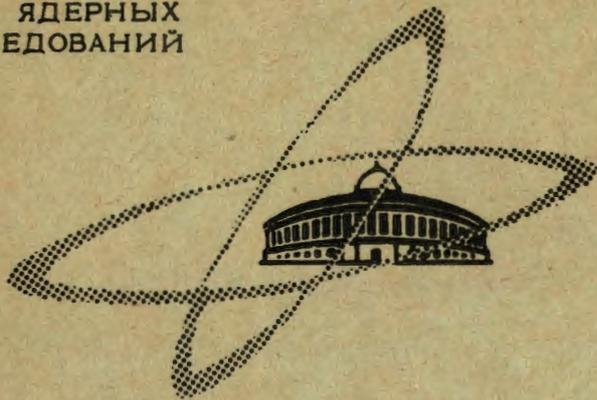


Г-15
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р6 - 3695



П.Галан, В.В.Кузнецов, М.Я.Кузнецова,
О.Б.Нильсен, Я.Урбанец, М.Фингер, Д.Христов,
И.Юрси́к

УРОВНИ ^{155}Gd , ВОЗБУЖДАЮЩИЕСЯ
ПРИ РАСПАДЕ ^{155}Tb

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

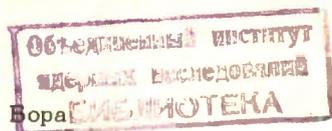
1968

Р6 - 3695

42.72/2 up
П.Галан, В.В.Кузнецов, М.Я.Кузнецова,
О.Б.Нильсен,^{x)} Я.Урбанец, М.Фингер, Д.Христов,
И.Юрик^{xx)}

УРОВНИ ¹⁵⁵Gd, ВОЗБУЖДАЮЩИЕСЯ
ПРИ РАСПАДЕ ¹⁵⁵Tb

Направлено в Известия АН СССР (серия физическая)



x/ Институт им. Нильса Бора

xx/ Институт ядерных исследований, ЧСАН

О Г Л А В Л Е Н И Е

		стр.
1.	Введение.....	5
2.	Экспериментальная методика.....	7
2.1.	Источники.....	7
2.2.	Экспериментальные установки.....	8
3.	Экспериментальные результаты.....	10
3.1.	Исследования спектров конверсионных электронов.....	10
3.2.	Гамма-излучение ^{155}Tb	13
3.3.	Исследование спектров $e-\gamma$ -совпадений.....	15
3.4.	Исследование спектров $\gamma-\gamma$ -совпадений.....	16
4.	Анализ экспериментальных результатов. Схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	19
4.1.	Мультипольности переходов.....	19
4.2.	Анализ $e-\gamma$ -совпадений.....	19
4.3.	Анализ $\gamma-\gamma$ -совпадений.....	21
4.4.	Схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	24
4.4.1.	Основные состояния ^{155}Tb и ^{155}Gd	24
4.4.2.	Возбужденные уровни ^{155}Gd	25
4.4.3.	Баланс интенсивностей переходов в схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	29
4.4.4.	Значения $\lg f r$ для распада электронным захватом ^{155}Tb на уровни ^{155}Gd	30
5.	Анализ схемы распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$	31
5.1.	Введение.....	31
5.1.1.	Одночастичные уровни схемы Нильссона... ..	31
5.1.2.	Коллективные вибрационные состояния.....	32
5.1.3.	Коллективные вращательные состояния.... ..	33
5.1.4.	Кориолисово взаимодействие и взаимодействие между сос- тояниями, отличающимися на $\Delta N = 2$	34

5.1.5.	Структура неротационных состояний ^{155}Gd по сверхтекучей модели ядра.....	34
5.2.	Основное состояние и возбужденные уровни ^{155}Gd с отрицательной чётностью.....	35
5.2.1.	Вращательная полоса основного состояния /521/↑	35
5.2.2.	Вращательная полоса β -вибрационного состояния /521/β..	36
5.2.3.	Вращательная полоса состояния /521/↓.....	41
5.2.4.	Состояния с энергиями 286,8 и 451,3 кэВ.....	43
5.3.	Возбужденные уровни в ядре ^{155}Gd с положительной чётностью.....	44
5.3.1.	Вращательная полоса состояния /400/ ↑	45
5.3.2.	Вращательная полоса состояния /402/ ↓	46
5.3.3.	Уровни с энергиями 266,6; 235,2; 118,0; 105,3 и 86,5 кэВ....	47

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств возбужденных состояний ^{155}Gd , возникающих при распаде ^{155}Tb , представляет большой интерес. Ядро $^{155}_{64}\text{Gd}_{91}$ расположено в начале области атомных ядер с $150 \leq A \leq 80$, у которых была обнаружена сильная деформация в основном состоянии ^{/1/}. Исследуя свойства ^{155}Gd , можно проверить предсказания обобщенной ^{/2,3/} и сверхтекучей ^{/4/} модели ядра.

Особенно интересным является наблюдение β - и γ -вибрационных состояний в ядре ^{155}Gd . γ -вибрационные состояния, основанные на низколежащих одночастичных уровнях, систематически проявляются в деформированных чётно-чётных и нечётных ядрах ^{/5,6/}. β -вибрационные состояния обнаружены в основном в чётно-чётных ядрах ^{/5/}, в нечётных ядрах они надежно идентифицированы только для двух ядер - ^{157}Tb ^{/7/} и ^{155}Gd ^{/8/}. Имеется также указание на существование состояния такой природы в ядре ^{151}Gd ^{/7a/}.

Схема уровней ^{155}Gd изучалась в ряде работ ^{/1;8-36/}. Исследовались уровни, возбуждающиеся при распаде ^{155}Eu ($T_{1/2} = 1,81$ года) и ^{155}Tb ($T_{1/2} = 5,6$ дня). Многие данные получены в опытах по кулоновскому возбуждению ^{155}Gd и в опытах по (d, p) , (α, d') и (d, t) реакциям.

Схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ была впервые предложена Т.И.Вардом ^{x/}, более полные данные о распаде ^{155}Tb получены в работах ^{/8,10,16-19/}. Много новых данных о схеме уровней ^{155}Gd получено в ^{/22/}. Для спинов основных состояний ^{155}Gd ^{/37/} и ^{155}Tb ^{/38/} получено значение $3/2$.

^{x/} Т.И.Вард, диссертация, см. ссылку в ^{/1/}.

Установлено /1,9,39/, что при распаде ^{155}Tb возбуждаются уровни типа $5/2^-$, $7/2^-$ ротационной полосы основного состояния ^{155}Gd /521/ф. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные согласуются со сделанным ранее нами /8/ выводом о том, что возбуждающиеся в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb уровни с энергиями 592,6 кэВ ($3/2^-$) и 647,8 кэВ ($5/2^-$) являются уровнями вращательной полосы бета-вибрационного состояния /521/ф, связанного с основным состоянием ^{155}Gd . В интерпретации остальных уровней, возбуждающихся в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb , имеются разногласия.

В работах /17,40/ указывается, что некоторые свойства уровней ^{155}Gd можно объяснить наличием сильного кориолисового взаимодействия и некоторых других эффектов, которые не учитывались при построении схемы Нильссона /41/.

В настоящей работе приводятся результаты исследования распада ^{155}Tb . Предварительные результаты этих исследований опубликованы в работах /8,14,18/.

Были проведены измерения спектров конверсионных электронов на тороидальном шестизазорном бета-спектрометре /42/ в Институте имени Нильса Бора и на бета-спектрометре с двукратной двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ /43/ в Объединенном институте ядерных исследований. Спектры гамма-лучей изучались с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов в Институте им. Нильса Бора и в ОИЯИ. Спектры $e^- - \gamma$ -совпадений изучались на тороидальном шестизазорном бета-спектрометре вместе со сцинтилляционным гамма-спектрометром в Институте им. Нильса Бора. Спектры $\gamma - \gamma$ -совпадений изучались с помощью двух коаксиальных $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов и двумерного анализа в Институте ядерных исследований ЧСАН.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

2.1. Источники

Изотопы тербия получались в результате расщепления ядер тантала под действием протонов с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Продолжительность облучения танталовых мишеней составляла 2 + 17 часов. Из облученной мишени химическим путем выделялась группа редкоземельных элементов. Разделение по элементам проводилось хроматографическим методом^{144/}. Фракции тербия, диспрозия, гольмия получались в радиохимически чистом виде через 1,5 + 8 часов после конца облучения.

При исследовании излучения ¹⁵⁸Tb было использовано пять типов препаратов тербия, которые получались как из тербиевой фракции, так и из фракций диспрозия и гольмия. Из этих фракций изотопы тербия получались по следующим цепочкам распада:

¹⁴⁹ Dy <u>8 мин.</u>	¹⁴⁹ Tb <u>4,1 час.</u>	¹⁴⁹ Gd <u>9,3 дн.</u>	¹⁴⁹ Eu <u>160 дн.</u> , ¹⁴⁹ Sm/стаб)
¹⁵⁰ Dy <u>8 мин.</u>	¹⁵⁰ Tb <u>3,1 час.</u>	¹⁵⁰ Gd (стаб)	
¹⁵¹ Ho <u>31 сек.</u>	¹⁵¹ Dy <u>19 мин.</u>	¹⁵¹ Tb <u>17,5 час.</u>	¹⁵¹ Gd <u>120 дн.</u> , ¹⁵¹ Eu (стаб)
¹⁵² Ho <u>64 сек.</u>	¹⁵² Dy <u>2,6 час.</u>	¹⁵² Tb <u>17,5 час.</u>	¹⁵² Gd (стаб)
¹⁵³ Ho <u>187 сек.</u>	¹⁵³ Dy <u>6 час.</u>	¹⁵³ Tb <u>2,3 дн.</u>	¹⁵³ Gd <u>225 дн.</u> , ¹⁵³ Eu (стаб).
¹⁵⁴ Ho <u>5,6 мин.</u>	¹⁵⁴ Dy <u>10 лет.</u>	¹⁵⁴ Tb <u>21 час; 8,5 час.</u>	¹⁵⁴ Gd (стаб).
¹⁵⁵ Ho <u>16 мин; 47 мин.</u>	¹⁵⁵ Dy <u>10 час.</u>	¹⁵⁵ Tb <u>5,6 дн.</u>	¹⁵⁵ Gd (стаб)
¹⁵⁷ Ho <u>18 мин.</u>	¹⁵⁷ Dy <u>8,2 час.</u>	¹⁵⁷ Tb <u>160 лет.</u>	¹⁵⁷ Gd (стаб).

Препарат I - фракция тербия, перечищенная дополнительно хроматографическим путем через 10 + 15 дней после ее получения. Препарат I содержал ¹⁵³Tb, ¹⁵⁵Tb, ¹⁵⁶Tb и ¹⁶⁰Tb.

Препарат II - фракция тербия, выделенная из материнского диспрозия через ~ 7 дней после хроматографического выделения диспрозия из группы редкоземельных элементов. Этот препарат содержал ¹⁵⁸Tb и ¹⁵⁵Tb.

Препарат III - это препарат II, хроматографически перечищенный через ≈ 30 дней после выделения тербия из диспрозия. Препарат III содержал только один изотоп ^{156}Tb .

Препарат IV - чистый изотоп ^{155}Tb , полученный из материнского гольмия. Фракция тербия выделялась из гольмия через $30 + 40$ часов после выделения гольмия из группы редкоземельных элементов.

Препарат V - изотоп ^{155}Tb , выделенный из тербиевой фракции с помощью масс-сепаратора /15/ в Институте имени Нильса Бора. Разделение изотопов тербия на масс-сепараторе проводилось в Копенгагене через ≈ 15 часов после хроматографического разделения редкоземельных элементов в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне.

2.2. Экспериментальные установки

Спектр конверсионных электронов изучался с помощью тороидального шестизазорного β -спектрометра /42/ и магнитного β -спектрометра с двукратной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ /43/. Регистрация электронов на тороидальном шестизазорном β -спектрометре осуществлялась двумя независимыми сцинтилляционными детекторами, позволяющими одновременно измерять два спектра конверсионных электронов. В нашем случае один из спектров измерялся с "высоким" разрешением (разрешение $\approx 0,5\%$, светосила $\approx 1\%$), а другой - с высокой светосилой (разрешение $\approx 1\%$, светосила $\approx 9\%$). Спектр, измеряемый с разрешением $\approx 1\%$, был необходим при постановке опытов по исследованиям $e - \gamma$ -совпадений. При исследовании спектров на тороидальном шестизазорном β -спектрометре использовались только три зазора спектрометра.

Магнитный β -спектрометр с фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ использовался как в режиме однократной, так и двукратной фокусировки электронов. Регистрация электронов проводилась с помощью щелевых счётчиков Гейгера-Мюллера. В режиме однократной фокусировки два счётчика разме-

шались за первым фокусом и включались в схему совпадений. Разрешение β -спектрометра составляло $\approx 0,25\%$, светосила $\approx 0,2\%$, фон при перекрытом пучке электронов составлял 5+6 имп/мин. В режиме двукратной фокусировки один счётчик помещался за первым фокусом и два — за вторым фокусом. Все три счётчика включались в схему совпадений. Регистрировались как двойные совпадения (между 1 и 2 счётчиками), так и тройные совпадения (между всеми счётчиками). В этом случае разрешение составляло $\approx 0,22\%$, светосила $\approx 0,1\%$, фоновых отсчётов в течение 15 часов не наблюдалось.

Гамма-излучение ^{155}Tl исследовалось с помощью трех германиевых полупроводниковых детекторов: плоскопараллельного $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с размерами $0,7\text{ см}^2 \times 0,35\text{ см}$ и двух коаксиальных $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов с чувствительными объемами $\approx 5\text{ см}^3$ и $\approx 12\text{ см}^3$. При измерениях на плоскопараллельном детекторе использовался 1024-канальный амплитудный анализатор, при измерениях на коаксиальных детекторах использовался 2048-канальный амплитудный анализатор. Толщина γ -линий ^{155}Tl с энергией 340,8 кэВ составляла $\approx 5\text{ кэВ}$ и $\approx 3\text{ кэВ}$ для плоскопараллельного и коаксиальных детекторов соответственно.

Спектры $e-\gamma$ -совпадений изучались на тороидальном шестизазорном β -спектрометре (разрешение $\approx 1\%$, светосила $\approx 9\%$) и γ -спектрометре с 512-канальным амплитудным анализатором с кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ ($7,6\text{ см} \times 7,6\text{ см}$), имеющим разрешение на линии ^{137}Cs ($E_\gamma = 661\text{ кэВ}$) $\approx 8\%$.

Возможность регистрации электронов, отличающихся по энергии на 1,8%, на тороидальном шестизазорном β -спектрометре двумя независимыми сцинтилляционными счётчиками позволяла измерять два спектра $e-\gamma$ -совпадений одновременно: спектр совпадений электронов на максимуме конверсионной линии и спектр фоновых совпадений электронов за данной конверсионной линией ($E_e > E_k$) с γ -лучами ^{155}Tl . При исследовании $e-\gamma$ -совпадений 512-канальный анализатор использовался как две независимые половины по 256 каналов.

Спектры γ - γ -совпадений измерялись при помощи двух коаксиальных $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов^{х/} с чувствительными объемами $6,1 \text{ см}^3$ и $7,3 \text{ см}^3$. Разрешение обоих детекторов составляло ≈ 5 кэв на линии ^{60}Co с энергией 1331 кэв. Схематическое изображение геометрии опыта приведено на рис. 1. Для уменьшения числа совпадений, обусловленных γ -квантами, рассеянными из одного детектора в другой, между ними располагалась свинцовая защита толщиной 10 мм, облицованная 1 мм $\text{Cd} + 0,35 \text{ мм Cu}$.

Электронная аппаратура представляла собой аналогию быстромедленной схемы совпадений. Блок-схема аппаратуры приводится на рис. 2. Стабильность аппаратуры не хуже 0,1% в течение 100 часов. Разрешающее время аппаратуры $\tau \approx 10^{-7}$ сек. Эффективность регистрации совпадений для γ -лучей с энергией выше 50 кэв составляла не менее 80%. В измерениях использовался 4096-канальный амплитудный анализатор, работающий в режиме двумерного анализа 64×64 канала.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Исследования спектров конверсионных электронов

Спектр конверсионных электронов в энергетической области от 30 до 370 кэв исследовался с помощью тороидального β -спектрометра. В измерениях использовался препарат V.

Проведено несколько серий измерений; один из полученных спектров представлен на рис. 3. Сведения об энергиях и относительных интенсивностях конверсионных электронов приведены в табл. 1.

^{х/} Коаксиальные $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторы, использованные в данной работе, изготовлены в Институте ядерных исследований ЧСАН.

Спектр конверсионных электронов ^{155}Tb в исследуемой энергетической области является очень сложным. Разрешающая способность прибора не позволяла разделять большинства известных линий ^{155}Tb . Для разделения интенсивностей сложных линий по составляющим использовались соответствующие данные об относительных интенсивностях конверсионных электронов из работы $^{10/}$. Полученные таким образом интенсивности отдельных линий и данные работы $^{10/}$ приведены в таблице 2.

На β -спектрометре с фокусировкой электронов на угол $\pi\sqrt{2}$ исследовались отдельные энергетические участки спектра конверсионных электронов ^{155}Tb . В режиме однократной фокусировки проводились измерения в области энергий электронов от 50 до 570 кэв, в режиме двукратной фокусировки - в области E_e от 130 до 670 кэв. В измерениях использовались препараты I и II.

В бета-спектрометре с фокусировкой электронов на угол $\pi\sqrt{2}$ окна счётчиковых камер закрыты лавсановыми пленками толщиной $\approx 4\mu$. Для определения интенсивностей конверсионных электронов в области низких энергий необходимо вводить поправку на поглощение и рассеяние электронов как в этих пленках, так и в газе, заполняющем счётчиковые камеры. Эта поправка определялась экспериментально, причём использовались известные данные об интенсивностях конверсионных электронов ^{155}Tb ($^{10/}$, данные настоящей работы, таблица 1), ^{169}Yb $^{46/}$ и ^{182}Eu $^{47/}$. Кривые эффективности регистрации электронов в случае однократной и двукратной фокусировки представлены на рис. 4. Ошибка в определении поправочного коэффициента в режиме двукратной фокусировки в исследуемой энергетической области составляет $\approx 20\%$. В режиме однократной фокусировки ошибка в определении поправочного коэффициента составляет $\approx 20\%$ в энергетической области 150 + 290 кэв и возрастает с уменьшением энергии электронов. При энергии электронов около 100 кэв ошибка в определении этого коэффициента достигает 50%.

Полученные данные об энергиях и относительных интенсивностях конверсионных электронов ^{155}Tb представлены в таблице 2. Конверсионные линии, соответствующие переходам с энергиями 216,0; 254,0; 380,3; 428,3; 488,1; 519,0; 532,5; 542,5; 555,4; 610,4 и 648,1 кэВ, в конверсионных спектрах ранее не наблюдались. Гамма-лучи, соответствующие всем этим переходам, наблюдались нами также в гамма-спектрах или спектрах γ - γ -совпадений при распаде ^{155}Tb /18/.

При определении энергий указанных переходов в качестве калибровочных энергий использовались результаты работы /10/. Погрешность в определении энергии новых линий относительно калибровочных энергий не превышает 0,2%. Значения энергии других переходов, которые наблюдаются нами в спектре конверсионных электронов, взяты из /10/.

При анализе двухмерных спектров γ - γ -совпадений при распаде ^{155}Tb /18/ обнаружены гамма-лучи с энергией 162 кэВ, соответствующие переходу с энергией 162,3 кэВ в ядре ^{155}Gd . Такие гамма-лучи ранее при распаде ^{155}Tb не наблюдались.

В работе /17/ при измерениях спектров конверсионных электронов ^{155}Tb на магнитном спектрографе с высоким разрешением в области К-конверсионных линий группы известных переходов /10/ с энергиями 158,6; 160,5; 161,3; 163,3 кэВ наблюдалась слабая конверсионная линия, которую авторы отнесли к переходу 162,62 кэВ в ^{155}Gd . Соответствующая область конверсионного спектра, полученная в наших измерениях на спектрометре с фокусировкой электронов на угол $\pi\sqrt{2}$, работающем в режиме однократной фокусировки, приводится на рис. 5. Разделение конверсионных линий К-162,6 и К-163,3 из-за недостаточной разрешающей способности спектрометра в наших измерениях затруднено. Разложение этого сложного участка спектра на составляющие компоненты, определение энергий отдельных компонент и их относительных интенсивностей было проведено на электронно-вычислительной машине по программе, недавно составленной Звольским и Приходько /48/. Анализ результатов разложения

приводит к заключению, что в рассматриваемый участок конверсионного спектра дают вклад семь линий конверсионных электронов с энергиями 108,4; 108,9 + 109,5; 110,3; 111,1; 112,1 и 113,1 кэВ, соответствующих переходам К 158,6 (^{155}Tb) + М 109,6 (^{155}Tb); N 109,7+0 109,7 (^{155}Tb); К 160,5 (^{155}Tb); К 161,3 (^{155}Tb); К 162,3 (^{155}Tb); К 163,3 (^{155}Tb).

Ошибка в определении относительных интенсивностей конверсионных электронов не превышает 15%, ошибка в определении энергии линии К 162,3 относительно линий К 161,3 и К 163,3, не превышает 0,3%. Полученные интенсивности конверсионных линий К 160,5; К 161,3 и К 163,3 согласуются с интенсивностями этих линий в $^{17/}$. Однако полученное значение интенсивности линии К 162,3 приблизительно в шесть раз превышает соответствующее в $^{17/}$ значение.

В работе $^{17/}$ при распаде ^{155}Tb обнаружены конверсионные электроны, соответствующие переходам с энергиями 59,63; 102,6; 103,38; 193,28; 206,55; 242,85; 246,36; 248,64; 261,34; 310,13 и 408,79 кэВ. Обнаружено также, что линии конверсионных электронов ранее известных переходов $^{10/}$ с энергиями 208,0 кэВ и 367,6 кэВ двойные, каждая из них соответствует переходам с энергиями 208,08 и 208,61 кэВ и 367,33 и 367,70 кэВ соответственно.

Линии конверсионных электронов, которые в работе $^{10/}$ идентифицируются как L_1 и L_2 конверсионные линии перехода с энергией 60,3 кэВ, в работе $^{17/}$ идентифицируются как К-конверсионные и приписываются двум переходам с энергиями 102,61 и 103,38 кэВ. Конверсионная линия, которая в работе $^{10/}$ интерпретируется как К 101,6, в работе $^{17/}$ рассматривается как L_1 59,63.

3.2. Гамма-излучение ^{155}Tb

При измерениях гамма-спектра на плоскопараллельном детекторе использовался препарат V. на коаксиальных детекторах - препараты II и III.

Было проведено девять измерений гамма-спектров ^{186}Tl , из них два - на плоскопараллельном детекторе и семь - на коаксиальных детекторах. Полученные спектры хорошо согласуются между собой. Спектр γ -лучей, снятый на плоскопараллельном детекторе, приведен на рис. 6, гамма-спектры, полученные с помощью коаксиальных детекторов, представлены на рис. 7 и 8.

На коаксиальных детекторах измерения гамма-спектров проводились с использованием фильтров (2 и 4 мм Al) и при разных расстояниях между детектором и источником. С помощью этих измерений было установлено, что линии с энергиями ≈ 130 и ≈ 306 кэВ соответствуют суммарным пикам рентгеновского излучения и интенсивных гамма-лучей с энергиями 86,5 и 262,45 кэВ соответственно.

Определение относительных интенсивностей гамма-лучей при измерениях на плоскопараллельном детекторе производилось с помощью кривой эффективности регистрации гамма-излучения Ge(Li) детектором с размерами $2,5 \text{ см}^2 \times 0,35 \text{ см}$, взятой из работы /49/. Участок кривой эффективности, полученной для нашего плоскопараллельного детектора при измерении спектров ^{207}Bi /50а/ и ^{208}Tl /50в/, энергии и интенсивности γ -лучей которых известны, хорошо ложится на используемую кривую эффективности.

Кривые эффективностей регистрации γ -излучения коаксиальными детекторами с чувствительными объемами $\approx 5 \text{ см}^3$ и $\approx 12 \text{ см}^3$ получены экспериментально, одна из них приведена на рис. 9. Для определения эффективностей использовались ^{203}Hg , ^{169}Yb , ^{160}Tl , для которых известны энергии и интенсивности γ -лучей /51,46,52/. При определении эффективностей регистрации γ -излучения с энергией < 80 кэВ использовалась известная интенсивность γ -лучей ^{169}Yb с $E = 63,12$ кэВ и рассчитанные интенсивности X_α и X_β - излучения ^{203}Hg и ^{160}Tl . Расчёт проводился на основе данных о схемах распада ^{203}Hg и ^{160}Tl и интенсивностей конверсионных электронов и γ -лучей,

приведенных в работах^{/51,53/} В этих работах интенсивности конверсионных электронов и γ -лучей определены с точностью не хуже 10%. Выход флюоресценции для K-оболочек брался равным 0,955 и 0,926^{/54/} для ртути и тербия соответственно. Энергии и относительные интенсивности калибровочных γ -линий и рассчитанные интенсивности рентгеновского излучения приводятся в таблице 3.

Полученные данные об энергиях и интенсивностях γ -лучей¹⁶⁶ Ть представлены в таблице 4; 44 перехода наблюдались в γ -спектре впервые нами^{/8/}, причём 21 переход ранее не наблюдался также и в спектре конверсионных электронов. В работе^{/16/} наблюдалось большинство этих переходов. Относительные интенсивности гамма-лучей хорошо согласуются с нашими данными (см. табл. 4). Мы не наблюдали переходов с энергией 235,1 и 326,0 кэВ, на существование которых указывается в работе^{/16/}. Наблюдаемому нами переходу с энергией 488,1 кэВ соответствуют, по-видимому, два перехода с энергиями 487,5 и 488,9 кэВ^{/16/}. В наших исследованиях наблюдались слабые по интенсивности гамма-лучи с энергиями 216,0; 233,6; 248,0; 254,2; 361,0; 380,3; 395,0; 447,0; 513,0; 542,5; 555,4 и 610,5 кэВ, которые в работе^{/16/} не наблюдались.

3.3 Исследование спектров $e-\gamma$ - совпадений

При исследовании спектров $e-\gamma$ -совпадений использовался препарат V. Измерялись спектры совпадений гамма-лучей с конверсионными линиями L60; K86,5 + L45,3; K105,3; K105,3 + M60; K148,45 + L105,3; K \approx 160; K=163; K180,1 и K262,65.

Анализ спектров $e-\gamma$ -совпадений проводился следующим образом. Спектр совпадений γ -лучей с заданной линией конверсионных электронов разлагался на составляющие части методом последовательного вычитания спектров. При разложении γ -спектров использовались данные о форме линий, полученные при измерении γ -спектров ряда стандартных препара-

тов, имеющих характерные одиночные γ -пики. Полученные интенсивности γ -лучей были отнесены к числу N зарегистрированных электронов β -спектрометром в процессе измерения совпадений. Отношение полученных интенсивностей γ -лучей к числу N в большинстве случаев позволяло сделать заключение об интенсивностях γ -переходов, совпадающих с конверсионными электронами заданной энергии. Некоторые экспериментальные спектры $e - \gamma$ совпадений приведены на рис. 10 и 11, где для сравнения приведены также одиночные спектры гамма-лучей ^{188}Tl . Результаты анализа спектров $e - \gamma$ совпадений представлены в таблице 5.

3.4. Исследование спектров γ - γ - совпадений

При исследовании спектров γ - γ -совпадений использовался препарат IV. Были проведены измерения двумерных спектров γ - γ -совпадений. Схематическое изображение регистрации совпадений дается на рис. 12, где используются обозначения:

ω_1, ω_2 - телесные углы регистрации γ -излучения 1 и 2 детекторами, соответственно;

$\sigma_1(E), \sigma_2(E)$ - эффективность регистрации γ -излучения с энергией E 1- и 2- детекторами, соответственно;

$I_\gamma(E)$ - число γ -квантов с энергией E , испускаемых источником за единицу времени;

$N_1(E), N_2(E)$ - число γ -квантов с энергией E , зарегистрированных в единицу времени 1 и 2 детекторами, соответственно;

$\epsilon_{12}(E_1, E_k)$ - эффективность регистрации совпадений двух γ -квантов с энергиями E_1 и E_k $\times /$
 $N_{12}(E_1, E_k)$ - полное число $\gamma_1 - \gamma_k$ - совпадений, зарегистрированных в единицу времени $\times /$.

Измерялись совпадения γ -лучей энергетической области 80+230 кэВ с γ -лучами той же области (1-й опыт) и с γ -лучами энергетической области 250+380 кэВ (2-ой опыт). Продолжительность измерений в обоих случаях составляла около 20 часов. Эффективность регистрации γ -лучей детекторами определялась экспериментально в каждом опыте по интенсивности линий в одиночных спектрах. Разрешающее время аппаратуры оценивалось по случайным совпадениям γ -лучей, которые заведомо не совпадают во времени; эта оценка использовалась при анализе спектров $\gamma - \gamma$ - совпадений.

Результаты измерений двумерных спектров $\gamma - \gamma$ - совпадений обрабатывались методом, который подробно описан в работе^{/18/}. Интенсивность $\gamma - \gamma$ - совпадений определялась, как

$$I_{12}(E_1, E_k) = \frac{N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_k)}{\epsilon_1(E_1) \cdot \epsilon_2(E_k)},$$

где $N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_k)$ представляет число истинных совпадений между γ -квантами двух фотоликков, соответствующих переходам с энергиями E_1 и E_k , а

$$\epsilon_1(E_1) = \omega_1 \cdot \sigma_1(E_1); \quad \epsilon_2(E_k) = \omega_2 \cdot \sigma_2(E_k). \quad (3.2)$$

Согласно формуле (12) из работы^{/18/} для интенсивности совпадений γ -квантов, соответствующих двум переходам, один из которых заряжает уровень ζ , а другой разряжает уровень Υ , имеем

$$I_{12}(E_1, E_k) = I_{\gamma}(E_1) I_{\gamma}(E_k) k' \epsilon_{12}(E_1, E_k) \frac{\Delta_{\Upsilon}^x}{\sum_{\Upsilon} (I_{\gamma} + I_e) \sum_x (I_{\gamma} + I_e)} \quad (3.3)$$

В данных обозначениях предполагается, что импульсы от γ -квантов с энергией E_1 поступают на схему совпадений с 1-го детектора, а с энергией E_k - со 2-го детектора.

где $I_0(E)$ – число конверсионных электронов перехода с энергией E , испускаемых препаратом за единицу времени;

$I_Y(E)$ и $\epsilon_{12}(E_1, E_k)$ были определены выше, $\sum_Y (I_Y + I_0) \Delta X_Y$ – сумма полных интенсивностей переходов с уровня Y , $\frac{\sum_Y (I_Y + I_0)}{\sum_k (I_Y + I_0)}$ – вероятность разрядки уровня X через уровень Y , k' – коэффициент, связывающий шкалы интенсивностей

$$I_Y(E_1), I_Y(E_k) \text{ и } I_{12}(E_1, E_k).$$

Коэффициент k' является одинаковым для всех каскадов, дающих вклад в рассматриваемый спектр совпадений. Величина эффективности регистрации совпадений ϵ_{12} в исследуемой области энергий не должна изменяться больше, чем на 20%, следовательно, в тех же пределах могло изменяться произведение $k' \cdot \epsilon_{12}$. Величина $k' \cdot \epsilon_{12}$ определялась из экспериментальных данных по нескольким надежно идентифицированным каскадам. Значение полученного таким образом произведения $k' \cdot \epsilon_{12}$ служило в дальнейшем критерием правильности вводимых в схему уровней каскадов. На рис. 13 и 14 приведены спектры совпадений, соответствующие сечениям вдоль оси E_1 (E_k) при выбранных энергиях на оси E_k (E_1). Для сравнения приводятся также одиночные спектры вдоль обеих осей.

Полученные интенсивности $\gamma - \gamma$ совпадений приведены в таблице 6. При нормировке интенсивностей совпадений интенсивность совпадений $(\gamma 105,3)(\gamma 262,45 + \gamma 268,7)$ принималась равной 1000. Погрешность в определении интенсивностей совпадений составляет от 20 до 50% в зависимости от интенсивностей переходов и фоновых совпадений.

В спектрах совпадений с наиболее интенсивными переходами наблюдались γ -лучи, интенсивность которых составляла $5 \cdot 10^{-4}$ γ -квантов на распад.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ.

СХЕМА РАСПАДА $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$

4.1. Мультипольности переходов

Данные об интенсивностях γ -лучей (табл.4) и конверсионных электронов (табл. 1,2) и результаты работ^{/10,17/} позволили нам определить экспериментальные значения коэффициентов внутренней конверсии (КВК) большинства переходов, сопровождающих распад $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$. При определении КВК принималось, что переход с энергией 262,45 кэВ типа $M1$ ^{/10,17/}.

Сравнение экспериментальных значений КВК с теоретическими^{/55/} приведено в таблице 7.

На основе данных об интенсивностях конверсионных электронов и γ -лучей, а также заключений о мультипольностях переходов, нами определены полные интенсивности переходов при распаде ^{155}Tb . Эти значения приведены в табл. 8 и были использованы для составления баланса интенсивностей на уровнях ^{155}Gd .

4.2. Анализ $e-\gamma$ -совпадений

Результаты анализа спектров совпадений отражены в схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ (рис. 15). В спектрах совпадений с линиями L60.0 и (K105,3 + M60.0) отчётливо проявляются совпадения с γ -лучами с энергией 370 кэВ. В этой области хорошо известна интенсивная линия с энергией 367,6 кэВ. В работе^{/17/} показано, что эта линия двойная и состоит из линий с энергиями 367,33 и 367.70 кэВ. Расчёты по формуле (3.3) приводят к заключению, что $\approx 50\%$ полной интенсивности γ -лучей с энергией 367,6 кэВ совпадает с переходом 60.0 кэВ. Это позволяет разместить переход с энергией 367,33 кэВ между уровнями 427,4 и 60.0 кэВ, что подтверждает заключение, сделанное в^{/17/}. Результаты наших исследований и данные работы^{/17/} приводят к выводу, что оба перехода типа E1.

Количественный анализ спектров $\sigma - \gamma$ - совпадений приводит к заключению о существовании каскада 175,2 и 60,0 кэв, что подтверждает существование уровня с энергией 235,2 кэв, введенного в работе^{/16/} на основе $\gamma - \gamma$ - совпадений.

Совпадения конверсионных электронов L 60,0 и M 60,0 с γ -лучами 226,8 кэв подтверждают существование прямого каскада из этих переходов, и, таким образом, существование уровня с энергией 286,8 кэв.

Анализ совпадений с конверсионными электронами K 86,5+L 45,3 приводит к заключению о существовании прямых каскадов:

148,6 кэв	→	86,5 кэв	239,5 кэв	→	86,5 кэв
180,1 кэв	→	86,5 кэв	281,1 кэв	→	86,5 кэв
200,3 кэв	→	86,5 кэв	340,8 кэв	→	86,5 кэв

Каскад 148,6 кэв → 86,5 кэв также подтверждает существование уровня с энергией 235,2 кэв.

Анализ совпадений с электронами K 105,3 позволяет сделать заключение о существовании следующих прямых каскадов:

161,3 кэв	→	105,3 кэв	262,45 кэв	→	105,3 кэв
163,3 кэв	→	105,3 кэв	321,8 кэв	→	105,3 кэв
220,6 кэв	→	105,3 кэв			

Анализ совпадений с электронами K 148,65 + L 105,3 подтверждает существование прямого каскада 148,65 кэв → 86,5 кэв. Наблюдаются слабые по интенсивности совпадения с γ -лучами с энергией \approx 105 кэв. Это указывает, по-видимому, на сложный характер перехода 148,65 кэв и позволяет разместить его в двух местах, причём преобладающая доля интенсивности принадлежит переходу, расположенному между уровнями 235,2 кэв и 86,5 кэв, а меньшая часть - между уровнями 266,6 и 118,0 кэв. Наблюдаются также совпадения конверсионных электронов K 148,65 кэв с γ -лучами с энергией \approx 130 кэв, которые соответствуют суммарному пику от γ -лучей 86,5 кэв и рентгеновского излучения.

Анализ спектра совпадений с электронами К 180,1 приводит к заключению о существовании прямых каскадов:

180,1 кэв \longrightarrow 86,5 кэв

160,5 кэв \longrightarrow 180,1 кэв

В этих спектрах также проявляются совпадения с γ -лучами в области \approx 130 кэв.

Анализ совпадений с электронами К 262,45 + К 268,7 кэв указывает на существование прямых каскадов:

262,45 кэв \longrightarrow 105,3 кэв

220,0 кэв \longrightarrow 268,7 кэв.

На основе анализа спектров $e - \gamma$ - совпадений подтверждается существование в ядре ^{188}Gd следующих уровней: 60,0; 86,5; 105,3; 118,0; 235,2; 266,6; 268,6; 286,8; 326,0; 367,7; 427,4; 488,6 кэв.

4.3. Анализ $\gamma - \gamma$ - совпадений

Данные об интенсивностях $\gamma - \gamma$ - совпадений (табл. 6) вместе с данными об интенсивностях γ - лучей (табл. 4) и интенсивностях конверсионных электронов (табл. 1,2) позволили нам провести количественный анализ схемы распада.

Сравнение спектров совпадений с γ -лучами 86,5; 105,3; и 148,65 кэв с одиночным γ -спектром (рис. 13) указывает, что наблюдаются интенсивные совпадения (γ 148,65) (γ 86,5). Расчёты, приведенные по формуле (3.3), указывают на существование прямого каскада 148,65 кэв \longrightarrow 86,5 кэв. Такое расположение перехода 148,65 кэв улучшает баланс интенсивностей на уровне 118,0 кэв и снимает необходимость введения гипотетического перехода с энергией 12,7 кэв^{10/}, который экспериментально не наблюдался. Однако расположение перехода 148,65 кэв между уровнями 266,6 и 118,0 кэв нельзя исключить. Наши данные, полученные

из спектров $\gamma - \gamma$ - совпадений, приводят к оценке интенсивностей γ -лучей такого перехода $I_{\gamma} < 30\%$ от полной интенсивности γ -лучей с энергией 148,65 кэВ, что находится в согласии с результатами $e - \gamma$ -совпадений.

Наблюдаются также совпадения (γ 148,65) (γ 216). На основе указанных совпадений переход 216 кэВ размещается между уровнями 451,3 кэВ и 235,2 кэВ, что доказывает существование уровня 451,3 кэВ, введенного в работе /16/.

В спектре совпадений с γ -лучами 148,65 кэВ (рис. 13) обнаружена линия с энергией $\epsilon = 192$ кэВ, которая ранее при распаде ^{156}Tb не наблюдалась. Переход с такой энергией располагается между уровнями 427,4 и 235,2 кэВ. Спектры совпадений γ -лучей с энергией $\epsilon = 162$ кэВ с γ -лучами 86,5; 105,3; ~ 162 и 180 кэВ так же, как и результаты анализа спектров $e - \gamma$ - совпадений, подтверждают расположение переходов с энергиями 158,5; 160,5; 161,3 и 163,3 кэВ в схеме уровней ^{155}Gd , предложенной в предыдущих работах /8,10,17/.

Наблюдаются также совпадения γ -лучей с энергией $\epsilon = 162$ кэВ с переходами 208; 220,6 и 239,45 кэВ (табл. 6), разряжающими уровень 326,0 кэВ. Чтобы объяснить эти совпадения, необходимо предположить существование нового перехода с энергией $\epsilon = 162$ кэВ, расположенного между уровнями 488,8 и 326,0 кэВ (рис. 15).

Обращают на себя внимание некоторые результаты анализа спектров $\gamma - \gamma$ - совпадений с переходами 86,5 и 105,3 кэВ (рис. 14, табл. 6). Как видно из рис. 15, переходы с энергиями 262,45; 321,8 и 384,2 кэВ находятся в прямом каскаде с переходом 105,3 кэВ, в то время как с γ -лучами 86,5 кэВ они совпадают через переход 18,7 кэВ. Переходы 281,1 и 340,8 кэВ совпадают непосредственно с переходом 86,5 кэВ. Величины $k' \epsilon_{12}$ (табл. 9) для всех пяти указанных прямых каскадов отличаются от среднего значения не более, чем на 15%. Однако величины $k' \epsilon_{12}$ для каскадов 262,45 \rightarrow 18,75 \rightarrow 86,5 кэВ и 321,8 \rightarrow

→ 18,7 → 86,5 кэВ превышают соответствующие величины для прямых каскадов более, чем в три раза, причем от своего среднего значения они отличаются не более, чем на 15%. Для объяснения такого расхождения в величинах $k'_{\epsilon_{12}}$ прямых каскадов и каскадов, идущих через переход 18,7 кэВ, следует предположить, что интенсивность перехода 18,7 кэВ, связывающего уровни 105,3 и 86,5 кэВ, по крайней мере, в два раза превышает интенсивность, приведенную в работе /10/.

Кроме упомянутых каскадов количественный анализ результатов $\gamma - \gamma$ - совпадений подтверждает существование следующих прямых каскадов:

180,1 кэВ	→	86,5 кэВ	262,45 кэВ	→	105,3 кэВ
182,1 кэВ	→	86,5 кэВ	321,8 кэВ	→	105,3 кэВ
200,3 кэВ	→	86,5 кэВ	348,2 кэВ	→	105,3 кэВ
239,45 кэВ	→	86,5 кэВ	160,5 кэВ	→	180,1 кэВ
281,1 кэВ	→	86,5 кэВ	380,3 кэВ	→	180,1 кэВ
340,8 кэВ	→	86,5 кэВ	160,5 кэВ	→	161,3 кэВ
161,3 кэВ	→	105,3 кэВ	158,6 кэВ	→	163,3 кэВ
163,3 кэВ	→	105,3 кэВ	158,6 кэВ	→	182,1 кэВ
220,6 кэВ	→	105,3 кэВ	158,6 кэВ	→	268,6 кэВ

В результате анализа двухмерных спектров $\gamma - \gamma$ -совпадений удалось с уверенностью разместить все интенсивные переходы в схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$. Определены интенсивности гамма-лучей переходов с энергиями 162,3 и 192,2 кэВ, которые в одиночных спектрах гамма-лучей не наблюдались. Анализ $\gamma - \gamma$ и $e - \gamma$ - совпадений также указывает на то, что линии с энергиями ≈ 208 и ≈ 220 кэВ сложные, что находится в согласии с работой по изучению спектра конверсионных электронов ^{155}Tb /17/.

На основе анализа спектров $\gamma - \gamma$ - совпадений подтверждается существование в ядре ^{155}Gd уровней с энергиями: 86,5; 105,3; 118,0; 235,2; 266,6; 268,6; 286,8; 326,0; 367,7; 427,3; 451,3; 488,8 и 647,8 кэВ.

4.4. Схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

Предлагаемая нами схема распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ приводится на рис. 15. В схему включено большинство переходов, наблюдаемых при распаде ^{155}Tb . Суммарная интенсивность переходов, не включенных в схему распада, составляет $< 0,5\%$ на распад.

В схеме указаны энергии уровней, экспериментальные значения спинов и чётностей, процент заселенности уровней ^{155}Gd при электронном захвате в ^{155}Tb и значения $\lg ft$, вычисленные при значении энергии распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ 1000 кэВ. Переходы, расположение которых в схеме распада подтверждается из анализа $e - \gamma$ или $\gamma - \gamma$ -совпадений, отмечены знаками \bullet и \circ соответственно. В случае, если расположение перехода в схеме распада подтверждается как в $e - \gamma$ так и в $\gamma - \gamma$ -совпадениях, переход отмечен знаком \odot . В случае, когда энергетический баланс и анализ спектров совпадений не позволяют сделать однозначное заключение о расположении перехода в схеме уровней ^{155}Gd , переход располагается в нескольких местах, причём расположение, которое, по нашему мнению, более предпочтительно, обозначено сплошной линией, расположение такого перехода в других местах обозначено пунктирной линией.

4.4.1. Основные состояния ^{155}Tb и ^{155}Gd .

Ядра ^{155}Tb и ^{155}Gd находятся в области ядер, у которых проявляются свойства, связанные с отклонением от сферической симметрии ядерного потенциала /41в/.

Спин основного состояния ^{155}Gd экспериментально определен в /38/, он равен $3/2$. Результаты опытов по кулоновскому возбуждению ядра $^{155}\text{Gd} /20/$ находятся в согласии с этим значением. Результаты этой работы дают для параметра деформации δ ядра ^{155}Gd в основном

состоянии значение 0,3. По схеме Нильссона основному состоянию $^{155}_{64}\text{Gd}_{91}$ приписана конфигурация $3/2^-/521/$, приписываемая также основным состояниям нечётных ядер гадолиния с $A = 155 + 159/41\text{в}/$. Приписание квантовых характеристик $3/2^-/521/$ основному состоянию ^{155}Gd подтверждается в работе по изучению (d, p) и (d, t) реакций $^{122}/$.

Квантовые характеристики основного состояния ядра $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$ определяются состоянием 65-го протона. В схеме Нильссона при параметре деформации $\delta \approx 0,3$ 65-ому протону соответствует орбиталь $3/2^+/411/$, которая приписывается основным состояниям нечётных ядер тербия с $A = 155 + 163/41\text{в}/$. Характер существующей в ядре ^{155}Tb ротационной полосы $^{56}/$ согласуется со значением $I_0 = 3/2$. Проведенные в последнее время непосредственные измерения спина основного состояния ^{155}Tb методом магнитного резонанса $^{39}/$ действительно приводят к значению $I_0 = 3/2$, что подтверждает предположение, сделанное ранее на основе систематики.

4.4.2. Возбужденные уровни ^{155}Gd

Уровень с энергией 60,0 кэВ наблюдался при распаде ^{155}Tb и ^{155}Eu , а также в опытах по кулоновскому возбуждению ^{155}Gd . Мультипольность перехода 60,0 кэВ вместе с данными по кулоновскому возбуждению устанавливают однозначно спин и чётность этого уровня $5/2^-$.

Уровень с энергией 86,5 кэВ возбуждается при распаде ^{155}Tb и ^{155}Eu и разряжается двумя переходами типа E1 с энергиями 86,5 и 26,5 кэВ, что определяет чётность данного состояния как положительную, однако для спина остаются две возможности: $3/2$, $5/2$.

Уровень с энергией 105,3 кэВ, интенсивно засоряющийся как со стороны ^{155}Tb , так и ^{155}Eu , разряжается тремя переходами с энергиями 105,3; 45,3 и 18,75 кэВ на основное и первые два возбужденных состояния ^{155}Gd . Мультипольности этих переходов устанавливают положительную чётность этого уровня, а для спина остаются две возможности: $3/2$, $5/2$.

Уровень с энергией 118,0 кэВ слабо заселяется как при распаде ¹⁵⁵Eu так и ¹⁵⁵Gd и разряжается тремя переходами с энергиями 118,0; 58,0 и 31,43 кэВ. Мультипольности переходов, разряжающих рассматриваемый уровень, позволяют сделать заключение о положительной чётности этого уровня при значениях спина: 3/2, 5/2, 7/2.

Уровень с энергией 146,0 кэВ наблюдался в опытах по кулоновскому возбуждению ¹⁵⁵Gd, а также при распаде ¹⁵⁵Tb и ¹⁵⁵Eu. Данный уровень разряжается переходами с энергиями 146,0; 86,0 и 40,7 кэВ, мультипольности которых вместе с результатами опытов по кулоновскому возбуждению определяют спин и чётность уровня $I^\pi = 7/2^-$.

Уровень с энергией 235,2 кэВ, как и все вышележащие уровни ¹⁵⁵Gd заселяется только при распаде ¹⁵⁵Tb. Рассматриваемый уровень разряжается переходами с энергиями 148,65 и 175,2 кэВ, мультипольности которых устанавливают для данного состояния положительную чётность и возможные значения спинов 3/2, 5/2 и 7/2. В работе /16/ наблюдался слабый переход с энергией 235,1 кэВ, который размещен между уровнем 235,2 кэВ и основным состоянием ¹⁵⁵Gd. Нами в этой области энергий в спектре γ -лучей обнаружен слабый переход с энергией $\approx 233,5$ кэВ.

Уровень с энергией 266,6 кэВ разряжается интенсивными переходами с энергиями 180,1 и 161,3 кэВ, слабым переходом с энергией 206,6 кэВ, обнаруженным в /17/ и, возможно, переходом с энергией 148,65 кэВ. Мультипольности указанных переходов определяют положительную чётность уровня с энергией 266,6 кэВ при возможных значениях спина 1/2, 3/2, 5/2, 7/2.

Энергетический баланс и анализ спектров $e-\gamma$ и $\gamma-\gamma$ -совпадений указывают на то, что уровень с энергией 268,6 кэВ разряжается переходами с энергиями 268,7; 208,6; 182,05; 163,3 и 150,6 кэВ. Мультипольности переходов, разряжающих уровень 268,6 кэВ, определяют его чётность как положительную при возможных значениях спина 1/2, 3/2, 5/2.

Уровень с энергией 286,8 кэВ разряжается переходами с энергиями 286,9; 226,8; 200,3 и 181,6 кэВ, мультипольности которых определяют отрицательную чётность рассматриваемого уровня при возможных значениях спина $3/2$ и $5/2$.

Уровень с энергией 326,0 кэВ разряжается переходами с энергиями: 239,45; 220,6; 208,0; 39,8 кэВ и, возможно, переходом с энергией 326,0 кэВ, который наблюдался при изучении спектра γ -лучей ^{153}Tb /16/. Мультипольности переходов, разряжающих уровень с энергией 323,0 кэВ, определяют его чётность как положительную при возможных значениях спинов $1/2$, $3/2$, $5/2$ ($7/2$).

Данные о распаде ^{155}Tb приводят к заключению, что уровень с энергией 367,7 кэВ разряжается переходами с энергиями 367,7; 281,1; 262,45; 99,0 и 80,9 кэВ. Мультипольности переходов, разряжающих уровень с энергией 367,7 кэВ, определяют его чётность как положительную, но допускают для спина значения $1/2$; $3/2$; $5/2$.

Согласно имеющимся в настоящее время экспериментальным данным, уровень с энергией 427,4 кэВ разряжается переходами с энергиями 427,4 кэВ, 367,4 кэВ, 340,8 кэВ, 321,8 кэВ, 192,2 кэВ, 160,5 кэВ, 101,15 кэВ и 59,63 кэВ. Однако энергетический баланс допускает положение перехода 427,4 кэВ и в другом месте в схеме уровней ^{155}Gd . Мультипольности переходов, разряжающих уровень с энергией 427,4 кэВ, устанавливают его чётность как положительную, но допускают значения $3/2$ или $5/2$ для спина этого уровня. В случае отсутствия разрядки рассматриваемого уровня на основное состояние ^{155}Gd для спина этого уровня допускается также значение $7/2$.

Уровень с энергией 451,3 кэВ введен в схему распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ в работе /15/ на основе совпадения суммы энергий переходов 391,3 кэВ и 60,0 кэВ и энергии перехода 451,3 кэВ. Результаты проведенного нами анализа спектров γ - γ -совпадений подтверждают существование этого уровня и указывают на то, что он разряжается также переходом с энер-

гией 216 кэв. Мультипольности переходов, разряжающих уровень с энергией 451,3 кэв, определяют его чётность как отрицательную, для спинов допускают следующие возможные значения: $1/2$, $3/2$ и $5/2$.

Уровень с энергией 488,8 кэв введен в схему распада $^{185}\text{Tl} \rightarrow ^{185}\text{Gd}$ в работах /8 15/. На основе имеющихся экспериментальных данных можно предположить, что этот уровень разряжается переходами с энергиями 488,1; 402,3; 384,3; 371,0; 254,0; 220,0; 162,3 кэв. Энергетический баланс допускает разрядку данного уровня также переходами с энергиями 428,3кэв и 120,5 кэв и позволяет расположить переход с энергией 488,1 кэв в другом месте схемы уровней ^{185}Gd . Мультипольности переходов, разряжающих рассматриваемый уровень, определяют его чётность как положительную при возможных значениях спина $1/2$, $3/2$, $5/2$. Если происходит разрядка этого уровня также переходом с энергией 428,3 кэв, то значение $1/2$ для спина не допускается. В случае отсутствия разрядки уровня с энергией 488,8 кэв на основное состояние ^{185}Gd для спина этого уровня допускается также значение $7/2$.

Уровень с энергией 592,6 кэв разряжается переходами с энергиями 592,8; 532,5; 505,9; 447,0 кэв. Энергетический баланс допускает также возможность разрядки этого уровня переходом 488,1 кэв и переходом 103,38 кэв, идентифицированным в /17/. Примесь излучения типа E0 в переходе с энергией 592,8 кэв приводит к заключению, что уровень с энергией 592,6 кэв имеет спин и чётность $3/2^-$, что согласуется с мультипольностями остальных переходов, разряжающих рассматриваемый уровень.

Уровень с энергией 647,8 кэв разряжается переходами с энергиями 648,1; 588,2; 542,5; 501,8; 380,3; 361,0 и 220,0 кэв. Примесь излучения типа E0 в переходе с энергией 588,2 кэв приводит к заключению, что уровень с энергией 647,8 кэв имеет спин и чётность $5/2^-$; это согласуется с мультипольностями остальных переходов, разряжающих данный уровень.

На основе энергетического баланса, баланса интенсивностей и выводов о мультипольностях переходов в схему распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ нами введено дополнительно два новых уровня с энергиями 559,9 и 615,5 кэВ.

Уровень с энергией 559,9 кэВ разряжается переходами с энергиями 559,9; 454,8 и, возможно, 233,5 кэВ. Мультипольности переходов с энергиями 559,9 и 454,8 кэВ определяют чётность рассматриваемого уровня как отрицательную и допускают следующие значения спина: 1/2, 3/2, 5/2.

Уровень с энергией 615,5 кэВ может разряжаться переходами с энергиями 615,5; 555,4; 248,0 кэВ и, возможно, переходом с энергией 380,3 кэВ. Мультипольности переходов, разряжающих рассматриваемый уровень, определяют его чётность как отрицательную при возможных значениях спина 3/2 и 5/2.

В работе /8/ в схему распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ нами были введены уровни с энергиями 138,8; 706; 720,8; и 881 кэВ. Однако, анализ всей совокупности экспериментальных результатов не даёт достаточных оснований для того, чтобы оставить эти уровни в схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

4.4.3. Баланс интенсивностей переходов в схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

Данные об интенсивностях конверсионных электронов и γ -излучения (таблицы 1,2 и 4) позволили нам составить баланс интенсивностей переходов для уровней ^{155}Gd в предложенной схеме распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ (рис. 15) и определить интенсивности электронного захвата в ^{155}Tb , приводящего к возбужденным уровням ^{155}Gd .

Интенсивность рентгеновского K_{α} -излучения (табл 4) позволила определить долю электронного захвата в ^{155}Tb , приводящую к основному состоянию ^{155}Gd . Доля распадов на основное состояние ^{155}Gd вычисля-

лась из интенсивности K_x -лучей и интенсивностей K -линий конверсионных электронов (табл. 1 и 2). При этом учитывался L -захват, вычисленный при предположении разрешенных β -переходов. Выход флюоресценции для K -оболочки согласно^{/54/}, принимался равным $\omega_K = 0,920$. Доля электронного захвата в ^{155}Tb , ведущего на основное состояние ^{155}Gd , оказалась равной 32%, что находится в хорошем согласии с величиной 30%, полученной в работе^{/16/}.

Полученные абсолютные интенсивности гамма-лучей, конверсионных электронов и полные интенсивности переходов, сопровождающих распад ^{155}Tb , приведены в табл. 8. Интенсивности заселения уровней ^{155}Gd при электронном захвате в ^{155}Tb приводятся в табл. 10.

4.4.4. Значения $lg\,fr$ для распада ^{155}Tb на уровни ^{155}Gd .

Полученные значения $lg\,fr$ для распада ^{155}Tb электронным захватом на уровни ^{155}Gd приведены в таблице 10. Разность масс ядер $^{155}\text{Tb} - ^{155}\text{Gd}$ экспериментально не определялась. Значения этой разности, по полуэмпирическим данным разных авторов /1,57,58,59,60/, довольно сильно различаются между собой.

Как правило, в тяжелых ядрах разность масс на 200–300 кэВ превышает энергию самого жесткого перехода, если его измеренная интенсивность $\approx 0,01\%$ на распад. Самый жесткий переход, наблюдаемый нами, имеет энергию 648,1 кэВ и интенсивность $\approx 0,01\%$ на распад. Более жесткие переходы с энергиями 706,2 и 715,3 кэВ, обнаруженные в спектре конверсионных электронов /10/, в гамма-спектрах ^{155}Tb не наблюдались, и их интенсивности, по-видимому, не превышают 0,005% на распад. В соответствии с этим разумно предположить, что энергия распада $^{155}\text{Tb} - ^{155}\text{Gd}$ составляет ~ 000 кэВ. Приведенные в таблице 10 величины $lg\,fr$ вычислены для значений разности масс $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ 800 и 1000 кэВ.

5. АНАЛИЗ СХЕМЫ РАСПАДА $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

5.1. Введение

Ядро $^{155}_{64}\text{Gd}_{91}$ находится в начале области атомных ядер редкоземельных элементов, равновесная форма которых не является сферически симметричной. Известно, что многие свойства возбужденных состояний таких ядер с нечётным A можно объяснить в рамках обобщенной модели ядра /2,3,41,61/. Однако детальное сравнение наблюдаемых свойств возбужденных состояний этих ядер со свойствами, предсказанными на основе обобщенной модели ядра, в некоторых случаях (особенно для ядер, расположенных на краях области деформированных ядер), не дает удовлетворительного согласия. Для объяснения отклонений экспериментальных данных от предсказаний теории часто учитывают эффекты, обусловленные связью вращательного и колебательного движения или связью вращательного и внутреннего движения /62,63/.

Рассмотрим некоторые основные черты схемы уровней ^{155}Gd , которые можно ожидать на основе обобщенной и сверхтекучей моделей ядра и из систематики состояний в этой области ядер.

5.1.1. Одночастичные уровни схемы Нильссона

Основное состояние ^{155}Gd имеет квантовые характеристики $3/2^-/521/$ и обладает статической деформацией, равной $\delta \approx 0,3$. В этом случае, согласно схеме уровней Нильссона /64/ (рис. 16), в ядре ^{155}Gd в области малых энергий возбуждения можно было бы ожидать возбуждение уровней, соответствующих одночастичным состояниям $5/2^-/523/$; $1/2^-/521/$; $11/2^-/505/$; $3/2^-/532/$; $1/2^-/530/$; $9/2^-/514/$ с отрицательной чётностью, одночастичным состояниям $5/2^+/642/$; $7/2^+/633/$; $3/2^+/402/$; $1/2^+/400/$; $3/2^+/651/$ и $1/2^+/660/$ с положительной чётностью. Однако возбуждение состояний $11/2^-/505/$; $9/2^-/514/$ и $7/2^+/633/$ в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb

практически нельзя ожидать из-за большой разницы между спинами этих состояний и спином основного состояния $^{155}\text{Tb} (3/2^+ /411/)$.

5.1.2. Коллективные вибрационные состояния

В последние годы в теоретических и экспериментальных исследованиях появились указания на существование в ядрах с нечётным A состояний коллективного вибрационного характера, основанных на низколежащих одностичных уровнях. Возбуждения этого типа связаны с коллективными колебаниями поверхности относительно равновесной формы ядра^{/2,3 /}.

В случае ядра ^{55}Cd можно ожидать низкорасположенные вибрационные состояния, которые соответствуют колебаниям квадрупольного типа с $\lambda = 2$.

Для ядер с нечётным A , у которых проекция момента количества движения на ось симметрии всегда отлична от нуля, следует ожидать существования трех состояний вибрационного типа, а именно: β -вибрационного с $K = K_0$ и двух γ -вибрационных состояний с проекциями спинов на ось симметрии ядра, равными $K = K_0 \pm 2$. Здесь $K_0 = \Omega$ есть квантовое число одностичного состояния, с которым связаны вибрационные состояния. Надо отметить, что эффект смешивания одностичных и вибрационных состояний и эффект кориолисового взаимодействия затрудняет идентификацию состояний и часто приводит к тому, что структура таких состояний является более сложной. В частности, ожидается, что энергия и другие свойства вибрационных состояний существенным образом зависят от взаимного расположения других состояний в данном ядре^{/61/}.

Остановимся на некоторых характерных свойствах, которые следует ожидать для вибрационных уровней в ядрах с нечётным A .

Согласно обобщенной модели ядра, гамма-переход между чистым вибрационным и одностичным состояниями имеет место в том случае если вибрационное состояние основано на данном одностичном уровне.

Характерной чертой разрядки уровней ротационной полосы бета-вибрационного состояния на уровне ротационной полосы состояния, с которым связано бета-вибрационное состояние, является возможность существования монопольных E0-переходов между уровнями с одинаковыми спинами. В случае разрядки гамма-вибрационного уровня переходы типа E0 запрещены по квантовому числу K. Таким образом, наблюдение излучения типа E0 при разрядке уровня может служить указанием на его бета-вибрационную природу.

Для γ -вибрационного состояния с $K = K_0 - 2 = 1/2$, параметр развязки a должен быть равным нулю. Поскольку, согласно расчётам, для ожидаемых одночастичных состояний с $\Omega = 1/2$ в ядре ^{155}Gd параметр развязки a отличен от нуля (табл. 11), то равенство нулю параметра a для состояний с $K = 1/2$ указывает на их γ -вибрационный характер.

5.1.3. Коллективные вращательные состояния

С каждым из одночастичных, a также вибрационных состояний может быть связана ротационная полоса. Согласно работе /65/, энергии уровней вращательной полосы приблизительно описываются соотношением:

$$E_k(I) = E_k^0 + A\{I(I+1) + a(-)^{I+1/2} (I+1/2)\delta_{K,1/2}\} + BI^2(I+1)^2, \quad (5.1)$$

где константы E_k^0 , A , a , B определяются из экспериментальных данных.

Для ожидаемых в ядре ^{155}Gd одночастичных состояний с $K = \Omega = 1/2$ расчёт параметра a с использованием волновых функций Нильссона, согласно /41a/ при значении параметра деформации $\delta = 0,3$ даёт величины, приведенные в таблице 11.

5.1.4. Кориолисово взаимодействие и взаимодействие между состояниями, отличающимися на $\Delta N = 2$

В работах /17,40/ было обращено внимание на то обстоятельство, что некоторые свойства низколежащих состояний ^{155}Gd не удается объяснить на основе простых представлений об одночастичных уровнях Нильссона и связанных с ними вращательных состояний, и что здесь, по-видимому, имеет место сильное кориолисово взаимодействие /62,63/. В соответствии с правилами отбора /33/, в случае ядра ^{155}Gd можно ожидать кориолисово взаимодействие между нильссоновскими состояниями, как указано в таблице 12.

Как указано в работах /17,74/, в случае ядра ^{155}Gd можно ожидать взаимодействие между состояниями, отличающимися по квантовому числу N на 2, которое в схеме Нильссона не учтено, а именно, между состояниями $1/2^+$ /400/ и $1/2^+$ /660/ с $\Omega = 1/2$ и состояниями $3/2^+$ /651/ и $3/2^+$ /402/ с $\Omega = 3/2$. Для орбиталей этих пар состояний в схеме Нильссона в области $\delta \approx 0,3$ наблюдается сближение.

Очевидно, что кориолисово взаимодействие и взаимодействие между состояниями, для которых $\Delta N = 2$, могут значительно затруднить идентификацию состояний в ядре ^{155}Gd .

5.1.5. Структура неротационных состояний ^{155}Gd по сверхтекучей модели ядра

В работе /66/ на основе сверхтекучей модели ядра с учётом взаимодействия квазичастиц с фононами выполнены расчёты энергий неротационных состояний нечётных деформированных ядер в области $155 \leq A \leq 181$, дана их структура и в отдельных случаях приведены параметры развязки. Результаты, полученные в этой работе для ^{155}Gd в сравнении с нашими

данными, приводятся в табл.13. В работе /66/ так же, как и в схеме Нильссона /64/, не учтено смешивание одночастичных волновых функций состояний /651/↑ и /402/↓, а также /660/↑ и /400/↓ и кориолисово взаимодействие.

5.2. Основное состояние и возбужденные уровни ^{155}Gd с отрицательной чётностью

5.2.1. Вращательная полоса основного состояния /521/↑

В предыдущих работах (см., например, /1,9,20/) по кулоновскому возбуждению ^{155}Gd и по исследованию распада ^{155}Tl и ^{155}Eu было установлено, что уровни с энергиями 60,0 кэВ ($5/2^-$) и 146,0 кэВ ($7/2^-$) являются уровнями вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd /521/↑

Коэффициенты в формуле (5.1) для энергий уровней этой полосы получились равными $A = 11,7$ кэВ и $B = 23,8$ эВ (табл. 14). Анализ характера разрядки уровней вращательной полосы основного состояния показал /34,35/, что экспериментально полученные вероятности радиационных переходов внутри этой полосы хорошо описываются в рамках обобщенной модели ядра.

Распад ^{155}Tl ($3/2^+$ /411/) на первые два уровня вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd /521/↑ классифицируется как I_{α} . Сравнение отношений приведенных вероятностей для ветвей электронного захвата, ведущего на уровни вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd , приведено в табл. 15. Усиление распада ^{155}Tl на основное состояние ^{155}Gd по отношению к распаду на уровень с энергией 60,0 кэВ ($5/2^-$), по сравнению с теоретическими предсказаниями по правилам Алага /67/, по-видимому, можно объяснить, если предположить, что в первом случае заметную роль играет электронный захват типа $L=0$.

5.2.2. Вращательная полоса β -вибрационного состояния ^{152}Th

Среди возбужденных уровней с отрицательной чётностью в ядре ^{155}Gd , заселяющихся при распаде ^{155}Tb , особое внимание заслуживают уровни с энергиями 592,6 и 647,8 кэВ, введенные в работах^{/8,15/}. Коэффициенты внутренней конверсии (КВК) для переходов с энергиями 592,8 кэВ и 588,2 кэВ (табл. 7), идущих с уровней 592,6 и 647,8 кэВ на основное состояние и на уровень 60,0 кэВ, соответственно, имеют большие величины. Это указывает на то, что рассматриваемые переходы или имеют высокую мультипольность ($\geq M3$), или же в них проявляется примесь излучения типа Е0. Предположение о высокой мультипольности этих переходов приводит к высоким значениям спинов соответствующих уровней. Однако анализ остальных экспериментальных данных показывает, что возбуждение уровней с такими спинами ($\geq 9/2$) практически исключено. Следовательно, мы имеем здесь дело с переходами, в которых проявляется примесь излучения типа Е0. Это обстоятельство позволило нам сделать заключение^{/8/}, что уровень с энергией 592,6 кэВ ($3/2^-$) представляет β -вибрационное состояние, связанное с основным состоянием $3/2^-$ ^{152}Th , а уровень с энергией 647,8 кэВ ($5/2^-$) представляет первое ротационное состояние на β -вибрационном уровне 592,6 кэВ. Для параметра A этой полосы согласно (5.1) при $B=0$ получаем значение $A = 11,0$ кэВ, которое несколько ниже соответствующего параметра $A = 12,0$ кэВ для полосы основного состояния (табл. 14). Такое поведение параметров A для вращательных полос основного и β -вибрационного состояний находится в согласии с поведением соответствующих параметров в чётно-нечётных ядрах.

Значение энергии следующего состояния ($1\text{ к}^{\pi} = 7/2\ 3/2^-$) β -вибрационной полосы для полученного значения параметра $A = 11,0$ кэВ, должно быть равным ≈ 725 кэВ. По-видимому, возбуждение этого состояния при распаде ^{155}Tb является маловероятным из-за большой разницы спинов этого уровня и основного состояния ^{155}Tb .

В пользу интерпретации уровня с энергией 592,6 кэв, как β -вибрационного, также указывают результаты работы Тьема и Элбека^{/22/}. В этой работе изучались энергетические состояния ^{155}Gd при помощи (d, p) и (d, t) -ядерных реакций. Анализ спектра тритонов показал, что в реакции $^{156}\text{Gd}(d, t)^{155}\text{Gd}$ возбуждаются уровни с энергиями 594, 721 и 813 кэв, которые на основе анализа сечений возбуждения могут быть отнесены к вращательной полосе β -вибрационного состояния и соответствуют уровням этой полосы со спинами $3/2^-$, $7/2^-$ и $9/2^-$, соответственно. Возбуждение β -вибрационной полосы в ^{155}Gd наблюдалось также в реакции $^{155}\text{Gd}(d, d')^{155}\text{Gd}$ /68/.

Выводу о β -вибрационном характере уровня с энергией 592,6 кэв не противоречат результаты работы^{/21/} по кулоновскому возбуждению ядра ^{155}Gd . В этой работе указывается на существование уровня коллективного характера с энергией $\approx 0,60$ Мэв с возможными квантовыми характеристиками $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$.

В работе Соловьева и Фогеля^{/66/} при расчётах структуры основного и возбужденных состояний ^{155}Gd показано, что на основном состоянии построено два колебательных уровня. Один из них с $K = 3/2^-$, является довольно чистым β -вибрационным состоянием и его следует, по видимому, отождествить с наблюдаемым нами состоянием с энергией 592,6 кэв. Рассчитанное значение энергии β -вибрационного состояния получено несколько завышенным по сравнению с экспериментальным значением (табл 13).

При разрядке уровней вращательной полосы β -вибрационного состояния на уровни вращательной полосы основного состояния мы имеем благоприятный случай для наблюдения монополярных переходов $E0$ между уровнями, для которых $\Delta I = 0$. Согласно работе^{/69/} вероятность $E0$ перехода $W_x(E0)$ можно записать

$$W_x(E0) = \Omega_x \cdot \rho^2, \quad (5.2)$$

где Ω_x - приведенная вероятность E0 перехода, не зависящая от внутренних свойств ядра; она была рассчитана для разных оболочек ($x = K, L, \dots$) Черчем и Уинсером^{/63/}. Параметр ρ - приведенный ядерный матричный элемент электрического монополя, зависящий от внутренних свойств ядра, можно рассчитать на основе различных предположений о модели ядра. Для сравнения теоретических и экспериментальных данных относительно переходов типа E0 часто используют безразмерный параметр, введенный Расмуссеном^{/70/}

$$\chi \left(\frac{E0, i \rightarrow f}{E2, i \rightarrow f'} \right) = \frac{B(E0, i \rightarrow f)}{B(E2, i \rightarrow f')} \quad , \text{ где} \quad (5.3)$$

$B(E0, i \rightarrow f) = e^2 R^4 \rho^2$ - так называемая "ядерная вероятность" монополюсного E0 перехода и $B(E2, i \rightarrow f)$ - приведенная вероятность E2-перехода.

Определение интенсивности разрядки уровней с энергиями 592,6 кэВ и 647,8 кэВ посредством E0 перехода в нашем случае затруднено из-за конкуренции между переходами типа E0, M1 и E2, которые возможны при разрядке между уровнями с $\Delta I = 0$.

На рис. 18 показана разрядка уровней β -вибрационной полосы на уровне вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd . Полученные нами значения КВК позволяют приписать переходам с энергиями 523,5 кэВ, 648,1 кэВ и 501,8 кэВ мультипольности E2, M1 и M1 соответственно, однако, примесь излучений других мультипольностей не исключается. КВК для перехода с энергией 447 кэВ экспериментально не определялся, однако по размещению этого перехода в схеме распада ^{155}Tb следует приписать ему мультипольность E2.

Сравнение экспериментальных отношений приведенных вероятностей γ -переходов, разряжающих уровни с энергиями 592,6 кэВ и 647,8 кэВ, с отношениями, полученными согласно обобщенной модели, приведено в таблице 16,

Вероятность $w_x(E0)$ конверсии E0-перехода на x -оболочке ($x = K, L, ..$) в смешанном E0 + M1 + E2 переходе можно записать как

$$w_x(E0) = w_\gamma(E2) \left\{ \frac{1}{\delta^2} [a_x - a_x(M1)] + [a_x - a_x(E2)] \right\} = \quad (5.4)$$

$$= w_\gamma(M1) \left\{ [a_x - a_x(M1)] + \delta^2 [a_x - a_x(E2)] \right\},$$

где $w_\gamma(E2)$ и $w_\gamma(M1)$ - вероятности γ -переходов, a - экспериментальное значение КВК перехода, $a(M1)$ и $a(E2)$ - теоретические значения КВК, $\delta^2 = w_\gamma(E2) : w_\gamma(M1)$. Используя формулу (5.4), можно сделать оценки интенсивностей $I_{e,x}(E0)$ в переходах с энергиями 592,8 кэВ и 588,2 кэВ.

Для перехода с энергией 592,8 кэВ, предполагая смесь излучений типа E0 + E2 ($\delta^2 \rightarrow \infty$) или E0 + M1 ($\delta^2 \rightarrow 0$) в своих крайних случаях в пределах экспериментальных ошибок, получаем практически одинаковые значения для интенсивностей E0-перехода

$$I_K(E0, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,5 \pm 0,1$$

$$I_L(E0, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,06 \pm 0,02.$$

Отношение вероятностей E0-конверсии на K и L оболочках в этом случае равно $w_K(E0) : w_L(E0) = 8,3 \pm 4,0$, что в пределах ошибок согласуется с теоретическим значением $5,9/71$ и $8/69$. Отношение интенсивности конверсионных электронов E0 перехода с энергией 592,8 кэВ к интенсивности γ -лучей этого перехода равно $I_e(E0, 592,8 \text{ кэВ}) : I_\gamma(M1, E2, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,14 \pm 0,04$.

Подобным образом для перехода с энергией 588,2 кэВ мы получаем

$$I_K(E0, 588,2 \text{ кэВ}) = 0,17 \pm 0,04$$

$$I_L(E0, 588,2 \text{ кэВ}) \leq 0,05$$

Отношение $w_K(E0) : w_L(E0) \geq 3,5$ и отношение

$$I_e(E0, 588,2 \text{ кэВ}) : I_\gamma(M1, E2, 588,2 \text{ кэВ}) \approx 0,11.$$

Предполагая, что оба перехода с энергиями 592,8 кэВ и 588,2 кэВ типа E0 + E2 и, используя соотношение (5.3), получаем

Вероятность $w_x(E0)$ конверсии E0-перехода на x -оболочке ($x = K, L, \dots$) в смешанном E0 + M1 + E2 переходе можно записать как

$$w_x(E0) = w_y(E2) \left\{ \frac{1}{\delta^2} [a_x - a_x(M1)] + [a_x - a_x(E2)] \right\} = \quad (5.4)$$

$$= w_y(M1) \left\{ [a_x - a_x(M1)] + \delta^2 [a_x - a_x(E2)] \right\},$$

где $w_y(E2)$ и $w_y(M1)$ - вероятности y -переходов, a - экспериментальное значение КВК перехода, $a(M1)$ и $a(E2)$ - теоретические значения КВК, $\delta^2 = w_y(E2) : w_y(M1)$. Используя формулу (5.4), можно сделать оценки интенсивностей $I_{\sigma x}(E0)$ в переходах с энергиями 592,8 кэВ и 588,2 кэВ.

Для перехода с энергией 592,8 кэВ, предполагая смесь излучений типа E0 + E2 ($\delta^2 \rightarrow \infty$) или E0 + M1 ($\delta^2 \rightarrow 0$) в обоих крайних случаях в пределах экспериментальных ошибок, получаем практически одинаковые значения для интенсивностей E0-перехода

$$I_K(E0, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,5 \pm 0,1$$

$$I_L(E0, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,06 \pm 0,02.$$

Отношение вероятностей E0-конверсии на K и L оболочках в этом случае равно $w_K(E0) : w_L(E0) = 8,3 \pm 4,0$, что в пределах ошибок согласуется с теоретическим значением $5,9/71$ и $8/69$. Отношение интенсивности конверсионных электронов E0 перехода с энергией 592,8 кэВ к интенсивности y -лучей этого перехода равно $I_{\sigma}(E0, 592,8 \text{ кэВ}) : I_y(M1, E2, 592,8 \text{ кэВ}) = 0,14 \pm 0,04$.

Подобным образом для перехода с энергией 588,2 кэВ мы получаем

$$I_K(E0, 588,2 \text{ кэВ}) = 0,17 \pm 0,04$$

$$I_L(E0, 588,2 \text{ кэВ}) \leq 0,05$$

Отношение $w_K(E0) : w_L(E0) \geq 3,5$ и отношение

$$I_{\sigma}(E0, 588,2 \text{ кэВ}) : I_y(M1, E2, 588,2 \text{ кэВ}) \approx 0,11.$$

Предполагая, что оба перехода с энергиями 592,8 кэВ и 588,2 кэВ типа E0 + E2 и, используя соотношение (5.3), получаем

$$\frac{V(E0, 592,8; 3/2^- \beta \longrightarrow 3/2^-)}{V(E2, 592,8; 3/2^- \beta \longrightarrow 3/2^-)} = 0,78 \pm 0,25$$

$$\frac{V(E0; 588,2; 5/2^- \beta \longrightarrow 5/2^-)}{V(E2; 588,2; 5/2^- \beta \longrightarrow 5/2^-)} \approx 0,54.$$

Следует обратить внимание на тот факт, что полученные выше отношения $\frac{V(E0, i \rightarrow f)}{V(E2, i \rightarrow f)}$ для ядра ^{156}Gd близки к значениям отношений для соседних чётно-чётных ядер ^{154}Gd и ^{156}Gd .

$$\frac{V(E0; 693,0; 2^+ \beta \longrightarrow 2^+)}{V(E2; 693,0; 2^+ \beta \longrightarrow 2^+)} \approx 0,40 \quad \text{и}$$

$$\frac{V(E0; 678; 4^+ \beta \longrightarrow 4^+)}{V(E2; 678; 4^+ \beta \longrightarrow 4^+)} \approx 0,40$$

в ядре ^{154}Gd /72/ и

$$\frac{V(E0; 1040,8; 2^+ \beta \longrightarrow 2^+)}{V(E2; 1040,8; 2^+ \beta \longrightarrow 2^+)} \approx 0,53$$

в ядре ^{156}Gd /73/, полученных для переходов, разряжающих уровни β -вибрационной полосы на уровни вращательной полосы основного состояния этих ядер (рис. 18).

Согласно выражениям (5.2) и (5.4), значение ρ^2 для E0 перехода можно записать, как

$$\rho^2 = \frac{W_\gamma(E2)}{\Omega_x} \left\{ \frac{1}{\delta^2} [a_x - a_x(M1)] + [a_x - a_x(E2)] \right\}. \quad (5.5)$$

Принимая, что полученное в работе /21/ значение $v(E2)_{\text{н}} = (0,042 \pm 0,010) \cdot e^2 \cdot 10^{-48} \text{ см}^4$ относится к возбуждению уровня с энергией 592,6 кэВ и полагая $\delta^2 = \frac{W_\gamma(E2)}{W_\gamma(M1)} \rightarrow \infty$, мы оценили значение $|\rho|$ и время жизни этого уровня. Значение $|\rho|$ равно

$$|\rho_K| = |\rho_L| \approx 0,4.$$

Время жизни уровня с энергией 592,6 кэВ

$$T_{1/2} (592,6 \text{ кэВ}) \approx 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ сек.}$$

В нашем случае $W(E0)$ будет практически одинаковым для $E0$ -переходов между уровнями β -вибрационной полосы и полосы основного состояния, так как изменение $\Omega_K(\Omega_L, \dots)$ в этом случае будет несущественным. Таким образом, полагаем, что

$$W_K(E0, 592,8 \text{ кэВ}) = W_K(E0, 588,2 \text{ кэВ}).$$

Это позволяет нам оценить время жизни уровня с энергией 647,8 кэВ:

$$T_{1/2} (647,8 \text{ кэВ}) \approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ сек.}$$

Согласно классификации β -переходов /54/, распад ^{155}Tl на первые два уровня β -вибрационной полосы ^{155}Gd является переходом первого порядка запрещения, незатрудненным $-1u$. Распад ^{155}Tl на β -вибрационный уровень замедлен по сравнению с распадом на основное состояние ^{155}Gd . Согласно полученным значениям $\lg fr$ (табл 10)

$$(\lg fr)_{\beta\text{-вибр.}} - (\lg fr)_{\text{осн.сост.}} = 1,6$$

Сравнение отношений приведенных вероятностей, полученных из эксперимента и рассчитанных по правилам Алага, для ветвей распада ^{155}Tl на уровни вращательной полосы β -вибрационного состояния ^{155}Gd представлено в таблице 15. Из этой таблицы следует что поведение приведенных вероятностей распада на уровни β -вибрационной полосы ^{155}Gd можно объяснить в предположении, что доминирующими здесь являются переходы с $L=2$.

5.2.3. Вращательная полоса состояния /521/↓

В работе /22/ по изучению энергетических состояний в нечётных ядрах гадолиния при помощи (d, p) и (d, t) -реакций было указано на существование вращательной полосы состояния /521/↓ во всех

ядрах с массовыми числами $153 \leq A \leq 161$. Установлено, что в ядре ^{155}Gd состояниями этой полосы являются возбужденные уровни с энергиями 556 кэВ ($1/2^-$), 614 кэВ ($3/2^-$), 658 кэВ ($5/2^-$), 784 кэВ ($7/2^-$) и 866 кэВ ($9/2^-$).

В схеме возбужденных уровней ^{155}Gd введены два уровня отрицательной четности с энергиями 559,9 кэВ и 615,5 кэВ. Возможные значения спинов этих уровней ($1/2$, $3/2$, $5/2$) и ($3/2$, $5/2$), соответственно. Уровень с энергией 615,5 кэВ разряжается в основном на уровни со спинами $3/2$ и $5/2$ вращательной полосы основного состояния с $K^\pi = 3/2^-$. Наблюдение разрядки уровня с энергией 559,9 кэВ на основное состояние ($3/2^-$) переходом типа $M1$ и на состояние с энергией 86,5 кэВ ($3/2^+$) переходом типа $E1(-M2)$ и отсутствие перехода на уровень 60,0 кэВ ($5/2^-$), даже слабее по сравнению с интенсивным прямым переходом 559,9 кэВ, дает основание приписать уровню 559,9 кэВ спин и четность $1/2^-$.

На основании вышесказанного уровни с энергиями 559,9 кэВ и 615,5 кэВ следует идентифицировать как члены вращательной полосы, построенной на уровне 559,9 кэВ типа $5/21/\downarrow$, обнаруженной в работе Тьема и Элбека $1/22/$.

Сравнение отношений приведенных вероятностей, полученных из эксперимента и рассчитанных по правилам Алага для гамма-переходов, разряжающих уровень с энергией 615,5 кэВ ($K^\pi = 3/2 \rightarrow 1/2^-$) на уровни вращательной полосы основного состояния указывает, что в пределах экспериментальных ошибок противоречий не наблюдается (таблица 16).

Бета-переходы на уровни полосы состояния $5/21/\downarrow$ классифицируются как $1u$. Сравнение отношений приведенных вероятностей, полученных из эксперимента и рассчитанных по правилам Алага, для ветвей распада ^{155}Tb на уровни $3/2 \rightarrow 1/2^-$ $5/21/$ и $1/2 \rightarrow 1/2^-$ $5/21/$ ^{155}Gd приведено в таблице 15.

Наблюдение других уровней полосы $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb затруднено. Согласно правилам Алага, при распаде ^{155}Tb уровень $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ должен возбуждаться с вероятностью в пять раз меньшей, чем уровень $1/2^- \rightarrow 1/2^-$, что приводит к значению $\approx 0,035\%$ на распад для интенсивности заселения этого уровня. Соответствующее значение $\lg \Gamma \approx 9,3$

Приняв, согласно [22], значение энергии 658 кэВ для уровня $5/2^- \rightarrow 1/2^-$, получаем при $B = 0$ значения констант $A = 13,5$ кэВ, $a = 0,37$ (см. формулу 5.1). Обращает на себя внимание, что значение параметра развязки a меньше значения 0,9, ожидаемого для чистого нильссоновского состояния $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ (табл. 14). Наиболее вероятной причиной такого понижения значения параметра a является смешивание состояния $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ с гамма-вибрационным состоянием ($K_0 = 2$) основного состояния $5/2^- \rightarrow 6,61,66$. Эффект смешивания состояния $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ с гамма-вибрационным состоянием $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ ($K = K_0 - 2$) был обнаружен и в других ядрах [61]. Во всех этих случаях наблюдалось понижение значения параметра a по сравнению с теоретическим значением для нильссоновского состояния $5/2^- \rightarrow 1/2^-$.

Согласно расчётам Соловьева и Фогеля [66], состояние с $K^\pi = 1/2^-$ с энергией 550 кэВ в ^{155}Gd , которое, по-видимому, соответствует уровню с энергией 559,9 кэВ, имеет сложную структуру (табл. 13). Большую роль в данном случае играет примесь гамма-вибрационного состояния, связанного с основным состоянием $5/2^- \rightarrow 1/2^-$. Величина параметра развязки, полученная Соловьевым и Фогелем $a = 0,36$, находится в хорошем согласии с экспериментальным значением $a = 0,37$.

5.2.4. Состояния с энергиями 286,8 и 451,3 кэВ

Уровни с энергиями 286,8 кэВ ($3/2^-$, $5/2^-$) и 451,3 кэВ ($1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$), возбуждающиеся в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb , трудно идентифицировать без привлечения дополнительных данных. Наиболее

вероятной интерпретацией этих уровней являются нильссоновские состояния $1/2^- /530/$; $3/2^- /532/$; $5/2^- /523/$.

Состояния, связанные с орбиталью $1/2^- /530/$, были идентифицированы в нечётных ядрах гадолиния с $153 \leq A \leq 159 /22/$. В ядре ^{155}Gd авторами $/22/$ наблюдаены связанные с этой орбиталью состояния с энергиями 423 кэВ ($1/2^-$), 451 кэВ ($3/2^-$), 489 кэВ ($5/2^-$), 556 кэВ ($7/2^-$) и 617 кэВ ($9/2^-$), причём состояние с $I^\pi = 3/2^-$ в этой полосе идентифицировано с большой достоверностью. На основе этого можно считать, что наблюдаемый при распаде ^{155}Tb в ядре ^{155}Gd уровень с энергией 451,3 кэВ соответствует состоянию $3/2^- /1/2^- /530/$. Наблюдение основного состояния с $I^\pi = 1/2^- /1/2^- /530/$, которое может возбуждаться при распаде ^{155}Tb с интенсивностью, сравнимой с возбуждением уровня с $I^\pi = 3/2^- /1/2^-$, в наших измерениях было затруднено.

В работах по распаду ^{155}Tb обычно предполагалось, что уровень с энергией 286,8 кэВ соответствует состоянию $5/2^- /5/2^- /523/$. Однако в работе $/22/$, где рассматривается существование уровней, связанных с нильссоновским состоянием $5/2^- /523/$ в нечётных ядрах гадолиния с $155 \leq A \leq 161$, авторы указывают, что в ^{155}Gd уровни $5/2^-$, $7/2^-$ и $9/2^-$ вращательной полосы этого состояния можно отождествить с наблюдаемыми ими уровнями либо 287, 370 и 485 кэВ, либо 321, 392 и 485 кэВ, причём авторы считают наиболее вероятной вторую возможность. Поэтому уровень с энергией 283,8 кэВ ($3/2^-$, $5/2^-$), наблюдаемый в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb , нам представляется возможным идентифицировать как нильссоновское состояние $3/2^- /3/2^- /532/$.

5.3. Возбужденные уровни в ядре ^{155}Gd с положительной чётностью

Интерпретация уровней ^{155}Gd с положительной чётностью затруднена. Как показали исследования уровней ядра $^{155}\text{Gd} /17,22,40,74/$, здесь,

по-видимому, проявляются кориолисово взаимодействие и эффекты, связанные с пересечением нильссоновских состояний, для которых $\Delta N = 2$.

Валюс и др. /19/ при изучении угловых $\gamma - \gamma$ корреляций в ядре ^{155}Gd сделали заключение о значениях спинов отдельных уровней ^{155}Gd (таблица 17).

Таблица 17

$E_{\text{ур}}$ (кэВ)	Γ
86,5	5/2
105,3	3/2
235,2	3/2, (7/2)
266,6	5/2
367,7	1/2, 5/2
427,4	3/2, 7/2

Совокупность результатов нашей работы и работ /19, 22/ позволяет сделать определенные заключения о спинах уровней с положительной четностью.

Возможная интерпретация уровней ^{155}Gd , наблюдаемых при распаде ^{155}Tb , приведена на рис. 17. Здесь указаны нильссоновские состояния, которые дают преобладающий вклад в волновую функцию соответствующих состояний ^{155}Gd .

5.3.1. Вращательная полоса состояния /400/⁺

Уровень с энергией 367 кэВ в ядре ^{155}Gd был идентифицирован как нильссоновское состояние $1/2^+$ /400/ в работе /22/. Исходя из этого, можно предполагать, что интенсивно заселяющийся при распаде ^{155}Tb уровень с энергией 367,7 кэВ ($1/2^+$, $5/2^+$) в ядре ^{155}Gd соответствует состоянию $1/2$, $1/2^+$ /400/. В пользу того, что спин состояния с энергией 367,7 кэВ равен 1/2, указывает также отсутствие заметной разрядки этого уровня на уровень с энергией 60,0 кэВ ($5/2^-$) вращательной полосы основного состояния.

Заключение о мультипольности перехода с энергией 101,15 кэВ $M1 + (E2)^{10,17/}$, противоречит его размещению между состояниями 367,7 кэВ ($1/2^+$) и 263,6 кэВ ($5/2^+$). По-видимому, этот переход следует расположить между уровнями с энергией 427,4 кэВ ($3/2^+$) и 326,0 кэВ ($3/2^+$, $5/2^+$).

Уровни с энергиями 427,4 кэВ ($3/2^+$) и 488,8 кэВ ($3/2^+$, $5/2^+$) являются, по-видимому, вращательными состояниями, связанными с уровнем 367,7 кэВ $1/2$, $1/2^+ /400/$, как это предполагалось в работе^{16/}. В этом случае, согласно формуле (5.1), при $B=0$ получены значения параметров $A = 16,1$ кэВ и $a = -0,24$.

Значение параметра $a = +0,24$ меньше, чем значение $a = 0,35$ для чистого нильссоновского состояния $1/2^+ /400/$ и ближе к значению $a = 0,30$, полученному в расчётах Соловьёва и Фогеля^{166/} для соответствующего состояния, имеющего сложную структуру (табл. 13).

Полученные нами экспериментальные данные указывают, что отношение приведенных вероятностей для гамма-переходов, разряжающих уровень с энергией 427,4 кэВ ($IK \pi = 3/2 \ 1/2^+$) на уровни вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd , $B(E1, 428,3) : B(E1, 367,4) \geq 30$, что значительно превышает величину 1,43, полученную для этого отношения по правилам Алага.

5.3.2. Вращательная полоса состояния /402/.

При распаде ^{155}Tb в ядре ^{155}Gd наблюдаются два уровня положительной чётности с близкими энергиями 266,6 кэВ и 268,6 кэВ. Валюсю и др.^{19/} при исследовании угловых $\gamma - \gamma$ - корреляций при распаде ^{155}Tb установили, что спин уровня с энергией 266,6 кэВ равен $5/2$. Отсюда следует предположить, что наблюдаемое в^{22/} состояние с энергией 267, кэВ $3/2^+ /402/$ в ядре ^{155}Gd соответствует состоянию с энергией 268,6 кэВ.

Если предположить, что уровень с энергией 326,0 кэв ($3/2^+ 5/2^+$) является первым вращательным уровнем, связанным с состоянием 268,6 кэв, $3/2, 3/2^+ /402/$, то, согласно формуле (5.1), при $V=0$ получаем $A=11,5$ кэв. Бета-распад на первые два уровня предполагаемой вращательной полосы состояния $3/2^+ /402/$ классифицируется как a_1 . Усиление распада ^{155}Tb на уровень 268,6 кэв ^{155}Gd по отношению к распаду на уровень 326,0 кэв, исходя из сравнения с теоретическими предсказаниями по правилам Алага (таблица 15), по-видимому, можно объяснить тем, что в первом случае заметную роль играет переход типа $L=0$.

5.3.3. Уровни с энергиями 266,6; 235,2; 118,0;
105,3 и 86,5 кэв

Экспериментальные результаты, имеющиеся в настоящее время, указывают на то, что низколежащие уровни ^{155}Gd с голожительной чётностью не являются чистыми нильссоновскими состояниями. Рассмотрим отдельные низколежащие уровни ^{155}Gd .

266,6 кэв. Этот уровень сильно заселяется при распаде ^{155}Tb . В опытах по изучению угловых $\gamma-\gamma$ корреляций $^{19/}$ для этого уровня получено значение спина $I = 5/2$, что находится в согласии с нашими результатами.

235,2 кэв. Валюшь и др. $^{19/}$ получили для спина этого уровня значение $3/2$ ($7/2$). Согласно наблюдаемой разрядке уровня с энергией 451,3 кэв в наших исследованиях и принятой интерпретации этого уровня $3/2 1/2^- /530/$ (рис. 17), предпочтительнее приписать уровню с энергией 235,2 кэв спин и чётность $3/2^+$.

118,0 кэв. Возможные значения спинов этого уровня $I = 3/2, 5/2, 7/2$. Этот уровень, по-видимому, отличается от уровня с энергией 119 кэв с предполагаемым значением $I = 11/2$, который наблюдался в (d, t) и (α, n) реакциях $^{36/}$.

105,3 кэв и 86,5 кэв. В работе^{/12/} по измерению времен жизни уровней ^{155}Gd уровни с энергиями 105,3 кэв и 86,5 кэв интерпретировались как нильссоновские состояния $5/2 \quad 5/2^+$ /642/ и $3/2 \quad 3/2^+$ /651/ соответственно. Уровень с энергией 118,0 кэв в этой работе интерпретировался как вращательное состояние $5/2 \quad 3/2^+$ /651/. Такая интерпретация рассматриваемых уровней принималась в большинстве последующих работ.

Авторы работы^{/13/} на основе анализа $\gamma - \gamma$ -угловых корреляций получили для спина уровня с энергией 105,3 кэв значение $3/2$.

Принятое нами значение спина и чётности уровня с энергией 367,7 кэв $1/2^+$ и мультипольность перехода с энергией 262,45 кэв типа $M1$, разряжающего этот уровень на уровень 105,3 кэв, позволяют приписать уровню 105,3 кэв значения спина и чётности $3/2^+$.

Авторы работ^{/22, 4/} из анализа (d, p) и (d, t) реакций также пришли к заключению, что спин и чётность уровня с энергией 105,3 кэв $3/2^+$. Наблюдаемое большое сечение возбуждения этого уровня они объясняют вкладом ($\approx 40\%$) от состояния $3/2^+$ /402/, найденного при энергии 267 кэв.

К заключению о спине уровня 105,3 кэв $3/2$ приводит также анализ угловых $\gamma - \gamma$ - корреляций в ядре ^{155}Gd при распаде ^{155}Tb /19/.

При исследовании эффекта Мёссбауэра в ядре ^{155}Gd Шпинель и др.^{/32/} и Стивенс и др.^{/31/} приписали уровню с энергией 86,5 кэв спин $5/2$ и $1/2$ соответственно. Одно значение $I = 1/2$, предложенное в^{/31/}, не согласуется с данными по мультипольности переходов, разряжающих этот уровень.

В работе^{/19/} при исследовании угловых $\gamma - \gamma$ - корреляций при распаде ^{155}Tb уровню ^{155}Gd с энергией 86,5 кэв приписывается спин $5/2$. Результаты работы^{/22/} находятся в согласии с таким заключением о значении спина.

Таким образом можно считать, что спин и чётность уровней с энергиями 105,3 кэв и 86,5 кэв $3/2^+$ и $5/2^+$, соответственно.

В заключение авторы выражают свою благодарность К. Я. Громову, И. Звольскому, Ж. Желеву и З. Плайнеру за интерес к работе, помощь при постановке эксперимента и ценные замечания; С. Бьернхольму, В. Гнатовичу, Б. Элбеку, З. Стахуре, В. Г. Соловьеву, П. О. Тьему и П. Фогелю за полезные дискуссии.

Авторы также благодарны Т. Галановой, Т. Пазмановой и Л. Черны за помощь при обработке экспериментальных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Nuclear Data Sheets Compiled by K. Way et al., (Printing and Publishing Office, National Academy of Sciences, National Research Council, Washington 25, D.C.), 5, № 5, 1963.
2. A. Bohr, Kgl. Danske vid. Selskab. Mat.-Fys. Medd., 26, № 14 (1952). (Перевод в сб. "Проблемы современной физики", вып. 9, 1955).
A. Bohr, B. Mottelson, Kgl. Danske, vid. Selskab. Mat.-Fys. Medd., 27, № 16 (1953). (Перевод в сб. "Проблемы современной физики", вып. 9, 1955).
3. O. Nathan, S. G. Nilsson in Alpha-Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Ed. K. Siegbahn, Publ. Co., Amsterdam, 1965.
4. В. Г. Соловьев, в сборнике "Структура сложных ядер". Атомиздат, Москва 1966 и ссылки, данные в этой работе.
5. Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herskind and M. C. Olesen. Nucl. Phys., 73, 273 (1965).
6. В. Гнатович, К. Громов, "Ядерная физика, т. 3, вып. 1 8 (1966).
7. L. Persson, H. Ryde, K. Oelsner-Ryde, Ark. Fys., 24, 451 (1963).
- 7а. К. Вильский, В. В. Кузнецов, О. Б. Нильсен, О. Скилбрайт, В. А. Халкин, Ядерная физика 6, 672, 1967.
8. а) M. Finger, P. Galan, M. Kuznetsova, J. Liptak, J. Urbanec, J. Vrzal. Preprint E-2908, Dubna 1966.
б) Я. Врзал, П. Галан, М. Кузнецова, Я. Липтак, Я. Урбанец, М. Фингер. Материалы IX совещания по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Препринт 6-3036, Дубна 1966.

В заключение авторы выражают свою благодарность К. Я. Громову, И. Звольскому, Ж. Желеву и З. Плайнеру за интерес к работе, помощь при постановке эксперимента и ценные замечания; С. Бьернхольму, В. Гнатовичу, Б. Элбеку, З. Стахуре, В. Г. Соловьеву, П. О. Тьему и П. Фогелю за полезные дискуссии.

Авторы также благодарны Т. Галановой, Т. Пазмановой и Л. Черны за помощь при обработке экспериментальных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Nuclear Data Sheets Compiled by K. Way et al., (Printing and Publishing Office, National Academy of Sciences, National Research Council, Washington 25, D.C.), 5, № 5, 1963.
2. A. Bohr, Kgl. Danske vid. Selskab. Mat.-Fys. Medd., 26, № 14 (1952). (Перевод в сб. "Проблемы современной физики", вып. 9, 1955).
A. Bohr, B. Mottelson, Kgl. Danske, vid. Selskab. Mat.-Fys. Medd., 27, № 16 (1953). (Перевод в сб. "Проблемы современной физики", вып. 9, 1955).
3. O. Nathan, S. G. Nilsson in Alpha-Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Ed. K. Siegbahn, Publ. Co., Amsterdam, 1965.
4. В. Г. Соловьев, в сборнике "Структура сложных ядер". Атомиздат, Москва 1966 и ссылки, данные в этой работе.
5. Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herskind and M. C. Olesen, Nucl. Phys., 73, 273 (1965).
6. В. Гнатович, К. Громов, "Ядерная физика, т. 3, вып. 1, 8 (1966).
7. L. Persson, H. Ryde, K. Oelsner-Ryde, Ark. Fys., 24, 451 (1963).
- 7а. К. Вильский, В. В. Кузнецов, О. Б. Нильсен, О. Скилбрайт, В. А. Халкин, Ядерная физика 6, 672, 1967.
8. а) M. Finger, P. Galan, M. Kuznetsova, J. Liptak, J. Urbanec, J. Vrzal. Preprint E-2908, Dubna 1966.
б) Я. Врзал, П. Галан, М. Кузнецова, Я. Липтак, Я. Урбанец, М. Фингер. Материалы IX совещания по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Препринт 6-3036, Дубна 1966.

c) M.Finger, P.Galar, M.Kuznetsova, J.Liptak, J.Urbanc, J.Vrzal.
Report on Int. Conf. on Nuclear Phys. Gattlinburg, 1966.

9. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер, В.О.Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер с $A \geq 100$. (Изд. АН СССР, Москва-Ленинград 1969).
10. B.Harmatz, T.H.Handley and J.W.Mihelich, Phys. Rev., 128,1186(1962).
11. B.N.Subba Rao, Nuclear Physics 28, 503 (1961).
12. B.I.Deutch, F.R.Metzger and F.J.Wilhelm, Nuclear Physics 16,81(1960).
13. B.N.Subba Rao, Proc. Ind. Acad.Sci., 55, 174 (1962).
14. К.Вильский; В.В. Кузнецов, Н.А.Лебедев, О.Б.Нильсен, О.Скилбрайт.
Материалы VIII совещания по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов, изомерии ядер и теории ядра. Препринт ОИЯИ 2412, Дубна 1966 г.
15. P.H.Blichert-Toft, E.G.Funk and J.W.Mihelich, Bull. Am. Phys.Soc. 10, 1107 (1965).
16. P.H.Blichert-Toft, E.G.Funk and J.W.Mihelich, Nuclear Physics. A96, 190 (1967).
17. J.Kormicki, H.Niewodniczanski, Z.Stachura, K.Zuber and A.Budziak, Nuclear Physics A102, 253 (1967).
18. П. Галан, М.Я.Кузнецова, М.Фингер, И.Юрлик. Препринт ОИЯИ Р6-3479, Дубна 1967 г. Направлено в Чех.физ. журн.
19. В.Валюсь, Э.Киселевски, З.Стахура, Я.Стычень, А.З.Хрынкевич, М.Шавловски. Программа и тезисы докладов 18 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Рига, 1968 г. Изд. "Наука", Ленинград 1968 г.
20. V.Elbeq, Determination of Nuclear Transition Probabilities by Coulomb Excitation, Ejnar Munksgaards Forlag, Copenhagen 1963.
21. К.И.Ерохина, М.Х. Леиберг, В.А.Набичвришвили, Изв. АН СССР, сер.физ., 29, № 7 1103 (1965).

22. P.O.Tjøm and B.Elbek, A Study of Energy Levels in Odd-Mass Gadolinium Nuclei by Means of (d,p) and (d,t) Reactions.
Доклад на X совещании по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна, 1967 г.
23. Б.С.Джелепов, П.А.Тишкин и И.А.Шишелов. Материалы VIII совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов, изомерии ядер и теории ядра. Препринт ОИЯИ 2412, Дубна 1965 г.
24. K.E.G.Löbner and S.G.Malmskog, Nuclear Physics 80,505(1966).
25. A.Krusche, D.Bless and F.Münnich, Zeitschrift für Physik, 192, 490 (1966) and references in this paper.
26. S.G.Malmskog, Arkiv för Fysik 33, No 17, 291 (1967) and references in this paper.
27. A.Z.Hrynkievich, S.Ogaza, J.Styczen, B.Hrasnik, B.Pudlovska and R.Kulesa Nuclear Physics . 80, 608 (1966).
28. W.Meiling and F.Stary, Nuclear Physics 80, 71 (1966).
29. B.V. Narasimha Rao and S.Jnanananda, Proc.Phys.Soc.,87,455(1966)
30. E.Bozek, A.Z.Hrynkievicz, S.Ogaza, J.Styczen. Phys. Letters 11, 63 (1964).
31. R.R. Stevens Jr., Y.K.Lee and J.C.Walker, Phys. Letters. 21, 401 (1966).
32. Н.Н.Делягин, Хусейн Эль Саис, В.С.Шпинеель. ЖЭТФ 51, 95 (1966).
33. А.Е.Балабанов, Н.Н.Делягин, Хусейн Эль Саис. Ядерная физика 3, 209, (1966).
34. D.Ashery, A.E.Blaugrund, R.Kalish, Nuclear Physics 76,336(1966).
35. D.Ashery and Goldring Zeitschrift für Naturforschung 21a, 936 (1966).
36. И.Борггреен, Г.Слеттен. Сообщение на X совещании по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна 1967 г.
37. а) W.Low, Phys. Rev., 103, 1309 (1956).
б) D.R.Speck, Phys. Rev., 101, 1725 (1956).
38. И. Лингрен. Сообщение на X совещании по ядерной спектроскопии нейтро-

- нодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна, 1967 г.
39. B.R.Mottelson and S.G.Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid.Selsk. 1, No 8, (1959).
 40. M.E.Bunker and C.W.Rich, Physics Letters 25B, 396 (1967).
 41. а) S.G.Nilsson, Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat.Fys. Medd., 29, No 16, 1-68 (1955). Перевод в сборнике "Деформация атомных ядер" ИЛ, М 1958.
 б) B.R.Mottelson and S.G.Nilsson, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1, No 8 (1959).
 42. O.B.Nielsen and C.Kofoed-Hansen, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 29, No 6 (1955).
 43. J. Adam, V.G. Chumin, Yu.N. Denisov, M. Finger, K.Ya. Gromov, M.Ya. Kurnetsov, Lu Si - ting, Preprint E-2494 Dubna 1965.
 44. Б.К.Преображенский, А.В.Калямин, О.М.Лилова, ^{К. - Физ. Д. ИИМ.} ЖЭТФ 2 1164 (1957).
 45. K.O.Nielsen, O.Stilbreid, Nucl. Instr. 2, 15 (1958).
 46. P.Alexander and F.Boehm, Nucl. Phys., 46, 108 (1963).
 47. G.Malmsten, Ö.Nilsson, and J.Andersson, Arkiv för Fysik, 33, 361 (1966).
 48. И.Звольский, В.Приходько. Препринт ОИЯИ 6-3517, Дубна 1967 г.
 49. G.T.Ewan and A.J.Tavendale, J.Can.Phys., 42, 2286 (1964).
 50. См. ссылки в 49.
 51. A.H.Wapstra, G.J.Nijgh, Nucl.Phys., 1, 245 (1956).
 52. Я.Врзал, П.Галан, Т.И.Галанова, Я.Липтак, Я.Урбанец, М.Фингер. Препринт ОИЯИ P6-3512, Дубна 1967 г.
 53. G.T.Ewan, P.L.Graham, J.S.Geiger, Nuclear Physics, 22, 610(1961).
 54. A.H.Wapstra, G.J.Nijgh and R.van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables (North-Holland Publ. Co. Amsterdam 1959).
 Перевод А.Х. Вапстра, Г.И.Нних, Р.Ван Лишут "Таблица по ядерной спектроскопии", Атомиздат, М, 1960.
 55. Л.А. Слив, И.М.Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии.
 В книге "Гамма-лучи", М.-Л., 1961.
 56. P.H.Blichert-Toft, E.G.Funk and J.W.Mihelich, Nucl. Phys. A100, 369 (1967).

57. A.G.W.Cameron, A Revised Semiempirical Atomic Mass Formula
AECL- 433(1957).
58. Г.Ф.Драницына. Материалы IV Совещания по нейтрондефицитным изо-
топам, Дубна (1961).
59. W.D.Myers and W.J.Swiatecki, Nuclear Masses and Deforma-
tions, UCRL- 11980(1965).
60. J.Riddell, A Table of Levy's Empirical Atomic Masses, AECL-339
(1957).
61. С.В.Рич и М.Э.Банкер. Изв. АН СССР сер. физ. 31, 42 (1967).
62. A.K.Kerman, Mat. Fys. Medd.Dan.Vid.Selsk.,33, No 15 (1956).
63. R.T.Brokmeier, S.Wahlborn, E.J .Seppi and F.Boehm. Nuclear
Physics 63, 102 (1965).
64. C.M.Lederer, J.M.Hollander and J.Perlman, Table of Isotopes,
sixth Edition (1967).
65. "Гамма-лучи" М.-Л. 1961 г.
66. В.Г.Соловьев, П.Фогель и Г.Юнгклаусен, Изв. АН СССР, сер.физ.
31, 518 (1967).
67. G.Alaga, K.Alder, A.Bohr, B.Mottelson, Kgl. Danske vid.Selskab.
Mat.-Fys.Medd., 29 No 9 (1955). (Перевод в сб.
"Проблемы современной физики", вып. 1, 1956
68. Ссылка № 8 в работе ^{/22/}.
69. E.L.Church and J.Weneser, Phys. Rev., 103, 1035 (1956).
70. J.O.Rasmussen, Nuclear Physics 19, 85 (1960).
71. R.H.Fowler. Proc. Roy. Soc., A129 (1930).
72. Б.С.Джелепов, А.Г.Дмитриев, Н.Н.Жуковский и А.Г.Малоян. Изв.
АН СССР сер.физ. т. 30 № 8 1265 (1966).
73. П.Г.Хансен, Х.Л.Нильсен и К.Вильский, Изв. АН СССР сер.физ.
т. 31 № 1 68 (1967).
74. R.K.Sheline, M.J.Bennett, J.W.Dawson, Y.Shida.
Phys. Letters, 26B, 14, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел

7 февраля 1968 года.

Таблица № 1

Относительные интенсивности конверсионных электронов ¹⁵⁵Ур, полученные в измерениях на тороидальном спектрометре.

№ пп	Энергия электронов (кэВ)	$\gamma_{e a}$	Идентификация
1	34,6		KLL
2	36,3	4420±450	K 86,5+ L 45,3
3	41,2		KLM
4	50,8	1040±260	L 60,0+ K 101
5	55,1	2350±350	K 105,3
6	58,1	170±85	M+N 60,0
7	78,1	996±100	L 86,5
8	85,1	330±160	M+N 86,5
9	98,3	1410±280	K 108,65+ L 105,3
10	103,7	~228	M+ N 105,3
11	112,2	1740±350	K 158,6+ K 160,5 + K 161,3+ +K 162,8 + K 163,3
12	129,9	1000	K 180,1+ K 181,6+ K 182,05
13	140,5	96. ±34	L 148,65
14	146,7	21±8	M+N 148,65
15	154,6	258±40	L 162
16	160,3	69±10	M+N 162 + K 208
17	171,3	219±35	L 180,1+ K 220
18	179,1	48±13	M+N 180,1+ K 226,8
19	189,9	~21	K 239,45
20	196	~12,5	K 248
21	212,2	274 ±28	K 262,45+ L 220
22	218,5	~8	K 268,7
23	231,5	~10	K 281,1+ L 239,45
24	237,4	~13,4	K 286,9
25	254,3	37,3±3,8	L 262,45
26	260,6	~10	M+N 262,45
27	272,7	~6	K 321,8
28	280,2	~2,1	L 286,9
29	290,1	26±2,6	K 340,8
30	317,3	12,5±1,3	K 367,4+ K 367,7+ K 371,0
31	333,3	~4,67	L 340,8

а) интенсивности конверсионных электронов нормированы так, чтобы $\gamma_{e K(1s)} = 1000$.

Таблица 2

Энергии и относительные интенсивности конверсионных электронов
при распаде ^{154}Tb

№ пп	Энергия перехода (кэВ)	Наблюдаемая линия	Наши данные			Данные работы Харматца и др./10/.
			спектрометр [2] энергия электронов (кэВ)	$I_{\text{ср}}$	порочдальный спектрометр $I_{\text{с}}$	
1	2	3	4	5	6	7
1.	18,75	L ₁ L ₂ L ₃ M N				90 297 405 288 67,5
2.	21,0	L ₁ L ₂ L ₃ M N				63 90 ~40,5 14,4
3.	26,55	L ₁ L ₂ M N				18 ~7,2 ~9,0 сл.
4.	31,43	L ₁ L ₂ L ₃ M N				31,5 40,5 ~18 5,4
5.	39,8	L ₁ L ₂ L ₃				4 сл. сл.
6.	40,7	L ₁				сл.
7.	45,3	L ₁ L ₂ L ₃ M N			128 ^{a)}	51,3 19,8 26 22,5 5,4
8.	58,0	K L ₁ L ₂ L ₃				сл. 4,1 1,2

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6	7
9.	60,0	K L ₁ L ₂ L ₃ M N			} 344 ^{a)} } 75	> 360 I89 52 47 58,5 2I,6
10.	60,3	L ₂ L ₃				4,5 4,9
11.	79,2	K L ₁				~ 3,6 сл.
12.	80,9	K				~ 2,52
13.	86,0	K				~ 9,0
14.	86,5	K L ₁ L ₂ L ₃ M N			I760 ^{a)} } 425 } I46	I332 I89 49,5 63 67,5 20,0
15.	99,0	K L ₁ L ₂			30 ^{a)}	25,2 3,6 ~ I,35
16.	101,15	K L ₁ L ₃			70 ^{a)}	58,5 9 сл.
17.	101,6	K				сл.
18.	105,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M N	55,0 96,88	I495 } I56±55	I005 } 236 ^{a)} } 77	900 II7 22,5 29 34 I2,5

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6	7
19.	118,0	K				~ 0,8
20.	120,5	K				~ 1,45
21.	138,2	K				~ 3,15
22.	146,0	K				сл.
23.	148,65	K L ₁ L ₂ L ₃ M N	98,42	237 _± 82	366 ^{a)} } 41 } 9	261 39,5 1,25 10,8 3,15
24.	150,6	K	100,6	~ 9,5		~ 1,8
25.	158,6	K	108,3	~ 4	~ 4,5 ^{b)}	~ 3,6
26.	160,5	K L ₁ L ₂ L ₃	110,3 152,2	57,6 _± 25 } 8,2 _± 2,8	64,7 ^{b)} } 10 ^{d)}	58,5 7,38
27.	161,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	111,1 153	219,4 _± 79 } 34 _± 12	246,5 ^{b)} } 41 ^{d)}	207 30,6 сл. 8,4
28.	162,3	K	112,1	22,6 _± 8,6	25,4 ^{b)}	
29.	163,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	113,1 154,8	356 _± 125 } 44 _± 11	400 ^{b)} } 354 ^{d)} 15,5 ^{d)a)}	351 49,5 1 13
30.	175,2	K L ₁				2,7 сл.

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6	7
31.	180,1	K L ₁ L ₂ L ₃ M	129,8	458 ± 72	426 72 ^{a)} 15,5 ^{a)}	44I 67,5 2,5 I7
32.	181,6	K L ₁				~ 6,3 I,35
33.	182,05	K L ₁				~ 6,3
34.	192,2					
35.	200,3	K	150,4	4,0 ^{c)} 1,1	4,9 ^{c)} d)	
36.	208,0	K L ₁ M			I4 ^{a)}	7,65 I,2 0,27
37.	208,6					
38.	216,0	K	165,6	0,82 ²⁾		
39.	220,0	K				~ 2,7
40.	220,6	K L M N			2I ^{a)}	I8,9 < 3,15 0,27
41.	226,8	K L ₁			5 ^{a)}	5,58 < 3,15
42.	233,6	K	I83,4	~ 0,43		
43.	239,45	K L ₁ L ₂ L ₃	I89,2	6,0 ± 1,5	8,9 2,4 ^{a)}	7,65 3,8
44.	248,0	K			< 5,5	
45.	254,0	K	203,9	I,0 ± 0,3		

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6	7
46.	262,45	K L ₁ L ₂ L ₃ M	212,2	117,0	117,0 } 15,9 4,3 ^{e)}	117,0 16,2 3,6
47.	268,7	K	218,5	3,6 ^{g)}	3,4	< 3,15
48.	281,1	K	231,1	3,6 ^{g)}	1,9 ^{a)}	< 3,8
49.	286,9	K L ₁	237	5,3 ^{h)}	5,7 0,9	5,3 0,7
50.	321,8	K L ₁ L ₂ L ₃	313,5	} 0,53 ± 0,15	} 2,58 0,54 ^{f)}	1,62 0,36
51.	340,8	K L ₁ M N	290,6 332,5 339 340,6	11,1 ^{h)} 2,0 ^{g)} 0,43 ^{g)} 0,18 ^{g)}	11,2 2,0	10,8 1,5 0,36
52.	361,0					
53.	367,4	K	} 317,4 } 359,2 } 365,5	} 3,03 ^{g)} 0,5 ^{g)} 0,07 ± 0,025	} 3,08 ^{f)}	} 3,15 0,39
54.	367,7	K				
	367,4	L ₁				
	367,7	L ₁				
	367,4	M				
	367,7	M				
55.	371,0	K L ₁	320,7 362,6	1,7 ^{g)} 0,25 ^{g)}	1,73 ^{f)}	1,7 0,2
56.	380,3	K	330,1	0,15 ^{g)}		
57.	384,2					
58.	391,3					
59.	395,0					

Продолжение таблицы 2

I	2	3	4	5	6	7
60.	402,3	K L ₁	352, I	0,59 ± 0,15		0,54 ~ 0,09
61.	428,3	K	378, I	0,054 ± 0,035		
62.	447,0					
63.	451,3	K	400,8	0,2 ± 0,06		~ 0,13
64.	454,8	K				сл.
65.	488, I	K	437,9	~ 0,016		
66.	501,8	K				0,13
67.	505,9	K				0,063
68.	513,0	K	462,7	0,06 ± 0,003		
69.	532,5	K	482,2	0,084 ± 0,021		
70.	542,5	K	492,3	0,041 ± 0,015		
71.	555,4	K	505,2	0,1 ± 0,02		
72.	559,9	K L ₁	509,7	0,39 ± 0,07		0,41 сл.
73.	588,2	K L ₁ M N	538,0 580,2 586,9	0,19 ± 0,04 ~ 0,072 ~ 0,034 сл.		~ 0,18
74.	592,8	K L ₁ M N	542,6 584, I 592, I	0,53 ± 0,10 0,064 ± 0,02 ~ 0,02 сл.		0,54 0,09
75.	610,5	K	560,7	0,023 ± 0,015		
76.	615,5	K	565	0,05 ± 0,013		0,067
77.	648, I	K	597,8	0,036 ± 0,010		
78.	706,2	K				~ 0,063
79.	715,3	K				~ 0,045

Продолжение таблицы 2

- а) - конверсионная линия сложная; интенсивности получены разложением на компоненты из экспериментальных данных табл. 1, колонка 3, с использованием данных табл. 2; колонка 7;
- б) - интенсивности компонент сложной линии K 162 получены из суммарной интенсивности Σ (табл. I) при использовании данных колонки 5 данной таблицы.
- с) - вместе с \angle I58,6
- д) - разложение суммарной интенсивности \angle I62 проведено с использованием данных колонки 5 данной таблицы.
- е) - вместе с \angle 268,7
- ж) - конверсионная линия сложная; распределение суммарной интенсивности проведено по данным колонки 5 данной таблицы.
- з) - вместе M и N линии переходов I58,6; I69,5; I61,3; I62,3 и I63,3 экв.

Таблица 3

Энергии и относительные интенсивности калибровочных γ -переходов и рентгеновского излучения

Изотоп	Энергия перехода (кэВ)	I_{γ}	Тип перехода и КВВ	Флуоресцентный выход для К-оболочки
203Hg а)	X α } лучи	157,6 \pm 3I	-	$\omega_K = 0,955$
	X β } 279,17	1000	MI + E2 $\alpha_K=0,164\pm 0,005$	
160Tl б)	X α } лучи	71,7 \pm 14,4	-	$\omega_K=0,926$
	X β } 86,5	45,1 \pm 5,0	E2, $\alpha_K=1,6\pm 0,3$	
	93,9	17,3 \pm 1,8		
	215,6	13,8 \pm 1,5		
	298,5	84,8 \pm 9,0		
	879,2	100		
169Yb в)	63,22	121		
	93,6	7,2		
	109,78	50		
	118,2	5,2		
	130,13	31		
	177,24	62		
	197,37	100		
	261	4,8		
307,7	28			

а) - на основе данных из работы (51)

б) - на основе данных из работы (52)

в) - на основе данных из работы (46),

погрешности относительных интенсивностей γ -лучей не превышают 5%.

Т а б л и ц а 4

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей ¹⁵⁵Tb.

№ пп	Энергия перехода (кэВ)	Относительные интенсивности γ -лучей ^{a)}		Примечание
		Наши данные	Данные раб. /16/	
1	2	3	4	5
1	X-лучи	28150	29950	
2	60,0	218 \pm 44	350 \pm 140	
3	66,5			A
4	76,0			A
5	86,5	7100 \pm 1400	7040 \pm 1830	
6	105,3	5300 \pm 1060	5100 \pm 730	
7	120,5	10,6 \pm 2,1		
8	130,0			B
9	138,2	12,0 \pm 2,4		
10	146,0	18,8 ^{a)} \pm 3,8		C
11	148,65	468 ^{a)} \pm 94	505 \pm 88	C
12	150,6	42 ^{a)} \pm 9		C
13	158,6	80 ^{b)} \pm 16		C
14	160,5	140 ^{b)} \pm 28		C
15	161,3	559 ^{b)} \pm 112	} 1658 \pm 313	C
16	162,8	40 ^{c)} \pm 16		D
17	163,3	747 ^{b)} \pm 150		C
18	175,2	49 \pm 10		
19	180,1	1350 ^{b)} \pm 270	1551 \pm 269	C
20	181,6	125 ^{b)} \pm 25		C
21	182,05	30 ^{b)} \pm 9		C
22	192,2	10 ^{c)} \pm 4		D
23	200,3	52 \pm 10	36 \pm 11	

I	2	3	4	5
24	208,0	} 79 ± 16	51 ± 17	C
25	208,6		C	
26	216,0	26,2 ± 5,2		
27	220,0	} 137 ± 27	} 148 ± 55	C
28	220,6			C
29	226,8	29,7 ± 5,9	25,5 ± 10,5	
30	233,6	14,7 ± 3,7		
31	239,45	52 ± 10	39 ± 8	
32	248,0	4,7 ± 1,9		
33	254,0	4,9 ± 2,0		
34	262,45	1000	1000	
35	268,7	127 ± 25	148 ± 37	
36	281,1	59 ± 12	61 ± 18	
37	286,9	55 ± 11	61 ± 18	
38	308			B
39	321,8	32,9 ± 6,6	38,7 ± 7,0	
40	340,8	227 ± 45	224 ± 48	
41	361	8,4		
42	367,4	230 ^{d)} ± 56	} 464 ± 97	C
43	367,7	130 ^{d)} ± 36		C
44	371,0	36 ± 7	< 46	
45	380,3	1,9 ± 0,5		
46	384,2	5,6 ± 1,1	4,6 ± 1,7	
47	391,3	4,6 ± 0,9	3,1 ± 1,6	
48	395,0	1,8 ± 0,5		
49	402,3	14,1 ± 2,8	15,3 ± 3,7	
50	428,3	7,1 ± 1,4	5,6 ± 1,7	

I	2	3	4	5
51.	447,0	~ 1,6		
52	451,3	7,0 ± 1,4	8,2 ± 3,3	
53	454,8	3,5 ± 0,7	4,1 ± 1,6	
54	488,1	8,2 ± 1,6	< 7,6	
55	501,8	6,4 ± 1,6	5,6 ± 1,7	
56	505,9	8,5 ± 1,7	9,7 ± 2,5	
57	513	1,1 ± 0,4		
58	532,5	10,5 ± 2,1	9,2 ± 2,4	
59	542,5	1,6 ± 0,5		
60	555,4	5,9 ± 1,2		
61	559,9	26,5 ± 5,3	27,0 ± 6,4	
62	588,2	1,9 ± 0,5	1,53 ± 0,55	
63	592,8	3,9 ± 0,8	3,6 ± 0,4	
64	610,5	3,4 ± 0,7		
65	615,5	4,0 ± 0,8	4,6 ± 1,7	
66	648,1	2,6 ± 0,65	2,6 ± 1,1	

- н) - Интенсивности γ -переходов нормированных так, чтобы $I_{\gamma} 262,45 = 1000$.
- а) - Интенсивности определены графически разложением суммарных пиков
- б) - Интенсивности определены разложением суммарных пиков на основе использования результатов $\epsilon-\gamma$ и $\gamma-\gamma$ - совпадений.
- с) - Интенсивности определены из количественного анализа $\gamma-\gamma$ совпадений.
- о) - интенсивности определены из количественного анализа $\epsilon-\gamma$ - совпадений.
- А - Линии соответствуют комптоновскому распределению от линии с энергиями 86,5 и 105,3 кев.
- В - Линии соответствуют суммарным пикам рентгеновского излучения и интенсивных гамма-лучей.

- C - Гамма-лучи соответствующих переходов в гамма-спектре не разрешаются, но их существование подтверждается в опытах по $e-\gamma$ и $\gamma-\gamma$ -совпадениям.
- D - Гамма-лучи соответствующих переходов наблюдались нами только в спектрах $\gamma-\gamma$ -совпадений в ^{155}Tl .

Т А Б Л И Ц А 5

Количественные результаты ϵ - γ - совпадений в I55Тб

E γ (кэВ)	Совпадения с конверсионными электронами α)							
	L60	К 86,5+L45,3	К I05,3	К I48,65+L105,3	К I80,1	К 262,45		
	$\frac{J_{\gamma}}{J_{\alpha}} \cdot 100$	$\frac{J_{\alpha}}{J_{\gamma}} \cdot 100$	$\frac{J_{\alpha}}{J_{\gamma}} \cdot 100$	$\frac{J_{\alpha}}{J_{\gamma}} \cdot 100$	$\frac{J_{\alpha}}{J_{\gamma}} \cdot 100$	$\frac{J_{\alpha}}{J_{\gamma}} \cdot 100$		
45	III	II5	I08	II9	II0	66,4		
86,5	6,4	I,4	5,1	33,7	56	18,3		
I05,3	5,2	4,5		5,9		43,6		
I30				5,1	5,7			
I48,6		6,0						
I60	8,8	15,6	I0	7,8	4,6	9,9		
I80								
200		3,8						
220	7,1		I,7	I,1				
260	8,4	4,5	5,4	3,0				
340		4,2						
370	II,7							

а) Погрешности в определении интенсивностей γ - лучей в спектрах ϵ - γ - совпадений составляют 20-30%.

Таблица 6.

Интенсивности совпадений I ИСТ. 12

$E_A (\lambda \pm \delta)$	$E_B (\lambda \pm \delta)$										
	86,5	105,3	148,65	162	180	192	200	208	216	220	239,45
86,5	-281 (-26)	-13 (-13)	796 (89)	1008 (77)	2009 (87)		52,9 (84)	23,5 (61)		60,4 (70)	57 (5)
105,3	128 (14)	-38 (-5)	32,3 (30)	1258 (85)	-16,2 (-6)		0,72 (9)	21,7 (66)		121 (86)	0,07 (0,9)
148,65	781 (89)	105,7 (58)	2,77 (27)	59 (73)	-0,42 (-2)	7,13 *)		1,1 (50)	17,1 *)		
162	1068 (78)	1617 (88)	47,6 (68)	156 (70)	93,6 (58)			7,4 (69)		33,3 (85)	2,1 (49)
180	2054 (87)	36,4 (14)	4,77 (18)	108 (63)	11,1 (-22)			2,77 (47)		5,7 (51)	0,12 (49)
192			9,54 *)								
200+208	54,4 (72)	33 (64)	12,7 (87)	23,2 (81)						0,6 (55)	
220	54,6 (71)	176,5 (90)	48,5 (96)	26,3 (82)	-0,13 (-2)						
239,45		1,5 (22)	1,4 (34)	7,7 (85)	6,95 (83)						
262,45+268,7	693 (83)	1000 (90)	0,2 (2)	12,6 (29)	-72 (-35)		67 (86)	3 (64)		5,5 (62)	
281,1+286,9	81 (85)	-2 (-25)		6 (68)	1 (26)						
321,8	31 (88)	44 (93)	2,6 (90)	12,8 (93)	5,2 (86)			1,1 (90)			
340,8	328 (92)	-1,2 (-6)		3,2 (35)	0,33 (5)						
361+367,6+ 371	43 (41)	-11,1 (-31)	-0,17 (-4)	1,5 (10)	-0,9 (-7)						
380+384,2		7 (91)	0,33 (82)	0,96 (81)	8,8 (98)						

Под каждым значением интенсивности совпадений I ИСТ. 12 (E_A, E_B) в скобках приведенывеличины
$$\frac{I_{12}^{совп.}(E_A, E_B)}{I_{12}^{совп.}(E_A, E_B) + I_{12}^{совп.}(E_A, E_A)}$$

*) - Величины

не приведены из-за

отсутствия данных об интенсивностях I_{12} в одиночных γ -спектрах.

№ п/п	Средняя скорость перехода (кВт/мин)	Экспериментальные значения						Теоретические значения						Мультиплоскости переходов, вытекающие из КВР, КЭК по данным.	Мультиплоскости переходов, вытекающие из КВР, КЭК по данным.
		Коэффициент внутренней конверсии (α)						Мультиплоскости переходов, вытекающие из КВР, КЭК по данным.							
		I	II	III	E1	E2	E3	MI	M2	M3	I	II	III		
1.	18,75	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
2.	21,0														E2°
3.	26,55														E1°
4.	31,43														E2°
5.	39,8														
6.	40,7														
7.	45,3														E1°
8.	58,0														E1°
9.	60,0	K													
		L ₁	±0,6 ±0,8	(+0)		8,0(-1)	3,5(+0)	1,0(+1)	7,0(+0)	8,1(+1)	>1,0(+2)				MI+82
		L ₂			(8,7 ±2,4)	(-1)8,31(-2)	2,75(-1)	2,51(+0)	9,55(-1)	2,29(+1)	2,88(+2)				MI+82
		L ₃			(2,4 ±1,4)	(-1)2,95(-2)	5,25(+0)	2,82(+2)	8,91(-2)	2,34(+0)	5,02(+1)				MI/82=26°
		M	±0,4 ±1,8	(-1)	(2,1 ±0,9)	(-1)3,62(-2)	6,6(+0)	3,62(+2)	1,66(-2)	7,59(+0)	6,6(+2)				MI/82=29°
		N			(2,7 ±1,2)	(-1)	(9,9 ±4,4)	(-2)							
10.	60,3														E2°
11.	79,2														
12.	80,9														
13.	86,0														MI+82°

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 7

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
14.	86,5	K L ₁ L ₂ L ₃ M N	(2,5 ±0,6)(-1) {(6,0 ±1,5)(-2) (8,0 ±1,1)(-3) (9,9 ±1,0)(-3) (2,8 ±1,2)(-3)			3,55(-1) 1,78(+0) 6,03(+0) 2,51(+0) 2,40(+1) 1,32(+2) 3,62(-2) 1,44(-1) 6,60(-1) 3,16(-1) 4,67(+0) 5,90(+1) 8,30(-3) 1,00(+0) 5,23(+1) 3,02(-2) 6,02(-1) 9,10(+0) 1,12(-2) 1,00(+0) 5,31(+1) 5,01(-3) 1,18(+0) 6,03(+1)						EI		EI	EI
15.	99,0														MI+B2 ⁰
16.	101,15														MI ⁰
17.	101,6														
18.	105,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M N	(1,8 ±0,3)(-1) { 4,4 (-2) 4,3 (-2)	2,8 (-1) {(2,9 ±1,2)(-2)		2,09(-1) 1,02(+0) 3,80(+0) 1,51(+0) 1,18(+1) 6,46(+1) 2,24(-2) 9,36(-2) 3,80(-1) 1,90(-1) 2,34(+0) 2,24(+1) 4,57(-3) 3,80(-1) 1,15(+1) 1,70(-2) 2,88(-1) 3,80(+0) 5,75(-3) 3,89(-1) 1,05(+1) 2,88(-3) 4,36(-1) 2,00(+1) (2,4 ±1,0)(-3)					EI	EI	EI	EI	EI
19.	118,0														
20.	120,5	K	~1,3 (-1)			1,45(-1) 6,92(-1) 2,63(+0) 1,00(+0) 7,24(+0) 3,80(+1)									
21.	138,2	K	~2,6 (-1)			1,00(-1) 4,78(-1) 1,82(+0) 6,91(-1) 4,46(+0) 2,19(+1)									
22.	146,0														B2 ⁰
23.	148,65	K L ₁ L ₂ L ₃ M N	~7,8 (-1) {(8,8 ±3,5)(-2) (1,9 ±0,8)(-2)	(5,0 ±2,0)(-1)		8,50(-2) 3,89(-1) 1,45(+0) 5,75(-1) 3,47(+0) 1,66(+1) 8,90(-3) 3,89(-2) 1,41(-1) 7,41(-2) 6,16(-1) 4,07(+0) 1,45(-3) 7,80(-2) 1,55(+0) 5,90(-3) 7,80(-2) 8,00(-1) 1,74(-3) 6,92(-2) 1,23(+0) 9,54(-4) 7,59(-2) 2,29(+0)					MI	MI+B2	MI+B2	MI+B2	MI+B2 MI/B2=60 ⁰ MI/B2=30 ⁰
24.	150,6	K	~4,2 (-2)	~2,2 (-1)		8,31(-2) 3,71(-1) 1,41(+0) 5,62(-1) 3,31(+0) 1,57(+1)						(MI)	(MI)	(MI)	(MI)
25.	158,6	K	5,6 (-2)	(5,0 ±2,4)(-2)		7,25(-2) 3,16(-1) 1,18(+0) 4,78(-1) 2,82(+0) 1,32(+1)						(ML)	ML	(MI)	(ML)

1	2	3	4	5	. 6	7	. 8	9	10	II	I2	I3	I4	I5	I6
26.	160,5	K L ₁ L ₂ L ₃	4,6 (-1) 7,1 (-1)	(4,1 ±1,3)(-1) (5,9 ±2,0)(-2)	(4,2 ±1,8)(-1) (5,9 ±2,3)(-2)	7,08(-2) 7,24(-3) 1,10(-3) 1,32(-3)	2,02(-1) 3,16(-2) 5,40(-2) 4,78(-2)	1,12(+0) 1,10(-1) 9,20(-1) 7,94(-1)	4,68(-1) 6,02(-2) 4,60(-3) 7,94(-4)	2,69(+0) 4,56(-1) 5,90(-1) 5,62(-2)	1,23(+1) 2,95(+0) 5,90(-1) 1,57(+0)	MI	MI(+E2)	MI(+E2)	MI(+E2)
27.	161,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	4,4 (-1) 7,4 (-2)	(3,9 ±1,6)(-1) (6,4 ±2,0)(-2)	(3,7 ±1,0)(-1) (5,5 ±2,4)(-2) (1,5 ±0,7)(-2)	7,08(-2) 7,24(-3) 1,10(-3) 1,32(-3)	3,02(-1) 3,16(-2) 5,40(-2) 4,78(-2)	1,12(+0) 1,10(-1) 9,20(-1) 7,94(-1)	4,68(-1) 6,02(-2) 4,57(-1) 4,60(-3)	2,70(+0) 5,90(-1) 5,90(-2) 5,62(-2)	1,23(+1) 2,92(+0) 5,90(-1) 1,57(+0)	MI+E2	MI+E2	MI+E2	MI+E2 MI/E2=6 ^d
28.	162,8	K	6,3 (-1)	(5,6 ±3,1)(-1)		7,00(-2)	3,00(-1)	1,03(+0)	4,40(-1)	2,70(+0)	1,15(+1)	(MI)	MI		MI
29.	163,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	5,3 (-1) 7,2 (-2) 2,4 (-2)	(4,8 ±1,9)(-1) (5,9 ±1,9)(-2)	(4,7 ±1,3)(-1) (6,6 ±3,0)(-2) (1,3 ±0,6)(-3) (1,7 ±0,8)(-2)	6,60(-2) 6,91(-3) 1,03(-3) 1,26(-3)	2,82(-1) 3,02(-2) 5,00(-2) 4,36(-2)	1,05(+0) 1,07(-1) 1,00(+0) 7,07(-1)	4,47(-1) 5,63(-2) 4,40(-3) 7,58(-4)	2,52(+0) 4,36(-1) 5,40(-2) 5,25(-2)	1,15(+1) 2,69(+0) 5,20(-1) 1,45(+0)	MI	MI		MI MI/E2=150 ^d MI/E2=80 ^d
30.	175,2	K L ₁			(5,4 ±2,4)(-2)	5,50(-2) 6,00(-3)	2,29(-1) 2,35(-2)	8,31(-1) 8,30(-2)	3,71(-1) 4,60(-2)	2,00(+0) 3,30(-1)	8,90(+0) 2,05(+0)		EI	EI	EI
31.	180,1	K L ₁ L ₂ L ₃ M	(3,2 ±0,7)(-1) 5,3 (-2)	(3,4 ±0,9)(-1)	(3,3 ±0,9)(-1) (5,0 ±1,4)(-2) (1,9 ±0,9)(-3) (1,3 ±0,6)(-2)	5,13(-2) 5,62(-3) 7,80(-4) 9,10(-4)	2,09(-1) 2,29(-2) 5,40(-1) 2,82(-2)	7,58(-1) 8,12(-2) 3,30(-3) 4,16(-1)	3,46(-1) 4,47(-2) 3,30(-3) 5,62(-4)	1,82(+0) 4,90(-1) 3,80(-2) 3,31(-2)	7,94(+0) 1,82(+0) 3,40(-1) 8,31(-1)	MI+E2	95%MI+ 5%E2	MI+E2	95%MI+ 5%E2 MI/E2=30 ^d MI/E2=35 ^d
32.	181,6	K L ₁			~ 5,0 (-2)	5,02(-2) 3,90(-3)	2,09(-1) 2,10(-2)	7,40(-1) 7,20(-2)	3,31(-1) 4,10(-2)	1,78(+0) 2,80(-1)	7,76(+0) 1,75(+0)				
33.	182,05	K L ₁			~ 2,1 (-1)	5,02(-2) 5,50(-3)	2,09(-1) 2,10(-2)	7,40(-1) 7,50(-2)	4,31(-1) 4,10(-2)	1,78(+0) 2,80(-1)	7,76(+0) 1,75(+0)				
34.	192,2														
35.	200,3	K	9,4 (-2)	(7,7 ±2,7)(-2)		3,98(-2)	1,51(-1)	5,25(-1)	2,57(-1)	1,26(+0)	5,37(+0)	EI+M2	EI+M2	MI+M2	MI+M2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
26.	160,5	K L ₁ L ₂ L ₃	4,6 (-1) 7,1 (-1)	(4,1 ±1,3)(-1) (5,9 ±2,0)(-2)	(4,2 ±1,8)(-1) (5,3 ±2,3)(-2)	7,08(-2) 7,24(-3) 1,10(-3) 1,32(-3)	3,02(-1) 3,16(-2) 5,40(-2) 4,78(-2)	1,12(+0) 1,10(-1) 9,20(-1) 7,94(-1)	4,68(-1) 6,02(-2) 4,60(-3) 7,94(-4)	2,69(+0) 4,56(-1) 5,50(-2) 5,62(-2)	1,23(+1) 2,95(+0) 5,50(-1) 1,57(+0)	MI	MI(+E2)	MI(+E2)	MI(+E2)
27.	161,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	4,4 (-1) 7,4 (-2)	(3,9 ±1,6)(-1) (6,4 ±2,0)(-2)	(3,7 ±1,0)(-1) (5,5 ±2,4)(-2) (1,5 ±0,7)(-2)	7,08(-2) 7,24(-3) 1,10(-3) 1,32(-3)	3,02(-1) 3,16(-2) 5,40(-2) 4,78(-2)	1,12(+0) 1,10(-1) 9,20(-1) 7,94(-1)	4,68(-1) 6,02(-2) 4,60(-3) 7,94(-4)	2,70(+0) 2,92(+0) 5,50(-2) 5,62(-2)	1,23(+1) 2,92(+0) 5,50(-2) 1,57(+0)	MI+E2	MI+E2	MI+E2	MI+E2 MI/E2=8 ^d)
28.	162,8	K	6,3 (-1)	(5,6 ±3,1)(-1)		7,00(-2)	3,00(-1)	1,03(+0)	4,40(-1)	2,70(+0)	1,15(+1)	(MI)	MI		MI
29.	163,3	K L ₁ L ₂ L ₃ M	5,3 (-1) 7,2 (-2) 2,4 (-2)	(4,8 ±1,9)(-1) (5,9 ±1,9)(-2)	(4,7 ±1,3)(-1) (6,6 ±3,0)(-2) (1,3 ±0,6)(-3) (1,7 ±0,8)(-2)	6,60(-2) 6,91(-3) 1,03(-3) 1,26(-3)	2,82(-1) 3,02(-2) 5,00(-2) 4,36(-2)	1,05(+0) 1,07(-1) 1,00(+0) 7,07(-1)	4,47(-1) 5,63(-2) 4,40(-3) 7,58(-4)	2,52(+0) 4,36(-1) 5,40(-2) 5,25(-2)	1,15(+1) 2,69(+0) 5,20(-1) 1,45(+0)	MI	MI	MI	MI MI/E2=150 ^g MI/E2=80 ^g)
30.	175,2	K L ₁			(5,4 ±2,4)(-2)	5,50(-2) 6,00(-3)	2,29(-1) 2,35(-2)	8,31(-1) 8,30(-2)	3,71(-1) 4,60(-2)	2,00(+0) 3,30(-1)	8,90(+0) 2,05(+0)			EI	EI
31.	180,1	K L ₁ L ₂ L ₃ M	(3,2 ±0,7)(-1) 5,3 (-2)	(3,4 ±0,9)(-1)	(3,3 ±0,9)(-1) (5,0 ±1,4)(-2) (1,9 ±0,9)(-3) (1,3 ±0,6)(-2)	5,13(-2) 5,62(-3) 7,80(-4) 9,10(-4)	2,09(-1) 2,29(-2) 5,10(-2) 2,82(-2)	7,58(-1) 8,12(-2) 5,40(-1) 4,16(-1)	3,46(-1) 4,47(-2) 3,30(-3) 5,62(-4)	1,82(+0) 4,90(-1) 3,80(-2) 3,31(-2)	7,94(+0) 1,82(+0) 3,40(-1) 8,31(-1)	MI+E2	95%MI+ 5%E2	MI+E2	95%MI+ 5%E2 MI/E2=30 ^e MI/E2=35 ^d)
32.	181,6	K L ₁			~ 5,0 (-2)	5,02(-2) 5,50(-3)	2,09(-1) 2,10(-2)	7,40(-1) 7,50(-2)	3,31(-1) 4,10(-2)	1,78(+0) 2,80(-1)	7,76(+0) 1,75(+0)				
33.	182,05	K L ₁			~ 2,1 (-1)	5,02(-2) 5,50(-3)	2,09(-1) 2,10(-2)	7,40(-1) 7,50(-2)	3,31(-1) 4,10(-2)	1,78(+0) 2,80(-1)	7,76(+0) 1,75(+0)				
34.	192,2														
35.	200,3	K	9,4 (-2)	(7,7 ±2,7)(-2)		3,98(-2)	1,51(-1)	5,25(+0)	2,57(-1)	1,26(+0)	5,37(+0)	EI+M2	EI+M2	MI+E2	

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 7

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
36.	208,0	K	1,8 (-1)		(9,7 ± 4,3)(-2) (1,5 ± 0,7)(-2) (3,4 ± 1,5)(-3)	3,4 (-2) 3,93(-3)	1,82(-1) 1,53(-2)	4,57(-1) 5,50(-2)	2,29(-1) 2,88(-2)	1,12(+0) 1,62(-1)	4,57(+0) 1,00(+0)			MI+R2	MI+(R2)
37.	208,6														
38.	216,0	K		(3,1 ± 1,1)(-2)		3,39(-2)	1,32(-1)	4,47(-1)	2,04(-1)	9,76(-1)	5,98(+0)		EI		EI
39.	220,0	K			~1,0 (-2)	3,02(-2)	1,12(-1)	3,80(-1)	1,95(-1)	9,10(-1)	3,63(+0)			(EI)	(EI)
40.	220,6	K	1,8 (-1)		(1,8 ± 0,7)(-1) ~2,8 (-2) (2,4 ± 1,1)(-3)	3,02(-2) 3,35(-3)	1,12(-1) 1,20(-2)	3,80(-1) 4,30(-2)	1,95(-1) 2,90(-2)	9,10(-1) 1,40(-1)	3,63(+0) 7,50(-1)	(MI)		(MI)	(MI)
41.	226,8	K	1,7 (-1)		(1,9 ± 0,8)(-1) <1,4 (-1)	2,82(-2) 3,16(-3)	1,03(-1) 1,12(-2)	3,54(-1) 3,98(-2)	1,78(-1) 2,29(-2)	8,31(-1) 1,28(-1)	3,39(+0) 6,60(-1)	MI		MI MI	MI
42.	233,5	K		(2,9 ± 1,4)(-2)		2,63(-2)	9,55(-2)	3,16(-1)	3,62(-1)	7,58(-1)	2,95(+0)		EI		EI
43.	239,45	K	~1,7 (-1) 4,6 (-2)	(1,2 ± 0,4)(-1)	(1,6 ± 0,6)(-1) (7,3 ± 3,3)(-2)	2,40(-2) 2,75(-3)	8,70(-2) 9,75(-3)	2,88(-1) 3,44(-2)	1,52(-1) 2,00(-2)	6,92(-1) 1,12(-1)	2,63(+0) 5,36(-1)	MI	MI+R2	MI	MI+(R2)
						3,10(+4) 3,40(+4)	9,00(-3) 6,70(-3)	1,22(-1) 8,40(-2)	1,50(-3) 2,40(-3)	1,35(-3) 8,10(-3)	9,30(-2) 1,58(-1)				
44.	244,0														
45.	254,0	K		(2,1 ± 1,1)(-1)		2,10(-2)	7,50(-2)	2,50(-1)	1,30(-1)	5,50(-1)	2,30(+0)		MI		MI
46.	262,45	K	1,17(-1) 1,59(-2)	1,17(-1)	1,17(-1) 1,62(-2)	1,91(-2) 2,19(-3)	6,75(-2) 7,41(-3)	2,14(-1) 2,57(-2)	1,17(-1) 1,51(-2)	5,02(-1) 7,75(-2)	1,91(+0) 3,47(-1)				MI
						2,35(-4) 2,55(-4)	6,20(-3) 4,40(-3)	7,71(-2) 4,80(-2)	1,18(-3) 1,85(-4)	9,80(-3) 5,30(-3)	6,40(-2) 9,50(-2)				
47.	268,7	K	~2,9 (-2)	(2,8 ± 0,8)(-2)	<2,5 (-2)	1,78(-2)	6,30(-2)	2,08(-1)	2,12(-1)	4,80(-1)	1,74(+0)	(EI)	EI	EI	EI
48.	281,1	K	3,3 (-2)	(6,2 ± 1,7)(-2)	<6,4 (-2)	1,57(-2)	5,50(-2)	1,77(-1)	9,75(-2)	4,07(-1)	1,44(+0)	(E2)	E2	E2	E2

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
49.	286,9	K L ₁	~1,0 (-1) ~1,6 (-2)	(9,7 ±2,7)(-2) (1,3 ±0,6)(-2)	(9,7 ±4,3)(-2) (1,3 ±0,6)(-2)	1,51(-2) 1,74(-3)	5,25(-2) 3,63(-3)	1,62(-1) 2,00(-2)	9,32(-2) 1,23(-2)	3,80(-1) 5,90(-2)	1,35(+0) 2,51(-1)	MI	MI	MI	MI
50.	321,8	K L ₁ L ₂ L ₃	~7,8 (-2) ~1,6 (-2)	(1,6 ±0,5)(-2)	(4,9 ±2,2)(-2) (1,1 ±0,5)(-2)	1,15(-2) 1,29(-3) 1,25(-4) 1,32(-4)	3,62(-2) 4,17(-3) 2,68(-3) 1,72(-3)	1,12(-1) 1,41(-2) 2,85(-2) 1,47(-2)	6,76(-2) 8,90(-3) 6,50(-4) 1,07(-4)	2,63(-1) 3,98(-2) 4,65(-3) 2,11(-3)	8,70(-1) 1,55(-1) 2,55(-2) 3,10(-2)	MI	MI	MI	MI
51.	340,8	K L ₁ M N	(4,9 ±1,1)(-2) ~8,8 (-3)	(4,9 ±1,8)(-2) (8,8 ±5,8)(-3) (1,8 ±0,6)(-3) (7,8 ±2,6)(-4)	(4,9 ±2,1)(-2) (6,7 ±3,0)(-3) (1,6 ±0,7)(-3)	1,00(-2) 1,15(-3)	3,16(-2) 3,63(-3)	9,55(-2) 1,20(-2)	5,75(-2) 7,75(-3)	2,19(-1) 3,31(-2)	6,91(-1) 1,26(-1)	MI	MI	MI	MI
52.	361,0														
53.	367,4	K	~6,5 (-3)	(6,4 ±2,0)(-3)	(6,7 ±3,0)(-3)	8,30(-3)	4,57(-2)	7,58(-2)	4,78(-2)	1,74(-1)	5,25(-1)	EI	EI	EI	EI
54.	367,4 367,4 367,7 367,4 367,7	K L ₁ L ₂ M M		(1,1 ±0,3)(-3) (1,5 ±0,6)(-4)	(8,2 ±3,7)(-4) (1,5 ±0,6)(-4)	9,55(-4)	3,02(-3)	9,55(-3)	6,30(-3)	2,51(-2)	9,10(-2)		EI	EI	
55.	371,0	K L ₁	~4,7 (-2)	(4,7 ±1,2)(-2) (6,9 ±2,3)(-3)	(4,7 ±2,1)(-2) (5,4 ±2,4)(-3)	8,13(-3) 9,35(-4)	2,51(-2) 2,95(-3)	7,24(-2) 9,35(-3)	4,68(-2) 6,30(-3)	1,66(-1) 2,51(-2)	5,12(-1) 9,10(-2)	MI	MI	MI	MI
56.	380,3	K		(8,0 ±3,7)(-2)	(8,0 ±3,7)(-2)	7,58(-3)	2,34(-2)	6,75(-2)	4,36(-2)	1,55(-1)	4,67(-1)		EI+M2		EI+M2
57.	384,2														
58.	391,3														
59.	395,0														
60.	402,3	K L ₁		(4,2 ±1,3)(-2)	(3,8 ±1,7)(-2) (6,4 ±2,8)(-3)	6,60(-3) 7,94(-4)	2,04(-2) 2,40(-3)	5,75(-2) 7,40(-3)	3,80(-2) 5,02(-3)	1,29(-1) 1,91(-2)	3,80(-1) 6,45(-2)		MI	MI	MI
61.	428,3	K		(7,6 ±5,2)(-3)	(7,6 ±5,2)(-3)	5,75(-3)	1,77(-2)	4,67(-2)	3,16(-2)	1,05(-1)	3,02(-1)		EI		EI
62.	447,0														

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 7

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
63.	451,3	K		(2,9 ±0,9)(-2)	-1,9 (-2)	5,02(-3)	1,53(-2)	3,98(-2)	2,75(-2)	9,10(-2)	2,51(-1)		MI	MI	MI
64.	454,8														
65.	400,1	K		(2,0 ±0,2)(-2)		4,14(-3)	1,26(-2)	3,16(-2)	2,24(-2)	7,08(-2)	1,95(-1)		EI		EI
66.	501,8	K			(2,1 ±1,0)(-2)	3,98(-3)	1,18(-2)	2,88(-2)	2,09(-2)	6,60(-2)	1,78(-1)			MI	MI
67.	505,9	K			(7,4 ±3,3)(-3)	3,90(-3)	1,15(-2)	2,82(-2)	2,09(-2)	6,45(-2)	1,78(-1)		EI+M2		EI+M2
68.	513,0	K		(5,4 ±2,8)(-2)		3,80(-3)	1,12(-2)	2,75(-2)	2,00(-2)	6,30(-2)	1,66(-1)		MI, M2, E3		
69.	532,5	K		(8,0 ±2,6)(-3)		3,46(-3)	1,02(-2)	2,46(-2)	1,82(-2)	5,50(-2)	1,45(-1)		E2		E2
70.	542,5	K		(2,5 ±1,1)(-2)		3,31(-3)	9,76(-3)	2,29(-2)	1,74(-2)	5,25(-2)	1,35(-1)		MI, EI+M2		EI+M2
71.	555,4	K		(1,7 ±0,5)(-2)		3,16(-3)	9,31(-3)	2,14(-2)	1,66(-2)	4,90(-2)	1,26(-1)		MI		MI
72.	559,9	K		(1,6 ±0,4)(-2)	(1,69 ±0,75)(-2)	3,09(-3)	9,12(-3)	2,09(-2)	1,57(-2)	4,78(-2)	1,20(-1)		MI		MI
		L ₁				3,71(-4)	1,07(-3)	2,88(-3)	2,14(-3)	6,93(-3)	1,82(-2)				
73.	588,2	K		(1,0 ±0,3)(-1)	-9,5 (-2)	2,82(-3)	7,92(-3)	1,82(-2)	1,41(-2)	4,17(-2)	1,05(-1)		> M3		E0+MI+E2
		L		(3,8 ±1,4)(-2)		3,35(-4)	9,60(-4)	2,46(-3)	1,90(-3)	6,00(-3)	2,55(-2)		E0+MI+E2		
		M		(1,8 ±0,7)(-2)											
		N													
74.	592,8	K		(E,3 ±0,38)(-1)	(1,4 ±0,6)(-1)	2,75(-3)	7,76(-3)	1,78(-2)	1,38(-2)	4,67(-2)	1,00(-1)				E0+MI+E2
		L		(1,6 ±0,5)(-2)	(2,9 ±1,0)(-2)	3,31(-4)	9,32(-4)	2,40(-3)	1,82(-3)	5,38(-3)	1,51(-2)		> M3		E0+MI+E2
		M		(5,0 ±2,9)(-3)											
		N													
75.	610,5	●		(6,8 ±4,7)(-3)		2,57(-3)	7,25(-3)	1,66(-2)	1,29(-2)	3,71(-2)	9,12(-2)		EI, E2, MI		
76.	615,5	K		(1,2 ±0,4)(-2)	(1,7 ±0,7)(-2)	2,31(-3)	7,08(-3)	1,59(-2)	1,26(-2)	3,63(-2)	8,91(-2)		MI	MI	MI
77.	648,1	K		(1,4 ±0,5)(-2)		2,29(-3)	6,16(-3)	1,41(-2)	1,12(-2)	3,16(-2)	7,38(-2)		MI		MI
78.	706,2														
79.	715,3														

Продолжение таблицы 7

а) Истинные значения КЭК разны указанным в таблице числам, умноженным на 10 в степени той цифры, которая записана в скобке.
б) В случаях, когда экспериментальные КЭК нами не определены, наблюдаемые конверсионные линии не указываются.

с) Сведения о мультипольности перехода взяты из работы /10/

д) Сведения о мультипольности перехода взяты из работы /17/

1. При расчете КЭК использовались интенсивности конверсионных электронов, полученные при измерениях на торoidalном вестгазорном β -спектрометре (см. табл.2).

П. При расчете КЭК использовались интенсивности конверсионных электронов, полученные на β -спектрометре с фокусировкой электронов на угол $2\sqrt{\mu^2 + \nu^2}$ (см. табл.2).

Ш. При расчете КЭК использовались интенсивности конверсионных электронов, полученные в работе (см. табл.2).

Во всех трех случаях (I, II, Ш) при расчете КЭК использовались интенсивности β -лучей, полученные в данной работе (см. табл.4).

Примечание: При определении мультипольности β -перехода по абсолютным значениям коэффициента внутренней конверсии на $K(L_1, \dots)$ -оболочке однозначно устанавливается только мультипольность типа E1. Для значений $\alpha_K(\alpha_{L_1}, \dots)$, близких к теоретическим, для мультипольности M1 и E2 или их смеси, всегда можно подобрать такую смесь (E1+E2), что значение $\alpha_K(\alpha_{L_1}, \dots)$ для этой смеси будет совпадать с теоретическим для M1 или E2 или смеси (M1+E2). Кроме того, ошибки в определении экспериментальных КЭК часто вместо мультипольности типа M1 или смеси (M1+E2) допускают также выбор мультипольности типа E2. Поэтому указанный выбор мультипольности является наиболее вероятным, но не единственно возможным.

Т а б л и ц а 8
 Абсолютные интенсивности переходов при распаде ¹⁵⁵Ть .

№ пп	Энергия перехода (кэВ)	Начальный уровень (кэВ)	Конечный уровень (кэВ)	$I_{\beta+\gamma+\mu}$ (%) ·100	I_{α} (%) ·100	$I_{\text{перехода}}$ (%) ·100	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8
1.	18,75	105,3	86,5	2088 а)	1,56	2090	А,В
2.	21,0			75,6	0,02	75,62	
3.	26,55	86,5	60,0	16,25	10,9	27,15	В
4.	31,43	118,0	86,5	34,7	0,09	34,79	А
5.	39,8	326,0	286,8	1,47		1,47	
6.	40,7	146,0	105,3	сл.		сл.	А
7.	45,3	105,3	60,0	60	137	197	В
8.	58,0	118,0	60,0	19,2	15,4	34,6	
9.	60,0	60,0	0	701	79	780	В
10.	60,3	427,4	367,7	4,57	0,3	4,87	В
11.	79,2			1,3	2,75	4,05	
12.	80,9	367,7	286,8	1,07	2,43	3,5	
13.	86,0	146,0	60,0	3,75	1,17	4,92	
14.	86,5	86,5	0	836	2573	3409	А,В
15.	99,0	367,7	268,6	13,1	7,25	20,35	
16.	101,15	367,7	266,6	26,1	13,3	39,4	
17.	101,6	427,4	326,0	сл.	сл.	сл.	
18.	105,3	105,3	0	532,5	1922	2455	А,В
19.	118,0	118,0	0	0,29	1,8	2,09	
20.	120,5	488,13 266,15	367,7 146,0	0,52	3,85	4,37	
21.	138,2			1,14	4,34	5,48	
22.	146,0	146,0	0	5,05	6,8	11,85	
23.	148,65	235,4 266,6	86,5 118,0	120,1	>137,1 <32,6	>234 <55,67	А,В (А)В

Т а б л и ц а 8
 Абсолютные интенсивности переходов при распаде ¹⁵⁵Ть.

№ пп	Энергия перехода (кэВ)	Начальный уровень (кэВ)	Конечный уровень (кэВ)	I_{K+L+M} (%) ·100	I_{α} (%) ·100	$I_{\text{перехода}}$ (%) ·100	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8
1.	18,75	105,3	86,5	2088 ^{a)}	1,56	2090	А,В
2.	21,0			75,6	0,02	75,62	
3.	26,55	85,5	60,0	16,25	10,9	27,15	В
4.	31,43	113,0	86,5	34,7	0,09	34,79	А
5.	39,8	326,0	286,8	1,47		1,47	
6.	40,7	146,0	105,3	сл.		сл.	А
7.	45,3	105,3	60,0	60	137	197	В
8.	58,0	118,0	60,0	19,2	15,4	34,6	
9.	60,0	60,0	0	701	79	780	В
10.	60,3	427,4	367,7	4,57	0,3	4,87	В
11.	79,2			1,3	2,75	4,05	
12.	80,9	367,7	286,8	1,07	2,43	3,5	
13.	86,0	146,0	60,0	3,75	1,17	4,92	
14.	86,5	86,5	0	836	2573	3409	А,В
15.	99,0	367,7	268,6	13,1	7,25	20,35	
16.	101,15	367,7	266,6	26,1	13,3	39,4	
17.	101,6	427,4	326,0	сл.	сл.	сл.	
18.	105,3	105,3	0	532,5	1922	2455	А,В
19.	118,0	118,0	0	0,29	1,8	2,09	
20.	120,5	488,8	367,7	0,52	3,85	4,37	
		266,6	146,0				
21.	138,2			1,14	4,34	5,48	
22.	146,0	146,0	0	5,05	6,8	11,85	
23.	148,65	235,2	86,5	120,1	>137,1	>234	А,В
		266,6	118,0		<32,6	<55,67	(А)В

Продолжение таблицы 8

I	2	3	4	5	6	7	8
24.	150,6	268,6	118,0	3,44	15,3	18,74	
25.	158,6	427,4	268,6	9,76	29	38,76	A, B
26.	160,5	427,4	266,6	27,4	50,77	78,17	A, B
27.	161,3	266,6	105,3	96,2	202,6	298,8	A, B
28.	162,8	488,8	326,0	8,40	14,5	22,5	A
29.	163,3	268,6	105,3	163	270,7	433,7	A, B
30.	175,2	235,2	60,0	1,13	17,9	19,03	B
31.	180,1	266,6	86,5	200,5	490	690,5	A, B
32.	181,6	286,8	105,3	2,77	45,3	48,1	
33.	182,05	268,6	86,5	2,28	10,9	13,18	A
34.	192,2	427,4	235,2	0,18	3,81	3,99	A
35.	200,3	286,8	86,5	1,46	18,9	20,36	A, B
36.	208,0	326,0	118,0	5,62	22,0	27,62	A
37.	208,6	268,6	60,0	0,23	6,6	6,83	B
38.	216,0	451,3	235,2	0,297	9,49	9,79	A
39.	220,0	647,8 488,8	427,4 268,6	1,44	18,1	19,54	(A) A, B
40.	220,6	326,0	105,3	8,76	32,6	41,35	A, B
41.	226,8	286,8	60,0	2,29	10,76	13,05	B
42.	233,6	559,9 235,2	326,0 0	0,156	5,32	5,48	
43.	239,45	326,0	86,5	4,38	18,7	23,01	A, B
44.	248,0	615,5	367,7		1,69	1,69	
45.	254,0	488,8	235,2	0,377	1,77	2,15	
46.	262,45	367,7	105,3	50,11	362,6	412,7	A, B
47.	268,7	268,6	0	1,3	46,1	47,4	A, B
48.	281,1	367,7	86,5	1,61	21,2	22,81	A, B
49.	286,9	286,8	0	2,2	19,8	22,0	
50.	321,8	427,4	105,3	0,74	11,95	12,66	A, B
51.	340,8	427,4	86,5	4,97	82,15	87,12	A, B

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8
52.	361,0	647,8	286,8		3,05	3,05	
53.	367,4	427,4	60,0	0,8	102,15	102,95	B
54.	367,7	367,7	0	0,5	64,22	64,72	(B)
55.	371,0	488,8	118,0	0,71	13,2	13,91	A
56.	380,3	647,6 615,5	266,6 235,2	0,055	0,70	0,755	A
57.	384,2	488,8	105,3	0,044	2,02	2,06	A
58.	391,3	451,3	60,0	0,04	1,66	1,7	
59.	395,0			0,015	0,66	0,675	
60.	402,3	488,8	86,5	0,254	5,13	5,38	
61.	428,3	427,4 488,8	0 60,0	0,0196	2,59	2,61	
62.	447,0	592,6	146,0		0,58	0,58	
63.	451,3	451,3	0	0,074	2,53	2,61	
64.	454,8	559,9	105,3	сл.	1,265	1,27	
65.	488,1	488,8 592,6	0 105,3	0,006	2,96	2,97	
66.	501,8	647,8	146,0	0,049	2,32	2,37	
67.	505,9	592,6	86,5	0,023	3,08	3,10	
68.	513,0			0,021	0,395	0,416	
69.	532,5	592,6	60,0	0,13	3,81	3,94	
70.	542,5	647,8	105,3	0,015	0,595	0,61	
71.	555,4	615,5	60,0	0,036	2,13	2,17	
72.	559,9	559,9	0	0,14	9,62	9,76	
73.	588,2	647,8	60,0	0,11	0,682	0,792	
74.	592,8	592,6	0	0,22	1,425	1,645	
75.	610,5			0,008	1,226	1,23	
76.	615,5	615,6	0	0,018	1,45	1,47	
77.	648,1	647,8	0	0,013	0,943	0,956	
78.	706,2			0,023		0,023	
79.	715,3			0,016		0,016	

Продолжение таблицы 8

а) - Абсолютная интенсивность конверсионных электронов получена из анализа спектров $\tilde{\gamma}-\gamma$ - совпадений.

А - распределение перехода подтверждается в опытах по $\gamma-\gamma$ совпадениям.

В - распределение перехода подтверждается в опытах по $e-\gamma$ совпадениям.

ТАБЛИЦА 9

Каскад	К × ε _{I2}
180,1 → 86,5	1,8 .
281,1 → 86,5	1,7
340,8 → 86,5	1,6
262,5 → 105,3	1,5
321,8 → 105,3	2,0
384,2 → 105,3	1,9
262,5 → 18,7 → 86,5	6
321,8 → 18,7 → 86,5	8,1

Т А Б Л И Ц А 10

Интенсивности заселения уровней ^{155}Cd , значения $\log ft$ и классификация ветвей электронного захвата в ^{155}Tl , ведущих на основное и возбужденные состояния ^{155}Cd .

№	Энергия уровня (кэВ)	Интенс. заселения уровня (%)	Значение $\log ft$		$I_f K_f \pi_f [N_{m_2 \Lambda}]$	Классификация перехода по правилам Аляги а)	$\Delta N \Delta m_2 \Delta \Lambda \Delta K$
			для $Q = 800 \text{ кэВ}$	для $Q = 1000 \text{ кэВ}$			
I		3	4	5	6	7	8
1.	0	31,8	6,9	7,1	$3/2 \ 3/2^- [521]$	$1 \ \mu$	+I +I 0 0
2.	60,0	3,7	7,7	8,0	$5/2 \ 3/2^- [521]$	$1 \ \mu$	+I +I 0 0
3.	86,5	~18,2	7,0	7,2	$5/2 \ +$		
4.	105,3	~18,2	7,0	7,2	$3/2 \ +$		
5.	118,0	0,13	9,1	9,3	$3/2 \ 5/2 \ 3/2 \ +$		
6.	146,0	0,12	9,1	9,4	$7/2 \ 3/2^- [521]$	$1^* \ \mu$	+I +I 0 0
7.	235,2	2,9	7,6	7,9	$3/2 \ +$		
8.	266,6	9,0	7,1	7,4	$5/2 \ +$		
9.	268,6	4,5	7,3	7,6	$3/2 \ 3/2^+ [402]$	ah	0 -I +I 0
10.	286,8	0,96	8,0	8,3	$3/2 \ 3/2^- [532]$	$1 \ h$	+I +2 +I 0
11.	326,0	0,48	8,2	8,5	$5/2 \ 5/2^+ [402]$	ah	0 I :I 0
12.	367,7	5,4	7,1	7,4	$1/2 \ 1/2^+ [400]$	ah	0 -I -I -I
13.	427,4	3,4	7,1	7,5	$3/2 \ 1/2^+ [400]$	ah	0 -I -I -I
14.	451,3	0,14	8,4	8,9	$3/2 \ 1/2^- [530]$	$1 \ h$	+I +2 -I -I

Продолжение таблицы 10

I	2	3	4	5	6	7	8
15.	488,8	0,59	7,7	8,2	$5/2 \ 3/2^+ \ [400]$	<i>а</i> <i>h</i>	0 - I - I - I
16.	559,9	0,14	8,1	8,7	$1/2 \ 1/2^- \ [52I]$	<i>1u</i>	+I + I 0 - I
17.	592,6	0,11	8,0	8,7	$3/2 \ 3/2^- \ [52I] \beta$	<i>1u</i>	+I + I 0 0
18.	615,5	0,05	8,2	9,0	$3/2 \ 1/2^- \ [52I]$	<i>1u</i>	+I + I 0 - I
19.	647,8	0,18	7,4	8,4	$5/2 \ 3/2^- \ [52I] \beta$	<i>1u</i>	+I + I 0 0

а) Принимается, что основное состояние ^{155}Tb имеет квантовые характеристики $3/2, 3/2^+ [411]$ (смотри 4.4.1.).

Таблица II

Состояние	$1/2^-/521/$	$1/2^-/530/$	$1/2^+/400/$	$1/2^+/660/$
Величина параметра развязки (теор).	0,9	-0,31	0,35	6,1

Таблица I2

$K^{\pi} [N_n, \Lambda]$	$3/2^-/521/$	$5/2^-/523/$	$1/2^-/521/$	$11/2^-/505/$	$3/2^-/532/$	$1/2^-/530/$	$9/2^-/514/$	$K^{\pi} [N_n, \Lambda]$	$3/2^+/402/$	$1/2^+/400/$	$3/2^+/651/$	$1/2^+/660/$	$7/2^+/633/$	$5/2^+/642/$
	$3/2^-/521/$									$3/2^+/402/$				
$5/2^-/523/$	ас							$1/2^+/400/$	ас					
$1/2^-/521/$	да	о						$3/2^+/651/$	о	ас				
$11/2^-/505/$	о	о	о					$1/2^+/660/$	ас	ас	да			
$3/2^-/532/$	о	да	да	о				$7/2^+/633/$	о	о	о	о		
$1/2^-/530/$	да	о	да	о	ас			$5/2^+/642/$	ас	о	да	о	да	
$9/2^-/514/$	о	о	о	да	о	о								

- о - матричный элемент кориолисового взаимодействия равен нулю;
 да - кориолисово взаимодействие разрешено;
 ас - кориолисово взаимодействие запрещено по асимптотическим квантовым числам.

ТАБЛИЦА 13

K^{π}	Энергия уровня (кэВ)		Структура состояния
	эксп.	теор.	
$3/2^-$	0	0	$52I \uparrow 9I\%$; $52I \downarrow + Q_1(22)$ 6%
$1/2^+$		-50	$660 \uparrow 63\%$; $660 \uparrow + Q_1(20)$ 30%
$5/2^+$		85	$642 \uparrow 8I\%$; $642 \uparrow + Q_1(20)$ 15%
$3/2^+$		135	$65I \uparrow 9I\%$; $65I \uparrow + Q_1(20)$ 3%; $660 \uparrow + Q_1(22)$
$11/2^-$		190	$505 \uparrow 90\%$; $505 \uparrow + Q_1(20)$ 7%
$5/2^-$		300	$523 \downarrow 88\%$; $52I \downarrow + Q_1(22)$ 7%; $523 \downarrow + Q_1(20)$ 2%
$3/2^-$	286,8	400	$532 \downarrow 7I\%$; $532 \downarrow + Q_1(20)$ 12%; $530 \uparrow + Q_1(22)$ 10%
$1/2^-$		400	$530 \uparrow 60\%$; $530 \uparrow + Q_1(20)$ 15%; $532 \downarrow + Q_1(22)$ 13%
$1/2^-$	559,9	550	$52I \downarrow 42\%$; $52I \uparrow + Q_1(22)$ 37%; $523 \downarrow + Q_1(22)$ 16%
$3/2^+$	268,6	590	$402 \downarrow 59\%$; $400 \uparrow + Q_1(22)$ 24%; $404 \downarrow + Q_1(22)$ 8%
$1/2^+$	367,7	740	$400 \uparrow 64\%$; $402 \downarrow + Q_1(22)$ 22%; $400 \uparrow + Q_1(20)$ 10%
$3/2^+$		850	$65I \uparrow 3\%$; $65I \uparrow + Q_1(20)$ 95%;
$3/2^-$	592,6	980	$52I \uparrow 0,7\%$; $52I \uparrow + Q_1(20)$ 99%
$3/2^-$		990	$532 \downarrow 11\%$; $532 \downarrow + Q_1(20)$ 88%

Т А Б Л И Ц А 14

Параметры вращательных полос в ядре ^{155}Gd .

Состояние	Энергия основ- ного состояния полосы	Параметр		
		A	B	a
$K^{\pi} [N\pi_2\Lambda]$	(кэВ)	(кэВ)	(эВ)	
I	2	3	4	5
$3/2^- [521]$	0	11,7 12,0	23,8 0	-
$3/2^- [521]_{\beta}$	592,6	11,6 11,0	18,6 0	-
$1/2^- [521]$	559,9	13,5	0	+0,37
$1/2^+ [400]$	367,7	16,1	0	+0,24
$3/2^+ [402]$	268,6	11,5	0	-

Т А Б Л И Ц А 15

Сравнение отношений приведенных вероятностей, полученных из эксперимента и рассчитанных по правилам Алаги для ветвей электронного захвата ^{155}Tb *ведущие* на уровни вращательных полос в ^{155}Gd .

Исходное состояние $I_i, K_i, \pi_i; [N m_2 \Lambda]$	Конечное состояние		$ AK $	Энергия уровней (кэВ)	Классиф. перехода по прави- лам Алаги	$\left[\log \frac{(ft)_i}{(ft)_j} \right]_{\text{эксп.}}$		$\left[\log \frac{(ft)_i}{(ft)_j} \right]_{\text{теор.}}$	
	$I_f, K_f, \pi_f; [N m_2 \Lambda]$	2				$Q = 800 \text{кэВ}$	$Q = 1000 \text{кэВ}$	$L=0$	$L=1$
$3/2, 3/2^+, [411]$	$3/2, 3/2^-, [521]$	3	0	0	1u	0	0	0	0
	$5/2$		60,0	1u	0,8	0,9	X	0,18	-0,41
	$7/2$		146,0	1 ^{3/2} u	2,2	2,3	X	X	-0,16
" - - - "	$3/2, 3/2^+, [402]$	0	268,6	ah	0	0	0	0	0
	$5/2$		326,0	ah	0,9	0,9	X	0,18	-0,41
	$7/2$		-	2h	-	-	X	X	-0,16
" - - - "	$3/2, 3/2^-, [521] \beta$	0	592,6	1u	0	0	0	0	0
	$5/2$		647,8	1u	-0,6	-0,3	X	0,18	-0,41
	$7/2$		-	1 ^{3/2} u	-	-	X	X	-0,16

Продолжение таблицы 15

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
- " - " -	1/2 1/2 ⁺ [400]	1	367,7	ab	0	0	X	0	c)
- " - " -	3/2		427,4	ab	0	0,1	c)	0,1	c)
- " - " -	5/2		488,8	ab	0,6	0,8	X	0,7	c)
- " - " -	1/2 1/2 ⁻ [521]	1	559,9	1μ	0	0	X	0	c)
- " - " -	3/2		615,5	1μ	0,1	0,3	c)	0,1	c)
- " - " -	5/2		-	1μ	-	-	X	0,7	c)

а) j - номер возбужденного состояния данной ротационной полосы.

в) - Для расчета $\left[\log \left(\frac{f_{\tau}}{f_{\tau}} \right) \right]_{\text{теор}}$ использовались коэффициенты Клебша - Жордана

согласно /54/, L -мультипольность перехода.

с) -данный переход запрещен правилами отбора по квантовому числу K .

Т А Б Л И Ц А 16

Сравнение экспериментальных отношений приведенных вероятностей γ -переходов, разряжающих возбужденные уровни ^{155}Gd на уровни вращательной полосы основного состояния ^{155}Gd с теоретическими соотношениями, полученными по правилам Арага

Энергия (кэВ)	Начальный уровень		Квантовые характеристики конечного уровня $I_f K_f \pi_f [N_{\pi_f} \Lambda]$	энергия -переход (кэВ)	Мультипольность -перехода σL	$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)$	
	I_i	K_i				эксперим.	теоретич.
1	2		3	4	5	6	7
86,5	5/2	+	3/2 3/2- [521] 5/2	86,5 26,55	E1 E1	1 0,15	
105,3	3/2	+	3/2 3/2- - - 5/2	105,3 45,3	E1 E1	1 0,89	
118,0	3/2 5/2 7/2	+	3/2 3/2- - - 5/2	118,0 58,0	(E1) E1	1 70	
235,2	3/2	+	3/2 3/2- - - 5/2	(235,1) 175,2	(E1) E1	1 8,1	2,6
266,6	5/2	+	3/2 3/2- - - 5/2 7/2	- 206,55 120,5	- (E1) (E1)	- 1 2,4	

Продолжение таблицы I6

I	2	3	4	5	6	7
268,6	3/2 3/2 ⁺ [402]	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2	268,7 208,6	И (И)	I 0,3	I 0,66
286,8	3/2 3/2 ⁻ [532]	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2	286,9 226,8	И И	I I,1 ± 0,3	I 0,66
451,3	3/2 1/2 ⁻ [530]	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2	451,3 391,3	И (И)	I I,0 ± 0,3	I I,43
559,9	1/2 1/2 ⁻ [52I]	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2	559,9 -	И -	I -	I -
592,6	3/2 3/2 ⁻ [52I] _β	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2 7/2	592,8 532,5 447	(И2) И2 (И2)	I 4,6 ± I,3 ~ I,7	I 2,57 I,4
615,5	3/2 1/2 ⁻ [52I]	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2	615,5 555,4	И И	I 2,0 ± 0,6	I I,43
647,8	5/2 3/2 ⁻ [52I] _β	3/2 3/2 ⁻ [52I] 5/2 7/2	648,1 588,2 501,8	И (И) И	I 0,98 ± 0,34 5,3 ± I,8	I 0,96 I,8

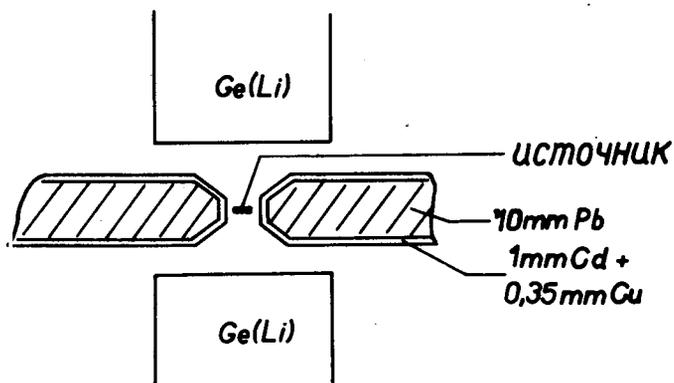


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии опыта по γ - γ - совпадениям.

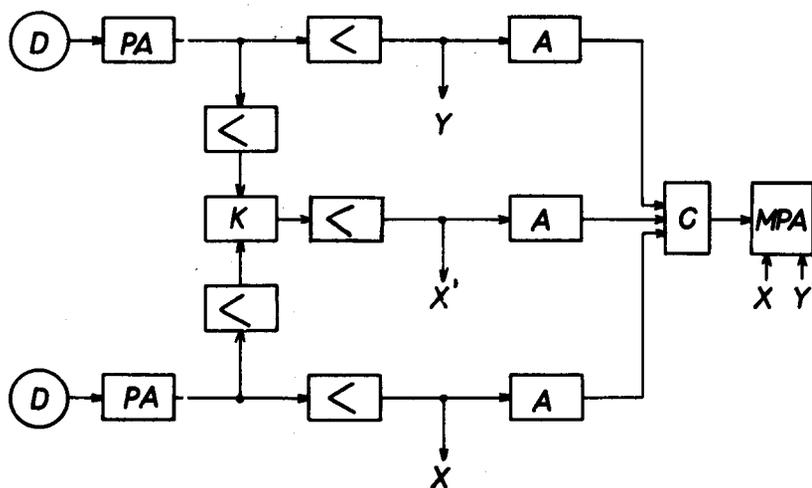


Рис. 2. Блок-схема аппаратуры для измерения γ - γ -совпадений. D - Ge(Li) - детекторы, $\lt;$ - усилители, PA - зарядочувствительные предусилители, A - амплитудные анализаторы, K - время-амплитудный конвертер, C - схема тройных совпадений, MPA - многоканальный амплитудный анализатор, X, X', Y - подключение многоканального анализатора в зависимости от режима работы.

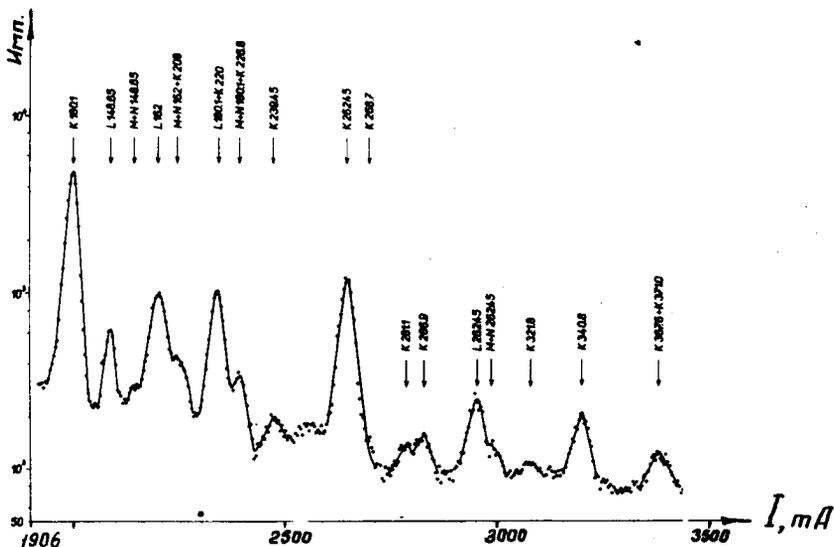
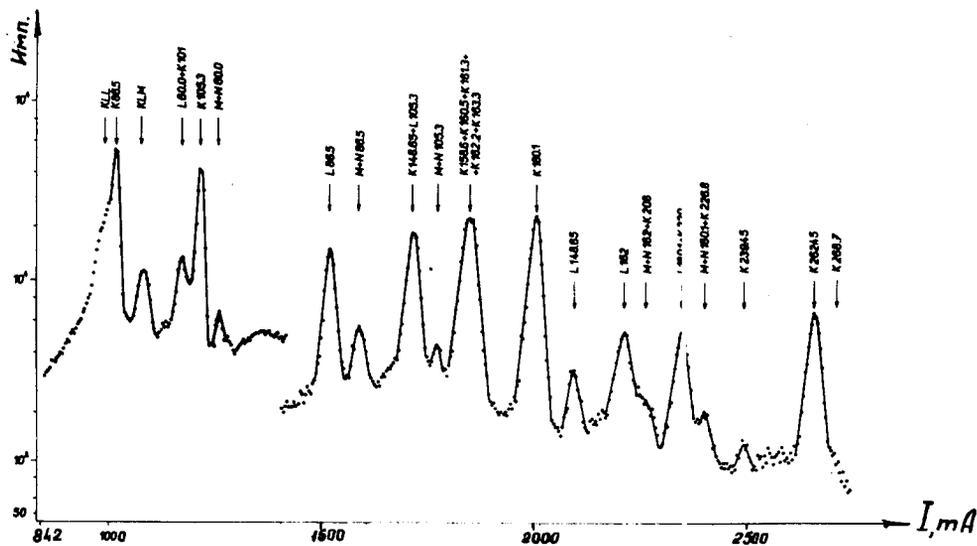


Рис. 3. Участки спектра конверсионных электронов ¹⁵⁵Tb, измеряемые с помощью тороидального шестизачерного β-спектрометра.

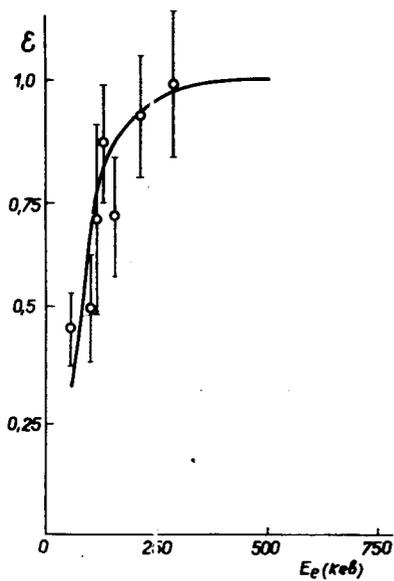
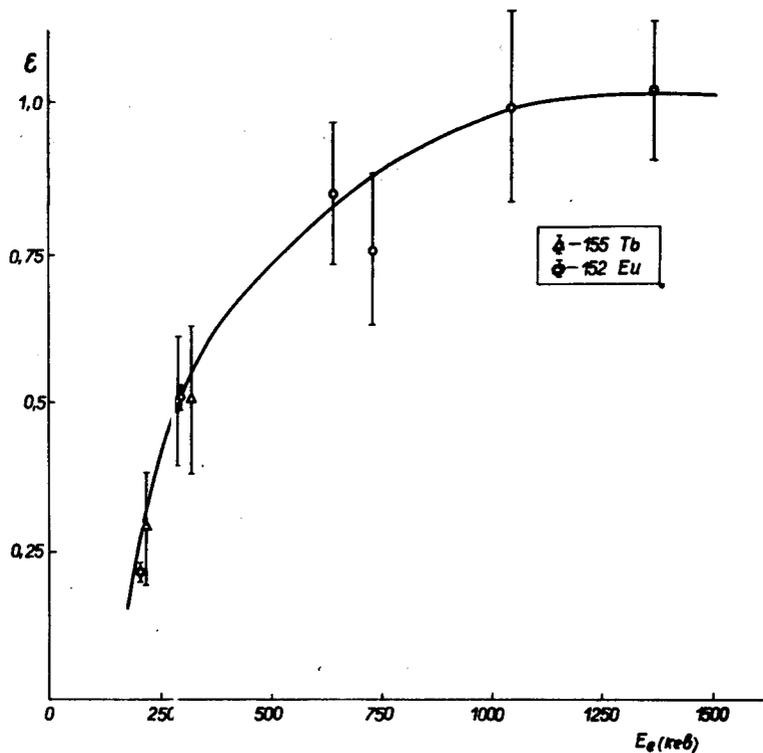


Рис. 4. Кривые эффективности регистрации электронов в β -спектрометре типа $\pi\sqrt{2}$ в режиме двукратной (а) и однократной (б) фокусировки.

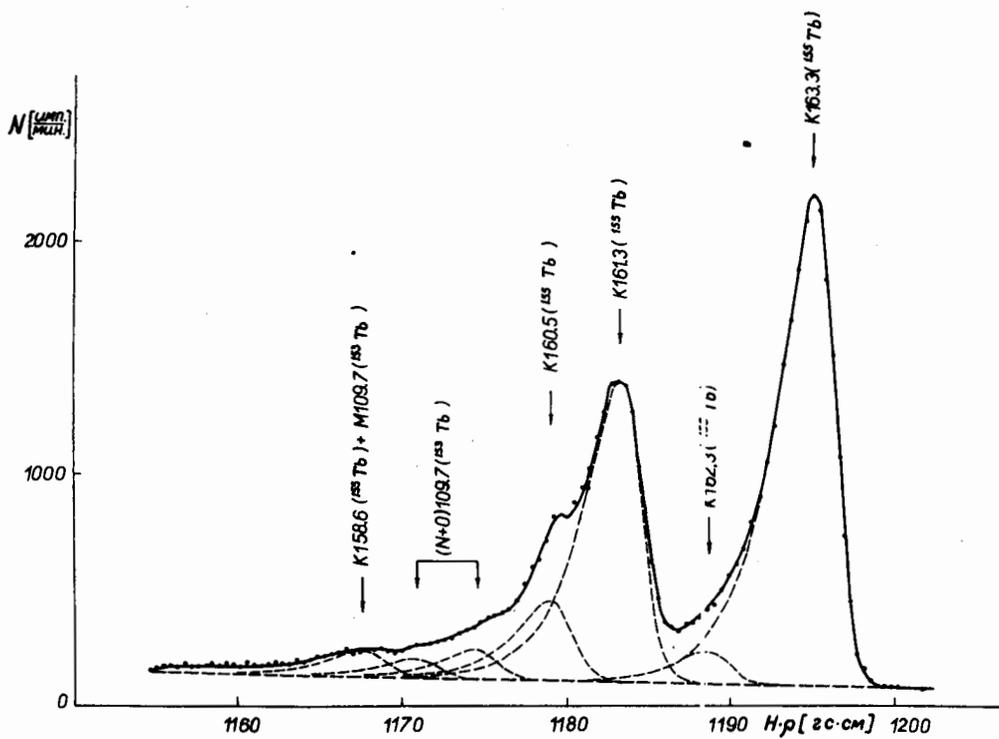


Рис. 5. Участок спектра конверсионных электронов в ^{155}Tb , измеренный с помощью β -спектрометра типа $\sqrt{2}$. Пунктирными линиями показаны соответствующие компоненты спектра, полученные при разложении на ЭВМ.

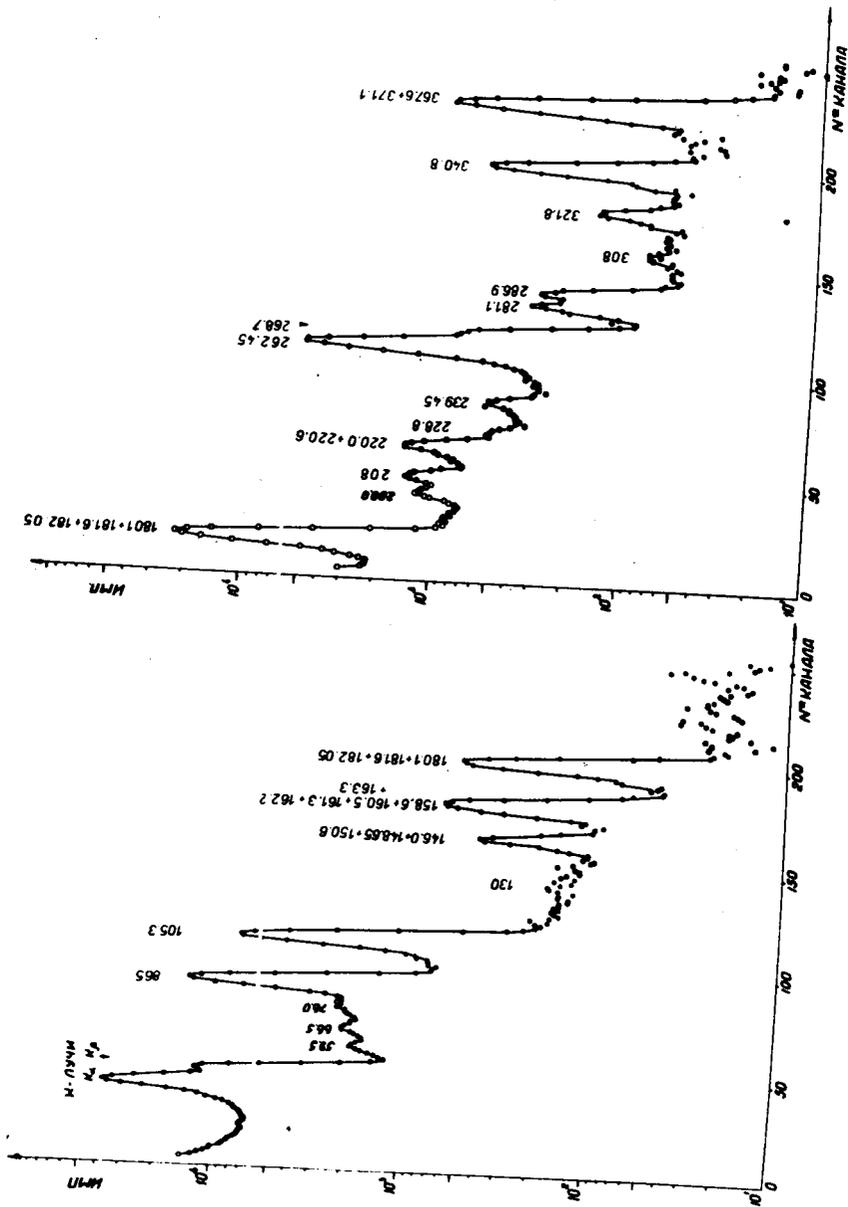


Рис. 6. Спектр γ -лучей $^{152}\text{Гд}$, измеренный с помощью плоскостепенного $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с размерами $0,7 \text{ см}^2 \times 0,35 \text{ см}$ (препарат V).

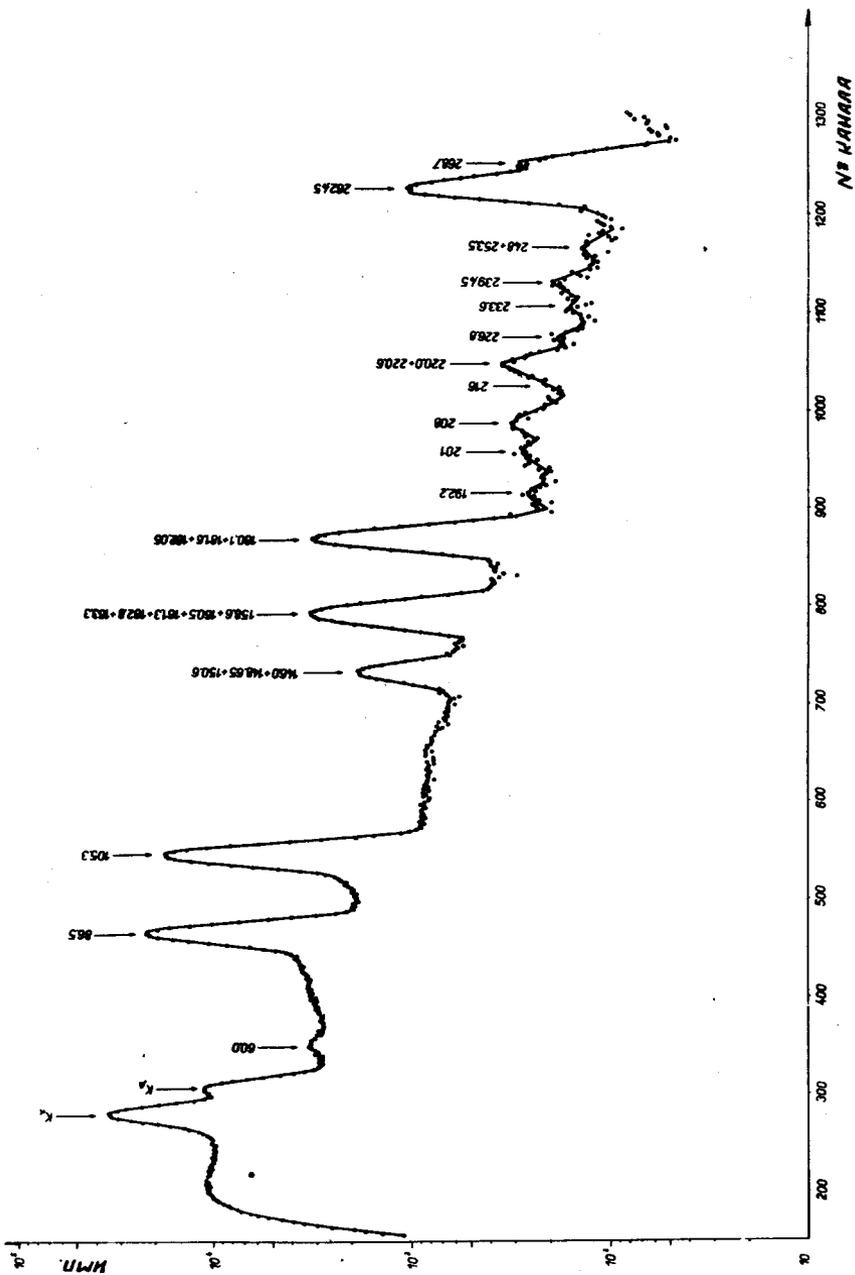


Рис. 7. Спектр γ -лучей ^{155}Tb , измеренный с помощью коаксиального Ge(Li)-детектора с чувствительным объемом $\approx 5 \text{ см}^3$ (препарат II).

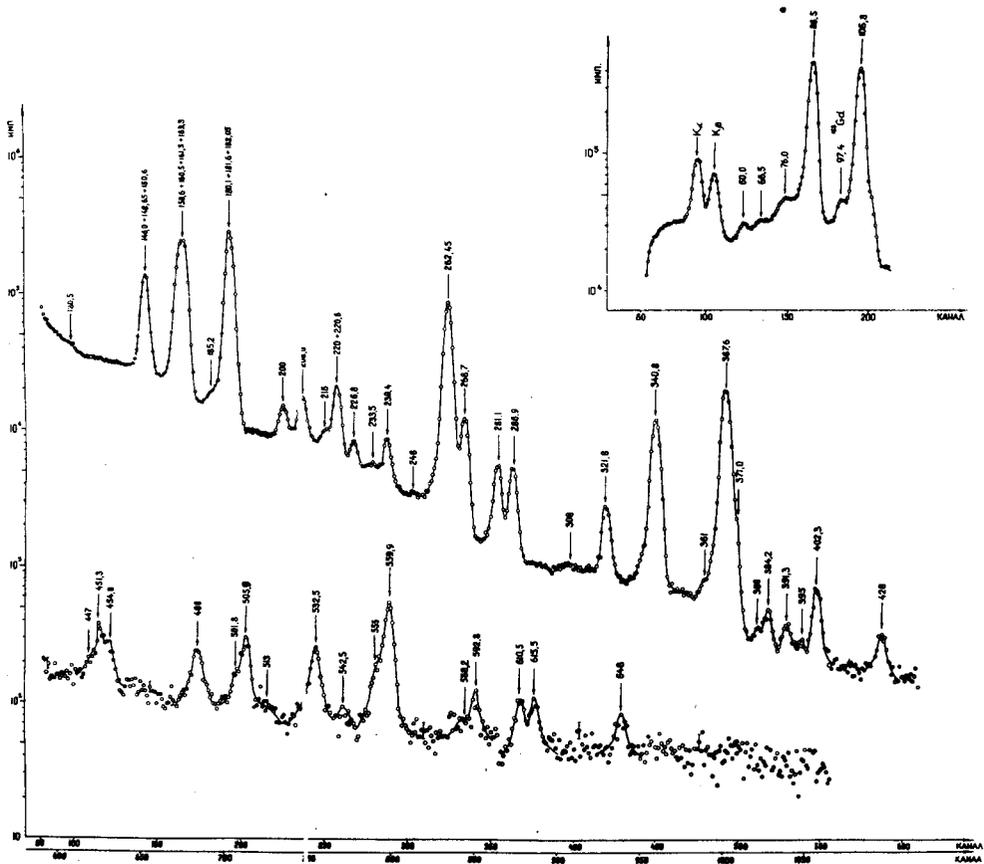


Рис. 8. Спектр γ -лучей ^{155}Gd , измеренный с помощью коаксиального $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с чувствительным объемом $\approx 12 \text{ см}^3$ (препарат III).

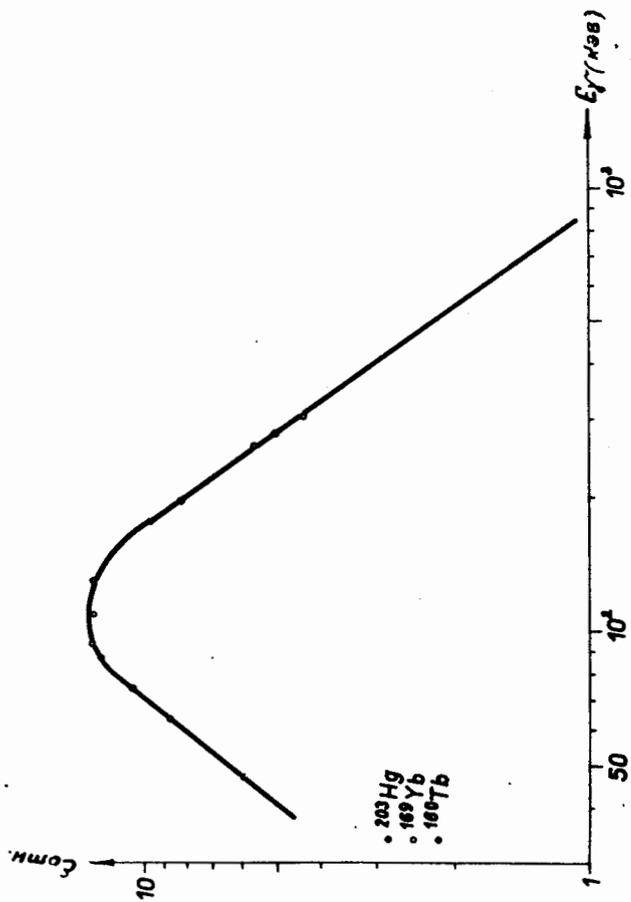
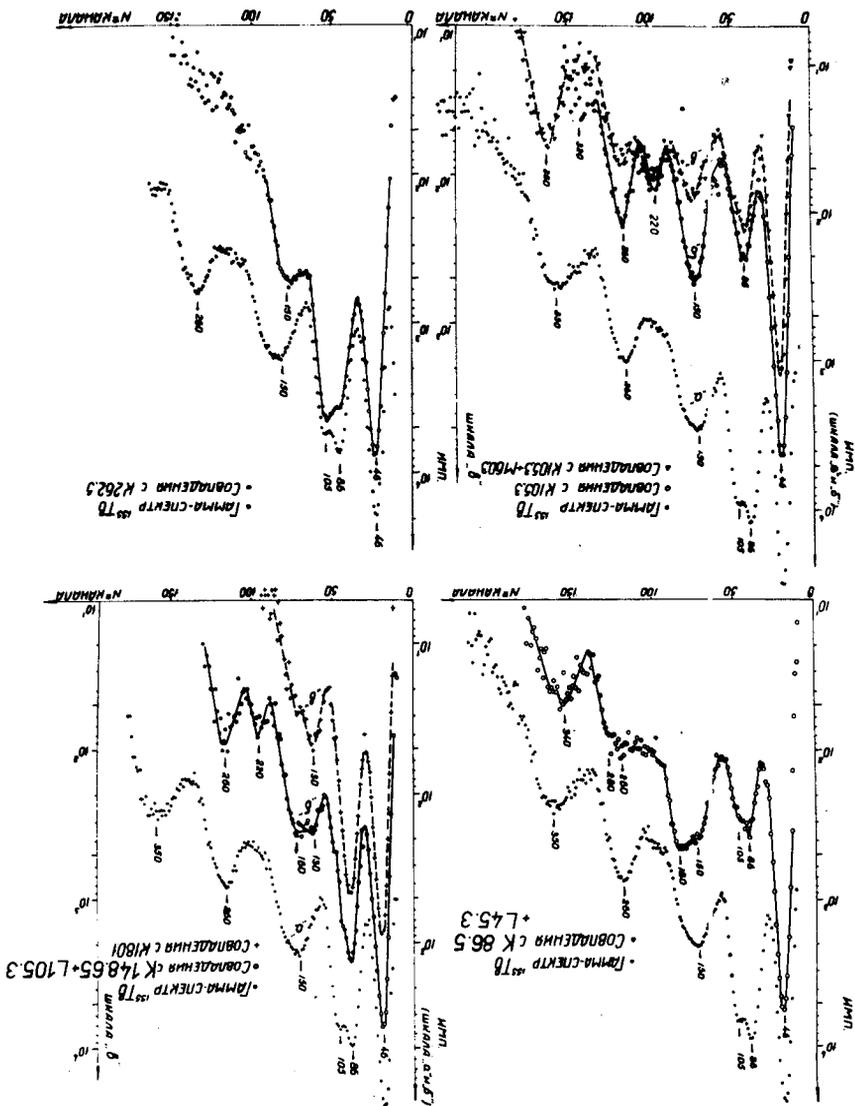


Рис. 9. Кривая эффективности регистрации гамма-излучения $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с чувствительным объемом $\approx 12 \text{ см}^3$.

Рис. 0. Спектры ϵ - γ -совпадения при распадах ^{152}Tb .



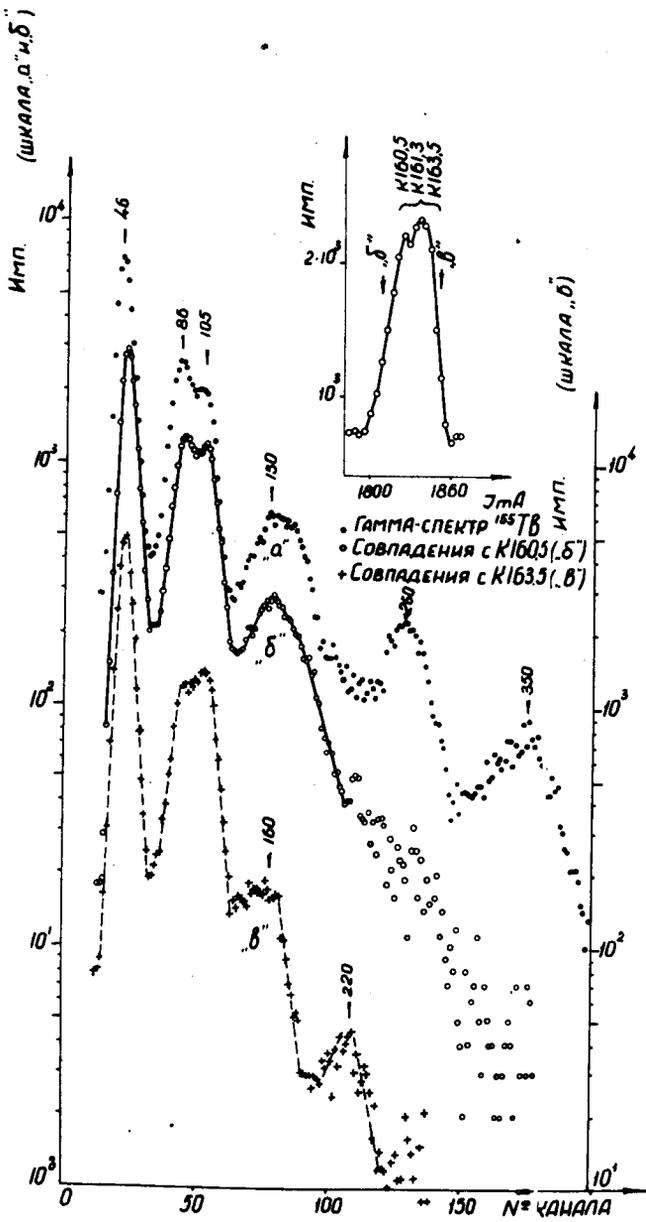
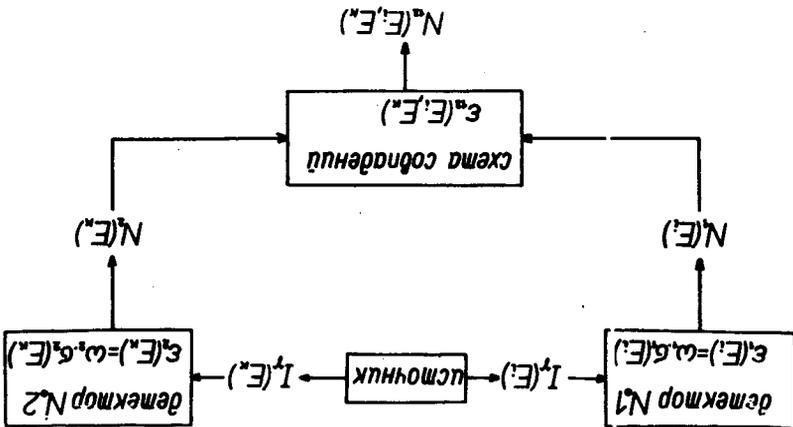


Рис. 11. Спектры γ -совпадений при распаде ¹⁵⁵Tb.

Рис. 12. Схематическое изображение перестраиваемой γ -совпадения.



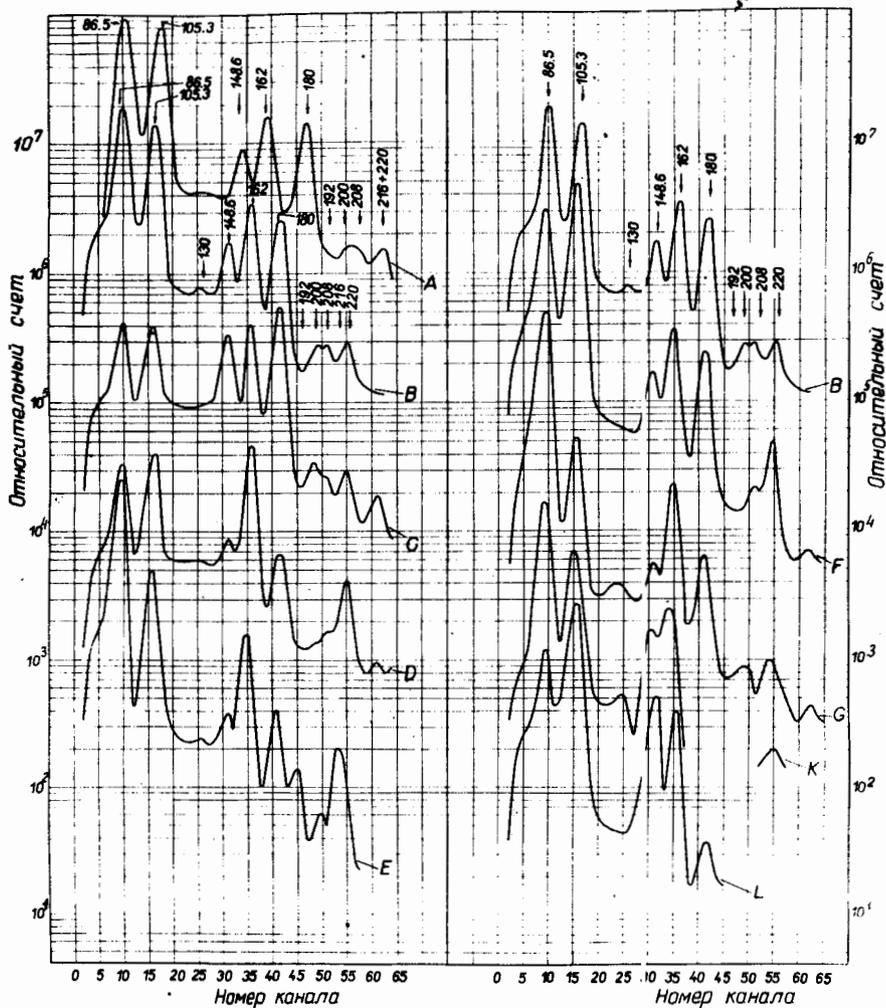


Рис. 13. Спектры γ -лучей ^{188}Tl , полученные из анализа двумерного спектра совпадений γ -лучей в области $E_1 = (80+230)$ кэВ с γ -лучами в области $E_2 = (80+230)$ кэВ.
 С — совпадения ($\gamma 86,5$) (γE_1);
 D — ($\gamma 105,3$) (γE_1); E — ($\gamma 148,6$) (γE_1);
 F — ($\gamma 162$) (γE_1); G — ($\gamma 180$) (γE_1);
 K — ($\gamma 200 + \gamma 205$) (γE_1); L — ($\gamma - 220$) (γE_1).

Индексами А и В обозначены одиночные γ -спектры вдоль осей "i" и "k" соответственно. Показания шкалы относительного счёта, умноженные на 10^{-3} , 10^{-3} , 10^{-1} , 10^0 , 10^0 , 10^{-2} , 10^{-1} , 10^{-1} , 10^0 , дают счёт в импульсах для спектров, обозначенных индексами А, В, С, D, E, F, G, K и L, соответственно.

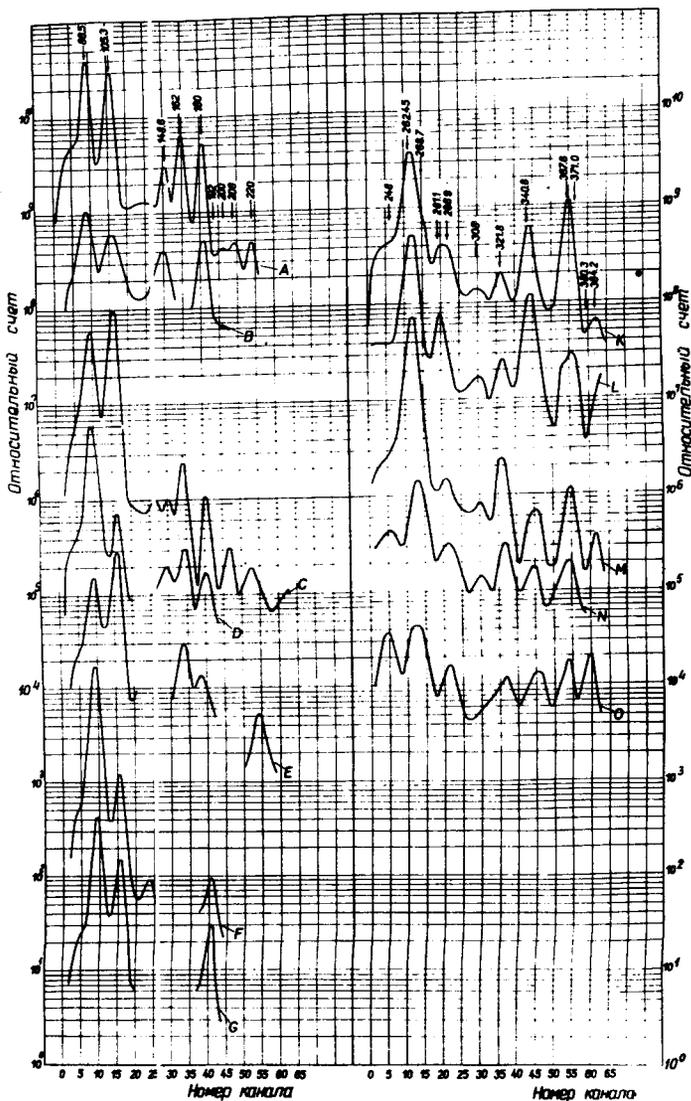
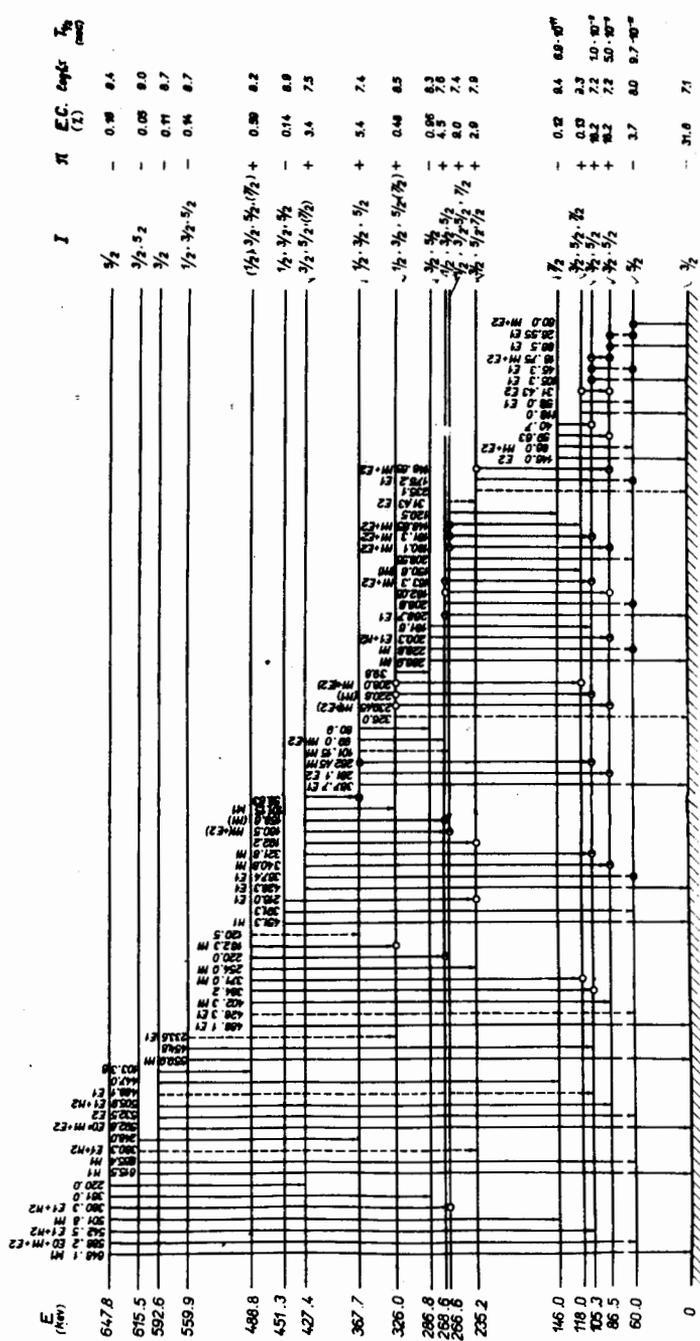


Рис. 14. Спектры γ -лучей ^{188}Tl , полученные из анализа двухмерного спектра совпадений γ -лучей в области $E_1 = (230+380)$ кэв с γ -лучами в области $E_k = (80+230)$ кэв. В-совпадения $(\gamma 239,4)(\gamma E_k)$; С - $(\gamma 262,45 + \gamma 268,7)(\gamma E_k)$; D - $(\gamma 281 + \gamma 386,9)(\gamma E_k)$; E - $(\gamma 321,8)(\gamma E_k)$; F - $(\gamma 340)(\gamma E_k)$; G - $(\gamma 367,6 + \gamma 371,0)(\gamma E_k)$; L - $(\gamma 86,5)(\gamma E_1)$; M - $(\gamma 105,3)(\gamma E_1)$; N - $(\gamma 162)(\gamma E_1)$; O - $(\gamma 180)(\gamma E_1)$.

Индексами А и К обозначены одиночные γ -спектры вдоль оси "k" и "l", соответственно. Показания шкалы относительного счёта, умноженные на 10^{-7} , 10^{-7} , 10^{-7} , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-1} , 10^0 , 10^5 , 10^{-4} , 10^{-1} , 10^{-3} , дают счёт в импульсах для спектров, обозначенных индексами А, В, С, D, E, F, G, К, L, М, N и О соответственно.



155
64.78

Рис. 15. Схема распада 155 Ть + 155 Сд.

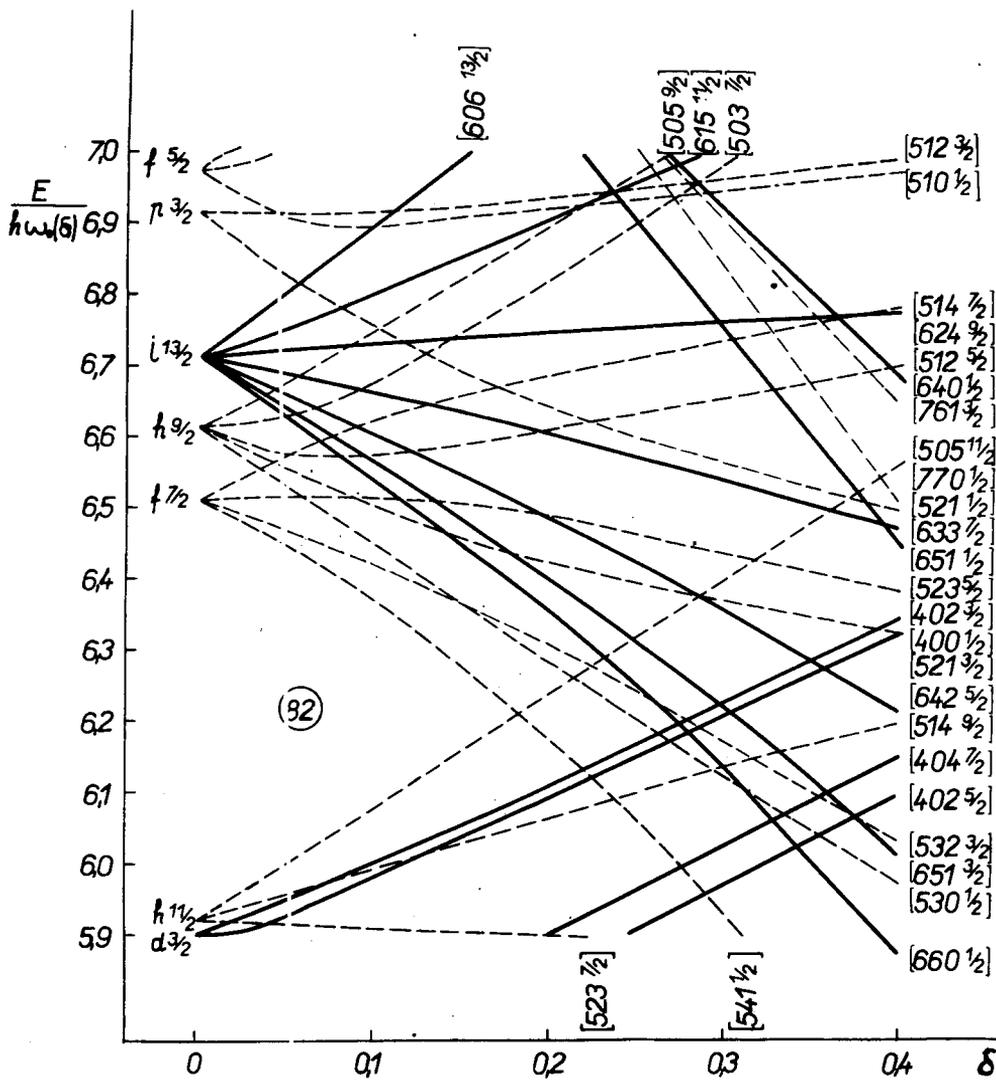


Рис. 16. Участок схемы Нильссона для ядер с нечётным числом нейтронов.

155
569 557 690 32 [411]
ε

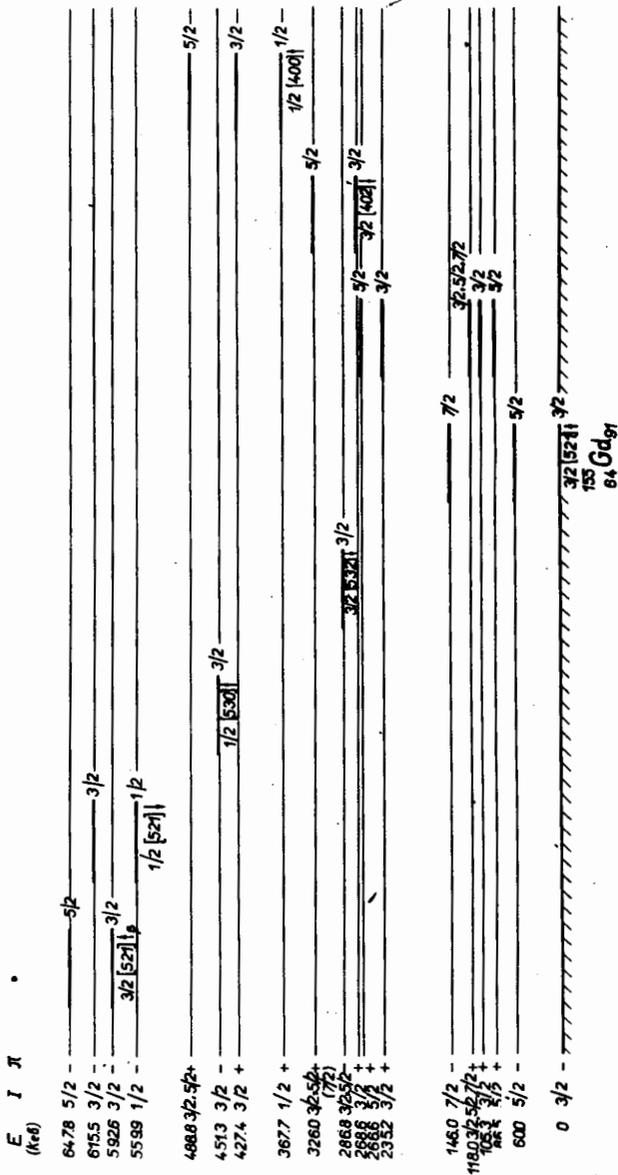


Рис. 17. Интерпретация уровней ¹⁵⁵Сd, возбуждающихся при распаде ¹⁵⁵Eu.

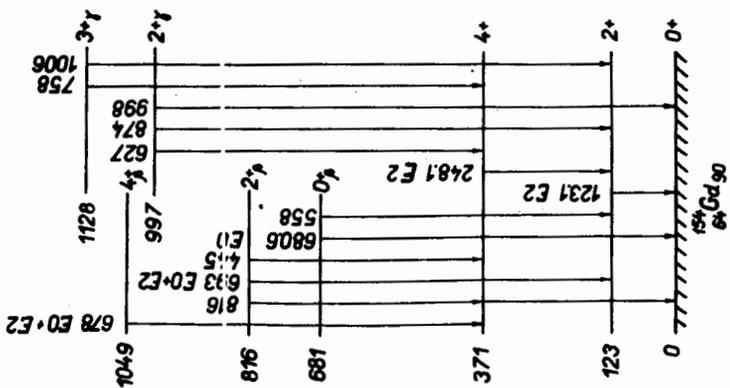
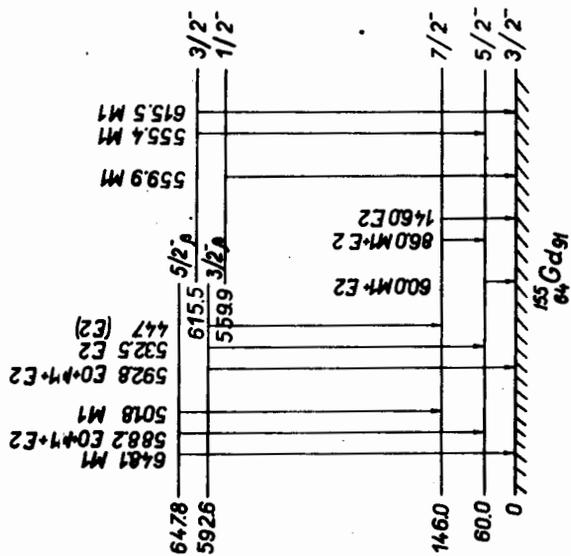
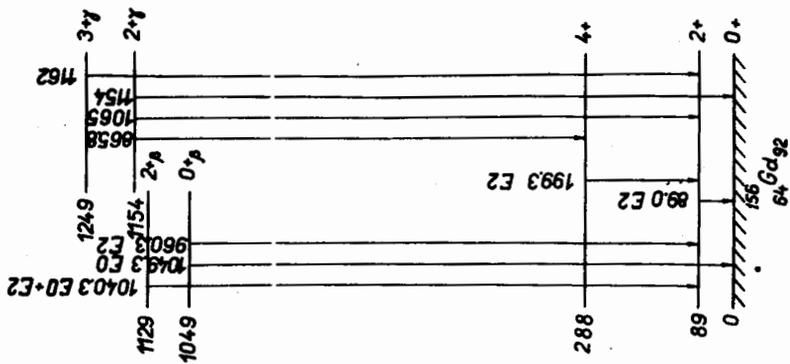


Рис. 18. Фрагменты схем уровней 184 Gd, 185 Gd и 186 Gd.