходов [55].

^{165}Er , $T_{1/2} = (10,39 \pm 0,07)$ ч. Превращение ^{165}Er ($5/2^-$ [523]) полностью происходит в основное состояние ^{165}Ho ($7/2^-$ [523]). По спектру внутреннего тормозного излучения измерена энергия распада Q_{β} (^{165}Er) = 371 ± 6 кэв [70].

^{166}Hf , $T_{1/2} = 6,0 \pm 0,5$ мин. Период полураспада нового изотопа ^{166}Hf был определен по убыванию интенсивности γ -квантов ^{166}Tm в последовательно выделенных из фракции Hf препаратах Lu [71].

^{166}Lu , $T_{1/2} = 3,3 \pm 0,2$ мин. Новый изотоп ^{166}Lu обнаружен в исследованиях по программе ЯСНАПП в 1969 г. [71]. Наблюдались γ -кванты 102, 228, 338 и 428 кэв.

^{166}Yb , $T_{1/2} = 56,7$ ч. Последние, наиболее точные сведения о распаде этого ядра получены в работе голландской группы Дебоера и др. [72]. При электронном захвате в ядре ^{166}Yb (Q_{β} (^{166}Yb) = 215_{-18}^{+33} кэв, $\lg ft = 4,5 \pm 0,1$) возбуждается уровень $82,3$ кэв ^{166}Tm типа 1^+ { p [523]↑ — n [523]↓}. F — запрещенный γ -переход с этого уровня в основное состояние типа 2^+ { p [411]↓ — n [642]↑} имеет низкий фактор торможения $F_W < 400$.

^{166}Tm , $T_{1/2} = 7,7$ ч. Схема распада ^{166}Tm очень сложна. Наиболее полные из ранее опубликованных исследований этого изо-

топа [73, 74] выполнены дубненской группой. В настоящее время завершены исследования распада ^{166}Tm , предварительные результаты которых сообщаются в работе [75]. Электронный захват и β^+ -распад в ^{166}Tm сопровождаются испусканием около 300 γ -переходов с возбуждением уровней в ^{166}Er с энергией до 2,8 *Мэв*. Идентифицированы уровни ротационных полос основного состояния ^{166}Er до $I^\pi = 6^+$, γ -вибрационного состояния до $I^\pi = 5^+$, октупольного состояния до $IK^\pi = 42^-$. Ряд уровней 1918, 2002, 2024, 2246, 2460 *кэв* и др. рассматривается как двухквaziчастичные возбуждения. На основании низкого значения $\lg ft = 5,5$ и 6,1 в работе [73] сделан вывод, что уровни 2133 и 2160 *кэв* содержат значительную примесь четырехквaziчастичного состояния $3^+ \{n [642]\uparrow, n [523]\downarrow, p [411]\downarrow, p [523]\uparrow\}$. Энергия распада $Q^\pi (^{166}\text{Tm}) = 3030 \pm 5$ *кэв*.

^{167}Ta , $T_{1/2} = (2,9 \pm 1,5)$ *мин* открыт методом последовательного выделения дочерних активностей из препарата Hf [76].

^{167}Hf , $T_{1/2} = (1,9 \pm 0,2)$ *мин* открыт радиохимическим методом [71]. Предложен фрагмент схемы распада: ^{167}Hf из основного состояния типа $5/2^-$ [523] разрешенным незадержанным β -распадом переходит в возбужденное состояние ^{167}Lu с энергией 316 *кэв* типа $7/2^-$ [523].

^{167}Lu , $T_{1/2} = 55$ *мин*. Результаты исследований распада ^{167}Lu просуммированы в работе [78]. Предложенная схема распада включает двадцать один возбужденный уровень ^{167}Yb . Девятнадцать из них идентифицированы как члены ротационных полос состояний: $5/2^-$ [523], $5/2^+$ [642], $7/2^+$ [633], $3/2^-$ [521], $1/2^-$ [521], $5/2^-$ [512], $7/2^-$ [514]. Разность масс $^{167}\text{Lu} - ^{167}\text{Yb}$ равна $Q_\beta (^{167}\text{Lu}) = 3,1 \pm 0,1$ *Мэв*.

^{167}Yb , $T_{1/2} = 18$ *мин*. Наиболее полное исследование излучения при распаде ^{167}Yb выполнено в работе [79]. Из 25 установленных возбужденных уровней ^{167}Tm двадцать идентифицированы как члены ротационных полос состояний: $1/2^+$ [411], $1/2^-$ [541], $7/2^+$ [404], $7/2^-$ [523], $3/2^+$ [411], $5/2^+$ [413] и $5/2^-$ [532]. Состояние при энергии 1216,5 *кэв* связывается с октупольной вибрацией на состоянии $7/2^-$ [404] с некоторой примесью конфигурации $7/2^-$ [523]. Энергия распада $Q_\beta (^{167}\text{Yb}) = 1970 \pm 30$ *кэв*.

^{167}Tm , $T_{1/2} = 9,6$ *дня*. Анализ относительно простой схемы распада этого изотопа выполнен в работах [80—82].

^{168}Ta , $T_{1/2} = 2,5 \pm 1,2$ *мин* впервые идентифицирован в работе [76] радиохимическим методом.

^{168}Lu , $T_{1/2} = 7,1$ *мин*. Работа [83] является первым подробным исследованием распада семиминутного ^{168}Lu . При распаде этого ядра возбуждаются шестнадцать уровней ^{168}Yb . Идентифицированы уровни ротационной полосы основного состояния до $I^\pi = 6^+$ и γ -вибрационного состояния до $J^\pi = 5^+$. Предполагается, что в волновые функции возбужденных уровней при

2205 и 2405 *кэв* существенный вклад вносит четырехквaziчастичное состояние. Идентификация структуры этого состояния определяется структурой двухквaziчастичного основного состояния ^{168}Lu , которая неизвестна. Энергия распада $Q_{\beta} (^{168}\text{Lu}) = 4,8 \pm \pm 0,4 \text{ Мэв}$.

^{168}Tm , $T_{1/2} = 85$ дней. Некоторые уточнения детально разработанной схемы распада ^{168}Tm опубликованы в работе [84].

^{169}Ta , $T_{1/2} = 5,0 \pm 0,5$ мин обнаружен при анализе γ -спектров препаратов Hf, последовательно выделенных из Ta-фракции продуктов реакции глубокого расщепления [76].

^{169}Hf , $T_{1/2} = 3,2 \pm 0,1$ мин. Идентифицирован Арльтом и др. [71]. При распаде ^{169}Hf наблюдались γ -переходы с энергиями (интенсивностями): 123 (7); 369 (13) и 493 *кэв* (100). Предложен фрагмент схемы распада: при распаде ^{169}Hf ($5/2^- [523]$) *au* — β -переходом заселяется главным образом уровень 493 *кэв* ($7/2^- [523]$), разрядка которого идет в основное состояние ($7/2^+ [404]$) и на его ротационный уровень с $I^{\pi} = 9/2^+$. Эти результаты подтверждены недавно в работе [77].

^{169}Lu , $T_{1/2} = 36$ ч. Исследованию схемы распада ^{169}Lu был посвящен ряд наших работ, среди них — последние [85, 86]. Установлено возбуждение 41 энергетического уровня ^{169}Yb . Идентифицированы уровни ротационных полос следующих состояний: $7/2^+ [633]$; $7/2^+ [642]$; $3/2^+ [651] + 7/2^+ [633] Q_{22}$; $1/2^- [521]$; $5/2^- [512]$; $5/2^- [523]$; $3/2^- [521] + 1/2^- [521] Q_{22}$; $7/2^- [514]$; $9/2^+ [624]$; $7/2^+ [633] Q_{22}$; $7/2^- [503]$ и $7/2^- [514]$. $Q_{\beta} (^{169}\text{Lu}) = = 2820 \pm 50$ *кэв*.

^{170}Ta , $T_{1/2} = (7,0 \pm 0,5)$ мин, идентифицирован в работе [76]. При распаде ^{170}Ta возникают γ -переходы с энергиями 101, 221 и 986 *кэв*. Первые два перехода происходят между ротационными уровнями 4^+ , 2^+ и 0^+ основного состояния ^{170}Hf . Эти результаты подтверждены в работе [87].

^{170}Lu , $T_{1/2} = 48,2 \pm 0,5$ ч. Подробный анализ результатов исследованной распада ^{170}Lu , как и других ядер с $A = 170$, дан в книге Б. С. Дзелепова и С. А. Шестопаловой [88]. При распаде ^{170}Lu , имеющего в основном состоянии $I^{\pi} = 0^+$, возбуждается более сорока уровней ^{170}Yb с низкими спинами $I^{\pi} = 0^+$, 1^+ , 2^+ , 0^- и 1^- . $Q_{\beta} (^{170}\text{Lu}) = 3467 \pm 20$ *кэв*.

^{171}Ta , $T_{1/2} = 25 \pm 2$ мин впервые идентифицирован радиохимическим методом [76].

^{171}Lu , $T_{1/2} = 8,23$ дня. В последних наших работах, посвященных исследованию распада ^{171}Lu [89—92], существенно уточнены данные об излучении, сопровождающем распад этого ядра. Показано, что при распаде ^{171}Lu возбуждаются 26 уровней ^{171}Yb , которые интерпретированы как члены ротационных полос следующих состояний: $1/2^- [521]$; $5/2^- [512]$; $7/2^+ [633]$; $7/2^- [514]$; $7/2^- [523]$; $9/2^+ [624]$; $5/2^+ [642]$; $3/2^- [521] + 1/2^- [512] Q_{22}$;

$3/2^- [521]$ и $3/2^- [521] + 7/2^- [514] Q_{22}$. Оценена разность масс $^{171}\text{Lu} - ^{171}\text{Yb}$: $Q_{\beta} (^{171}\text{Lu}) = 1,7 \pm 0,2 \text{ Мэв}$.

^{172}W , $T_{1/2} = 6 \pm 2 \text{ мин}$, получен в реакции $\text{Re} (p, xp, yn) \text{W}$ при облучении окиси Re протонами на синхроциклотроне ОИЯИ [93]. Идентификация выполнена радиохимическим методом.

^{172}Lu , $T_{1/2} = 6,7 \text{ дня}$. Полученные на первом этапе исследования сложной схемы распада ^{172}Lu результаты представлены в наших работах [94, 95]. Наиболее полные сведения о распаде ^{172}Lu и структуре уровней ^{172}Yb были затем сообщены в работе американских авторов Сена, Зганьяра [96]. В наших работах, опубликованных в 1971—1975 гг., получена более точная и дополнительная информация о спектре электронов внутренней конверсии [92, 97—99] и о γ -спектре [100], возникающих при распаде ^{172}Lu .

^{173}Ta , $T_{1/2} = 3,7 \text{ ч}$. При исследовании распада $^{173}\text{Ta} \rightarrow ^{173}\text{Hf}$ идентифицированы уровни ротационных полос состояний $1/2^- [521]$; $5/2^- [512]$ и $7/2^+ [633]$ и несколько высокоэнергетических состояний. Измерены времена жизни уровней $107,2 \text{ кэв} (5/2^- [512]) - 180 \text{ нсек}$ и $197,3 \text{ кэв} (7/2^+ [633]) - 170 \text{ нсек}$ [401].

^{174}W , $T_{1/2} = 31 \pm 2 \text{ мин}$, открыт Деметером и др. в ЛЯП ОИЯИ [402].

^{175}Re , $T_{1/2} = 5 \pm 1 \text{ мин}$, открыт в Дубне [403].

^{175}Ta , $T_{1/2} = 10,5 \text{ ч}$. В результате исследований распада ^{175}Ta в работе [104] введены 23 новых уровня ^{175}Hf . Идентифицированы уровни ротационных полос одноквазичастичных состояний: $5/2^- [512]$, $1/2^- [521]$, $7/2^+ [633]$, $7/2^- [514]$, $9/2^+ [624]$ и $5/2^+ [642]$ и β -вибрационных состояний $7/2^+ [633] Q_{20}$, $5/2^- [512] Q_{20}$, $7/2^- [514] Q_{20}$ и $9/2^+ [624] Q_{20}$.

^{176}Os , $T_{1/2} = 3,0 \pm 0,7 \text{ мин}$, открыт Арльтом и др. [405].

^{176}Re , $T_{1/2} = 5 \pm 1 \text{ мин}$. Об открытии этого изотопа сообщалось в работе [403].

^{176}Ta , $T_{1/2} = 8,0 \text{ ч}$. В работе [406] предложена схема распада этого ядра. Получены сведения об уровнях ротационных полос квадрупольных ($K^{\pi} = 0^+$ и 2^+) и октупольных ($K^{\pi} = 0^-, 1^-$ и 2^-) колебательных состояний и нескольких двухквазичастичных состояний. Низкое значение $\lg ft$ для β -распада на уровни 2911, 2920 и 2943 кэв приводит к заключению, что в волновых функциях этих уровней ^{176}Hf имеется значительная примесь четырехквазичастичного состояния типа $\{p7/2^+ [404], p9/2^- [514], n5/2^- [512], n7/2^- [514]\}$.

^{177}Os , $T_{1/2} = 3,5 \pm 0,8 \text{ мин}$, открыт в работе [405]. Получены сведения о γ -квантах, сопровождающих β -распад этого изотопа.

^{178}Ir , $T_{1/2} = 0,5 \pm 0,3 \text{ мин}$, обнаружен в работе [407]. Установлено, что при распаде ^{178}Ir возбуждаются уровни ротационной полосы основного состояния ^{178}Os до $I^{\pi} = 6^+$.

^{179}Re , $T_{1/2} = 20 \text{ мин}$. Результаты исследований распада ^{179}Re сообщаются в работе [405, 408]. Построена схема распада. Уста-

новлено, что основное состояние ^{179}W — типа $5/2^+$ [402]. Идентифицированы одноквaziчастичные состояния: $7/2^-$ [514], $1/2^-$ [521], $9/2^+$ [624], $5/2^-$ [512], $7/2^+$ [633] и $1/2^-$ [510]. Уровни с энергией (I^π) 720,5 ($3/2^+$) и 1680,1 *кэв* ($7/2^+$) являются членами трехквaziчастичного мультиплета — $\{p9/2^-$ [514], $p5/2^+$ [402], $n7/2^-$ [514]}.
 ^{180}Ir , $T_{1/2} = 1,5 \pm 0,1$ *мин* [107]. При распаде ^{180}Ir возбуждаются уровни с $I^\pi = 2^+$ и 4^+ вращательной полосы основного состояния ^{180}Os .

^{181}Ir , $T_{1/2} = 5,0 \pm 0,3$ *мин* [107]. К распаду этого ядра отнесен двадцать один γ -переход с энергией до 2 *Мэв*.

^{181m}Os , $T_{1/2} = 105$ *мин*. Изучен распад 105-*мин* изомерного состояния ^{181}Os [109]. Измерена энергия распада $^{181}\text{Os} \rightarrow ^{181}\text{Re}$: $Q_\beta (^{181m}\text{Os}) = 3,04 \pm 0,20$ *Мэв*. Установлено, что изомерному состоянию ^{181}Os следует приписать конфигурацию $1/2^-$ [521]. В ^{181}Re возбуждаются ротационные уровни следующих состояний: $5/2^+$ [402], $9/2^-$ [514], $1/2^-$ [541], $3/2^+$ [402], $3/2^-$ [532], $1/2^+$ [411], $3/2^+$ [411] и $1/2^-$ [510]. Самый низкий уровень ротационной полосы состояния $1/2^-$ [541] имеет $I^\pi = 5/2^-$. Время жизни этого уровня ($E_{\text{ур}} = 356,7$ *кэв*) равно (96 ± 4) *нсек*.

^{182}Ir , $T_{1/2} = 15 \pm 1$ *мин*. При изучении распада ^{182}Ir идентифицированы ротационные уровни основного состояния ^{182}Os с $I^\pi = 2^+$, 4^+ и 6^+ и γ -вибрационного состояния с $I^\pi = 2^+$, 3^+ , 4^+ и 5^+ [107].

^{182}Os , $T_{1/2} = 22$ *ч*. В работе [110] предлагается схема распада ^{182}Os , включающая в себя одиннадцать возбужденных уровней ^{182}Re . Определены спины и четности всех одиннадцати уровней. Измерены времена жизни уровней с энергиями 235,7 ($T_{1/2} = 0,35 \pm 0,04$ *нсек*) и 263,2 *кэв* ($T_{1/2} = 5,27 \pm 0,16$ *нсек*). Обсуждается структура возбужденных состояний ^{182}Re .

^{182}Re , $T_{1/2} = 64$ *ч*. Уточнена и дополнена схема распада ^{182}Re [111]. Определены квантовые характеристики основного состояния ^{182}Re : $7^+ \{p5/2^+$ [402] + $n9/2^+$ [624]}. В ядре ^{172}W введены четыре новых уровня. Идентифицированы двухчастичные состояния: $2^- \{p5/2^+$ [402] — $p9/2^-$ [514]}; $4^- \{n9/2^+$ [624] — $n1/2^-$ [510]}; $5^- \{n9/2^+$ [624] + $n1/2^-$ [510]}; $7^- \{p5/2^+$ [402] + $p9/2^-$ [514]}; $3^- \{n9/2^+$ [624] — $n3/2^-$ [512]}; $6^- \{n9/2^+$ [624] + $n3/2^-$ [512]}; и $2^- \{n9/2^+$ [624] — $n5/2^-$ [512]}.
 ^{182m}Re , $T_{1/2} = 13$ *ч*. В работе [112] уточнена и дополнена схема распада изомерного состояния ^{182}Re с $T_{1/2} = 13$ *ч*. Определена структура этого состояния ^{182}Re : $2^+ \{p5/2^+$ [402] — $n9/2^+$ [624]}. Введен новый уровень: 1538 *кэв* с $I^\pi K = 2^+0$. Уровни при энергии 2057 (1^+) и 2116 *кэв* (2^+) рассматриваются как ротационные уровни состояния типа: $1^+ \{p5/2^+$ [402] — $n7/2^+$ [404]}.
 ^{183m}Os , $T_{1/2} = 10$ *ч*; ^{183}Os , $T_{1/2} = 12$ *ч*. При исследовании распада изомеров ^{183}Os [113] оценена энергия распада $^{183}\text{Os} \rightarrow ^{183}\text{Re}$: $Q_\beta (^{183}\text{Os}) < 2110$ *кэв*. Идентифицированы ротационные уровни

одноквазичастичных состояний: $5/2^+$ [423]; $9/2^-$ [514]; $7/2^+$ [404]; $1/2^-$ [541]; $3/2^+$ [402]; $1/2^+$ [411]; $3/2^-$ [532] и $3/2^+$ [411]. Уровень при энергии 2030 *кэв* в ^{183}Re интерпретирован как трехквазичастичное состояние типа $11/2^+$ $\{p9/2^-$ [514], $n9/2^+$ [624], $n7/2^-$ [514] $\}$.

^{184}Ir , $T_{1/2} = 3,2$ ч. Методом задержанных ($\gamma - \gamma$)-совпадений определено время жизни уровня 2^+ ротационной полосы основного состояния при энергии 119,8 *кэв* — $T_{1/2} = 1,18 \pm 0,05$ *нсек* [114].

^{186}Ir , $T_{1/2} = 15$ ч; ^{186m}Ir , $T_{1/2} = 1,7$ ч. Уровни ^{186}Os изучались при распаде изомеров ^{186}Ir [114—116]. По результатам исследования распада ^{186m}Ir в работе [115] построена схема уровней ^{186}Os , включающая десять уровней. Определены их спины и четности. В работе [116] введен уровень при энергии 2377 *кэв* ($I^\pi = 5^+$ или 6^+). В работе [114] определено время жизни 2^+ -состояния (137,2 *кэв*) ротационной полосы основного состояния ^{186}Os — $T_{1/2} = (0,84 \pm 0,05)$ *нсек*.

^{188}Ir , $T_{1/2} = 41$ ч. Определено время жизни ротационного уровня 155,0 *кэв* (2^+) в ^{188}Os — $T_{1/2} = (0,71 \pm 0,03)$ *нсек* [114].

3.2. Обсуждение результатов экспериментальных исследований деформированных ядер редкоземельных элементов

Рассмотрим здесь некоторые общие выводы и заключения, которые вытекают из экспериментальных исследований структуры деформированных ядер РЗЭ и, в частности, из результатов исследований по программе ЯСНАПП. Часть вопросов этой проблемы обсуждалась в опубликованных обзорах [8, 9, 117—121].

Неротационные состояния нечетных деформированных ядер ($150 < A < 190$)

Рассмотрим неротационные, близкие к одноквазичастичным, состояния нечетных деформированных ядер и влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на их энергию и структуру; систематизируем имеющиеся экспериментальные данные по одноквазичастичным состояниям нечетных ядер и сравним их с теоретическими расчетами в рамках современных моделей [2, 117]. Экспериментальные данные по этому вопросу были рассмотрены в работе [9] в 1971 г. За истекшие четыре года объем экспериментальной информации существенно увеличился.

Одноквазичастичные возбужденные состояния. Простейшее представление о структуре нечетных деформированных ядер дает модель независимых квазичастиц [2]. В этой модели взаимодействие между нуклонами ядра разделено на две части: средний ядерный потенциал (среднее поле), создаваемый всеми нуклонами

ядра, и остаточное взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа. В модели независимых квази-частиц основное состояние и большое число возбужденных имеют одноквазичастичную структуру, более высокие состояния — трехквазичастичную и т. д. Поведение — энергия и последовательность — одноквазичастичных состояний определяется в основном средним полем ядра. Для описания среднего поля деформированных ядер используются потенциалы Нильсона [2, 122] или Саксона — Вудса [2, 117, 123]. Одноквазичастичные состояния характеризуются квантовыми числами $K^\pi [Nn_z\Lambda]$ того состояния среднего поля, на котором находится квазичастица.

Экспериментальные данные об энергиях одноквазичастичных состояний в нечетных деформированных ядрах с $150 < A < 190$ изображены на рис. 4—7. Ядра разделены на группы с одинаковыми нечетными числами Z (см. рис. 4 и 5) и N (см. рис. 6 и 7). Экспериментальные данные взяты из наших работ, из обзоров [9, 120] и большого числа исследований, опубликованных до середины 1974 г. Для сравнения используются одночастичные энергии деформированного потенциала Саксона — Вудса, рассчитанные Гареевым и др. [123] для четырех зон — значений $A = 155, 165, 173$ и 181 . Вычисления выполнялись при параметре гексадекапольной деформации $\beta_{40} = 0,06; 0,02; -0,02$ и $-0,06$ для каждой зоны соответственно. Энергии взяты для параметров квадрупольной деформации $\beta_{20} = 0,28; 0,26$ и $0,24$ соответственно. Группы ядер с одинаковыми нечетными числами протонов Z или нейтронов N распределены по этим зонам следующим образом: $A = 155: Z = 63, 65$ и $N = 91, 93$; $A = 165: Z = 67, 69$ и $N = 95, 97, 99$; $A = 173: Z = 71$ и $N = 101, 103, 105$; $A = 181: Z = 73, 75$ и $N = 107, 109, 111, 113$. При этом среднее значение массового числа A в каждой группе было близко к A выбранной зоны. Известно, что парные корреляции сверхпроводящего типа приводят к увеличению плотности одноквазичастичных состояний [2]. Поэтому на рис. 4—7 отложены рассчитанные в работе [123] одночастичные энергии, уменьшенные в два раза.

Можно возразить против использования для сравнения с экспериментальными данными одночастичных энергий потенциала Саксона — Вудса на том основании, что, как уже более 10 лет известно [124, 125], низколежащие неротационные состояния нечетных ядер часто проявляют коллективные свойства, т. е. их волновые функции содержат значительную примесь колебательных состояний. В работе [123] показано, что взаимодействие квази-частиц с фононами приводит к изменению свойств квазичастичных уровней и, в частности, уменьшает их энергию. На рис. 4—7 в компактной форме представлены доступные в настоящее время экспериментальные данные о неротационных уровнях в нечетных ядрах. Сопоставление этих данных с энергиями одночастичных

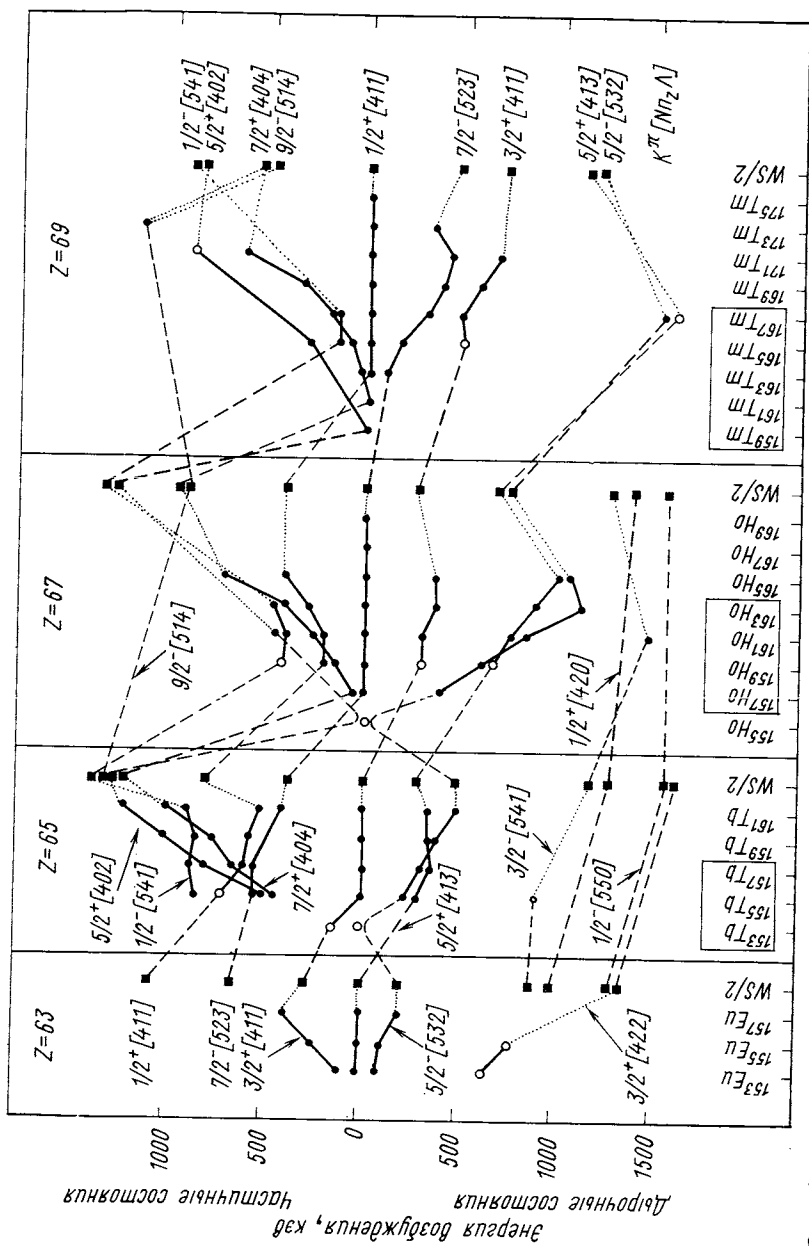


Рис. 4. Систематика энергий одночастичных уровней в ядрах с нечетным A ($Z = 63 - 69$):
 ● — достоверно установленные состояния; ○ — предположительно; □ — рассчитанные одночастичные энергии среднего поля,
 описанного деформированным потенциалом Саксона — Вудса

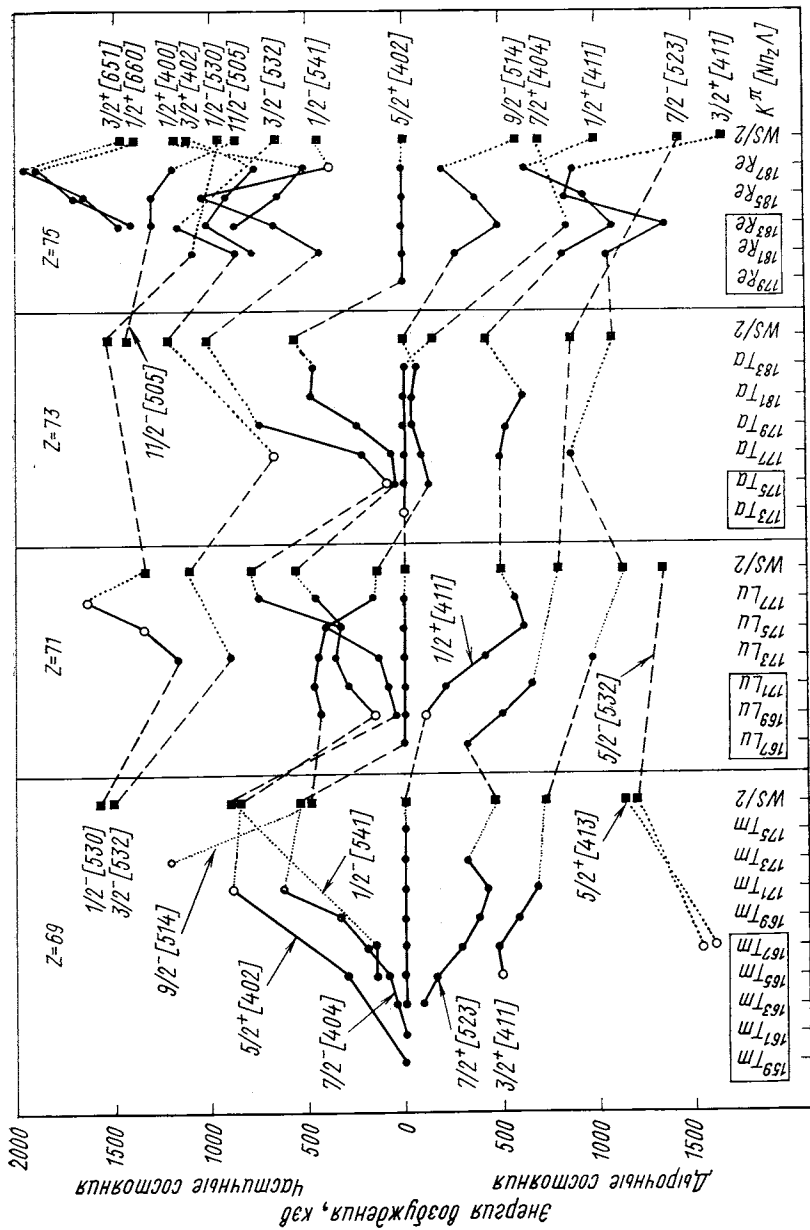


Рис. 5. Систематика энергий одноквазичастичных уровней в ядрах с нечетным A ($Z = 69 - 75$): обозначения те же, что и на рис. 4

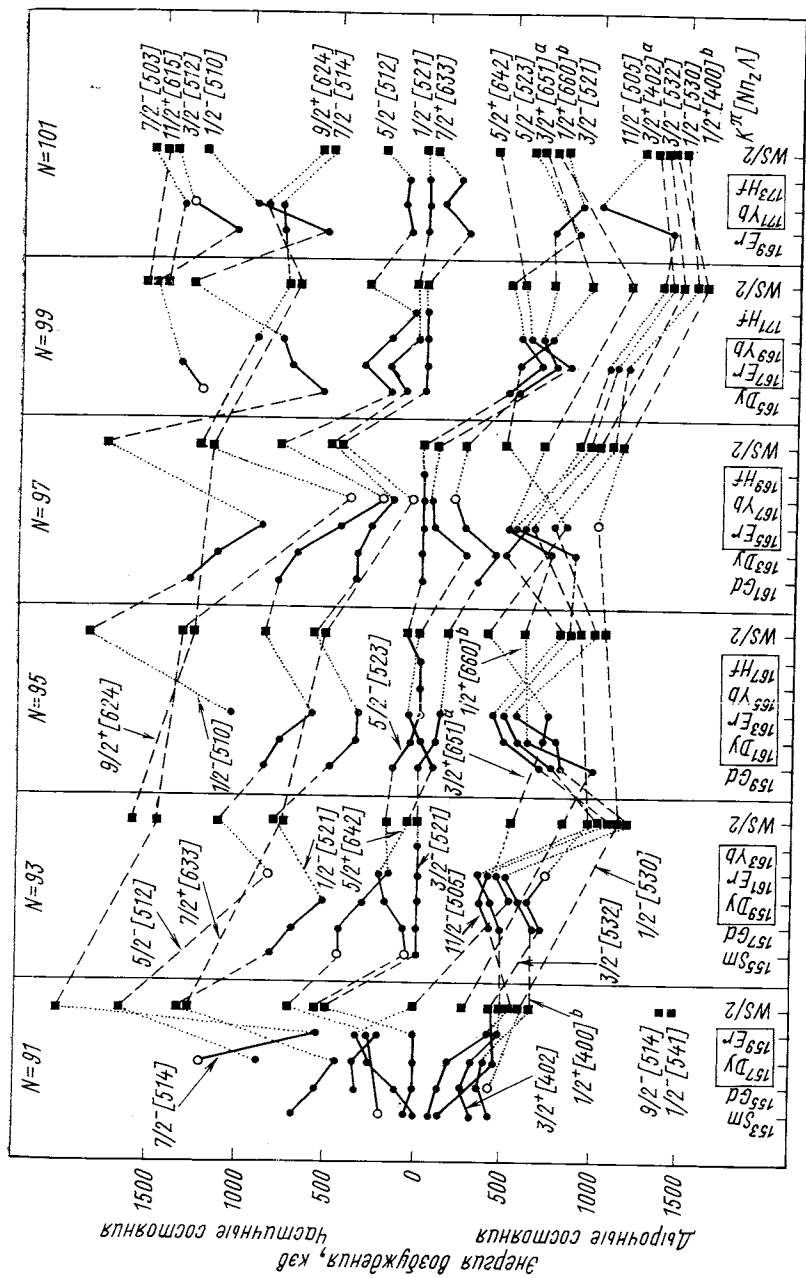


Рис. 6. Систематика энергий одноквазичастичных уровней в ядрах с нечетным A (N = 91 — 101); обозначения те же, что и на рис. 4

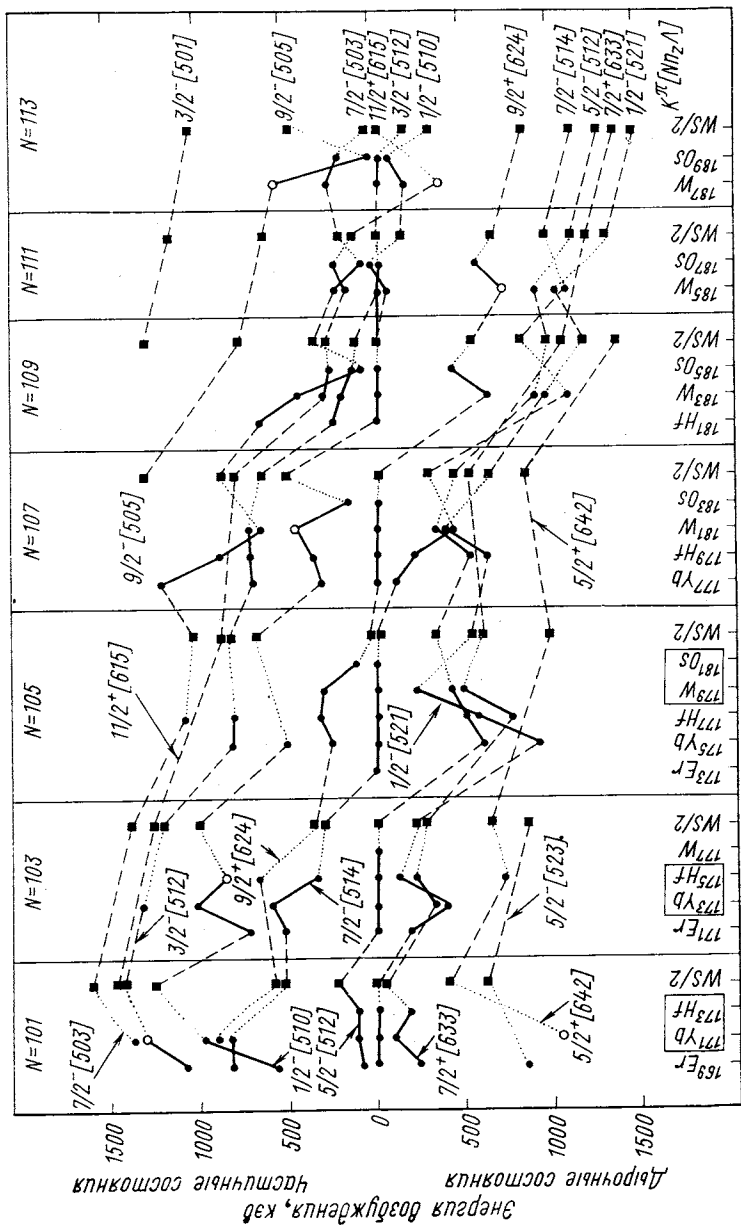


Рис. 7. Систематика энергий одноквазичастичных уровней в ядрах с нечетным A (N = 101—113): обозначения те же, что и на рис. 4

состояний в потенциале Саксона — Вудса позволяет сделать некоторые полезные заключения.

Как видно из рис. 4—7, модель независимых квазичастиц дает удовлетворительное качественное описание возбужденных состояний в нечетных деформированных ядрах. Экспериментально наблюдаемая плотность состояний соответствует рассчитанной с указанным выше коэффициентом уменьшения в 2 раза. Четко прослеживается, что каждое выбранное протонное или нейтронное состояние проявляется сначала как частичное, энергия которого уменьшается с ростом числа протонов или нейтронов; при определенном нечетном числе протонов или нейтронов это состояние становится основным, а затем оно проявляется как дырочное. Замечательно, что квантовые характеристики основных состояний, как правило, описываются моделью. Так, шестьдесят пятый протон в основном состоянии должен находиться в состоянии $3/2^+$ [411]; экспериментально установлено, что четыре изотопа Tь ($A = 155 \div 161$) имеют в основном состоянии эти квантовые характеристики. Шестьдесят седьмой протон должен находиться в состоянии $7/2^-$ [523] — семь изотопов Но ($A = 157 \div 169$) имеют эти квантовые характеристики. Семь изотопов Ту ($A = 163 \div 175$) имеют в основном состоянии квантовые характеристики $1/2^+$ [411] и т. д. Из экспериментов известна в настоящее время структура основных состояний 98 нечетных изотопов рассматриваемой области. Модель независимых частиц правильно описывает 70 из них. Очевидно, это большой успех модели. Нетрудно показать, что и большинство отклонений можно понять при более детальном рассмотрении. Приведем несколько примеров.

Все шесть нечетных изотопов Та ($A = 175 \div 183$) имеют в основном состоянии характеристики $7/2^+$ [404], а не $9/2^-$ [514], как предсказывает модель. Состояние $7/2^+$ [404] в потенциале Саксона — Вудса при $Z = 73$ является дырочным, с малой энергией возбуждения (~ 100 кэв). Таким образом, уже небольшое изменение параметров выбранного потенциала может привести к изменению последовательности этих уровней. В работе [123] показано, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами приводит к правильному описанию основных состояний изотопов тантала с $A = 179$ и 181 (но не 177).

Исключения обнаружены и для изотопов Tь, Но и Tм:

$${}^{153}_{65}\text{Tь}_{88} - 5/2^- [532]; \quad {}^{155}_{67}\text{Но}_{88} - 5/2^+ [402]$$

$$\text{или } 5/2^- [532];$$

$${}^{159}_{69}\text{Tм}_{90} - 5/2^+ [402]; \quad {}^{161}_{69}\text{Tм}_{92} - 7/2^+ [404].$$

Наиболее вероятное объяснение этого заключается в уменьшении деформации ядер при уменьшении числа пар нейтронов в них. Как видно из рис. 8, энергии одночастичных состояний

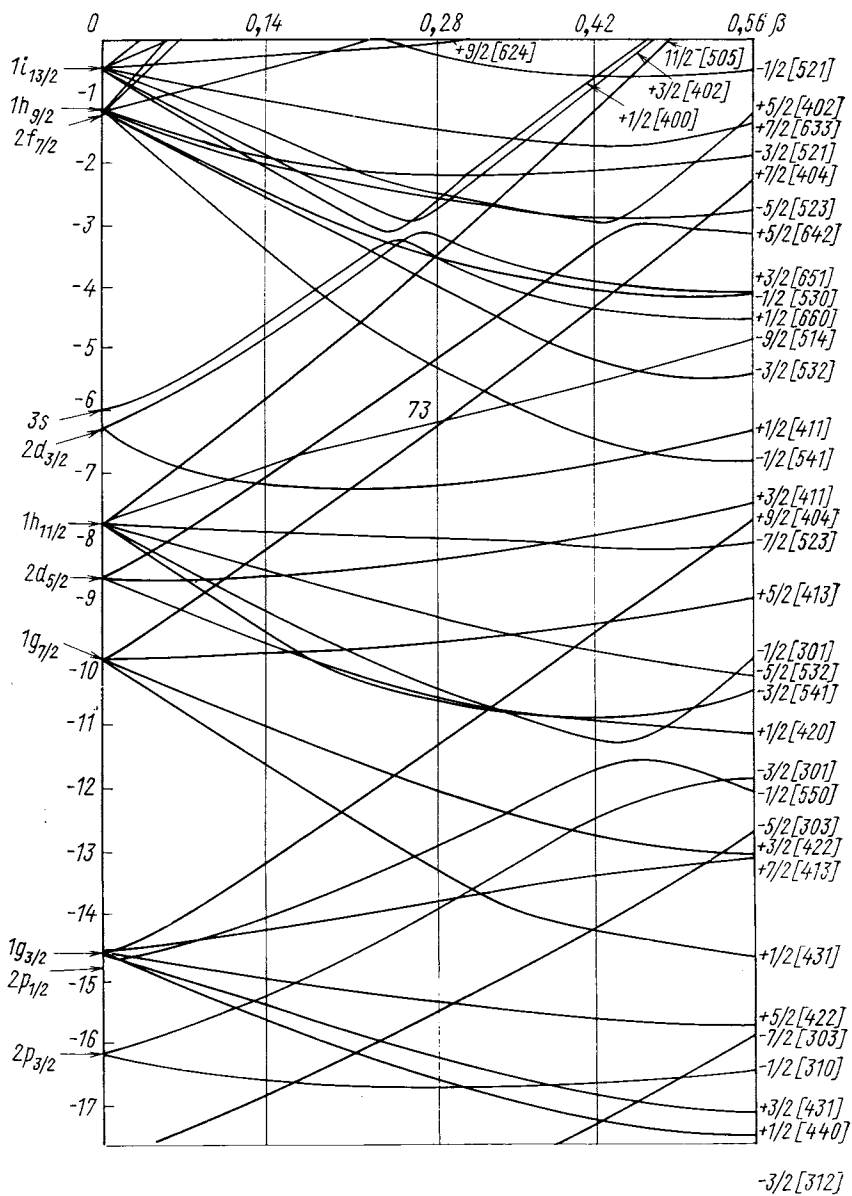


Рис. 8. Схема протонных одночастичных состояний, $A = 181$ [2]

$3/2^+$ [411], $7/2^-$ [523] и $1/2^+$ [411] в потенциале Саксона — Вудса меняются слабо при изменении деформации ядра, а энергии состояний $5/2^-$ [532], $5/2^+$ [402] и $7/2^+$ [404] быстро изменяются. Это наблюдается и экспериментально (см. рис. 4). Можно предположить, что равновесные деформации для ядер ^{153}Tb , ^{155}Ho , ^{159}Tm и ^{161}Tm таковы, что происходят пересечения указанных орбиталей и последовательность их меняется. Заметим, что по грубой оценке указанные пересечения происходят при деформации $\beta_{20} \leq 0,2$. Такое значение β_{20} характерно для ядер с неустойчивой деформацией. Эти данные интересны с точки зрения определения границ области стабильной деформации для изотопов, удаленных от полосы стабильности. Экстрем [126] сообщил недавно, что $^{165}_{71}\text{Lu}_{94}$ имеет в основном состоянии характеристики $1/2^+$ [411]. Это означает, что стабильная деформация исчезает у изотопов Lu еще раньше (при $N = 94$), чем у изотопов Tm.

В нейтронной системе (см. рис. 6 и 7) исключение представляют, например, квантовые характеристики основных состояний изотопов с $N = 95$: $^{159}\text{Gd} - 3/2^-$ [521], $^{161}\text{Dy} - 5/2^+$ [642], $^{163}\text{Er} - 5/2^-$ [523], $^{165}\text{Yb} - 5/2^-$ [523] и $^{167}\text{Hf} - 5/2^-$ [523]. Только в случае ^{161}Dy наблюдаются характеристики, предсказываемые моделью. Объяснение положения для изотопов с $N = 95$ заключается в том, что все эти состояния находятся очень близко к поверхности Ферми и небольшие флуктуации среднего поля вследствие, например, изменения числа пар протонов могут привести к изменению последовательности уровней. Из рис. 4—7 видно, что нейтронная система одночастичных состояний существенно более сложна по сравнению с протонной системой. Число нейтронных одноквазичастичных состояний среднего поля велико и, вследствие этого, возможность флуктуаций больше, чем в протонной системе.

Согласно современным теоретическим представлениям [2, 117], свойства возбужденных состояний нечетных ядер в значительной мере определяются взаимодействием нечетной квазичастицы с колебаниями (фононом) четно-четного остова. Это взаимодействие приводит к фрагментации волновых функций одно-, трехквазичастичных и т. д. состояний по ряду уровней ядра с одинаковыми K^π . Процесс усиливается с ростом энергии возбуждения, поэтому основные и более низкие неколлективные состояния близки к одноквазичастичным, а высокие состояния имеют сложную структуру. В волновые функции высоких состояний часто значительный вклад вносят состояния типа квазичастица плюс фонон. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к падению энергии состояний, причем энергии состояний с малыми K уменьшаются больше, чем энергии состояний с большими K . Показано также, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами приводит к значительному усилению смешивания состояний

с $\Delta N = \pm 2$, которое экспериментально наблюдается во многих ядрах с нечетным числом нейтронов для двух пар состояний: $1/2^+$ [400]; $1/2^+$ [600] и $3/2^+$ [402]; $3/2^+$ [651].

Общую тенденцию к понижению энергии состояний с малыми значениями K , обусловленную взаимодействием квазичастиц с фононами, можно проследить на рис. 4—7. Например, экспериментальные энергии состояний $1/2^+$ [411] в ядрах тербия ($Z = 65$), $3/2^+$ [411] в ядрах тулия ($Z = 69$) и $3/2^+$ [402] и $1/2^+$ [400] в ядрах рения ($Z = 75$) в протонной системе и состояний $1/2^-$ [521] в ядрах с $N = 91 \div 97$, $1/2^-$ [510] в ядрах с $N = 95 \div 103$ и $3/2^-$ [521] в ядрах с $N = 99 \div 105$ заметно меньше соответствующих энергий в потенциале Саксона — Вудса. Указанные числа протонов Z и нейтронов N заметно отличаются от тех, для которых перечисленные состояния являются основными. Энергии состояний с малыми K меняются мало, если это состояние — основное в ядре с Z или N , отличающемся на единицу. Например, состояния $1/2^+$ [411] и $3/2^+$ [411] в ядрах Ho ($Z = 67$). Это связано с тем, что фононные примеси к низколежащим состояниям малы. Имеются и другие экспериментальные указания, кроме энергий, на значительное взаимодействие указанных квазичастичных состояний с фононами: вероятности $E2$ и $E1$ γ -переходов, сечения реакций и др. Рассматриваемое взаимодействие особенно сильно в ядрах,

Таблица 3

Энергии и структура неротационных состояний в ядре ^{167}Tm

К π	Энергия, кэВ		Структура	
	эксперимент	теория		
$1/2^+$	0	0	411 \downarrow 97 %	
$7/2^-$	292,8	360	523 \uparrow 96 %	411 \uparrow + Q_1 (32) 2 %
$9/2^-$	—	560	514 \uparrow 96 %	402 \uparrow + Q_1 (32) 2 %
$7/2^+$	179,5	370	404 \downarrow 97 %	651 \uparrow + Q_1 (22) 2 %
$3/2^+$	470,7	670	411 \uparrow 82 %	411 \downarrow + Q_1 (22) 11 %, 523 \uparrow + Q_1 (32) 4 %
$5/2^+$	—	820	402 \uparrow 12 %, 413 \downarrow 3 %	411 \downarrow + Q_1 (22) 84 %
$3/2^-$	—	900	541 \uparrow 3 %	523 \uparrow + Q_1 (22) 97 %
$11/2^-$	—	940		523 \uparrow + Q_1 (22) 100 %
$3/2^+$	—	990	411 \uparrow 10 %	411 \downarrow + Q_1 (22) 89 %
$5/2^+$	—	1000	402 \uparrow 74 %	411 \downarrow + Q_1 (22) 13 %, 660 \uparrow + Q_1 (22) 4 %
$7/2^+$	—	1140	413 \uparrow 1 %	411 \uparrow + Q_1 (22) 98 %
$1/2^+$	—	1200		411 \uparrow + Q_1 (22) 100 %
$1/2^-$	171,7	950	541 \uparrow 96 %	411 \downarrow + Q_1 (30) 3 %
$5/2^-$	1527,4	1510	532 \uparrow 81 %	514 \uparrow + Q_1 (22) 6 %, 411 \downarrow + Q_1 (32) 5 %
$5/2^+$	1580,8	1620	413 \uparrow 94 %	411 \downarrow + Q_1 (22) 3 %
$19/2^+$	—	2110		p 523 \uparrow n 523 \downarrow n 633 \uparrow 100 %

Примечание. Теоретические значения энергии и структура состояний по Ф. А. Гареву и др. [117]; экспериментальные значения энергии уровней по работе [78].

для которых соседнее четно-четное ядро имеет низкие вибрационные уровни [121].

Ф. А. Гареев и др. [117] рассчитали энергии неротационных состояний для пятидесяти семи деформированных ядер с нечетным A . В расчетах использован потенциал Саксона — Вудса, учитывалось взаимодействие квазичастиц с фононами. Кориолисово взаимодействие не учитывалось. Результаты расчетов представлены в табл. 3. Экспериментальные значения энергии уровней в табл. 3 даны по работе [78].

Видно, что, согласно расчетам, вклад одночастичных компонент в низколежащие состояния велик (97—94%). Высокие состояния имеют сложную структуру. Более наглядно расчет [117] можно сравнить с экспериментом на рис. 9—12. Точность расчетов в работе [117] оценивается примерно 300 кэв. Видно, что в этих пределах имеется неплохое согласие. Интересно отметить, что теория неплохо объясняет и тенденцию в изменении энергии состояний при переходе от ядра к ядру. Исключением является состояние $1/2^-$ [541] в ядрах Lu:

эксперимент дает большое уменьшение энергии этого состояния ($\Delta E \approx 750$ кэв) при переходе от ^{177}Lu к ^{169}Lu ; по расчету она меняется не более чем на 200 кэв. Причина такого большого разногласия не ясна. Объяснить его изменением деформации ядра, которое не учитывалось в расчетах, не представляется возможным, так как энергия состояния $1/2^-$ [541] увеличивается при уменьшении деформации (см. рис. 8). Другие, меньшие, расхождения в изменении энергии состояний при переходе от ядра к ядру, по-видимому, можно связать с изменениями деформации ядра и, особенно в нейтронной системе, флуктуациями потенциала Саксона — Вудса и кориолисовым взаимодействием.

Кориолисово взаимодействие или взаимодействие неспаренного нуклона с вращающимся четно-четным остовом рассмотрено в обзорах Винтера и др. [119] и Базната и др. [118]. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что кориолисово взаимодействие проявляется в большинстве нечетных ядер в сильных отклонениях энергий ротационных состояний от зависимости типа $I(I+1)$. Наиболее сильное влияние кориолисово взаимо-

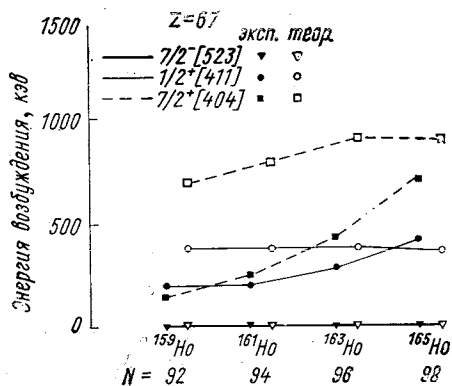


Рис. 9. Сравнение энергий экспериментально установленных уровней в изотопах Ho ($Z = 67$) с расчетными по сверхтекучей модели

действие может оказать на состояния, которые связаны со сферическими подоболочками $i_{13/2}$ в нейтронной системе и $h_{11/2}$ в протонной системе. Как показано в работах Пятова и др. (см. [118]),

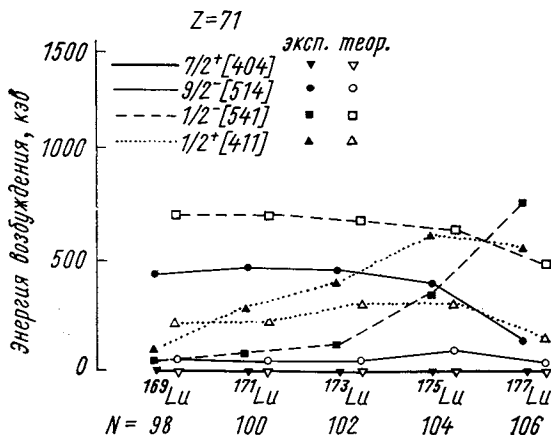


Рис. 10. Сравнение энергий экспериментально установленных уровней в изотопах Th ($Z = 71$) с расчетными по сверхтекучей модели

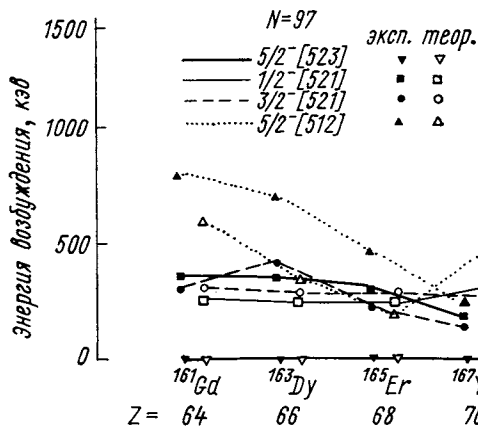


Рис. 11. Сравнение энергий экспериментально установленных уровней в изобарах $N = 97$ с расчетными по сверхтекучей модели

в этих случаях взаимодействие ротационных полос может приводить к такому сильному их искажению, что оказывается необходимым описывать их как смесь многих состояний.

Ротационные полосы таких состояний были идентифицированы, например, в ядрах ^{161}Er и ^{159}Er в работах [39, 48], выполненных по программе ЯСНАПП, и в работах [127—129]. В работах [39, 48] при исследовании радиоактивного распада ^{159}Tm и ^{161}Tm было установлено несколько нижних ротационных уровней этих состояний. В работах [127—129] при изучении мгновенных γ -спектров в ядерных реакциях наблюдались уровни ротационной полосы с I^π от $9/2^+$ до $25/2^+$. Для анализа ротационных полос такого типа в работе [118] использовано модифицированное описание в рамках неадиабатической модели, учитывающей центробежное и спин-спиновое взаимодействие между нуклонами. Для вычисления волновых функций и энергий ротационных уровней используются два свободных параметра: моменты инерции J и параметр щели.

Полученные при таком анализе экспериментальных данных результаты для ядра ^{161}Er были представлены в работе [48]. В табл. 4 приведены результаты такого анализа для ядра ^{159}Er . Оказывается возможным хорошо согласовать экспериментальные и расчетные значения энергий для уровней с данным I^π . При этом определяется вклад различных одноквазичастичных состояний в каждый ротационный уровень. Как видно из табл. 4, удается объяснить аномальную последовательность ротационных уровней в полосе. При этом для самых низких уровней полосы в волновую функцию вклад вносят несколько одноквазичастичных состояний.

Заключая рассмотрение неротационных низколежащих состояний в нечетных ядрах, следует сделать вывод, что их свойства в основном удовлетворительно описываются на основе потенциала Саксона — Вудса с учетом парных корреляций и взаимодействия квазичастиц с фононами. Для состояний, связанных со сферическими подболочками с большим внутренним моментом j , необходимо учитывать влияние кориолисова взаимодействия. Представляет значительный интерес получение новых экспериментальных данных об одноквазичастичных состояниях в нечетных ядрах и особенно в ядрах, удаленных от полосы β -стабильности. Накопление таких данных о ядрах, далеких от стабильных, важно для определения параметров среднего поля в этих ядрах.

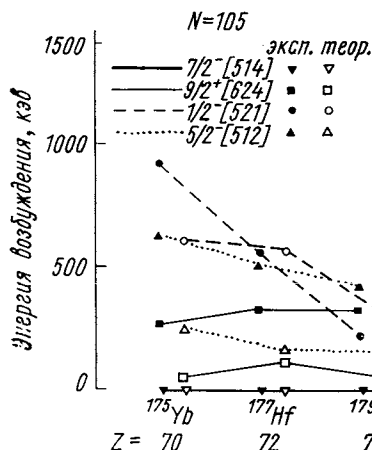


Рис. 12. Сравнение энергий экспериментально установленных уровней в изобарах $N = 105$ с расчетными по сверхтекучей модели

Таблица 4

Энергии и амплитуды волновых функций для состояний сильно-возмущенной полосы положительной четности, построенной на уровне $5/2^+$ при энергии 271,3 кэв в ^{159}Er . Расчеты, включающие шесть конфигураций, выполнены с использованием параметров $\beta_{20} = 0,32$, $\beta_{40} = 0,04$, $\Delta = 1,06$ Мэв и $\hbar^2/2I = 15,6$ кэв.

J ^π	Амплитуда волновых функций						E (1), кэв	
	1/2+ [400]	1/2+ [660]	3/2+ [402]	3/2+ [651]	5/2+ [642]	7/2+ [633]	теория	эксперимент
5/2+	0,170	0,516	-0,093	0,663	0,507	—	85	88,7
7/2+	0,073	0,213	-0,093	0,658	0,697	0,148	124	120,2
9/2+	0,192	0,559	-0,094	0,631	0,477	0,123	0*	0*
11/2+	0,078	0,220	-0,094	0,641	0,685	0,235	176	—
13/2+	0,204	0,584	-0,094	0,615	0,456	0,150	49	43
15/2+	0,079	0,222	-0,094	0,628	0,677	0,282	288	—
17/2+	0,211	0,598	-0,093	0,605	0,443	0,165	225	252
19/2+	0,080	0,222	-0,093	0,617	0,672	0,315	664	—
21/2+	0,216	0,606	-0,092	0,598	0,434	0,175	527	602
23/2+	0,080	0,220	-0,093	0,607	0,667	0,340	1095	—
25/2+	0,219	0,612	-0,092	0,592	0,428	0,183	953	1068

* Нормировочное значение.

Вероятности β -переходов между одноквазичастичными состояниями

Анализ экспериментальных данных о вероятности β -переходов между одноквазичастичными состояниями деформированных ядер области РЗЭ проводился неоднократно [125, 130, 131]. Представляло, однако, интерес повторить теперь такой анализ в связи с существенным увеличением объема доступных экспериментальных данных. Известные к осени 1974 г. значения $\lg ft$ для разрешенных и первого порядка запрещения β -переходов между одноквазичастичными состояниями деформированных ядер области РЗЭ представлены в приложении. Все имеющиеся данные классифицированы в соответствии с правилами отбора для β -распада по спине и четности и по асимптотическим квантовым числам, т. е. au -разрешенные незадержанные β -переходы, ah -разрешенные задержанные ($\Delta N = 0$ и 2); $1u$ — первого запрещения незадержанные; $1h$ — первого запрещения задержанные, 1^*h — первого запрещения, уникальные задержанные (см. работу [2]). В приложении указаны протонные и нейтронные конфигурации, между которыми происходит β -переход, и экспериментальные значения $\lg ft$. Анализ данных проводился так же, как в работе [2]. Поэтому

указана дополнительная классификация β -переходов в сверхтекучей модели, множители поправок на парные корреляции $R = R_N \cdot R_Z$, вычисленные в работе [2]. Учитывался статистический фактор η .

В последнем столбце даны значения $\lg ft_0 R \eta$, где исключено влияние сверхтекучих поправок и статистического множителя. Анализ проведен без учета экспериментальных погрешностей в определении $\lg ft$. Они для большинства ai — β -переходов меньше 0,1, а для β -переходов других типов, как правило, меньше 0,3. Как видно, эти погрешности существенно не влияют на заключения, которые можно сделать. Следует заметить, что значения сверхтекучих поправок R_N и R_Z рассчитаны для последовательности состояний в схеме Нильсона при $\beta = 0,28$ для $150 < A < 180$ и при $\beta = 0,23$ для $18 < A < 190$. Экспериментально установленная последовательность одноквазичастичных уровней не всегда совпадает с принятой в расчетах R_N и R_Z . Связанные с этим погрешности могут быть особенно велики для состояний, близких к поверхности Ферми. Значения R , в которых возможны неточности такого рода (фактор 2—5), отмечены звездочкой. Из приложения видно, что поправки на парные корреляции существенны для β -переходов группы II сверхтекучей модели.

Представляет интерес определить пределы значений $\lg ft$ в рамках принятой классификации β -переходов. С этой целью на рис. 13 и 14 изображены распределения значений $\lg ft_0$ и $\lg ft_0 R \eta$ для разрешенных и первого запрещения β -переходов. Все значения $\lg ft$ изображены на рисунках равновеликими квадратами, т. е. каждое значение $\lg ft$ учитывалось с одинаковым весом. В табл. 5 приводятся полученные интервалы значений $\lg ft_0$ и $\lg ft_0 R \eta$ для β -переходов разного порядка запрещения. Полученные интервалы сравниваются с результатами анализа в работах [125, 130].

Таблица 5
Пределы значений $\lg ft_0$

Тип β -перехода	Моттelson [130], 1959 г.	Громов [125], 1965 г.	Настоящая работа, 1974 г.
ai	4,5—5,0	4,6—4,8	4,4—4,9
$ah (\Delta N = 0)$	} 6,0—7,5	5,5—8,0	5,3—7,6
$ah (\Delta N = 2)$			6,0—8,5
$1u$	5,5—7,5	6,2—7,9	6,0—8,0
$1h$	7,5—8,5	—	6,0—9,0
1^*h	—	—	7,0—9,0

Пределы значений $\lg ft, R\eta$

Тип β -перехода	Громов [125], 1965 г.	Настоящая работа, 1974 г.
ai	4,2—4,5	3,9—4,6
$ah (\Delta N = 0)$	}	4,6—7,0
$ah (\Delta N = 2)$		5,5—8,0
$1u$	5,5—7,4	5,5—7,5
$1h$	—	5,5—8,5
1^*h	—	6,0—8,5

При рассмотрении экспериментальных значений $\lg ft_a$ для переходов можно поставить следующие вопросы:

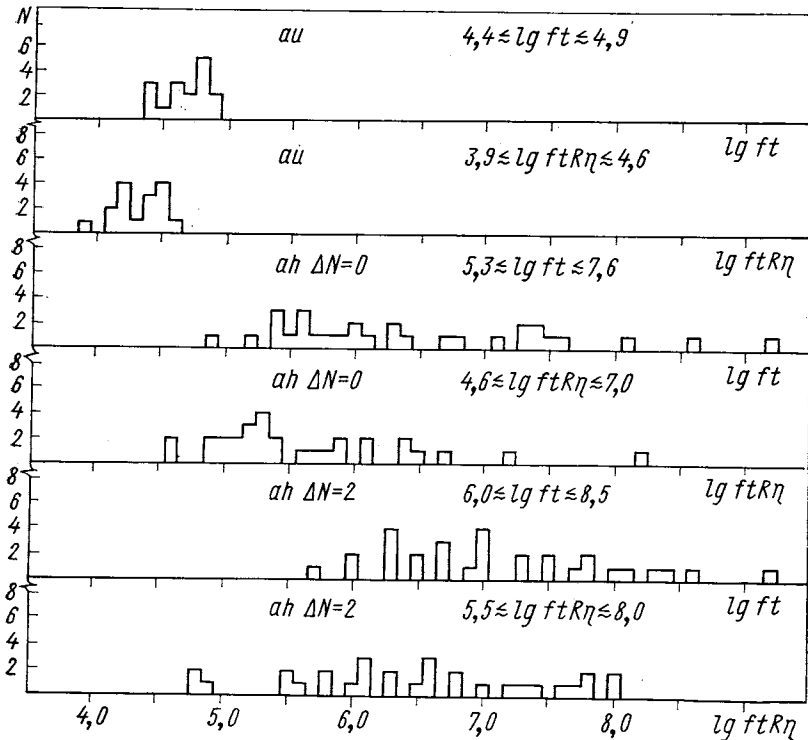


Рис. 13. Гистограмма значений $\lg ft$ разрешенных β -переходов между одноквазичастичными состояниями редкоземельных ядер

1) выяснение причин замедления β -распада атомных ядер по сравнению с β -распадом свободного нейтрона;

2) установление пределов значений $\lg ft_3$ для β -переходов различного порядка запрещения и изучения факторов, ведущих к увеличению интервалов значений $\lg ft_3$. Этот вопрос имеет большое значение при анализе новых экспериментальных данных (схемы распада).

Первый вопрос для au — β -переходов между одночастичными состояниями в деформированных ядрах был рассмотрен в работах

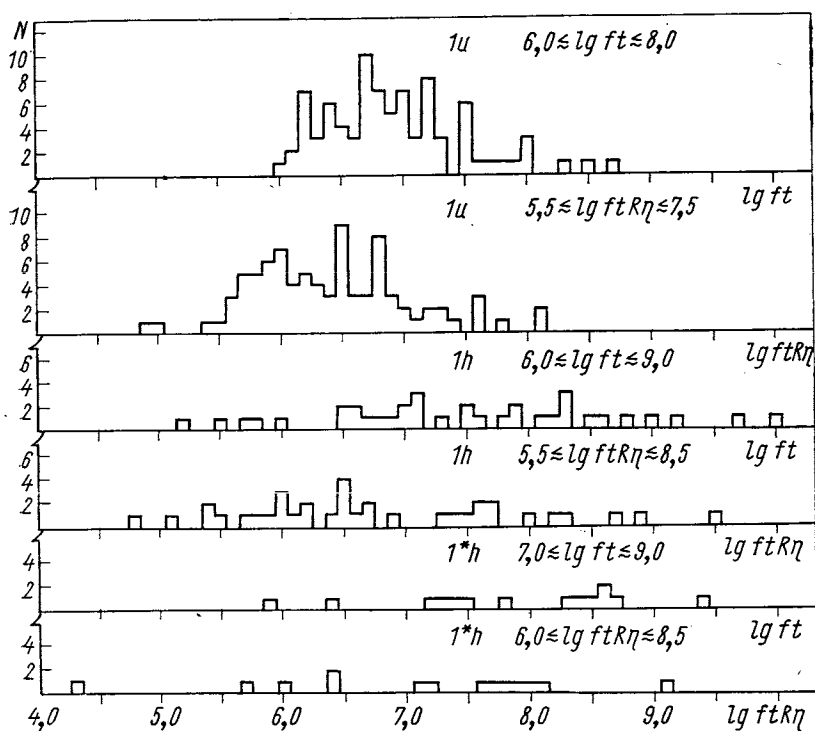


Рис. 14. Гистограмма значений $\lg ft$ однократно запрещенных β -переходов между одноквазичастичными состояниями редкоземельных ядер

[132, 2]. Было показано, что вероятности au — β -переходов между состояниями $7/2^- [523] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$ и $9/2^- [514] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$ ($\lg ft_3 = 4,4-4,9$) замедлены по отношению к рассчитанным с волновыми функциями в потенциале Нильсона ($\lg ft_N \approx 3,4-3,6$) примерно в 10 раз. Расхождение частично снимается, если учесть рассмотренные выше сверхтекучие поправки $R = R_N \cdot R_Z$ и статистический множитель [2]. В среднем разность $\lg ft_3 R\eta - \lg ft_N = 0,8$. Как показано в работе [132], остающееся рас-

хождение снимается при учете спиновой поляризации ядра нечетной частицей.

При рассмотрении второго вопроса можно сделать следующие замечания. Хотя количество использованных экспериментальных значений $\lg ft_0$ больше и их точность выше, чем было в работах [125, 130], пределы значений $\lg ft_0$ практически не изменились. Введение поправок $R\eta$ не уменьшает интервалы. В то же время ясно прослеживается зависимость вероятности β -перехода от его класса: au , ah ($\Delta N = 0$), ah ($\Delta N = 2$) и т. д. Проведенная систематика показывает важность правил отбора по асимптотическим

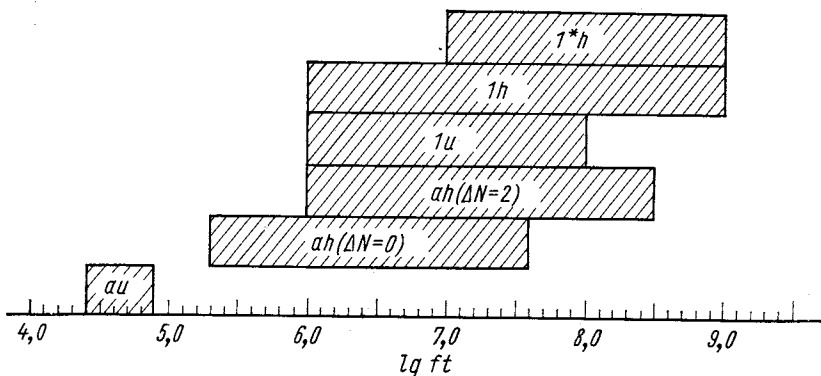


Рис. 15. Интервалы наблюдаемых значений $\lg ft$ разрешенных и однократно запрещенных β -переходов между одноквазичастичными состояниями ядер РЗЭ

квантовым числом. Так, N -запрещенные ah — β -переходы в среднем в 10 раз замедлены по сравнению с ah — β -переходами с $\Delta N = 0$. При рассмотрении экспериментальных данных можно установить, что вероятности β -переходов зависят и от дополнительной классификации по сверхтекучей модели. Так, ah — β -переходы типа II (см. работу [2]) в среднем в 20 раз быстрее переходов типа I — II и II — I.

Значительный объем экспериментальных данных о вероятностях β -переходов позволяет в принципе подойти к вопросу более детально. Были рассмотрены β -переходы между отдельными парами одноквазичастичных состояний. Для некоторых пар известно до десяти значений $\lg ft_0$ (см. приложение). Можно ожидать сужения интервала между крайними значениями $\lg ft_0$ для каждой выбранной пары состояний. По-видимому, это действительно наблюдается. Однако интервал остается довольно большим ($\Delta \lg ft_0$ до 1). Можно ожидать также, что значения $\lg ft_0$ зависят от чистоты рассматриваемых одночастичных состояний. В этом

случае наблюдалась бы разница в значениях $\lg ft_3$ для β -переходов в основные и возбужденные состояния. Анализ данных (см. приложение) такой ситуации не обнаруживает. При этом оказывается, что наблюдается значительный разброс в значениях $\lg ft_3$ даже для β -переходов между основными состояниями ядер в каждой выбранной паре одноквазичастичных состояний.

Итак, сейчас трудно указать причины, приводящие к большому разбросу значений вероятностей (примерно два порядка): разрешенных, задержанных и первого запрещения β -переходов. При анализе схем распада радиоактивных ядер можно рекомендовать пользоваться пределами значений $\lg ft_3$ для β -переходов разных порядков запрещения, приведенных на рис. 15. Видно, что по значению $\lg ft_3$ (меньше 5,0) надежно устанавливаются β -переходы типа *ai*. Заметим, что в рассматриваемой области ядер это однозначно указывает на β -переходы между состояниями $p7/2^-$ [523] \rightleftharpoons $n5/2^-$ [523] и $p9/2^-$ [514] \rightleftharpoons $n7/2^-$ [514]. Такой однозначности, к сожалению, нет для β -переходов других типов. В этих случаях полезно рассматривать значения $\lg ft_3$ для β -переходов между определенными парами одноквазичастичных состояний. Однако и в этом случае сделать уверенное заключение о природе одноквазичастичных состояний, между которыми происходит β -переход, нельзя.

Свойства четно-четных деформированных ядер редкоземельных элементов

Значительные успехи современной теории ядра прежде всего связаны с описанием свойств четно-четных деформированных ядер. Рассмотрим здесь некоторые выводы, которые следуют из наших исследований четно-четных ядер и сравнения результатов с предсказаниями моделей. При радиоактивном распаде возбуждаются состояния дочерних ядер с небольшим угловым моментом. Известно лишь несколько изомеров с довольно высоким спином (например, $^{158m_2}\text{Ho}$, $I^\pi = 9^+$), при β -распаде которых возбуждаются ротационные полосы и отдельные двухквазичастичные состояния до $I^\pi = 10^+$. Поэтому вне рамок данного обзора остается очень интересный эффект — бэкбендинг. Систематический анализ свойств четно-четных деформированных ядер (энергетика, электрические квадрупольные моменты; моменты инерции, гиромагнитные отношения для ротационных полос основного, β - и γ -вибрационных состояний) дан в обстоятельных лекциях Б. С. Джелепова [133]. Обзор свойств четно-четных деформированных ядер РЗЭ сделан в книге Е. П. Григорьева, В. Г. Соловьева [8]. Поэтому остановимся лишь на нескольких специальных вопросах.

Имеющиеся экспериментальные сведения о самых нижних состояниях четно-четных ядер указывают, что они — довольно чистые состояния. На рис. 16 проиллюстрировано определение

параметров смешивания некоторых ротационных полос $^{158}, ^{160}\text{Dy}$. Параметр смешивания ротационных полос с $\Delta K = 2$ в формуле Михайлова [134] $B(E2, I2 - I'0) = \langle M \rangle^2 \langle I2; 2-2 | I'0 \rangle^2 \times \{1 + a [I' (I' + 1) - I (I + 1)]\}$ определен из отношений приведенных вероятностей γ -переходов с уровней одной полосы на уровни другой полосы. В координатах рис. 16 эксперименталь-

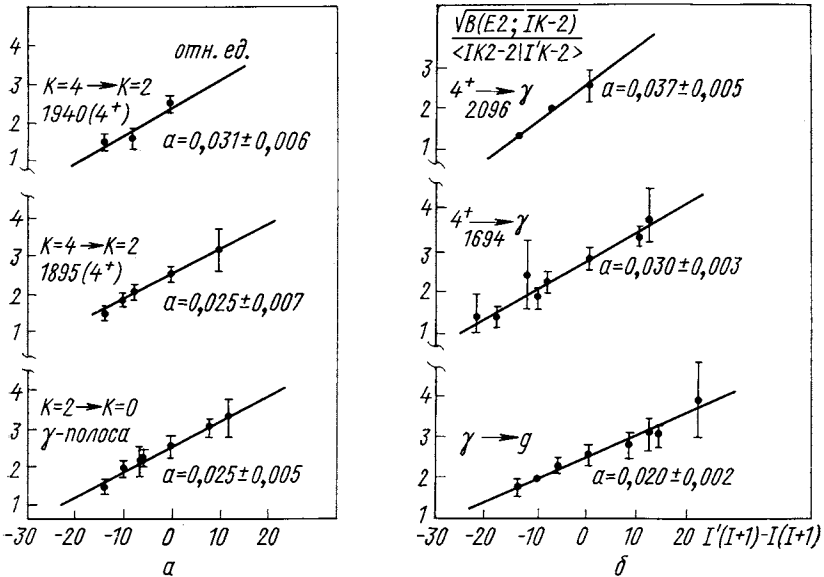


Рис. 16. К определению параметра смешивания некоторых ротационных полос в ^{158}Dy (а) и ^{160}Dy (б)

ные точки должны ложиться на прямую линию, если справедливы представления о взаимном смешивании волновых функций полос.

О том же свидетельствует выполнение правил Алаги для β -переходов на ротационные полосы ряда ядер. Так, экспериментальные отношения приведенных вероятностей β -переходов ^{160}Ho ($I^\pi = 5^+$) на уровни $4^+, 5^+, 6^+$ полосы $4^+, n [523] \downarrow + + n [521] \uparrow$ ($100 : 18 \pm 2 : 1,3 \pm 0,5$) согласуются с расчетными значениями $100:20, 4:1,95$. Это свидетельствует о том, что примесные компоненты во внутренней волновой функции уровней полосы, если они есть, не оказывают заметного влияния на силу β -переходов.

Почти во всех четно-четных ядрах идентифицированы коллективные β - и γ -вибрационные состояния, а в некоторых ядрах и октапольные вибрационные состояния. Имеющиеся модели ядер (и прежде всего микроскопический подход) успешно описывают

свойства таких состояний. При феноменологическом описании свойств ядер вводятся коллективные координаты и возбуждения ядра связываются с вращением ядра как целого и с колебаниями ядерной поверхности. В полумикроскопических подходах ядро рассматривается как система квазичастиц, движущихся в самосогласованном поле и взаимодействующих между собой посредством остаточных взаимодействий. Одной из основных полумикроскопических моделей является сверхтекучая модель ядра. В этой модели учитываются остаточные взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и мультиполь-мультипольные взаимодействия, позволяющие описывать коллективные состояния ядер.

Выполненные расчеты в рамках сверхтекучей модели ядра с использованием одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона — Вудса позволили объяснить структуры ряда деформированных ядер РЗЭ [135]. Сравнение экспериментально установленных и расчетных значений энергий коллективных состояний и приведенных вероятностей переходов на эти состояния в некоторых изучаемых ядрах дано в табл. 6. Можно отметить неплохое согласие эксперимента и теории. Наибольшее затруднение для теоретического описания представляют 0^+ -состояния, так как теоретически существует несколько различных типов междуклонных остаточных взаимодействий, которые могут генерировать 0^+ -уровни. Например, коллективные 0^+ -состояния с энергией в области $1,5\text{--}2\text{ Мэв}$ ($E \geq 2c$) могут быть парными вибрациями. 0^+ -состояния генерируются спин-квадрупольными силами, двухчастичными спин-орбитальными силами. Кроме того, низко могут опуститься двухфононные 0^+ -уровни.

Имеющиеся экспериментальные сведения о 0^+ -состояниях (параметр X ; ρ ; значения $B(E2)$ в кулоновском возбуждении и в (d, d') -реакции, сечения реакции передачи двух нуклонов), позволяют сказать, что низколежащие 0^+ -состояния не являются чистыми состояниями. Модель со спин-квадрупольным взаимодействием [136] лишь качественно объясняет экспериментальные данные.

Выполненные в рамках сверхтекучей модели расчеты энергий и структуры двухквазичастичных состояний четно-четных ядер дают экспериментаторам подход для выяснения природы наблюдаемых на опыте ядерных уровней. Для иллюстрации возможностей модельного описания четно-четных ядер в табл. 7 проведено сравнение известных из эксперимента энергий двухквазичастичных и однофононных состояний ^{160}Du с рассчитанными энергиями [137, 8].

Анализ вероятностей β -распада ^{158}Ho , ^{160}Ho , ^{166}Tm соответственно на уровни ^{158}Dy , ^{160}Dy и ^{166}Er позволил сделать заключение о фрагментации определенной волновой функции по ряду

Таблица 6

Сравнение экспериментально установленных свойств коллективных состояний ^{158}Dy и ^{160}Dy и ^{164}Er , ^{166}Er с расчетными по сверхтекучей модели

Характеристики	^{158}Dy	^{160}Dy	^{164}Er	^{166}Er
$K^\pi = 2^+$				
$E, \text{ Мэв:}$				
эксперимент	0,946	0,966	0,858	0,786
теория	0,97	0,94	0,80	0,78
$B(E2, 0^+0 \rightarrow 2^+2)$:				
эксперимент	6,3	4,2	7,1	5,7
теория	4,7	4,9	4,1	3,3
$K^\pi = 0^+$				
$E, \text{ Мэв:}$				
эксперимент	0,990	1,280	1,25	1,46
теория	0,99	1,26	1,25	1,46
$B(E2)$:				
эксперимент	0,3	—	$> 0,05$	—
теория	0,60	1,35	0,98	0,66
$\rho(E0)$:				
эксперимент	0,06	—	$> 0,01$	—
теория	0,08	0,13	0,14	0,09
$X = B(E0)/B(E2)$:				
эксперимент	0,08	0,26	0,15	0,07
теория	0,08	0,09	0,11	0,09
$\sigma(p, t)/\sigma_0$				
эксперимент	0,09	0,16	0,15	0,06
$S(p, t)/s_0$				
теория	0,13	0,15	0,07	0,01
$K^\pi = 0^-$				
$E, \text{ Мэв:}$				
эксперимент	1,283	—	1,386	1,663
теория	1,20	1,24	1,37	1,64
$B(E3, 0^+0 \rightarrow 3^-0)$:				
эксперимент	1,5	11	8,1	6,1
теория	7,7	6,8	6,4	7,7
$K^\pi = 1^-$				
$E, \text{ Мэв:}$				
эксперимент	—	1,286	—	1,824
теория	1,50	1,57	1,85	1,59
$B(E3, 0^+0 \rightarrow 3^-1)$:				
эксперимент	—	—	3,6	3,0
теория	5,2	2,9	1,6	(2,1)

Продолжение табл. 6

Характеристики	¹⁵⁸ Dy	¹⁶⁰ Dy	¹⁶⁴ Eg	¹⁶⁶ Eg
$K^\pi = 2^-$				
$E, \text{ Мэв:}$				
эксперимент	—	1,265	—	1,460
теория	1,25	1,15	1,48	1,47
$B(E3, 0^+0 \rightarrow 3^-2):$				
эксперимент	—	—	1,1	2,2
теория	6,5	6,6	3,3	2,4

Примечание. Величины $B(E2)$ и $B(E3)$ даны в «одночастичных» единицах (s. p. u.). Для ядра ¹⁶⁴Eg в работе [59] установлено существование четырех возбужденных состояний 0^+ с энергиями 1,25; 1,70; 1,77 и 2,17 Мэв и параметрами Рассмуссена $X = 0,15; 0,39; 0,78; 1,76$ соответственно. Теория предсказывает состояния с энергиями 1,25; 1,64; 2,6 и 2,11 Мэв и $X = 0,11; 0,22; 0,23$ и 0,37.

энергетических состояний. Гистограммы, представляющие зависимость от энергии возбуждения силы β -распада, $\Sigma (ft)^{-1}$, на уровнях ¹⁶⁰Dy с $I^\pi = 1^-, 2^-$ и 3^- в интервале по 100 кэв приведены на рис. 17, откуда видно, что: а) с наибольшей интенсивностью заселяются уровни 1^- ; б) силовая функция имеет выраженный максимум в районе 2,6—2,8 Мэв; в) для уровней 2^- и 3^- максимум сдвинут в сторону больших энергий; г) если силу всех β -переходов в районе пика 2,6—2,8 Мэв на уровне 1^- отнести к переходу на один уровень, то $\lg ft$ такого β -перехода составит 5,6, т. е. это был бы (*au*) β -переход.

Для объяснения этих фактов сделаем предположение, что изомер ^{160m}Ho, $2^-, p [523] \uparrow - n [651] \uparrow$, испытывает *au* — β -переход $p [523] \uparrow \rightarrow n [523] \downarrow$ на уровень ¹⁶⁰Dy, $1^-, n [523] \downarrow - n [651] \uparrow$.

Согласно расчетам по сверхтекучей модели его энергия составляет 2,0—2,2 Мэв, однако уровни с такой структурой не обнаружено. Делается вывод, что соответствующая волновая функция входит как компонента в волновые функции ряда со-

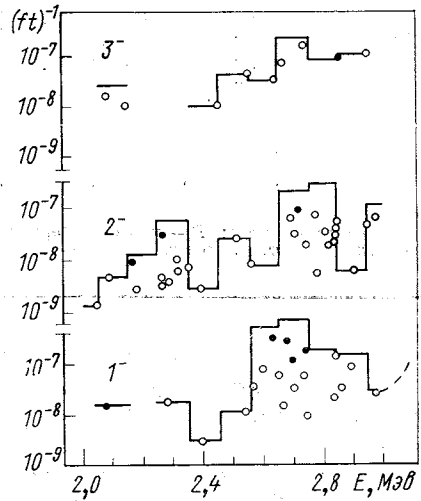


Рис. 17. Зависимость силовой функции β -распада ¹⁶⁰Ho от энергии возбуждения уровней 1^- , 2^- и 3^- в ¹⁶⁰Dy

Таблица 7

Двухквaziчастичные и однофoнонные состояния ^{160}Dy

Двухквaziчастичные протонные состояния				Двухквaziчастичные нейтронные состояния					
Конфигурация	Кл	Энергия, Мэв		Конфигурация	Кл	Энергия, Мэв			
		экспе- ри- мент	расчет			экспе- ри- мент	расчет		
F	$F+1$	2- с	—	1,6	F	$F+1$	1- с	—	1,6
411↑	523↑	5-	—	2,2	521↑	642↑	4-	1,694	1,7
$F-1$	$F+1$	6-	—	2,5	F	$F+2$	4+	—	1,8
413↓	523↑	1- с	—	2,6	521↑	523↓	1+	—	2,1
F	$F+2$	2+ с	—	2,7	$F+1$	$F+2$	5-	—	2,2
411↑	411↓	1+	—	2,8	642↑	523↓	0- с	—	2,2
$F-2$	$F+1$	1+	—	3,0	$F-1$	$F+1$	1+	—	2,5
532↑	523↓	6+	—	3,2	651↑	642↑	4+	—	2,5
$F-1$	F	4+	—		$F-1$	F	3-	—	2,6
413↓	411↑	1+	—		651↑	521↑	0- с	—	
$F-1$	$F+2$	2+ с	—		$F-1$	$F+2$	4-	—	
413↓	411↓	3+	—		651↑	523↓	1- с	—	
$F+1$	$F+2$	4-	—		$F-2$	$F+1$	3-	—	
523↑	411↓	3-	—		505↑	642↑	8-	—	
$F-2$	$F+2$	3-	—		$F-3$	$F+1$	4+	—	
532↑	411↓	2- с	—		402↓	642↑	1+	—	
					$F-2$	$F+2$	8+	2,555	
					505↑	523↓			

Примечания: F — уровень Ферми; с — означает, что нет двухквaziчастичных вым, вторым и т. д. полюсами соответствующего секулярного уравнения теории.

стояний 1^- в области 2,6—2,8 Мэв, т. е. имеет место фрагментация волновой функции с шириной распределения около 200 кэв. Каждое из 1^- -состояний имеет ротационные уровни 2^- и 3^- , заселяемые также быстрыми β -переходами. Центр тяжести пика силовой функции будет сдвинут в сторону больших энергий, что качественно наблюдается на опыте. Аналогичный анализ β -распада ^{160}Ho , 5^+ , показывает фрагментацию волновой функции состояния 4^+ , n [523]↓ + n [521]↑. В ядре ^{158}Dy такое состояние 4^+ фрагментировано по ряду уровней в области 1,9—2,5 Мэв. Что касается состояния 1^- , n [523]↓ — n [651]↑, ожидаемого по сверхтекучей модели при энергии 2,4 Мэв, то оно, по-видимому, фрагментировано по очень широкому энергетическому интервалу 2,0—2,7 Мэв. По β^+ -распаду ^{166}Tm 2^+ , p [411]↓ — n [642]↑, обнару-

Однофононные состояния									
K ^π	Энергия, Мэв		B (E _L), s. p. u.		Структура, %				
	экспе-ри-мент	расчет	экспе-ри-мент	расчет					
2+	0,966	0,9	5,7	6,0	nn521↑ 521↓ 20,8	pp411↑ 411↓ 15,9	nn642↑ 660↑ 12,9		
2-	1,265	1,1	11	5,2	nn523↓ 521↓ 8,8	pp413↓ 411↓ 8,4	nn633↑ 651↑ 5,9		
1-	1,285	1,2	5,8	3,0	pp523↑ 411↑ 65,8	nn633↑ 521↑ 13,8	nn642↑ 530↑ 2,9		
0+	1,263	1,4	—	1,3	nn512↑ 400↑ 2,2	nn651↑ 521↓ 1,2	nn660↑ 521↑ 1,1		
0-		1,5	—	2,1	nn642↑ 521↑ 76,1	nn523↓ 651↓ 4,8	pp532↑ 411↑ 2,1		
0+	1,953	1,9	—	0,2	nn642↑ 642↑ 64,7	nn521↑ 521↑ 11,7	nn505↑ 505↑ 4,4		
1-		2,0	—	0,6	nn523↓ 523↓ 4,4	nn402↓ 402↓ 3,4	pp532↑ 532↑ 1,4		
0-		2,1	—	0,5	nn642↑ 523↓ 65,4	nn651↑ 521↑ 14,1	nn615↑ 505↑ 1,6		
2-		2,3	—	0,7	pp550↑ 400↑ 1,5	nn400↑ 510↑ 1,3	pp541↑ 402↓ 1,3		
2+		2,4	—	0,2	nn521↑ 521↑ 66,9	nn523↓ 523↓ 26,0	nn505↑ 505↑ 3,2		
					nn523↓ 651↑ 84,7	nn642↑ 521↑ 5,5	pp532↑ 411↑ 1,2		
					nn651↑ 521↑ 73,4	nn642↑ 523↑ 21,1			
					nn633↑ 521↑ 48,8	pp522↑ 411↑ 30,9	nn660↑ 521↑ 4,7		
					nn642↑ 530↑ 2,9	nn642↑ 521↓ 2,0	nn523↓ 660↑ 1,8		
					pp411↑ 411↓ 62,8	nn521↑ 521↓ 17,2	nn642↑ 660↑ 14,7		
					nn523↓ 521↓ 2,5				

состояний с данными значениями K^π. Приведенные в таблице энергии являются пер-

жена фрагментация волновой функции четырехквaziчастичного состояния ¹⁸⁶Er 3⁺ {p [411]↓, n [642]↑, p [523]↑, n [523]↓} (рис. 18).

Таким образом видно, что в четно-четных деформированных ядрах РЗЭ волновые функции состояний со спинами I^π ≤ 4⁺ фрагментированы по ряду энергетических состояний уже в области 2—3 Мэв. Такое явление ожидалось на сверхтекучей модели.

В отличие от результатов Хансена и Карнаухова, которые изучали задержанные протонные излучатели и обнаружили явление фрагментации высоковозбужденных (5—6 Мэв) ядерных состояний, из наших опытов следует, что наблюдаемые фрагментированные состояния в области 2—3 Мэв еще сохраняют некоторую индивидуальность и проявляются в виде ряда конкретных энергетических уровней.

β -Распад ^{158}Ho , $I^\pi = 5^+$, на уровень 4_g^+ ^{158}Dy характеризуется $\lg ft = 8,65$. Значение $\lg ft$ слишком низко для сильно запрещенного по квантовому числу K β -перехода ($\Delta K = 5$, $\nu = 4$). Кроме того, имеют место K -запрещенные γ -переходы ($\Delta K = 4$, $\nu = \Delta K - L = 2$) с уровнями $I^\pi K = 4^+4$ на

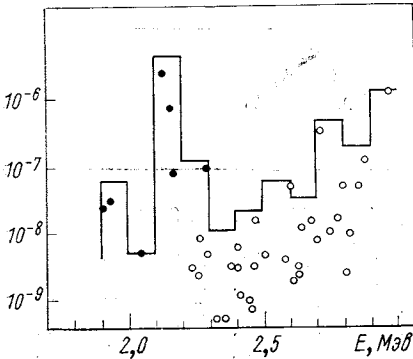


Рис. 18. Зависимость силовой функции β -распада ^{166}Tm от энергии возбуждения уровней 3^+ в ^{166}Er

ротационную полосу основного состояния. Эти факты приводят к заключению об ослаблении правил отбора по квантовому числу K в случае ^{158}Dy .

О свойствах нечетно-нечетных деформированных ядер

Самые нижние состояния нечетно-нечетных ядер представляются мультиплеты двухквазичастичных состояний, спины и четности которых определяются правилами Галлахера — Мошковского. В качестве примера на рис. 19 приведена схема

двухквазичастичных состояний $^{166}\text{Ho}_{99}$. У большинства приведенных двухквазичастичных уровней известны развитые ротационные полосы. Ядро ^{166}Ho интересно тем, что в нем имеет место нарушение

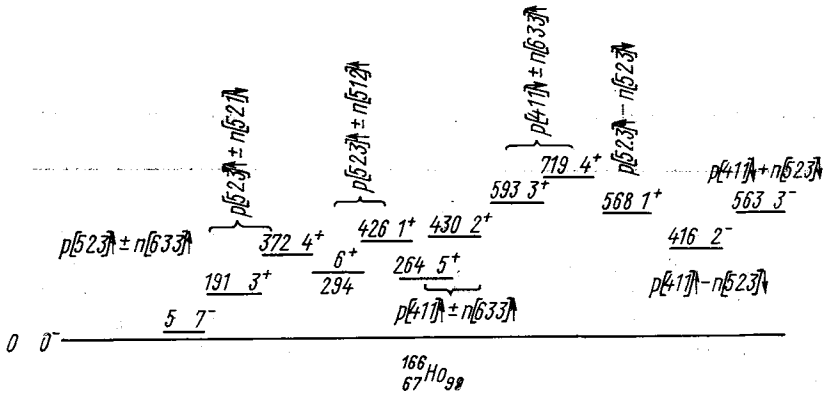


Рис. 19. Энергии уровней двухквазичастичных мультиплетов ^{166}Ho

правил Галлахера — Мошковского: уровень 7^- , $p [523]\uparrow + n [633]\uparrow$ расположен выше (на 5 кэВ) основного состояния 0^- , $p [533]\uparrow - n [633]\uparrow$. Правило Галлахера — Мошковского нарушается, когда одно из состояний дублета имеет $K^\pi = 0^-$. Энергия расщепления дублета обычно мала.

В ряде нечетно-нечетных ядер Ho ($A = 156, 162$), Tm ($A = 162, 164, 166$) обнаружен по разрешенному незадержанному β -распаду двухквaziчастичный уровень 1^+ типа $p [523] \uparrow - n [523] \downarrow$, возбуждение которого связано с превращением $p [523] \uparrow - n [523] \downarrow$:

$$\begin{aligned} &^{156}\text{Er} (0^+) \rightarrow ^{156}\text{Ho} (1^+), \lg ft \leq 4,8; \\ &^{162}\text{Yb} (0^+) \rightarrow ^{162}\text{Tm} (1^+), \lg ft \leq 4,9; \\ &^{164}\text{Tm} (1^+) \rightarrow ^{164}\text{Er} (0^+), \lg ft = 4,5; \\ &^{166}\text{Yb} (0^+) \rightarrow ^{166}\text{Tm} (1^+), \lg ft = 4,5 \pm 0,1; \\ &^{162}\text{Ho} (1^+) \rightarrow ^{162}\text{Dy} (0^+), \lg ft = 4,7. \end{aligned}$$

Однако в промежуточных с ^{156}Ho и ^{162}Ho ядрах $^{158}, ^{160}\text{Ho}$ уровней типа 1^+ , $p [523] \uparrow - n [523] \downarrow$, до сих пор не идентифицировано. Правда, в случае ^{160}Ho предполагается, что такой уровень лежит вблизи состояния 2^- , $p [523] \uparrow - n [651] \uparrow$. Причем $\Delta E_{1^+} \rightarrow 2^- < 1,5 \text{ кэв}$, что приводит к очень значительным экспериментальным трудностям при обнаружении уровня 1^+ . В некоторых нечетно-нечетных ядрах Ho ($A = 156, 158$) выявлены «необычные» уровни с $I^\pi = 1^-$. Возбуждаемый при β -распаде ^{156}Er (рис. 20) в ^{156}Ho уровень 117 кэв , 1^- невозможно сопоставить с известной в соседних нечетно-нечетных ядрах конфигурацией $1^-, p [411] \downarrow - n [521] \uparrow$. При такой конфигурации наблюдаемый переход 35 кэв был бы связан с изменением состояний двух нуклонов, в то время как одночастичный переход 65 кэв , $1^- \rightarrow 2^+$ не наблюдается. Таким же аномальным уровнем является состояние 139 кэв , 1^- в ^{158}Ho .

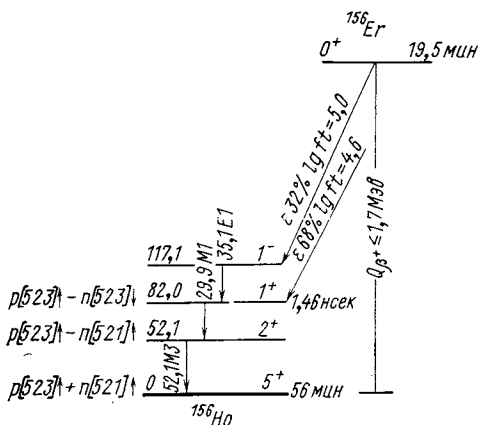


Рис. 20. Схема уровней ^{156}Ho , возбуждаемых из распада ^{156}Er

Смешивание конфигураций, обусловленное остаточным и кориолисовым взаимодействиями, можно предполагать, приводит к ослаблению Ω - и F -запрета. Причем F -запрет ($pn \nrightarrow p'n'$) более фундаментален, чем Ω -запрет (изменение проекции Ω в переходе). Известны факторы торможения (по Вайскопфу) для нескольких

F -запрещенных γ -переходов:

$$^{162}\text{Tm} [p523 \uparrow - n523 \downarrow] \rightarrow [p411 \downarrow - n521 \uparrow] : E_\gamma = 163 \text{ кэв};$$

$$F_W(E1) < 8 \cdot 10^5;$$

$$^{166}\text{Tm} [p523 \uparrow - n523 \downarrow] \rightarrow [p411 \downarrow - n642 \uparrow] : E_\gamma = 82 \text{ кэв},$$

$$F_W(M1) < 380;$$

$$^{172}\text{Tm} [p523 \uparrow - n512 \uparrow] \rightarrow [p411 \downarrow + n521 \downarrow] : E_\gamma = 203 \text{ кэв},$$

$$F_W(E1) < 10^6;$$

$$^{172}\text{Lu} [p411 \downarrow + n512 \downarrow] \rightarrow [p404 \downarrow - n633 \downarrow] : E_\gamma = 67 \text{ кэв},$$

$$F_W(E1) \approx 10^9;$$

$$^{182}\text{Re} [p514 \uparrow - n514 \downarrow] \rightarrow [p402 \uparrow - n624 \uparrow] : E_\gamma = 510 \text{ кэв},$$

$$F_W(M1) < 3 \cdot 10^2.$$

Сравнение с систематикой Лёбнера [138] для $E1(\Delta K = 0, 1)$, и $M1(\Delta K = 1)$ -переходов в нечетных по A ядрах показывает, что только $E1$ -переход с энергией 67 кэв в ^{172}Lu обнаруживает очень значительную задержку. Из систематики Ω -запрещенных переходов в нечетно-нечетных ядрах следует, что Ω -запрет остается в силе лишь в случае ^{182}Re , уровень 236 кэв.

При β -распаде основных состояний нечетно-нечетных ядер Re ($A = 174, 176, 178$) и ^{174}Ta , $I^\pi = 3^+$, имеют место β -переходы на уровни 2^+ и 4^+ основной ротационной полосы дочерних ядер, причем $\lg ft = 6 \div 7$. Столь низкие значения $\lg ft$ заставляют предположить [139], что при спине материнских ядер $I = 3$ квантовое число K равно не трем, а единице (или нулю). За счет кориолисова взаимодействия уровней с $K = 1$ (или 0) может произойти опускание ротационного состояния $I = 3$ ниже состояний со спинами 2 и 1.

В последние годы в реакциях с тяжелыми ионами стало доступно возбуждение развитых ротационных полос в нечетно-нечетных ядрах. Например, в ^{160}Ho возбуждена полоса основного состояния 5^+ (до спина 9) и полоса на состоянии 6^- (до спина 15). Такие же полосы известны и в ^{162}Ho . Если энергетика полосы с положительной четностью неплохо описывается формулой Бора — Моттельсона, то эта формула вовсе непригодна для описания полос с отрицательной четностью. Лучшее согласие с экспериментом (табл. 8) наблюдается в феноменологическом подходе описания ротационных и квазиротационных полос, использующем метод проектирования углового момента с подгонкой параметров по энергиям самых нижних состояний [140].

Таблица 8

Сравнение энергий ротационных полос с $K^\pi = 5^+$ и 6^- в ^{160}Ho , установленных экспериментально и расчетных по Бору — Моттельсону и по модели, приведенной в работе [140]

$K^\pi = 5^+$			$K^\pi = 6^-$				
I	$E_{\text{эксп}}^{\text{кэв}}$	$E_{\text{расч}}^{\text{кэв}}^*$	I	$E_{\text{эксп}}^{\text{кэв}}$	$E_{\text{расч}}^{\text{кэв}}$		по модели [140]
					по одно-членной формуле	по дву-членной формуле	
5	0	0	6	169,2	≡ 169,2	≡ 169,2	168,8
6	407	≡ 407,0	7	241,8	≡ 241,8	≡ 241,8	241,6
7	232	231,8	8	335,0	324,8	≡ 335,0	334,9
8	374	374,8	9	450,0	418,1	452,9	450,0
9	533	535,0	10	584,5	490,7	600,0	587,4
—	—	—	11	744,0	635,9	781,6	747,1
—	—	—	12	921,7	760,4	1003,3	928,7
—	—	—	13	1124,7	—	—	1131,2
—	—	—	14	1349,3	—	—	1353,9
—	—	—	15	1590,9	—	—	1595,4

* Расчеты по одночленной формуле Бора — Моттельсона.

Моменты инерции нечетно-нечетных ядер качественно описываются в рамках представления, согласно которому

$$J_{\text{н.-н}} = J_{\text{ч.-ч}} + \delta J_p + \delta J_n,$$

где $J_{\text{ч.-ч}}$ — момент четно-четного остова; δJ_p — поправка, вносимая неспаренным протоном; δJ_n — поправка, вносимая неспаренным нейтроном. Эти поправки определяются по моментам инерции соседних изотопов и изотонов. Формула довольно точно дает значение момента инерции нечетно-нечетных ядер. Так, в ротационной полосе ^{158}Ho на уровне 1^- , $p411\downarrow - n521\uparrow$, состояние 2^- имеет энергию 43,5 кэв, а формула предсказывает 46,6 кэв.

Установленные из измерения времени жизни первого ротационного состояния основной полосы электрические квадрупольные моменты нечетно-нечетных ядер не сильно отличаются от моментов соседних четно-четных ядер. Так, ядро ^{162}Tm имеет $Q_0 = 6,0 \pm 0,5$ барн и параметр деформации $\beta_0 = 0,27 \pm 0,02$, в то время как ^{162}Er имеет $Q_0 = 7,02 \pm 0,18$ барн и $\beta_0 = 0,304 \pm 0,07$.

β -Распад слабо деформированного ядра $^{156}\text{Er} (0^+)$ на состояние 1^+ , $p523\uparrow - n523\downarrow$, сильно деформированного ядра ^{156}Ho происходит с такой же скоростью, как и между состояниями сильно деформированных ядер. Таким образом, дополнительного запрета на вероятность β - и γ -переходов, вызванного изменением формы ядра, по всей вероятности, не наблюдается (см. обзор [133]).

Имеют место аномально быстрые однократные запрещенные β -переходы на «необычные» состояния 1^- в $^{156}, ^{158}\text{Ho}$:

$$^{156}\text{Er}(0^+) \rightarrow ^{156}\text{Ho}(1^-, 117 \text{ кэВ}), \lg ft \leq 5,0$$

$$^{158}\text{Er}(0^+) \rightarrow ^{158}\text{Ho}(1^-, 139 \text{ кэВ}), \lg ft = 5,4.$$

Разности масс ядер

Масса атомного ядра — одна из важнейших его характеристик. Знание масс ядер достаточно для определения способа и энергии распада неизвестных изотопов, для оценки их периодов полураспада и др. Существует ряд экспериментальных методов, позволяющих получить сведения о массах атомных ядер: масс-спектрометрические определения масс ядер, измерения энергии, выделяемой или поглощаемой в ядерной реакции, или энергии, выделяемой при разных видах радиоактивного распада.

При исследовании β -распада деформированных ядер РЗЭ по программе ЯСНАПП измерена энергия распада Q_β для 33 ядер (табл. 9). Энергия, выделяемая при β -распаде, определялась при измерениях граничных энергий позитронных спектров с помощью магнитных бета-спектрометров, а также через измерения отношений интенсивностей K - и L -электронного захвата, электронного захвата и позитронного распада и пр. Во всех случаях получены сведения о схемах распада ядер, что позволило уверенно определить энергию уровня, на который идет β -распад, и таким образом получить точные сведения о разности масс ядер.

Полученные разности масс в табл. 9 сравниваются с данными различных полуэмпирических таблиц масс. В табл. 9 в первом столбце указан нуклид, энергия β -распада которого измерена. Во втором столбце даны измеренные энергии β -распада: разности энергии между основными состояниями ядра, указанного в первом столбце, и дочернего при β -распаде ядра. В третьем столбце приведены значения Q_β , полученные при интерполяции и экстраполяции экспериментальных данных об энергиях распада E_β и E_α и об энергиях отрыва двух нейтронов E_{2n} и двух протонов E_{2p} в таблицах Виола и др. [141]. С погрешностями в этой колонке даны входные экспериментальные данные по Ванстра и др. [149]; без погрешности — результаты экстраполяции [141]. Разности масс из таблиц [142—148], рассчитанных по различным формулам для масс ядер, представлены в четвертом — десятом столбцах.

Сравнение известных экспериментальных значений разностей масс Q_β для нуклидов Tm , $Z = 69$, и Er , $Z = 68$, дано на рис. 21 и 22. По оси ординат на рис. 21 и 22 отложены значения разности $Q_\beta - Q_{\text{ж.к.}}$, где Q_β — экспериментальная или рассчитанная энергия; $Q_{\text{ж.к.}}$ — энергия распада, вычисленная по формуле Вайцекера с параметрами, взятыми из работы [150].

Таблица 9

Сравнение экспериментальных разностей масс ядер области $150 < A < 190$, полученных по программе ЯСНАПП, и значений таблиц масс ядер [141—148]

Нуклид	Q_{β} , <i>кэв</i>	Виола [141]	Каме- рон [142]	Хил- ман [143]	Май- ерс [144]	Зигер [145]	Винг [146]	Гарвей [147]	Зель- дес [148]
^{152}Tb	3850 ± 15	3820 ± 30	3278	4544	3854	3618	3566	3730	3738
^{153}Tb	1600 ± 20	1667	1491	1550	1586	1718	1353	1420	1488
^{155}Dy	2099 ± 10	2099 ± 6	1758	2625	1954	2118	1732	2020	1877
^{156}Ho	4700 ± 100	5235	4526	4734	4563	4718	4332	5040	5170
^{158}Ho	4220 ± 30	3977 ± 5	3800	3747	3569	3918	3508	4130	4228
^{159}Ho	1827 ± 10	2063	1376	1873	1330	1618	1258	1810	1513
^{160}Ho	3286 ± 15	2920 ± 30	2888	2535	2584	2918	2657	3140	3240
^{164}Ho	855 ± 20	820 ± 40	335	879	363	918	415	920	702
^{156}Er	≤ 1700	1274	2451	3030	2369	2318	1782	1850	2252
^{157}Er	3470 ± 80	3159	3676	4497	3641	3718	3244	3840	4266
^{158}Er	2060 ± 100	1276	1589	1887	1399	1618	1012	1360	1431
^{159}Er	2930 ± 100	2649	2948	3308	2658	3118	2431	2960	3342
^{160}Er	$+190$ $340-70$	762	521	1065	429	818	194	600	652
^{161}Er	2050 ± 40	2050 ± 40	2033	2308	1682	1918	1593	1940	2371
^{165}Er	371 ± 6	371 ± 4	-59	117	-222	218	-97	-80	251
^{159}Tm	3400 ± 300	4559	4359	4744	3980	3818	3596	4170	3900
^{160}Tm	4900 ± 500	5965	5717	5399	5228	5318	5004	5740	5802
^{161}Tm	3200 ± 200	3520 ± 100	3290	3737	2999	3318	2766	3420	3139
^{162}Tm	4600 ± 300	4700 ± 100	4799	5012	4240	4418	4154	4740	4849
^{163}Tm	2600 ± 200	2417 ± 20	2244	2856	2029	2318	1923	2520	2363
^{164}Tm	3962 ± 20	3962 ± 20	3785	4110	3267	3518	3298	3830	3836
^{166}Tm	3030 ± 5	3035 ± 12	2703	2374	2312	2618	2442	2730	2766
^{167}Tm	612 ± 2	747 ± 26	41	411	138	418	235	790	641
^{162}Yb	≤ 2200	1864	2279	2842	2092	2118	1708	2560	2280
^{163}Yb	3370 ± 100	3426	2787	4279	3334	3618	3096	3890	3981
^{167}Yb	1970 ± 30	1956 ± 20	1687	1822	1423	1818	1406	1879	1934
^{167}Lu	3100 ± 100	3070 ± 70	3064	3233	2706	3218	2576	3460	3212
^{168}Lu	4800 ± 400	4360 ± 80	4633	4626	3931	4618	3930	4500	4427
^{169}Lu	2820 ± 50	2270 ± 30	1968	2470	1766	2218	1733	2610	2353
^{170}Lu	3470 ± 20	3440 ± 20	3558	3362	2990	3618	3079	3500	3357
^{171}Lu	1700 ± 200	1361	884	1309	843	1718	894	1520	1435
^{181}Os	3040 ± 200	2796	2901	3011	2526	2818	2478	3000	2545
^{183}Os	< 2116	1359	1865	1777	1657	2018	1663	2010	1620

Из табл. 9 и рис. 21—22 видно, что в ряде случаев экспериментальные значения отличаются от табличных [141—149] более чем на 500 *кэв*. При этом трудно выбрать таблицы, согласие с которыми лучше. Некоторое предпочтение можно отдать таблицам Вапстра и Гоува [149, 141], Гарвея и Кельсона [147] и Зельдеса [148]. Из рис. 21—22 видно также, что расхождения экспериментальных и табличных значений особенно велики для ядер,

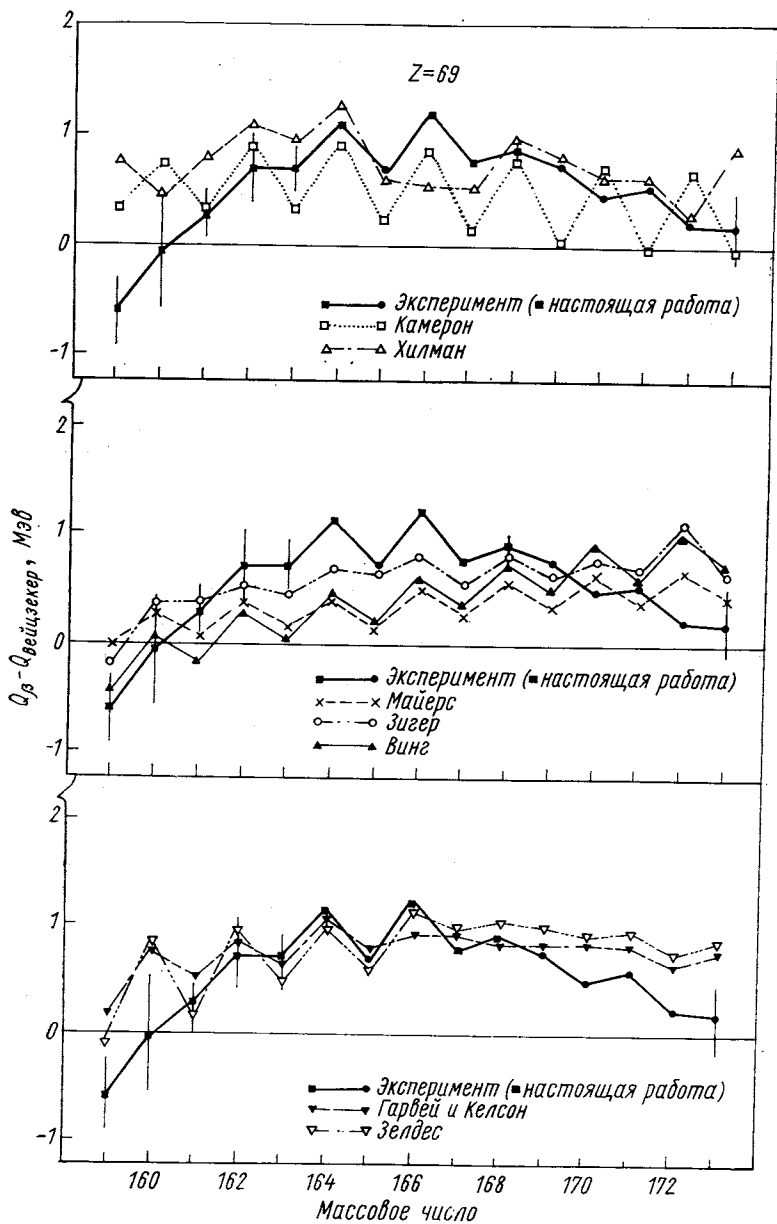


Рис. 21. Сравнение экспериментально установленных значений Q_{β} нуклидов Tm ($Z = 69$) с расчетными Q_{β} по различным формулам масс ядер

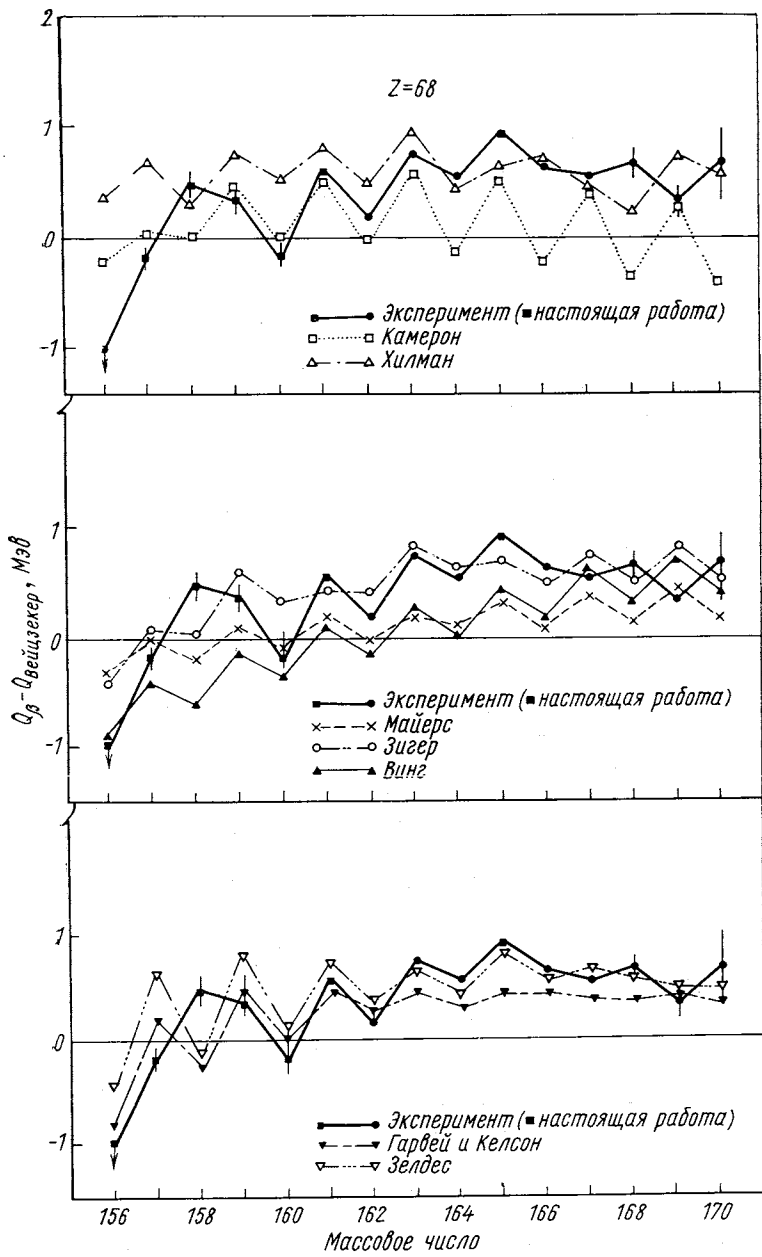


Рис. 22. Сравнение экспериментально установленных величин Q_β нуклидов $Eg (Z = 68)$ с расчетными Q_β по различным формулам масс ядер

удаленных от полосы β -стабильности. Причины этого очевидны: все расчеты и экстраполяции главным образом основаны на значениях разностей масс ядер, близких к полосе стабильности. Таким образом, важно накопление информации о массах ядер, удаленных от полосы стабильности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном вниманию читателя обзоре, в первой [1] и второй его частях, рассмотрены основные результаты исследований удаленных от полосы β -стабильности нуклидов по программе ЯСНАПП в Объединенном институте ядерных исследований в 1967—1974 гг.

В ходе этих исследований было открыто 52 новых короткоживущих изотопа; 48 из них перечислены в табл. 1 первой части обзора; сообщения еще о четырех новых изотопах опубликованы в 1974—1975 гг. (см. работы [23, 28, 37, 42]). Исследован распад более 150 радиоактивных ядер. Для большого числа изотопов впервые предложены схемы распада, в остальных случаях схемы распада существенно дополнены. Получен большой объем новой информации о свойствах основных и возбужденных состояний ядер.

Результаты исследований по программе ЯСНАПП показывают большую эффективность использования ускорителей протонов с $E_p \approx 600\text{--}700$ Мэв для получения и исследования свойств удаленных от полосы β -стабильности нейтронодефицитных ядер. Этим путем в наших работах были получены, например, нуклиды Yb с недостатком нейтронов в 15 единиц, нуклиды Tl с недостатком нейтронов в 16 единиц. Необходимо здесь подчеркнуть также важность развития быстрых методов выделения радиоактивных ядер из облученных мишеней: радиохимия и электромагнитная сепарация изотопов. Важным элементом экспериментов такого типа являются современные методы получения и обработки спектрометрической информации.

Ядра, удаленные от полосы β -стабильности, изучались в последние годы в некоторых научных центрах (см. работу [151]). Наиболее интенсивно эти исследования проводились на синхроциклотроне ЦЕРНа в Женеве по программе ИЗОЛЬДА [152] и в Объединенном институте ядерных исследований по программе ЯСНАПП. В силу особенностей методики эксперимента между этими двумя программами сложилось известное разделение труда. Если в исследованиях по программе ИЗОЛЬДА основное внимание уделялось изучению ядер, экстремально удаленных от полосы β -стабильности, обладающих периодами полураспада единицы и десятки секунд, то исследования по программе ЯСНАПП касались ядер с $T_{1/2} \approx$

≈ 1 мин и больше. Исследования экзотических, максимально удаленных от полосы стабильности ядер, несомненно, очень важны. Здесь есть возможность изучать новые явления, такие, как испускание запаздывающих протонов, протонный распад и др. Однако несомненно также и то, что глубокое понимание явлений, происходящих вблизи границы ядерной стабильности, будет возможно только после изучения свойств ядер во всем диапазоне от полосы β -стабильности до границы ядерной стабильности.

Новые возможности для исследований ядер, удаленных от полосы β -стабильности, появляются сейчас в связи с созданием высокоинтенсивных ускорителей протонов с энергией до 1 Гэв (мезонных фабрик). В начале 1975 г. начаты такие исследования по программе ИЗОЛЬДА-2 на реконструированном синхроциклотроне в Женеве при токе выведенного пучка протонов несколько микроампер. Подготовка к экспериментам по изучению свойств ядер, удаленных от полосы β -стабильности, с использованием высокоинтенсивного пучка протонов ($E_p \approx 700$ Мэв, $I_p \approx 15$ мка) ведется в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Такие исследования по программе ЯСНАПП-2 будут проводиться после реконструкции синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований.

Авторы глубоко признательны директору Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований чл.-кор. АН СССР В. П. Джелепову за большую поддержку исследований по программе ЯСНАПП. Мы благодарны чл.-кор. АН СССР Б. С. Джелепову за ценные дискуссии и советы на разных этапах этих исследований, проф. В. Г. Соловьеву за плодотворные обсуждения программы и результатов исследований. В основу обзора легли оригинальные работы, выполненные по программе ЯСНАПП в 1967—1974 гг. Большому многонациональному коллективу авторов этих работ мы приносим свою глубокую благодарность.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вероятности β -переходов в деформированных ядрах с нечетным $A = 150 \div 190$

a. Разрешенные незадержанные β -переходы (ai)

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_0$	E_f	$\lg ft_0 R \eta$
$7/2^- [523] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$					
$^{161}\text{Tb} \leftarrow ^{161}\text{Gd}$ $^{157}\text{Ho} \rightarrow ^{157}\text{Dy}$	I I	0,29	4,9	418	4,4
	I I	0,54	4,8	341	4,4

Продолжение

β-Переход	Дополнительная классификация	R	lg ft _β	E _f	lg ft _β Rη
¹⁵⁹ Ho → ¹⁵⁹ Dy	I I	0,47	4,6	310	4,1
¹⁶¹ Ho → ¹⁶¹ Dy	I I	0,42	4,8	26	4,3
¹⁶³ Ho ← ¹⁶³ Er	I I	0,40	4,8	0	4,4
¹⁶⁵ Ho ← ¹⁶⁵ Er	I I	0,41	4,6	0	4,2
¹⁶⁷ Ho → ¹⁶⁷ Er	I I	0,46	4,4	668	3,9
¹⁶⁹ Ho → ¹⁶⁹ Er	I I	0,50	4,9	853	4,5
¹⁶⁵ Tm ← ¹⁶⁵ Yb	I I	0,55	4,8	161	4,5
¹⁶⁷ Tm ← ¹⁶⁷ Yb	I I	0,55	4,5	293	4,2
¹⁶⁷ Lu ← ¹⁶⁷ Hf	I I	0,60	4,7	315	4,5
¹⁶⁹ Lu ← ¹⁶⁹ Hf	I I	0,60	4,4	493	4,2
9/2 ⁻ [514] ⇌ 7/2 ⁻ [514]					
¹⁷³ Tm ← ¹⁷³ Er	I I	0,65	4,7	1213	4,5
¹⁷⁵ Lu ← ¹⁷⁵ Yb	I I	0,59	4,8	396	4,6
¹⁷⁹ Ta ← ¹⁷⁹ W	I I	0,39	4,6	31	4,2
¹⁸¹ Re ← ¹⁸¹ Os	I I	0,48	4,4	262,9	4,1

б. Разрешенные задержанные β-переходы (ΔN = 0)

5/2 ⁻ [532] ⇌ 3/2 ⁻ [521]					
¹⁵³ Pm → ¹⁵³ Sm	I II	0,22	5,4	37	4,6
¹⁵⁵ Eu ← ¹⁵⁵ Sm	II I	0,26	5,6	105	5,0
¹⁵⁷ Eu ← ¹⁵⁷ Sm	II I	0,21	6,0	198	5,3
¹⁵⁷ Tb ← ¹⁵⁷ Dy	I I	0,46	5,5	326	5,2
¹⁵⁹ Tb ← ¹⁵⁹ Gd	II I	0,12	6,3	363	5,4
¹⁵⁹ Tb ← ¹⁵⁹ Dy	I I	0,50	6,7	363	6,4
¹⁵⁹ Ho ← ¹⁵⁹ Er	I I	0,50	≥ 5,6	624	≥ 5,3
¹⁶¹ Ho ← ¹⁶¹ Er	I I	0,54	5,4	827	5,1
5/2 ⁻ [532] ⇌ 3/2 ⁻ [532]					
¹⁵³ Pm → ¹⁵³ Sm	I I	0,42	5,6	127	5,0
3/2 ⁺ [411] ⇌ 1/2 ⁺ [400]					
¹⁵⁵ Tb → ¹⁵⁵ Gd	I II	0,10	7,4	368	6,1
3/2 ⁺ [411] ⇌ 3/2 ⁺ [402]					
¹⁵⁵ Tb → ¹⁵⁵ Gd	I II	0,13	7,6	287	6,7

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_0$	E_f	$\lg ft_0 R \eta$
$7/2^- [523] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$					
$^{157}\text{Ho} \rightarrow ^{157}\text{Dy}$	I I	0,63	5,2	897	4,9
$^{159}\text{Ho} \rightarrow ^{159}\text{Dy}$	I I	0,60	4,9	1016	4,6
$^{167}\text{Ho} \rightarrow ^{167}\text{Er}$	I II	0,45	5,8	347	4,9
$^{169}\text{Ho} \rightarrow ^{169}\text{Er}$	I II	0,24	6,0	92	5,3
$^{171}\text{Tm} \leftarrow ^{171}\text{Er}$	II I	0,21	6,3	425	5,6
$1/2^- [541] \rightleftharpoons 3/2^- [521]$					
$^{161}\text{Ho} \leftarrow ^{161}\text{Er}$	II I	0,05	7,3	424	5,9
$5/2^- [532] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$					
$^{163}\text{Ho} \leftarrow ^{163}\text{Er}$	I I	0,67	5,9	1527	5,7
$^{167}\text{Tm} \leftarrow ^{167}\text{Yb}$	I I	0,64	6,1	1114	5,9
$7/2^- [523] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$					
$^{157}\text{Ho} \rightarrow ^{157}\text{Dy}$	I I	0,64	5,4	1211	5,2
$^{173}\text{Tm} \leftarrow ^{173}\text{Er}$	II I	0,26	5,7	318	5,1
$1/2^- [541] \rightleftharpoons 1/2^- [521]$					
$^{173}\text{Lu} \leftarrow ^{173}\text{Hf}$	II I	0,17	$> 7,3$	128	$> 6,5$
$^{179}\text{Ta} \leftarrow ^{179m}\text{W}$	II I	0,07	6,4	750	5,2
$3/2^- [532] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$					
$^{177}\text{Ta} \leftarrow ^{177}\text{W}$	II I	0,08 *	7,4	690	6,1
$1/2^- [530] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$					
$^{181}\text{Re} \leftarrow ^{181m}\text{Os}$	II I	0,02	7,1	1180	5,4
$1/2^- [541] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$					
$^{183}\text{Re} \leftarrow ^{183m}\text{Os}$	II I	0,04	$\geq 8,6$	665	$\geq 7,2$
$^{181}\text{Re} \leftarrow ^{181m}\text{Os}$	II I	0,03	$\geq 6,8$	432	$\geq 5,3$

Продолжение

β-Переход	Дополнительная классификация	R	lg ft _β	E _f	lg ft _β Rη
3/2 ⁻ [532] ⇌ 1/2 ⁻ [510]					
¹⁸³ Re ← ^{183m} Os	II I	0,02	8,4	1108	6,4
¹⁸¹ Re ← ^{181m} Os	II I	0,02	≥ 7,5	867	≥ 5,8
1/2 ⁻ [541] ⇌ 3/2 ⁻ [512]					
¹⁸⁹ Ir ← ¹⁸⁹ Pt	II I	0,18	9,2	540	8,2

в. Разрешенные задержанные β-переходы (ah ΔN = 2)

3/2 ⁺ [411] ⇌ 3/2 ⁺ [651]					
¹⁵¹ Pm ← ¹⁵¹ Nd	I I	0,47	6,9	256	6,6
¹⁵³ Eu ← ¹⁵³ Sm	I I	0,40	6,7	103	6,3
¹⁵³ Eu ← ¹⁵³ Gd	II I	0,40	6,5	103	6,1
¹⁶¹ Tb → ¹⁶¹ Dy	I I	0,62	6,0	551	5,8
5/2 ⁺ [413] ⇌ 5/2 ⁺ [642]					
¹⁵⁷ Eu → ¹⁵⁷ Gd	I II	0,32	7,3	64	6,8
¹⁵⁹ Eu → ¹⁵⁹ Gd	I II	0,42	~ 7,0	68	~ 6,6
3/2 ⁺ [422] ⇌ 3/2 ⁺ [651]					
¹⁵³ Eu ← ¹⁵³ Sm	II I	0,04	7,5	637	6,1
5/2 ⁺ [413] ⇌ 3/2 ⁺ [651]					
¹⁵³ Eu ← ¹⁵³ Sm	I I	0,32	7,3	0	6,8
¹⁵³ Eu ← ¹⁵³ Gd	I I	0,32	7,8	0	7,3
¹⁵⁷ Eu → ¹⁵⁷ Gd	I I	0,51	7,0	477	6,5
3/2 ⁺ [411] ⇌ 5/2 ⁺ [642]					
¹⁶¹ Tb → ¹⁶¹ Dy	I I	0,49	7,7	0	7,4
5/2 ⁺ [413] ⇌ 7/2 ⁺ [633]					
¹⁵⁹ Eu → ¹⁵⁹ Gd	I II	0,13 *	7,0	733	6,1

Продолжение

β-Переход	Дополнительная классификация		R	lg ft _β	E _f	lg ft _β Rη
¹⁶⁵ Ho ← ¹⁶⁵ Dy	II	I	0,12	5,7	995	4,8
7/2+ [402] ⇌ 7/2+ [633]						
¹⁶⁵ Ho ← ¹⁶⁵ Dy	I	I	0,61	7,8	715	7,6
¹⁶⁹ Tm ← ¹⁶⁹ Yb	II	I	0,16	8,6	316	7,8
¹⁷³ Ta → ¹⁷³ Hf	I	II	0,24	> 8,3	198	> 7,7
¹⁷⁵ Ta → ¹⁷⁵ Hf	I	II	0,12	6,7	207	5,8
¹⁷⁷ Ta → ¹⁷⁷ Hf	I	II	0,08	8,4	746	7,0
1/2+ [411] ⇌ 1/2+ [651]						
¹⁷⁵ Tm → ¹⁷⁵ Yb	I	II	0,03	6,3	1469	4,8
7/2+ [404] ⇌ 5/2+ [642]						
¹⁶⁷ Lu → ¹⁶⁷ Yb	I	II	0,49	> 6,3	30	> 5,5
¹⁶⁹ Lu → ¹⁶⁹ Yb	I	II	0,11	9,2	591	8,0
7/2+ [404] ⇌ 9/2+ [624]						
¹⁷¹ Lu → ¹⁷¹ Yb	I	I	0,63	8,0	935	7,8
¹⁷⁷ Lu → ¹⁷⁷ Hf	I	II	0,22	6,3	321	5,6
¹⁷⁷ Lu ← ¹⁷⁷ Yb	I	I	0,39	6,5	0	6,0
¹⁷⁹ Lu → ¹⁷⁹ Hf	I	I	0,37	7,0	0	6,6
¹⁷⁷ Ta → ¹⁷⁷ Hf	I	I	0,41	8,4	321	8,0
¹⁷⁹ Ta → ¹⁷⁹ Hf	I	I	0,30	6,0	0	5,5
¹⁸¹ Ta ← ¹⁸¹ W	I	I	0,49	6,7	0	6,3
¹⁸³ Re ← ¹⁸³ Os	I	I	0,59	7,5	851	7,2
5/2+ [402] ⇌ 7/2+ [633]						
¹⁷⁹ Re → ¹⁷⁹ W	I	II	0,05	6,3	477	4,9
3/2- [541] ⇌ 3/2+ [651]						
¹⁵¹ Pm ← ¹⁵¹ Nd	II	I	0,16	7,0	540	6,2

г. β-Переходы первого запрещения, незадержанные (1u)

Продолжение

β-Переход	Дополнительная классификация		R	lg ft _β	E _f	lg ft _β Rη
3/2 ⁺ [411] ⇌ 3/2 ⁻ [521]						
155Eu ← 155Sm	I	I	0,39	6,7	246	6,3
157Eu ← 157Sm	I	I	0,32	6,2	394	5,8
157Tb ← 157Dy	I	I	0,37	8,0	0	7,6
157Tb → 157Gd	I	I	0,28	8,0	0	7,4
155Tb → 155Gd	I	I	0,29	7,1	0	6,6
159Tb ← 159Dy	I	I	0,40	7,2	0	6,8
159Tb ← 159Gd	I	I	0,24	6,6	0	6,0
161Tb → 161Dy	I	I	0,51	6,8	75	6,5
163Tb → 163Dy	I	I	0,57	6,3	422	6,1
161Ho ← 161Er	I	I	0,49	7,1	299	6,8
5/2 ⁺ [413] ⇌ 5/2 ⁻ [512]						
159Eu → 159Gd	I	II	0,07	7,0	733	5,8
5/2 ⁺ [413] ⇌ 3/2 ⁻ [512]						
159Eu → 159Gd	I	II	0,02	6,8	1520	4,9
1/2 ⁺ [411] ⇌ 3/2 ⁻ [521]						
159Ho ← 159Er	II	I	0,17 *	≥ 6,0	206	≥ 5,0
161Ho ← 161Er	II	I	0,17	~ 6,7	211	~ 5,7
163Tm → 163Er	I	II	0,27	6,4	104	5,7
165Tm → 165Er	I	II	0,27	6,9	243	6,1
1/2 ⁺ [411] ⇌ 1/2 ⁻ [521]						
165Ho ← 165mDy	I	I	0,61	6,5	429	6,3
163Tm → 163Er	I	I	0,55	6,8	346	6,5
165Tm → 165Er	I	I	0,58	6,7	297	6,5
167Tm → 167Er	I	I	0,50	~ 6,1	208	~ 5,8
169Tm ← 169Er	I	I	0,37	6,4	0	6,0
171Tm → 171Yb	I	I	0,35	6,2	0	5,7
173Tm → 173Yb	I	I	0,45	6,4	399	6,1
175Tm → 175Yb	I	I	0,48	6,2	920	5,9
173Lu ← 173Hf	I	I	0,48	6,7	425	6,4
179Ta → 179mW	I	I	0,79	~ 6,8	520	~ 6,7
3/2 ⁺ [411] ⇌ 1/2 ⁻ [521]						
155Tb → 155Gd	I	I	0,48	8,7	560	8,1

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация		R	$\lg ft_3$	E_f	$\lg ft_3 R\eta$
$^{164}\text{Tb} \rightarrow ^{164}\text{Dy}$ $^{165}\text{Ho} \leftarrow ^{165m}\text{Dy}$ $^{173}\text{Lu} \leftarrow ^{173}\text{Hf}$	I	II	0,12	8,5	368	7,2
	II	I	0,22	> 6,1	362	> 5,4
	I	I	0,62	8,0	975	7,8
$5/2^- [532] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$						
$^{165}\text{Ho} \leftarrow ^{165}\text{Dy}$	II	I	0,09	7,0	1056	5,8
$7/2^- [523] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$						
$^{165}\text{Ho} \leftarrow ^{165}\text{Dy}$	I	I	0,44	6,2	0	5,8
$^{167}\text{Ho} \rightarrow ^{167}\text{Er}$	I	I	0,30	6,5	0	6,0
$^{169}\text{Tm} \leftarrow ^{169}\text{Yb}$	I	I	0,41	7,2	379	6,8
$^{171}\text{Lu} \leftarrow ^{171}\text{Hf}$	I	I	0,45	7,2	662	6,8
$1/2^+ [411] \rightleftharpoons 3/2^- [512]$						
$^{175}\text{Tm} \rightarrow ^{175}\text{Yb}$ $^{187}\text{Re} \leftarrow ^{187}\text{W}$	I	II	0,04	7,0	811	5,6
	II	I	0,10	7,6	625	6,3
$5/2^+ [413] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$						
$^{157}\text{Eu} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$	I	II	0,21	7,2	437	6,5
$^{159}\text{Eu} \rightarrow ^{159}\text{Gd}$	I	II	0,30 *	6,7	146	6,2
$^{163}\text{Ho} \leftarrow ^{163}\text{Er}$	I	I	0,62	7,0	876	6,8
$^{167}\text{Tm} \leftarrow ^{167}\text{Yb}$	I	I	0,66	6,2	1581	6,0
$1/2^+ [411] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$						
$^{181}\text{Re} \leftarrow ^{181m}\text{Os}$	I	I	0,09	6,6	827	5,6
$^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$	I	II	0,68	7,1	921	6,9
$^{175}\text{Tm} \rightarrow ^{175}\text{Yb}$	I	II	0,06	~ 6,4	515	~ 5,2
$^{181}\text{Ta} \leftarrow ^{181}\text{Hf}$	II	I	0,19	7,2	615	6,5
$^{183}\text{Re} \leftarrow ^{183m}\text{Os}$	I	I	0,18	6,2	1102	5,5
$^{185}\text{Re} \leftarrow ^{185}\text{Os}$	I	I	0,44	7,3	880	6,9
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$						
$^{167}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Yb}$	I	I	0,64	6,9	411	6,7
$^{169}\text{Lu} \rightarrow ^{169}\text{Yb}$	I	I	0,64	7,2	960	7,0
$^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$	I	I	0,60	7,0	835	6,8
$^{175}\text{Lu} \leftarrow ^{175}\text{Yb}$	I	I	0,46	6,3	0	5,9

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_3$	E_f	$\lg ft_3 R \eta$
$^{177}\text{Lu} \rightarrow ^{177}\text{Hf}$	I I	0,31	6,6	0	6,4
$^{179}\text{Lu} \rightarrow ^{179}\text{Hf}$	I I	0,41	7,5	214	7,1
$^{175}\text{Ta} \rightarrow ^{175}\text{Hf}$	I I	0,44	6,4	348	6,0
$^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Hf}$	I I	0,35	6,7	0	6,2
$9/2^- [514] \rightleftharpoons 9/2^+ [624]$					
$^{177}\text{Lu} \leftarrow ^{177}\text{Yb}$	I I	0,50	6,8	150	6,5
$^{181}\text{Ta} \leftarrow ^{181}\text{W}$	I I	0,38	6,9	6	6,5
$^{183}\text{Re} \leftarrow ^{183}\text{Os}$	I I	0,54	6,5	496	6,2
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 9/2^- [505]$					
$^{175}\text{Ta} \rightarrow ^{165}\text{Hf}$	I I	0,53	6,4	1227	6,1
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 7/2^- [503]$					
$^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$	I I	0,67	8,3	1377	8,1
$^{175}\text{Ta} \rightarrow ^{175}\text{Hf}$	I I	0,50	6,2	1046	5,9
$^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Hf}$	I I	0,50	6,5	1058	6,2
$^{183}\text{Ta} \rightarrow ^{183}\text{W}$	I II	0,36 *	6,7	453	6,3
$^{185}\text{Ta} \rightarrow ^{185}\text{W}$	I II	0,47 *	6,3	244	6,0
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$					
$^{175}\text{Lu} \leftarrow ^{175}\text{Hf}$	II I	0,14	6,7	343	5,9
$^{177}\text{Ta} \leftarrow ^{177}\text{W}$	II I	0,36	> 6,9	71	> 6,5
$^{179}\text{Re} \rightarrow ^{179}\text{W}$	I II	0,14	6,8	430	5,9
$^{181}\text{Re} \rightarrow ^{181}\text{W}$	I II	0,07 *	6,7	366	5,6
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 3/2^- [512]$					
$^{183}\text{Ta} \leftarrow ^{183}\text{Hf}$	I I	0,38	6,8	459	6,4
$^{181}\text{Re} \rightarrow ^{181}\text{W}$	I I	0,43	7,0	726	6,5
$^{183}\text{Re} \rightarrow ^{183}\text{W}$	I I	0,42	7,3	209	6,7
$^{185}\text{Re} \leftarrow ^{185}\text{W}$	I I	0,23	7,5	0	6,9
$^{187}\text{Re} \leftarrow ^{187}\text{W}$	I I	0,23	7,9	0	7,6
$^{189}\text{Re} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I I	0,37	7,2	0	6,6
$3/2^+ [411] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$					
$^{177}\text{Ta} \leftarrow ^{177}\text{W}$	I I	0,67	~ 7,7	865	~ 7,3

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_{\beta}$	E_{β}	$\lg ft_{\beta} R_{\eta}$
		$3/2^+ [411] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$			
$^{183}\text{Re} \leftarrow ^{183m}\text{Os}$	I I	0,19	7,5	1354	6,8
		$1/2^+ [400] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$			
$^{185}\text{Re} \leftarrow ^{185}\text{Os}$	II I	0,03 *	7,2	646	5,7
		$3/2^+ [402] \rightleftharpoons 3/2^- [512]$			
$^{185}\text{Ir} \rightarrow ^{185}\text{Os}$	I I	0,74	$\sim 7,8$	128	$\sim 7,6$
$^{189}\text{Ir} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I I	0,56	7,5	0	7,2
$^{189}\text{Ir} \leftarrow ^{189}\text{Pt}$	I I	0,11	6,9	0	5,9
		$3/2^+ [402] \rightleftharpoons 5/2^- [503]$			
$^{187}\text{Ir} \rightarrow ^{187}\text{Os}$	I I	0,80	6,7	711	6,6
		$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 7/2^- [503]$			
$^{181}\text{Re} \rightarrow ^{181}\text{W}$	I I	0,42	7,5	662	7,1
$^{183}\text{Re} \rightarrow ^{183}\text{W}$	I I	0,33	7,3	453	6,8
$^{189}\text{Re} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I I	0,68 *	7,5	217	7,3

д. β -Переходы первого запрещения, задержанные (1h)

		$5/2^- [532] \rightleftharpoons 3/2^+ [651]$			
$^{151}\text{Pm} \leftarrow ^{151}\text{Nd}$	I I	0,40	$> 7,3$	117	$> 6,9$
$^{153}\text{Eu} \leftarrow ^{153}\text{Sm}$	II I	0,27	8,6	98	8,0
$^{153}\text{Eu} \leftarrow ^{153}\text{Gd}$	I I	0,26	6,6	98	6,0
		$5/2^+ [413] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$			
$^{159}\text{Eu} \rightarrow ^{159}\text{Gd}$	I II	0,05	7,0	1163	5,7
		$3/2^+ [411] \rightleftharpoons 3/2^- [532]$			
$^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	I II	0,10	8,3	287	7,3

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация		R	$\lg ft_{\beta}$	E_{β}	$\lg ft_{\beta} R_{\beta}$
$3/2^+ [413] \rightleftharpoons 3/2^- [521]$						
$^{155}\text{Eu} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	I	I	0,27	8,8	0	8,2
$^{157}\text{Eu} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$	I	I	0,37	8,3	0	7,7
$^{159}\text{Tb} \leftarrow ^{159}\text{Gd}$	II	I	0,16	8,3	348	7,5
$^{159}\text{Ho} \leftarrow ^{159}\text{Er}$	I	I	0,49	$\geq 5,8$	650	$\geq 5,5$
$^{161}\text{Ho} \leftarrow ^{161}\text{Er}$	I	I	0,52	7,9	760	7,6
$7/2^- [523] \rightleftharpoons 5/2^+ [642]$						
$^{161}\text{Ho} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$	I	I	0,28	$< 6,7$	0	$< 6,0$
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$						
$^{161}\text{Tm} \rightarrow ^{161}\text{Er}$	I	I	0,51	$> 6,6$	172	6,2
$^{167}\text{Lu} \leftarrow ^{167}\text{Hf}$	I	I	0,36	$> 5,2$	0	$> 4,8$
$^{169}\text{Lu} \leftarrow ^{169}\text{Hf}$	I	I	0,36	$> 5,5$	0	$> 5,1$
$^{169}\text{Lu} \rightarrow ^{169}\text{Yb}$	I	II	0,19	8,5	570	7,6
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$						
$^{161}\text{Tm} \rightarrow ^{161}\text{Er}$	I	I	0,65	6,9	843	6,5
$^{171}\text{Tm} \leftarrow ^{171}\text{Er}$	I	I	0,48	9,2	636	8,9
$^{167}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Yb}$	I	I	0,62	7,1	213	6,7
$^{169}\text{Lu} \rightarrow ^{169}\text{Yb}$	I	I	0,57	8,1	191	7,7
$^{173}\text{Ta} \rightarrow ^{173}\text{Hf}$	I	I	0,39	7,0	107	6,4
$^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Hf}$	I	II	0,16	9,7	508	8,7
$^{177}\text{Ta} \leftarrow ^{177}\text{W}$	I	I	0,48	$\sim 6,8$	0	$\sim 6,5$
$3/2^+ [411] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$						
$^{165}\text{Tm} \leftarrow ^{165}\text{Yb}$	I	I	0,34	7,0	491	6,6
$^{167}\text{Tm} \leftarrow ^{167}\text{Yb}$	I	I	0,65	7,8	471	7,4
$1/2^+ [411] \rightleftharpoons 1/2^- [530]$						
$^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$	I	II	0,02 *	8,2	991	6,5
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 5/2^- [523]$						
$^{159}\text{Tm} \rightarrow ^{159}\text{Er}$	I	I	0,51	5,7	221	5,4
$^{165}\text{Tm} \leftarrow ^{165}\text{Yb}$	II	I	0,07	$> 7,1$	316	$> 5,9$

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_{\beta}$	E_f	$\lg ft_{\beta} R_{\eta}$
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 7/2^- [514]$					
$^{159}\text{Tm} \rightarrow ^{159}\text{Er}$	I I	0,59	6,0	566	5,8
$^{181}\text{Re} \rightarrow ^{181}\text{W}$	I II	0,19 *	7,5	409	6,7
$9/2^- [514] \rightleftharpoons 7/2^+ [633]$					
$^{171}\text{Lu} \leftarrow ^{171}\text{Hf}$	II I	0,44	7,2	470	6,5
$3/2^+ [402] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$					
$^{181}\text{Re} \leftarrow ^{181m}\text{Os}$	II I	0,02	7,1	788	5,4
$^{183}\text{Re} \leftarrow ^{183m}\text{Os}$	II I	0,03	7,6	1035	6,1
$^{185}\text{Ir} \rightarrow ^{185}\text{Os}$	I I	0,70	$\sim 6,5$	0	$\sim 6,0$
$^{189}\text{Ir} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I II	0,40	$> 9,0$	36	$> 8,3$
$1/2^+ [400] \rightleftharpoons 3/2^- [512]$					
$^{187}\text{Re} \leftarrow ^{187}\text{W}$	I I	0,65	> 10	512	$> 9,5$
$^{187}\text{Ir} \leftarrow ^{187}\text{Pt}$	II I	0,04 *	7,9	94	6,2

*e. β -Переходы первого запрещения (уникальные) задержанные ($l * h$)*

$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 3/2^- [532]$					
$^{161}\text{Tm} \rightarrow ^{161}\text{Er}$	I II	0,10	7,3	729	6,0
$1/2^+ [411] \rightleftharpoons 5/2^- [512]$					
$^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$	I I	0,63	8,7	478	8,0
$^{167}\text{Tm} \rightarrow ^{167}\text{Er}$	I I	0,60	9,4	347	9,1
$^{171}\text{Tm} \leftarrow ^{171}\text{Er}$	I I	0,38	8,6	0	7,7
$^{173}\text{Tm} \rightarrow ^{173}\text{Yb}$	I I	0,36	8,5	0	8,1
$^{177}\text{Ta} \leftarrow ^{177}\text{W}$	I I	0,60	$> 6,4$	488	$> 5,7$
$7/2^+ [404] \rightleftharpoons 3/2^- [521]$					
$^{167}\text{Lu} \rightarrow ^{167}\text{Yb}$	I II	0,16	$< 7,5$	180	$< 6,4$

Продолжение

β -Переход	Дополнительная классификация	R	$\lg ft_{\beta}$	E_{β}	$\lg ft_{\beta} R\eta$
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 1/2^- [521]$					
$^{173}\text{Lu} \leftarrow ^{173}\text{Hf}$	II I	0,16	8,6	357	7,8
$^{179}\text{Ta} \leftarrow ^{179m}\text{W}$	II I	0,48	7,4	239	7,1
$^{179}\text{Re} \rightarrow ^{179}\text{W}$	I II	0,07	$> 5,9$	222	$> 4,3$
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 1/2^- [510]$					
$^{181}\text{Ta} \leftarrow ^{181}\text{Hf}$	I I	0,39	8,3	482	7,9
$^{179}\text{Re} \rightarrow ^{179}\text{W}$	I I	0,42	7,2	705	6,4
$^{189}\text{Re} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I I	0,50	8,4	36	7,6
$5/2^+ [402] \rightleftharpoons 9/2^- [505]$					
$^{189}\text{Re} \rightarrow ^{189}\text{Os}$	I II	0,25	7,8	31	7,2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арльт Р. и др. ЭЧАЯ, 1974, т. 5, вып. 4, с. 843.
- Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
- Громов К. Я., Джеленов Б. С. «Атомная энергия», 1969, т. 26, с. 362.
- Молнар Ф. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 4, с. 1077.
- Beuger G. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 96, p. 437.
- Лятушински А. и др. Сообщение ОИЯИ 6-7469, 1973.
- Афанасьев В. П. и др. Сообщение ОИЯИ 13-4763, 1969.
- Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. Структура четных деформированных ядер. М., «Наука», 1974.
- Bunker M. E., Reich C. W. Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43, p. 348.
- Nuclear Data Sheets, 1970—1974.
- Адам И. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 813; Nucl. Phys. A, 1967, v. 99, p. 585.
- Гонусек М. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., «Наука», 1975, с. 110.
- Зубер К. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8451, 1975.
- Головков Н. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 1618.
- Вылов Ц. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, т. 36, с. 718.
- Григорьев Е. П. и др. Препринт ОИЯИ Р-1479, Дубна, 1963, с. 26.
- Будзыньски М. Препринт ОИЯИ Р6-7849, Дубна, 1974.
- Басина А. С. и др. Препринт ОИЯИ Р-1479, Дубна, 1963, с. 35.
- Зубер К. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8517, Дубна, 1975.
- Galan P. e.a. Czech. J. Phys. B, 1969, v. 19, p. 1153.
- Александров А. А. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-8154, Дубна, 1974; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, № 5.
- Громов К. Я. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8452, 1975.
- Зубер К. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 115.
- Желев Ж. Т. и др. Препринт ОИЯИ Р-2196, Дубна, 1965.

25. Александров А. А. и др. Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., «Наука», 1975, с. 114.
26. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-6441, Дубна, 1972.
27. Зубер К. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8518, Дубна, 1975.
28. Гилев В. И. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 119.
29. De Boer F. W. N. e.a. Report CERN 70-30, Geneva, 1970, p. 939; Neiman M., Ward O. Preprint UCRL-18667, 1968, p. 59.
30. Баланда А. и др. Препринт ОИЯИ Д6-5783, Дубна, 1971, с. 134.
31. Абдуразаков А. А. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 8, с. 633.
32. Александров А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8455, 1975, Дубна.
33. Абдуразаков А. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 749.
34. Александров А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8000, Дубна, 1974; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2487.
35. Александров А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8259, Дубна, 1974; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, № 1.
36. Schepers H. Report BMW-FB K 70-30, Bonn, 1970.
37. Гонусек М. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., «Наука», 1975, с. 121.
38. Громов К. Я. и др. Препринт ОИЯИ Р6-3945, Дубна, 1968.
39. Baznat M. I. e.a. Preprint JINR E6-8303, Dubna, 1974.
40. Абдуразаков А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-3945, Дубна, 1967; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 781.
41. Афанасьев В. П. и др. Препринт ОИЯИ Д6-7094, Дубна, 1974, с. 108; Абдуразаков А. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 764.
42. Байер Г. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8456, Дубна, 1975.
43. Abdurazakov A. A. e.a. Preprint JINR, E6-8008, 1974.
44. Бутцев В. С. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37, с. 948.
45. Артамонова К. П. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1974, с. 115.
46. Александров А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-7697, Р5-8005, Дубна, 1974; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2103.
47. Адам И. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, № 1.
48. Адам И. и др. Препринт ОИЯИ, Р-8457, Дубна, 1975.
49. Kaun K. H. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 194, p. 177.
50. Абдуразаков А. А. и др. «Ядерная физика», 1965, т. I, с. 951.
51. Бутцев В. С. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1973, с. 88.
52. Аликер Б. А. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 123.
53. Абдуразаков А. А. и др. Сообщение ОИЯИ, Р6-5132, Дубна, 1970.
54. Strusny H. e.a. Jahres bericht ZfK-Rosendorf, 1974, S. 37.
55. Ион-Михай Р. и др. Препринт ОИЯИ Р6-7007, Дубна, 1974; Andreitschew W. e.a. Nucl. Phys. A, 1974, v. 220, pp. 438—460.
56. Бабаджанов Р. и др. Доклад на совещании по ядерной спектроскопии Дубна, 1966.
57. De Boer F. W. H. e.a. Nucl. Phys., A, 1971, v. 169, p. 577.
58. Громов К. Я., Исламов Т., Штрусный Х. В кн.: Программа и тезисы XXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1972, с. 133.
59. Врзал Я. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1967, т. 31, с. 604.
60. Абдуразаков А. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука» 1975, с. 123.
61. Адам И. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1974, с. 123.
62. Адам И. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 126.

63. Tamura T. e.a. Phys. Rev., 1973, v. 8, p. 2425.
64. Адам И. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., «Наука», 1975, с. 125.
65. Вуцарова Т. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 126.
66. Абдуразаков А. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-4889, Дубна, 1970; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 38, с. 1153.
67. Strusny H., Gromov K. Ya., Islamov T. A. Jahres bericht ZfK. Rossendorf, DDR, 1974, с. 39.
68. Kurcewicz W. e.a. Nucl. Phys. A, 1968, v. 108, p. 434.
69. Marquier M. G., Chery R. J. Phys., 1972, v. 33, p. 301.
70. Zyliez J. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 42, p. 330.
71. Арльт Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1969, т. 33, с. 1218.
72. De Boer F. W. N., Goudsmit P. F. A., Meirr V. J. Z. Phys., 1973, Bd 260.
73. Zyliez J. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 88.
74. Абдуразаков А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-3343, Дубна, 1967.
75. Адам И. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1974, с. 124.
76. Арльт Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1969, т. 33, с. 1232.
77. Meier V. J. e.a. Nucl. Phys. A, 1973, v. 204, p. 636.
78. Абдуразаков А. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 698.
79. Funke L. e.a. Nucl. Phys. A, 1971, v. 175, p. 101.
80. Громов К. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1962, т. 26, с. 1022.
81. Джелепов Б. С. и др. «Докл. АН СССР», 1962, т. 146, с. 789.
82. Funke L. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 64, p. 497.
83. Арльт Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 713.
84. Будзынский М. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1974, с. 129.
85. Джелепов Б. С. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, т. 36, с. 56.
86. Бонч-Осмоловская Н. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37.
87. De Boer F. e.a. Proc. Conf. on properties on Nuclei far from region of beta-stability. Leyson, 1970.
88. Джелепов Б. С., Шестопалова С. А. Изобарные ядра с массовым числом $A = 170$. Л., «Наука», 1973.
89. Балалаев В. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 18.
90. Бонч-Осмоловская Н. А. и др. Препринт ОИЯИ Р6-7997, Дубна, 1974; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 1871.
91. Артамонова К. П. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 133.
92. Балалаев В. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 681.
93. Арльт Р. и др. В кн.: Программа и тезисы XIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ч. I. Л., «Наука», 1969.
94. Dzhelerov V. S. e.a. Nucl. Phys., 1964, v. 56, p. 283.
95. Врзал Я. и др. Препринт ОИЯИ Р-2651, Дубна, 1966.
96. Sen D., Zganiar E. F. Nucl. Phys. A, 1970, v. 148, p. 634.
- 97-98. Балалаев В. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, т. 36, с. 71.
99. Балалаев В. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 25.
100. Бонч-Осмоловская Н. А. и др. В кн.: Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975, с. 136.
101. Бочев Б. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-5704, Дубна, 1971.
102. Demeter I. e.a. Phys. Lett., 1965, v. 19, p. 47.
103. Наджаков Е. и др. «Докл. Болгар. АН», 20, 1967, т. 20, с. 533.
104. Гаджоков В. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 2255.
105. Арльт Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 702.
106. Брода Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 707.
107. Ахмаджанов А. И. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, т. 36, с. 2066.
108. Арльт Р. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1973, т. 37, с. 929.

109. Ахмаджанов А. И. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 725.
110. Ахмаджанов А. И. и др. «Изв. АН СССР сер. физ.», 1970, т. 34, с. 777.
111. Галан П. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 1627.
112. Galan P. e.a. Nucl. Phys. A, 1969, v. 136, p. 673.
113. Ахмаджанов А. И. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 740.
114. Бэдики Т. и др. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 481.
115. Зайцева Н. и др. В кн.: Программа и тезисы XX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1970, с. 156.
116. Артамонова К. П. и др. В кн.: Программа и тезисы XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1973, с. 108.
117. Гареев Ф. А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 357.
118. Базнат М. И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 941.
119. Винтер Г. и др. ЭЧАЯ, т. 4, с. 895.
120. Ekstrom C., Lannen I. L. Phys. Scripta, 1974, v. 7, p. 31.
121. Громов К. Я. и др. ЭЧАЯ, 1971, т. 1, с. 525.
122. Nilsson S. C. Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1955, Bd 29, N 16.
123. Гареев Ф. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, т. 32, с. 1690.
124. Sheline R. K. e.a. Phys. Rev. B, 1964, v. 136, p. 351.
125. Громов К. Я. Структура сложных ядер. М., Атомиздат, 1966, с. 299.
126. Ekstrom C. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure. Amsterdam. V. 1. 1974, p. 108.
127. Hjorth J. R. e.a. Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 503.
128. Leigh J. R. e.a. UCRL-20426, 1970, p. 18.
129. Hagemann K. A. e.a. Phys. Lett. [B], 1968, v. 28, p. 661.
130. Mottelson V., Nilsson S. C. Mat.-fys. Kgl. danske vid. selskab, 1969, Bd 1, S. 8.
131. Zilicz J. e.a. Arkiv. Fys., 1966, Bd 36, p. 643.
132. Vochnacki Z., Ogaza S. Nucl. Phys. A, 1967, v. 102, p. 529.
133. Джелелов Б. С. Структура сложных ядер. М., Атомиздат, 1966, с. 189.
134. Михайлов В. М. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1966, т. 30, с. 1224.
135. Корнейчук А. А. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 760.
136. Абдулвагабова С. К., Пятов Н. И. Препринт ОИЯИ Р4-5576, 1971.
137. Gallagher C. J., Soloviev V. G. Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1962, Bd 2, N 2.
138. Löbner K. E. G. Phys. Lett., B, 1968, v. 26, p. 369.
139. Берлович Э. Е. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1974, с. 144.
140. May F.-R. e.a. Препринт ОИЯИ Д6-7094, 1973, с. 45.
141. Viola V. E., Swant F. A., Graber J. Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1974, v. 13, N 1, p. 35.
142. Cameron A. C. W. CRP-690, Chalk River, 1957.
143. Hillman M. BNL-846 (T-333), 1964.
144. Hyes W. D., Swiatecki W. J. UCRL-11980, 1965.
145. Seager P. A. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, CERN 70-30. V. 1. Geneva, 1970, p. 271.
146. Wing J., Veoley J. D. ANL-6886 (1964).
147. Garvey G. T. e.a. Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, N 4.
148. Zeldes N., Grill A., Simievic A. Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1967, Bd 3.
149. Wapstra A. H., Gove N. B. Nuclear Data Tables, v, 1971, N 4—5.
150. Segre E. Nuclei and Particles. Edt. W. A. Bengiamon, Inc. New York, 1964, p. 216.
151. Proceedings Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability. Preprint CERN 70-30, 1970, v. 12.
152. Hansen P. G. Contribution on the Intern. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy. Amsterdam, 3-9 sept., 1974.