

С 341.18 + С 341.26

P-176

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

6 - 5951

В.И. Разов

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
НЕКОТОРЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
A = 141 - 155 МЕТОДОМ ЗАДЕРЖАННЫХ
СОВПАДЕНИЙ И УГЛОВЫХ ГАММА-ГАММА
КОРРЕЛЯЦИЙ НАПРАВЛЕНИЙ**

**Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна, 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук В.А. Морозов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Э.Е. Берлович

кандидат физико-математических наук Р.В. Джолос

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь совета

Ю.А. Батусов

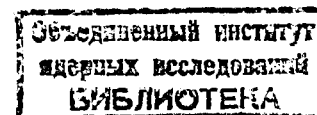
6 - 5951

В.И. Разов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
НЕКОТОРЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
 $A = 141 - 155$ МЕТОДОМ ЗАДЕРЖАННЫХ
СОВПАДЕНИЙ И УГЛОВЫХ ГАММА-ГАММА
КОРРЕЛЯЦИЙ НАПРАВЛЕНИЙ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Исследование вероятностей электромагнитных переходов при радиоактивном распаде ядер дает ценную информацию о свойствах и структуре возбужденных и основных состояний атомных ядер. Такие сведения способствуют выявлению достоинств и недостатков существующих ядерных моделей и являются критерием применимости тех или иных модельных представлений.

Вероятности электромагнитных переходов определяются различными прямыми и косвенными методами. Одним из таких методов является метод задержанных совпадений, который позволяет измерять время жизни возбужденных состояний ядер во временном диапазоне от 10^{-3} до 10^{-11} сек. для широкого интервала энергий исследуемых электромагнитных переходов.

Настоящая диссертация является частью исследований, проводимых в ОИЯИ в Дубне по изучению возбужденных состояний нейтрондефицитных сферических ядер, ядер переходной и сильнодеформированной областей. Эти ядра были получены как продукты реакции глубокого расщепления мишени тантала, мишени Dy (в виде комплекса NH_4 (Dy - ДТПА)), при облучении их протонами с энергией $E_p = 660$ Мэв на синхротриклотроне ОИЯИ, а также как продукты реакции ^{151}Eu ($\alpha, 2n$) ^{153}Tb , полученные при облучении альфа-частицами мишени Eu (обогащенной на 98% изотопом ^{151}Eu) на циклотроне Казахской академии наук в Алма-Ате.

Основное внимание в работе было уделено изучению периодов полураспада возбужденных состояний ядер ^{141}Pm , ^{149}Gd , ^{151}Gd , ^{153}Gd , ^{155}Gd , ^{155}Tb , определению спинов некоторых состояний в ядрах ^{141}Pm и ^{155}Gd и созданию аппаратуры для измерения времен

жизни ядерных уровней в наносекундном диапазоне при помощи $\text{NaJ}(\text{TI})$ и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов.

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

В первой главе дан краткий обзор методов измерений времен жизни.

Во второй главе описывается аппаратура, созданная нами для исследования методом задержанных гамма-гамма-совпадений возбужденных состояний ядер.

Для проведения измерений времен жизни возбужденных состояний короткоживущих изотопов ($T_{1/2} \approx 15$ мин) в наносекундном диапазоне был создан двухмерный временной анализатор с регистрирующей системой на базе ЭВМ "Минск-2" /8/ (рис.1). Для данного анализатора нами были разработаны, собраны и настроены блоки ядерной электроники: ограничители и формирователи временных сигналов, время-амплитудные конвертеры, блоки электронной задержки, медленная схема совпадений, линейные усилители.

Для проведения исследований временных и амплитудных характеристик фотоумножителей, а также для настройки схем быстрой логики временного анализатора был разработан и создан четырехканальный транзисторный генератор наносекундных импульсов.

Проведенные методические исследования показали, что:

1. Временное разрешение анализатора - $2\tau_0$ меняется в зависимости от энергии выделяемых излучений от $2\tau_0 = 4,5$ нсек, для $E_{\gamma_1} = 100$ кэв, $E_{\gamma_2} = 511$ кэв, до $2\tau_0 = 1,89$ нсек для $E_{\gamma_1} = 1170$ кэв, $E_{\gamma_2} = 1330$ кэв. Таким образом, можно измерять при помощи "медленных" сцинтилляторов $\text{NaJ}(\text{TI})$ периоды полураспада ядерных состояний до единиц наносекунд.

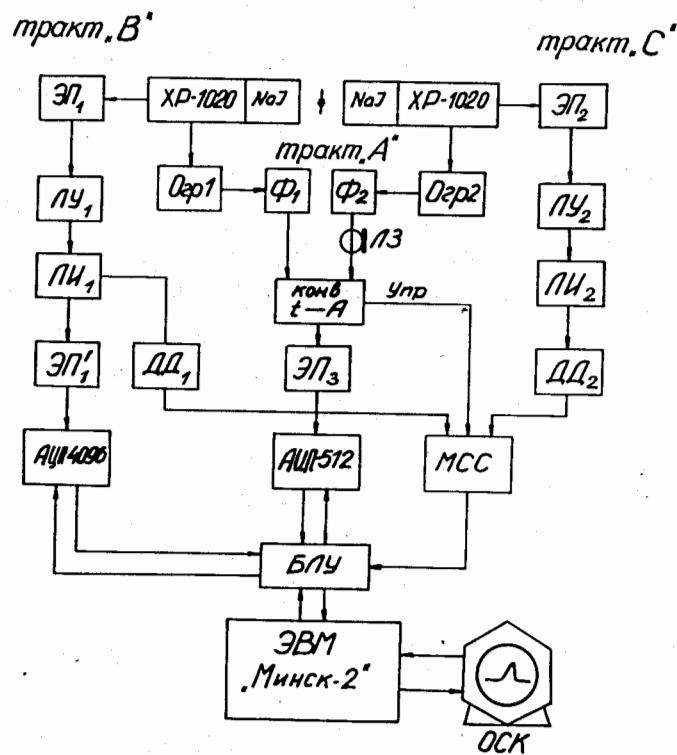


Рис. 1. Блок-схема двухмерного временного анализатора.

2. Данный временной анализатор универсален относительно применяемых детекторов ($Gc(Li), NaJ(Tl)$ стильбен, пластические сцинтилляторы). При этом получено временное разрешение

а) $Gc(Li)-NaJ(Tl) 2\tau_0 \leq 8,5$ нсек ($E_1^{\gamma} = E_2^{\gamma} = 511$ кэв)

б) стильбен - $NaJ(Tl) 2\tau_0 = 0,9$ нсек ($E_1^{\gamma} = 1170$ кэв;
 $E_2^{\gamma} = 1330$ кэв)

в) стильбен-стильбен $2\tau_0 = 0,6$ нсек ($E_1^{\gamma} = E_2^{\gamma} = 1170$ кэв),

3. При двухмерном временном анализе получается значительно больший объем информации по сравнению с количеством сведений, получаемых за то же время на одномерных временных анализаторах. Эффективность измерений значительно повышается, что особенно важно при исследовании состояний короткоживущих изотопов.

Исследование углового распределения каскадных гамма-квантов проводилось на автоматизированном спектрометре для изучения $\gamma-\gamma$, $e-\gamma$, $\beta-\gamma$ -угловых корреляций направлений (рис. 2). Для данного спектрометра был разработан и осуществлен блок разделения памяти многоканального анализатора, позволивший проводить измерения угловых корреляций каскадных гамма-квантов в короткоживущих ($T_{1/2} \geq 15$ мин) изотопах для двух, трех, четырех углов с двумя энергетическими окнами одновременно.

Часть задач решалась нами на установке для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер в нано- и субнаносекундном диапазоне методом задержанных электрон-гамма-совпадений. Временное разрешение установки в зависимости от энергии регистрируемых излучений меняется от 1,6 нсек для $E_e = 47$ кэв; $E_{\gamma} = 600+900$ кэв до 0,5 нсек для $E_e = 220$ кэв; $E_{\gamma} = 600+900$ кэв.

В третьей главе обсуждаются методы обработки результатов измерений времен жизни и угловых $\gamma-\gamma$ -корреляций.

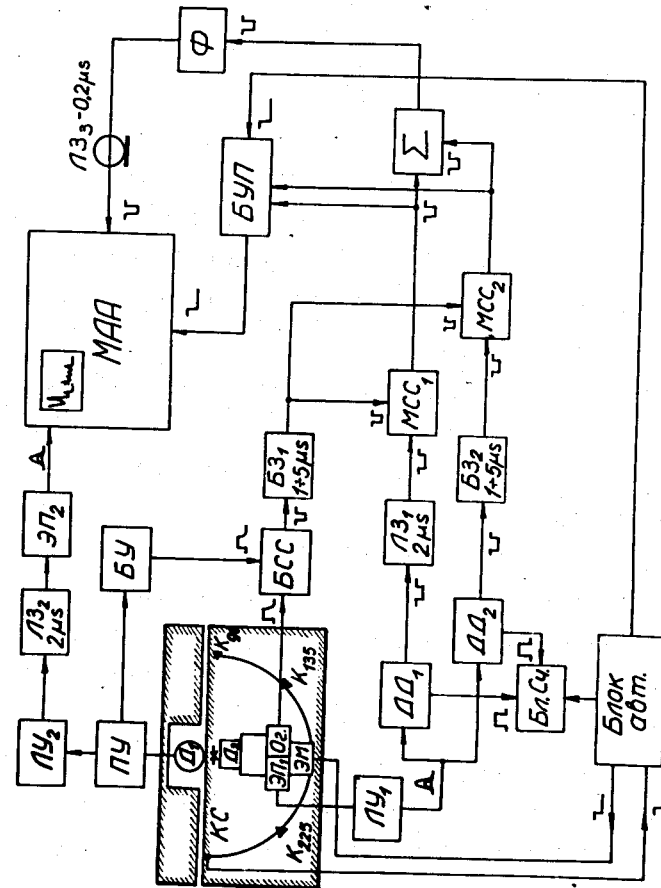


Рис. 2. Блок-схема автоматизированного спектрометра для изучения угловых гамма-гамма корреляций направлений.

Четвертая глава содержит результаты исследований времен жизни возбужденных состояний ядра ^{141}Pm и результаты по определении спинов некоторых состояний в ядре ^{141}Pm (табл. 1).

Значения периодов полураспада возбужденных состояний с энергией 196,5 кэВ, 628,7 кэВ и 974 кэВ в ядре ^{141}Pm определены впервые. Делается заключение о спинах состояний 0; 196,5; 628 кэВ. На основе анализа результатов и сравнения с вероятностями М1-переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr сделано заключение, что М1-переход с уровня 196,5 кэВ ^{141}Pm является \mathcal{E} -запрещенным переходом типа $(1g\ 7/2 \rightarrow 2d\ 5/2)$. Проводится расчет квадрата матричного элемента М1-перехода по схеме Арима ^{/1/}, учитывающей смесь конфигураций различных состояний.

Из поведения вероятностей М1-переходов и вероятностей примесей Е2-переходов в изотонах ($N=80$) ^{137}La , ^{139}Pr , ^{141}Pm подтверждается положение о том, что наблюдаемое увеличение $B(\text{M1})$ и $B(\text{E2})$ при удалении от магического $Z=50$ можно объяснить, если предположить, что \mathcal{E} -запрет действует сильнее, при приближении числа нуклонов к магическому.

Из результатов сравнения вероятностей М2 и Е3 ($11/2^- \rightarrow 7/2^+$) и ($11/2^- \rightarrow 5/2^+$) переходов, разряжающих уровень с энергией 628,7 кэВ в ядре ^{141}Pm , с вероятностями аналогичных переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr , делается заключение, что уровень 628,7 кэВ объясняется смесью одночастичного состояния с октупольными колебаниями остова.

В пятой главе обсуждаются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний в ядрах переходной области ^{149}Gd и ^{151}Gd . Периоды полураспада состояний с энергией 352 кэВ в ядре

^{149}Gd и 108; 395; 575; 839 кэВ в ^{151}Gd определены впервые в данной работе. Кроме того, уточняется значение периода полураспада состояния с энергией 164 кэВ в ядре ^{149}Gd .

Выводы о возможной фононной природе исследованных нами состояний в ядрах ^{149}Gd и ^{151}Gd делаются на основе анализа экспериментальных значений приведенных вероятностей М1 и Е2-переходов, при сравнении их с расчетами по модели спаривательного и квадрупольного взаимодействий Соренсена ^{/2/} и выводами модели "возбуждения" остова де Шалита ^{/3/} (табл. 2). Последовательное сравнение с теорией переходных ядер затруднено, с одной стороны, невозможность одночастичного приближения, с другой - необходимость учета сил спаривания. Плохое знание уровней самосогласованного поля в переходной области затрудняет учет влияния сверхтекучести.

В шестой главе анализируются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний деформированных ядер ^{153}Gd , ^{155}Gd и ^{155}Tb , приводятся значения спинов уровней с энергией 86, 105, 266, 327, 367, 427 кэВ в ядре ^{155}Gd , определенных методом угловых гамма-гамма-корреляций направлений (табл. 3-6). Значение периода полураспада состояния с энергией 155 кэВ в ядре ^{155}Tb определено впервые в данной работе.

По экспериментальным значениям парциальных периодов полураспада подсчитаны приведенные вероятности переходов типа М1 и Е2 внутри ротационной полосы, откуда по соотношениям обобщенной модели ^{/4/} получены значения внутренних квадрупольных моментов и параметров деформации (табл. 7) основных состояний ядер ^{153}Gd и ^{155}Tb .

Четвертая глава содержит результаты исследований времен жизни возбужденных состояний ядра ^{141}Pm и результаты по определению спинов некоторых состояний в ядре ^{141}Pm (табл. 1).

Значения периодов полураспада возбужденных состояний с энергией 196,5 кэв, 628,7 кэв и 974 кэв в ядре ^{141}Pm определены впервые. Делается заключение о спинах состояний 0; 196,5; 628 кэв. На основе анализа результатов и сравнения с вероятностями М1-переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr сделано заключение, что М1-переход с уровня 196,5 кэв ^{141}Pm является \mathcal{E} -запрещенным переходом типа $(1g\ 7/2 \rightarrow 2d\ 5/2)$. Проводится расчет квадрата матричного элемента М1-перехода по схеме Арима $^{1/1}$, учитывающей смесь конфигураций различных состояний.

Из поведения вероятностей М1-переходов и вероятностей примесей Е2-переходов в изотонах ($N=80$) ^{137}La , ^{139}Pr , ^{141}Pm подтверждается положение о том, что наблюдаемое увеличение $B(\text{M1})$ и $B(\text{E2})$ при удалении от магического $Z=50$ можно объяснить, если предположить, что \mathcal{E} -запрет действует сильнее, при приближении числа нуклонов к магическому.

Из результатов сравнения вероятностей М2 и Е3 ($11/2^- \rightarrow 7/2^+$) и ($11/2^- \rightarrow 5/2^+$) переходов, разряжающих уровень с энергией 628,7 кэв в ядре ^{141}Pm , с вероятностями аналогичных переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr , делается заключение, что уровень 628,7 кэв объясняется смесью одночастичного состояния с октупольными колебаниями остова.

В пятой главе обсуждаются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний в ядрах переходной области ^{149}Gd и ^{151}Gd . Периоды полураспада состояний с энергией 352 кэв в ядре

^{149}Gd и 108; 395; 575; 839 кэв в ^{151}Gd определены впервые в данной работе. Кроме того, уточняется значение периода полураспада состояния с энергией 164 кэв в ядре ^{149}Gd .

Выводы о возможной фононной природе исследованных нами состояний в ядрах ^{149}Gd и ^{151}Gd делаются на основе анализа экспериментальных значений приведенных вероятностей М1 и Е2-переходов, при сравнении их с расчетами по модели спаривательного и квадрупольного взаимодействий Соренсена $^{2/}$ и выводами модели "возбуждения" остова де Шалита $^{3/}$ (табл. 2). Последовательное сравнение с теорией переходных ядер затруднено, с одной стороны, невозможностью одночастичного приближения, с другой - необходимостью учета сил спаривания. Плохое знание уровней самосоглазованного поля в переходной области затрудняет учет влияния сверхтекучести.

В шестой главе анализируются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний деформированных ядер ^{153}Gd , ^{155}Gd и ^{155}Tb , приводятся значения спинов уровней с энергией 86, 105, 266, 327, 367, 427 кэв в ядре ^{155}Gd , определенных методом угловых гамма-гамма-корреляций направлений (табл. 3-6). Значение периода полураспада состояния с энергией 155 кэв в ядре ^{155}Tb определено впервые в данной работе.

По экспериментальным значениям парциальных периодов полураспада подсчитаны приведенные вероятности переходов типа М1 и Е2 внутри ротационной полосы, откуда по соотношениям обобщенной модели $^{4/}$ получены значения внутренних квадрупольных моментов и параметров деформации (табл. 7) основных состояний ядер ^{153}Gd и ^{155}Tb .

Сравнение экспериментальных значений вероятностей дипольных электромагнитных переходов в ядрах ^{153}Gd , ^{155}Gd и ^{155}Tb с одночастичными оценками, с расчетами по модели Нильссона без учета и с учетом сверхтекучей поправки позволяет заключить, что схема Нильссона дает для одночастичных переходов в деформированных ядрах лучшее согласие с экспериментом (табл. 5).

В случае одночастичных переходов с изменением спина на единицу ($\Delta K=1$) как большие ускорения E2-переходов, так и несколько меньшее ускорение M1-переходов (даже при сравнении с моделью Нильссона) могут быть объяснены вращательными примесями, возникающими вследствие взаимодействия Кориолиса /5/.

Основные результаты, изложенные в диссертации, представлены на XXI совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра (Москва, 1967 г.) и опубликованы в работах /7-15/.

Таблица I
Периоды полураспада уровней ^{141}Pm , частичные периоды полураспада и приведенные вероятности переходов в ядре ^{141}Pm

$T_{1/2}^{\text{эксп}}$	196,5	628,7	974,0
$T_{1/2}^{\text{теор}}$	$(2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}$	$(2,18 \pm 0,09) \cdot 10^{-7}$	$(5,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-8}$
$E_{\gamma}^{\text{эксп}}$	196,5	432,2	777,5
$I_{\gamma}^{\text{теор}} \rightarrow I_{\gamma}^{\text{эксп}}$	$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$11/2^- \rightarrow 7/2^+$	$(9/2, 11/2) \rightarrow 7/2^+$
G_L	M1	M2	E3
$T_{1/2}^{\text{теор}}(\sigma_1)$ сек	$2,92 \cdot 10^{-10}$	$2,55 \cdot 10^{-7}$	$3,72 \cdot 10^{-6}$
$B(6L)_{\text{экс}}$	$1,82 \cdot 10^{-2}(\text{м})^2$	-	-
$S(6L)^M$	118	19	0,215

Таблица 2

Значения $T_{1/2}$ эксп., $V(E2)$ эксп., $V(E2)$ эксл., $V(E2)$ теор. и факторов запрета для электромагнитных переходов в ядрах ^{149}Gd и ^{151}Gd .

Ядро	E_{γ} кэВ.	J^{π} кэВ.	эксп. сек. $T_{1/2}$	$V(E2)$ $e^2 \sigma^2$ эксл.	$V(E2)$ $e^2 \sigma^2$ эксп.	$V(E2)$ $e^2 \sigma^2$ теор.	$F(E2)$ M	$F(E2)$ теор.
^{149}Gd 85	164,5	164,5	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-9}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-4}$	$1,10 \cdot 10^{-2}$	$1,23 \cdot 10^{-2}$	0,15
	352	187,2	$(4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-10}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$2,03 \cdot 10^{-3}$	0,225	$3,85 \cdot 10^{-2}$	4,25
		352		$1,97 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	—	0,62	—
^{151}Gd 87	108,1	108,1	$(2,6 \pm 0,13) \cdot 10^{-9}$	0,269	$9,1 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	0,11
	395,2	287,2	$(2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$	$7,88 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-3}$	$2,03 \cdot 10^{-2}$	0,26	2,6
		395,2		$6,21 \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-2}$	—	2,05	—
	575,3	180,1	$(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-10}$	$4,03 \cdot 10^{-2}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	—	0,24	—
		467,0		$6,82 \cdot 10^{-4}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	—	21,2	—
	839,3	251,8	$(3,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-10}$	$3,52 \cdot 10^{-2}$	$2,07 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	0,58
731,7		$6,8 \cdot 10^{-5}$		$2,07 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-2}$	30,2	$3,85 \cdot 10^2$	

Таблица 3

Значения периодов полураспада уровней ^{153}Gd , $V(\sigma L)$ эксл., $F(\sigma L)$ M для переходов, разряжающих уровни с энергией 41,6; 109,7; 129,2 кэВ ядра ^{153}Gd .

E_{γ} кэВ	E_{γ} кэВ	$T_{1/2}$ эксп. сек.	$V(M1)$ ям $\cdot 2$ эксп.	$V(E2)$ $e^2 \sigma^2$ эксл.	$F(M1)$ M	$F(E2)$ M	$F(M1)$ M	$F(E2)$ теор.
41,6	41,6	$(4,11 \pm 0,24) \cdot 10^{-9}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	0,63	—	—	—	—
	109,7	68,2	$(\leq 9 \cdot 10^{-10})$	$\geq 3,1 \cdot 10^{-3}$	$\geq 1,8 \cdot 10^{-2}$	$\leq 2,3$	$\leq 0,3$	≤ 38
109,7		$\geq 1,1 \cdot 10^{-2}$		—	≤ 126	—	—	$\leq 7,1$
129,2	129,4	$(2,84 \pm 0,21) \cdot 10^{-9}$	—	0,73	—	$2,86 \cdot 10^{-5}$	—	—
	87,0		$2,88 \cdot 10^{-3}$	—	805	—	—	—
	129,2		$3,22 \cdot 10^{-4}$	—	—	715	—	—

Четвертая глава содержит результаты исследований времен жизни возбужденных состояний ядра ^{141}Pm и результаты по определению спинов некоторых состояний в ядре ^{141}Pm (табл. I).

Значения периодов полураспада возбужденных состояний с энергией 196,5 кэв, 628,7 кэв и 974 кэв в ядре ^{141}Pm определены впервые. Делается заключение о спинах состояний 0; 196,5; 628 кэв. На основе анализа результатов и сравнения с вероятностями MI-переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr сделано заключение, что MI-переход с уровня 196,5 кэв ^{141}Pm является \bar{E} -запрещенным переходом типа $(1g\ 7/2 \rightarrow 2d\ 5/2)$. Проводится расчет квадрата матричного элемента MI-перехода по схеме Арима ^{/1/}, учитывающей смесь конфигураций различных состояний.

Из поведения вероятностей MI-переходов и вероятностей примесей E2-переходов в изотонах ($N=80$) ^{137}La , ^{139}Pr , ^{141}Pm подтверждается положение о том, что наблюдаемое увеличение $B(\text{MI})$ и $B(\text{E2})$ при удалении от магического $Z=50$ можно объяснить, если предположить, что \bar{E} -запрет действует сильнее, при приближении числа нуклонов к магическому.

Из результатов сравнения вероятностей M2 и E3 ($11/2^- \rightarrow 7/2^+$) и ($11/2^- \rightarrow 5/2^+$) переходов, разряжающих уровень с энергией 628,7 кэв в ядре ^{141}Pm , с вероятностями аналогичных переходов в ядрах ^{137}La и ^{139}Pr , делается заключение, что уровень 628,7 кэв объясняется смесью одночастичного состояния с октупольными колебаниями остова.

В пятой главе обсуждаются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний в ядрах переходной области ^{149}Gd и ^{151}Gd . Периоды полураспада состояний с энергией 352 кэв в ядре

^{149}Gd и 108; 395; 575; 839 кэв в ^{151}Gd определены впервые в данной работе. Кроме того, уточняется значение периода полураспада состояния с энергией 164 кэв в ядре ^{149}Gd .

Выводы о возможной фононной природе исследованных нами состояний в ядрах ^{149}Gd и ^{151}Gd делаются на основе анализа экспериментальных значений приведенных вероятностей MI и E2-переходов, при сравнении их с расчетами по модели спаривательного и квадрупольного взаимодействий Соренсена ^{/2/} и выводами модели "возбуждения" остова де Шалита ^{/3/} (табл. 2). Последовательное сравнение с теорией переходных ядер затруднено, с одной стороны, невозможность одночастичного приближения, с другой - необходимость учета сил спаривания. Плохое знание уровней самосогласованного поля в переходной области затрудняет учет влияния сверхтекучести.

В шестой главе анализируются результаты измерений времен жизни возбужденных состояний деформированных ядер ^{153}Gd , ^{155}Gd и ^{155}Tb , приводятся значения спинов уровней с энергией 86, 105, 266, 327, 367, 427 кэв в ядре ^{155}Gd , определенных методом угловых гамма-гамма-корреляций направлений (табл. 3-6). Значение периода полураспада состояния с энергией 155 кэв в ядре ^{155}Tb определено впервые в данной работе.

По экспериментальным значениям парциальных периодов полураспада подсчитаны приведенные вероятности переходов типа MI и E2 внутри ротационной полосы, откуда по соотношениям обобщенной модели ^{/4/} получены значения внутренних квадрупольных моментов и параметров деформации (табл. 7) основных состояний ядер ^{153}Gd и ^{155}Tb .

Таблица 4

Значения $T_{1/2}$, $B(\sigma L)$ эксл., $B(\sigma L)$ эксл.; $B(\sigma L)_N$; F_M ; F_N ; $F_N \cdot R_N^\lambda$ для переходов в ядре ^{155}Gd .

ЭУР кэВ	86,5		105,3		18,75*		105,3	
$T_{1/2}$ сек	$(6,7 \pm 0,13) \cdot 10^{-9}$		$(1,26 \pm 0,21) \cdot 10^{-9}$					
Э γ кэВ	86,5	26,5	105,3	45,3			18,75*	
I_K ; $[Nn_z]A_i Z_i$	5/2 5/2* [642]†		3/2 3/2* [65]†				5/25/2* [642]†	
$I_f K_f^{\pm} [Nn_z] A_i Z_i$	5/2 3/2 [52]†	5/2 3/2 [52]†	3/2 3/2 [52]†	5/23/2 [52]†	EI	EI	E2	MI
σL	EI	EI	EI	EI	24,0	24,0	2,24	
R_i^{-1}	1,009	126	1,95					
$T_{1/2}^{\gamma}(\sigma L)$ сек	$9,7 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$3,07 \cdot 10^{-9}$	$4,10 \cdot 10^{-8}$			$6,3 \cdot 10^{-5}$	$3,92 \cdot 10^{-6}$
$B(\sigma L)$ эксл.	$7,0 \cdot 10^{-7} e^2 e^2$	$9,8 \cdot 10^{-8} e^2 e^2$	$1,26 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$	$1,10 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$			$0,39 e^2 e^2$	$1,54 \cdot 10^{-3} (\text{эм})^2$
$B(\sigma L)_N$	$7,7 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$	$3,32 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$	$2,43 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$	$1,6 \cdot 10^{-6} e^2 e^2$			$1,82 \cdot 10^{-3} e^2 e^2$	$1,6 (\text{эм})^2 \text{жж}$
$F(\sigma L)_M$	$5,6 \cdot 10^3$	$2,82 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^2$	$5,25 \cdot 10^3$			$5,4 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^3$
$F(\sigma L)_N$	II	34	2,0	1,40			$4,65 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^3$
$F(\sigma L)_N \cdot R_N^\lambda$	2,85	8,8	0,04	0,03			$9,5 \cdot 10^{-5}$	900

*/ $\sigma^2 = 0,06$; **/ $\sigma_R = 0,3$.

Таблица 5.
Значение спинов уровней, δ , мультипольностей переходов в ядре ^{155}Gd .

Уровень (кэВ)	Спин	Переход $E\gamma$ (кэВ)	δ	Мультипольность	
				Наша работа	Работа [67]
86,5	5/2	86,5	-	E1	E1
105,3 (235,2)	3/2	105,3	-	E1	E1
266,6	7/2	148,6	$-0,124 \begin{smallmatrix} +0,025 \\ -0,029 \end{smallmatrix}$	$M1 + 1,5\% E2$	$M1 + 1,6\% E2$
268,6	5/2	161,3	$+0,288 \begin{smallmatrix} +0,108 \\ +0,163 \end{smallmatrix}$	$M1 + 5,6\% E2$	$M1 + 12\% E2$
268,6	3/2	180,1	$+0,163 \begin{smallmatrix} +0,023 \\ -0,021 \end{smallmatrix}$	$M1 + 2,7\% E2$	$M1 + 5\% E2$
326	5/2	163,3	$-0,138 \begin{smallmatrix} +0,006 \\ -0,007 \end{smallmatrix}$	$M1 + 1,9\% E2$	$M1 + 1,3\% E2$
367,7	3/2	220,6	$-0,155 \begin{smallmatrix} +0,037 \\ -0,032 \end{smallmatrix}$	$M1 + 2,4\% E2$	M1
	5/2	239,5	$-0,287 \begin{smallmatrix} +0,063 \\ -0,062 \end{smallmatrix}$	$M1 + 7,7\% E2$	-
	1/2	262,5	$+0,092 \begin{smallmatrix} +0,009 \\ -0,012 \end{smallmatrix}$	$M1 + 0,8\% E2$	M1
	3/2	281,1	-	E2	E2
427,4	3/2	340,8	$-0,062 \begin{smallmatrix} +0,024 \\ -0,026 \end{smallmatrix}$	$M1 + 0,4\% E2$	M1
	3/2	320,8	$-0,105 \begin{smallmatrix} +0,052 \\ -0,042 \end{smallmatrix}$	$M1 + 1,1\% E2$	M1

Таблица 6

Значения периодов полураспада уровней в ^{155}Tb , $\nu(\delta\text{I})$; $\nu(\delta\text{I})_{\text{M}}$; $\nu(\delta\text{I})_{\text{N}}$; $\nu(\delta\text{I})_{\text{N}} \cdot R_{\text{X}}$ в ядре ^{155}Tb .

E уровня кэВ	155,8		227	
	E δ кэВ	90,4	155,8	161,4
$T_{1/2}$ сек эксп.	$(1,16 \pm 0,07) \cdot 10^{-9}$			
$\nu(\text{M})$ эксп. (я.м) ²	$1,11 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
$\nu(\text{E}2)$ эксп. (e ² б ²)	0,92	$3,25 \cdot 10^{-2}$	$\nu(\text{E}1) = 4,95 \cdot 10^{-8} \text{e}^2 \text{б}$	$\nu(\text{E}1) = 1,18 \cdot 10^{-4} \text{e}^2 \text{б}$
$\nu(\text{E}1)_{\text{M}}$	-	-	$5,8 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^2$
$\nu(\text{E}1)_{\text{N}}$	-	-	4,85	$4,7 \cdot 10^{-1}$
$\nu(\text{E}1)_{\text{N}} \cdot R_{\text{X}}$	-	-	4,40	$4,3 \cdot 10^{-1}$

Таблица 7

Значения приведенных вероятностей $\nu(\text{M}1)$ и $\nu(\text{E}2)$ для переходов в ядрах ^{153}Gd и ^{155}Tb , значения внутренних квадрупольных моментов Q_0 эксп., параметров деформации δ эксп. и магнитных моментов в ядрах ^{153}Gd и ^{155}Tb .

Ядро	$^{153}_{64}\text{Gd}_{89}$	$^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$
E уровня кэВ	41,6	155,8
$\nu(\text{M}1) \left(\frac{e\hbar}{2m_p c}\right)^2$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
$\nu(\text{E}2)$ e ² барн ²	0,63	0,92
Q_0 эксп. барн	4,31	6,9
δ эксп. деф.	0,15	0,24
μ_0 эксп. $\frac{e\hbar}{2m_p c}$	$\mu_0 = 0,84$; $\mu_2 = 0,38$	$\mu_0 = 0,79$; $\mu_2 = 0,28$

Литература.

1. A. Arima, H. Horie, M. Sano. Progr.Theor.Phys.Jap., 17, 567 (1957).
2. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen. Rev.Mod.Phys., 26, 1104 (1964).
3. A. De.Shalit. Phys.Rev., 15, 170 (1965).
4. О. Натан, С. Г. Нильссен,
сб. "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия"
под ред. К. Зигбана т2, Атомиздат, М. 1969 г.
5. Ю. Т. Гринь, И. М. Павличенко. ЖЭТФ 45, 1036, 1963.
6. В. Haratz, T.H. Handley, J.W. Mihelich. Phys.Rev., 128, 1186 (1962).
7. Р. Бабаджанов, В. А. Морозов, В. И. Разов.
Препринт ВИЯИ, 13-4407, Дубна, 1969.
8. В. А. Морозов, В. И. Разов, В. И. Фоминых, В. М. Цупко-Ситников,
Препринт ОИЯИ, 13-5485, Дубна, 1970.
9. Я. Ваврышук, В. Жук, Э. Крупа, В. И. Разов, Я. Сажински, М. Суботович.
Препринт ОИЯИ, 13-5500, Дубна, 1970.
10. В. А. Морозов, Т. М. Муминов, В. И. Разов.
Препринт ОИЯИ, 6-4406, Дубна, 1969.
11. Я. Ваврышук, В. А. Морозов, Т. М. Муминов, В. И. Разов,
Я. Сажински. Препринт ОИЯИ, 6-5237, Дубна, 1970.
12. Я. Ваврышук, В. А. Морозов, А. Ф. Новгородов, Т. М. Муминов,
В. И. Разов, Я. Сажински. Препринт ОИЯИ, 6-5526, Дубна, 1970.

13. Я. Ваврышук, Н. В. Виноградова, В. А. Морозов, В. И. Разов,
Я. Сажински, Х. Фуя. Препринт ОИЯИ, 6-5518, Дубна, 1970.
14. Я. Ваврышук, В. А. Морозов, Т. М. Муминов, В. И. Разов
Я. Сажински. Препринт ОИЯИ, 6-5484, Дубна, 1970.
15. Р. Арльт, Г. Байер, Я. Ваврышук, В. А. Морозов, Т. М. Муминов,
В. И. Разов, Я. Сажински, Х. Фуя, Х. Штрусный, Э. Хэррманн.
Препринт ОИЯИ, 6-5517, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1971 года.