

С 3/04)

С-563



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

6 - 3699

МАТЕРИАЛЫ

X СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ
ИЗОТОПОВ И ТЕОРИИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Дубна, 27-30 июня 1967 г.

Дубна 1968

C 3/04)

C-563

6 - 3699

МАТЕРИАЛЫ

X СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ

ИЗОТОПОВ И ТЕОРИИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Дубна, 27-30 июня 1967 г.

89.
5/6/67

Десятое совещание по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер проходило в Дубне с 27 по 30 июня 1967 года. На совещание было представлено 94 доклада. 40 из них печатается в сокращенном варианте в данном сборнике.

Сборник подготовлен к печати Т.И.Галановой.

Рукопись поступила
в Издательский отдел
8 февраля 1968 г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

1. Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. "О вкладе неспаренной частицы в деформацию ядра	7
2. В.М.Михайлов. Ротационные уровни с $K=0$	10
3. А.С.Чернышев, Л.П.Рапопорт Магнитные моменты деформированных ядер	12
4. М.Суботович Поиски эффектов высшего порядка в разрешенных β - переходах	15
5. А.В.Бравин и Г.А.Борисов. К вопросу о коллективной модели сильно деформированных ядер	17
6. Р.Б.Бегжанов, В.М.Беленький, Ш.Шарипов О возбужденных состояниях нечетного ядра, внешний нуклон которого находится в состоянии $\gamma = 9/2$	20
7. Р.Б.Бегжанов, В.М.Беленький, Р.Х.Сафаров Таблицы численных значений приведенных вероятностей электромагнитных переходов на основе модели Нильссона	22
8. Г.Музиоль. О планах создания системы для исследования изотопов, находящихся далеко от полосы стабильности в режиме "on line" с пучком тротонов синхротронного ЛАП ОИИИ	24
9. Н.М.Антоньева, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, Г.С.Катыхин, Л.Ф.Протасова, Я.Врзал, Я.Липтак, Я.Урбанец. Распад ^{86}Y	29
10. Я.Врзал, Г.С.Катыхин, М.К.Никитин, И.Н.Подкопаев, Я.Урбанец Спектр гамма-лучей изотопов ^{93}Tc (2,75ч.) и ^{94}Tc (4,9 ч.)	34
11. Н.М.Антоньева, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, М.К.Никитин, М.А.Сомцов, Я.Врзал, Я.Липтак, Я.Урбанец. Распад ^{106}Rh , ^{102m}Rh и ^{101}Rh	39
12. Р.Б.Бегжанов, Х.С.Сабилов, К.Т.Салихбаев, М.М.Ходжаев Спектроскопия индия-117	46
13. Е.Ладзевски, Я.Ковнацки, Я.Хвачевска, В.Пшиборски, В.Клямра, О.Поморски О схеме распада $^{125}\text{Xe} \rightarrow ^{125}\text{I}$	49
14. Ф.Бечварж, Я.Врзал, Я.Липтак, Я.Урбанец Низколежащие уровни в ^{136}Ba	51
15. М.Суботович, И.Куранц, Я.Сажыньски Исследование угловых корреляций бета-гамма в β - распаде $^{141}\text{Ce} \rightarrow ^{141}\text{Pr}$ и $^{134}\text{Cs} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	57

	Стр.
16. Я.Ваврыщук, Т.Говорек, К.Круновска Поиски новых уровней и угловые корреляции в ^{140}La	61
17. Р.Арльт, Г.Му: иоль, Г.Пфреппер, Х.Штрусний, Д.Христов. "Изомерные состояния при распаде короткоживущих изотопов ^{140}Sm , ^{141}Sm , ^{140}Pm . О распаде изотопа ^{142}Pm ".....	63
18. Е.Божек, Р.Брода, В.Вадльс, Я.Гольчевски, Р.Кулесса, М.Рыбицка, А.З.Хрынкеви: g - факторы возбужденных состояний ^{147}Sm	65
19. М.В.Климентовская, А.А.Сорокин Измерения угловых корреляций γ - квантов ^{147}Eu и ^{149}Eu	67
20. Г.И.Сычиков, О.Д.Ковригин, В.Н.Чеканов, И.С.Водолажская и А.Ф.Новгородов Исследование конверсионных электронов и гамма-лучей ^{149}Eu	70
21. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, Э.Стахура, К.Зубер и А.Будзьяк. Парциальные периоды полураспадов альфа-изотопов ^{184}Tb и ^{189}Tb	70
22. Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев, М.И.Совцов, Я.Врзал, Н.А.Лебедев, Я.Липтак, Я.Урбанец, П.Н.Дмитриев, Н.Н.Краснов, Ю.Г.Севастьянов Распад ^{151}Gd	73
23. А.И.Бэдэску-Сингуряну, М.Греческу, В.А.Иониску, И.Питику, Т.Нэшкуну Распад изомеров ^{154}Tb с $T_{1/2} = 8$ ч и 21 ч.....	78
24. И.Юрик, И.Нивольский, В.Гнатович, И.Буриан О распаде $^{155}\text{Dy} \rightarrow ^{155}\text{Tb}$	78
25. Е.П.Григорьев Свойства уровней ^{162}Dy	81
26. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, Э.Стахура, К.Зубер и А.Будзьяк Возбужденные состояния ядра ^{155}Gd	87
27. В.Курцевич, Э.Мороз, Б.Ш.Нильсен, Э.Прейбиш Схема распада ^{165}Tm	92
28. Р.Арльт, Ж.Келев, В.Калинников, Э.Малек, Г.Музиоль, И.Ненов, Э.Усманова, Х.Штрусний k - изомер ^{166}Tb	95
29. Р.Арльт, Э.Малек, Г.Музиоль, Г.Пфреппер, Х.Штрусний Новые изотопы ^{167}Hf , ^{166}Hf и ^{166}Lu	95
30. Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, Н.Н.Краснов Исследование излучений из распада изомеров ^{198}Tl и изотопа ^{199}Tl	96
31. Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, А.И.Цыцын Исследование излучений, сопровождающих распад таллия 200.....	102
32. Э.Я.Дуре, Л.К.Пекер, П.Т.Прокофьев О "квазивращательных" полосах в ядре ^{150}Sm	111
33. А.М.Берестовой, И.А.Кондуоров, Ю.Е.Логинов Гамма-излучение из реакции $^{76}\text{Se}(n, \gamma)^{77}\text{Se}$	112
34. Р.Б.Бегжанов, С.М.Ахраров, М.М.Мирвахидов Резонансное рассеяние гамма-лучей нейтронного захвата на ядрах цинка.....	115
35. В.А.Бондаренко, П.Т.Прокофьев Уровни, наблюдаемые в реакции $^{168}\text{Yb}(n, e^-)^{169}\text{Yb}$	117

	Стр.
36. Я. Туркевич, З. Вильгельми, М. Яскула, В. Осакевич Возбуждения простых одночастичных состояний в реакциях (n, p) и (n, α) , вызванных нейтронами с энергией 14 Мэв	120
37. Л. Л. Кашкаров, Л. И. Геняева, А. К. Лаврухина Изучение процессов фрагментации под действием высокоэнергичных протонов с помощью трековой методики	124
38. А. К. Лаврухина, Р. И. Кузнецова Анализ сечений образования продуктов расщепления ядер разных элементов протонами с $E_p = 0,1 \div 24$ Гэв	127
39. М. Суботович, М. Хлебовска, К. Круковска Применение флуоресценции ($\gamma - X$) лучей к химическому анализу элементов редких земель	134
40. Я. Врзал, Б. П. Григорьев, Г. С. Катыхин, Я. Липтак, Я. Урбанец Распад ^{104m}Ag	136
41. Список докладов, представленных на X совещание по ядерной спектро- скопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер.	143

О ВКЛАДЕ НЕСПАРЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ДЕФОРМАЦИЮ ЯДРА

Э.Е. Берлович и Д.Н. Новиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР

В работе /1/ было показано, что экспериментальные значения внутренних квадрупольных моментов Q_0 нечетных деформированных ядер в некоторых случаях существенно отличаются от значений Q_0 предшествующих по массовому числу A четно - четных ядер. Это отличие иногда достигает $\sim 10 - 20\%$, и величина $Q_0^{(A+1)}$ в одних случаях больше $Q_0^{(A)}$, в других - меньше. В большом количестве случаев этого различия вообще не наблюдается, и в пределах погрешностей значения $Q_0^{(A+1)}$ и $Q_0^{(A)}$ совпадают.

Величину вклада $\Delta Q_0^{(A+1)} = Q_0^{(A+1)} - Q_0^{(A)}$, обусловленного добавлением к четно-четному остову неспаренной частицы, можно оценить количественно, рассчитав значения равновесных деформаций $\xi_0^{(A)}$ и $\xi_0^{(A+1)}$ соседних ядер. Для этой цели удобнее всего использовать метод минимизации суммы одночастичных энергий /2/. Целесообразность использования этого метода, не учитывающего спаривательной и кулоновской энергии, определяется тем, что при определении разности равновесных деформаций $\Delta \xi_0 = \xi_0^{(A+1)} - \xi_0^{(A)}$ суммарные величины этих двух эффектов будут вычитаться, и, так как они почти одинаковы в соседних ядрах, их вкладом в величину $\Delta \xi_0$ можно пренебречь. Нами минимизировалась сумма дважды вырожденных одночастичных энергий, соответствующих предложенному в работе /3/ гамильтониану

$$\hat{H} = \hat{T}_k + \frac{M}{2} \omega_0^2(\epsilon) r^2 (1 + \epsilon P_2(\cos \theta)) - C \vec{\ell} \vec{s} - D [\vec{\ell}^2 - \langle \vec{\ell}^2 \rangle_{\text{бол}}],$$

где $\omega_0(\epsilon)$ - осцилляторная частота, ϵ - параметр деформации, C и D - параметры, одинаковые для всех оболочек однотипных нуклонов в исследуемом ядре; член $\langle \vec{\ell}^2 \rangle_{\text{бол}}$ закрепляет расстояние между центрами тяжести двух соседних оболочек. Уровни протонов и нейтронов при значениях $\epsilon = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$ и $0,5$ были протабулированы В.В. Панкевичем. Для области редкоземельных ядер параметр C брался равным $-0,1274 \hbar \omega_0$, как для нейтронов, так и для протонов, а параметр D - равным $-0,03822 \hbar \omega_0$ для протонов и $-0,02675 \hbar \omega_0$ для нейтронов.

По этим данным нами были рассчитаны значения ξ_0 для ядер, у которых известны экспериментальные величины квадрупольных моментов /1/. В таблице представлены теоретические и экспериментальные значения $\Delta \xi_0$ нечетных и предшествующих четных ядер. За исключением ядер ^{153}Eu и ^{191}Ir добавление неспаренной частицы к четно-четному остову не приводит к изменению набора конфигураций под поверхностью Ферми. Поэтому изменение равновесной деформации целиком обусловлено характером поляризации этой частицей остова. Чем круче ориентирована орбиталь, которую "заселяет" частица, тем больше это изменение. Если неспаренная частица

заселяет горизонтальную орбиталь, то вызванное ее добавлением смещение минимумов кривых суммарной энергии $\sum E(\epsilon)$ находит в пределах точности интерполяции значений ϵ_0 , поэтому для разностей $\Delta \epsilon_0$ даны только верхние пределы. Большое изменение значения ϵ_0 в ^{194}Jr по сравнению с ^{190}Os возникает за счет включения нескольких крутых протонных и нейтронных орбиталей под поверхностью Ферми. Такие изменения в наборе конфигураций являются весьма характерными для ядер, находящихся в переходных областях или непосредственно примыкающих к ним /3/. К такого типа ядрам относятся ^{153}Eu и ^{191}Jr /4,5/.

Из таблицы видно, что имеется хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями $\Delta \epsilon_0$, дающими величину вклада неспаренного нуклона в деформацию ядра.

Л и т е р а т у р а :

1. Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. Изв. АН СССР, сер.физ., 31 287 (1967)
2. B.Mottelson, S.C.Nilsson, Kgl Dan.Vid.Selsk,Mat-Fys. Skrifter, 1, N8 (1959)
3. Э.Е.Берлович. Письма в редакцию ЖЭТФ, IV, 281 (1966)
4. Э.Е.Берлович. Изв. АН СССР, сер.физ. 29,2177 (1965)
5. Э.Е.Берлович. Ядерная физика, 5, вып. 5 (1967)

Таблица

Сравнение теоретических и экспериментальных значений $\Delta \mathcal{E}_0$.

$A+1 \ Z(\Omega \ \Pi [N n_2 \Lambda]) \div \ A \ Z'$	$\Delta \mathcal{E}_0$ теорет.	$\Delta \mathcal{E}_0$ экспер.
$153 \text{Eu} (5/2^+ / 413 / p) \div 152 \text{Sm}$	0.015	0.024 ₅
$155 \text{Gd} (3/2^- / 521 / n) \div 154 \text{Gd}$	< 0.01	0.006 ₇
$157 \text{Gd} (3/2^- / 521 / n) \div 156 \text{Gd}$	< 0.01	-0.008 ₇
$159 \text{Tb} (3/2^+ / 411 / p) \div 158 \text{Gd}$	< 0.01	0.005 ₅
$161 \text{Dy} (5/2^+ / 642 / n) \div 160 \text{Dy}$	0.01	0.021 ₁₀
$163 \text{Dy} (5/2^- / 523 / n) \div 162 \text{Dy}$	< 0.01	-0.002 ₈
$165 \text{Ho} (7/2^- / 523 / p) \div 164 \text{Dy}$	< 0.01	-0.004 ₇
$167 \text{Er} (7/2^+ / 633 / n) \div 166 \text{Er}$	< 0.01	0.003 ₅
$173 \text{Yb} (5/2^- / 512 / n) \div 172 \text{Yb}$	< 0.01	-0.004 ₇
$175 \text{Lu} (7/2^+ / 404 / p) \div 174 \text{Yb}$	-0.02	-0.020 ₅
$177 \text{Lu} (7/2^+ / 404 / p) \div 176 \text{Yb}$	-0.02	-0.031 ₈
$177 \text{Hf} (7/2^- / 514 / n) \div 176 \text{Hf}$	-0.02	-0.022 ₇
$179 \text{Hf} (9/2^+ / 624 / n) \div 178 \text{Hf}$	< 0.01	-0.001 ₇
$181 \text{Tm} (7/2^+ / 404 / p) \div 180 \text{Hf}$	-0.02	-0.021 ₆
$187 \text{Re} (5/2^+ / 402 / p) \div 186 \text{W}$	-0.02	-0.026 ₁₄
$189 \text{Os} (3/2^- / 512 / n) \div 188 \text{Os}$	< 0.01	-0.008 ₁₂
$191 \text{Ir} (3/2^+ / 402 / p) \div 190 \text{Os}$	-0.04	-0.039 ₆

РОТАЦИОННЫЕ УРОВНИ С $K = 0$

В.М. Михайлов

Ленинградский государственный университет

В работе /1/ был найдено, что при распаде ^{170}Lu в ^{170}Yb возбуждаются высоко расположенные (> 1.5 Мэв) уровни, имеющие спин 0^- и 1^+ , причем для некоторых уровней со спином 1^+ авторы предполагают $K=0^+$. Появление таких уровней $\bar{I} = K = 0^-$ и $\bar{I} = 1, K = 0^+$ до некоторой степени непривычно, так как чаще всего в четно-четных ядрах наблюдались уровни $\bar{I} = 0, 2, 4, \dots$ $K = 0^+$ (основная и β -вибрационная полосы) и $\bar{I} = 1, 3, 5, \dots$ $K = 0^-$ (октупольная полоса). В настоящей заметке дается возможная интерпретация уровней $\bar{I} = 1, 3, 5, \dots$ $K = 0^+$ и $\bar{I} = 0, 2, 4, \dots$ $K = 0^-$. Для объяснения существования таких полос можно рассмотреть структуру внутренней волновой функции с $K = 0$.

Во-первых, можно легко показать, что требование

$$\Gamma \Psi_M^{\bar{I}} = (-)^{\bar{I}+M+\bar{J}} \Psi_{-M}^{\bar{I}} \quad (1)$$

приводит к хорошо известному виду волновой функции деформированного ядра:

$$\Psi_M^{\bar{I}} = N \{ D_{MK}^{\bar{I}} \chi_K + P_x D_{MK}^{\bar{I}} \chi_K \}. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) Γ - оператор обращения времени, P_x - оператор поворота вокруг внутренней оси, перпендикулярной оси симметрии. $(-)^{\bar{J}}$ - четность волновой функции. Фаза сферических функций выбрана по Кондону и Шортли.

Во-вторых, внутренняя волновая функция с $K = 0$, отвечающая состоянию двух квазичастиц на разных уровнях (α, β) одночастичной схемы, может быть записана как собственная функция оператора T .

$$T \chi_{\pm} = \pm \chi_{\pm} \quad (3)$$

Таким образом, полная волновая функция деформированного ядра имеет вид

$$(\Psi_{\pm})_M^{\bar{I}} = N D_{M0}^{\bar{I}} \chi_{\pm} \left(\frac{1 \pm (-)^{\bar{I}\bar{J}}}{2} \right). \quad (4)$$

Каждая из χ_{\pm} антисимметрична по отношению к перестановкам координат частиц. Если одночастичные состояния отличаются только знаком проекции Ω (как это, по-видимому, имеет место для основных состояний), то возможно только состояние χ_+ . Из (4) следует, что при положительной (отрицательной) четности состояния четным (нечетным) спином отвечает $(\Psi_+)_M^{\bar{I}}$, а нечетным (четным) спином $-(\Psi_-)_M^{\bar{I}}$.

Теперь можно привести качественные соображения относительно энергии состояний $(\Psi_{\pm})_M^{\bar{I}}$. Если допустить, что остаточные силы носят в основном мультиполь - мультипольный характер,

то метод квазибозонного описания коллективных состояний /2/ приводит к состояниям, имеющим положительную временную четность (то есть суперпозиция состояний χ_+) - β - вибрационным и октупольным уровням. Их энергия может быть значительно понижена по сравнению с энергией двухквазичастичного расщепления. В рамках этой модели состояния с отрицательной временной четностью не коллективизированы и их энергия возбуждения ~ 2 Мэв.

Таким образом, состояния с $K = 0^+$ и $I = 1, 3, 5, \dots$ и с $K = 0^-$ $I = 0, 2, 4, \dots$ могут быть интерпретированы как двухквазичастичные состояния с отрицательной временной четностью внутренней волновой функции.

Л и т е р а т у р а :

1. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Врэал, Е.П.Григорьев, Н.Г.Зайцева, Я.Липтак, В.И.Тишин, Я.Урбанец. Препринт ОИЯИ Р6-3452. Доклад на совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра, Дубна, 1967.
2. В.Г.Соловьев. Препринт Р-1973 ОИЯИ Дубна, 1965.

А.С.Чернышев, Л.П.Рапопорт

Учет остаточного взаимодействия квазичастиц в рамках теории конечных ферми-систем позволяет объяснить уменьшение эффективных спиновых гиромагнитных отношений по сравнению с их значениями для свободных нуклонов.

Магнитный момент нечетного ядра может быть выражен через эффективные поля, возникающие из операторов спина и орбитального момента при учете взаимодействия между квазичастицами. Для ядра с $K \neq 1/2$ имеем:

$$\mu = g_K \cdot \bar{I} + \frac{K}{K+1} \{ (g_e^p - g_K) V[l_0^p]_{\lambda_0 \lambda_0} + (g_s^p - g_K) V[S_0^p]_{\lambda_0 \lambda_0} + (g_e^n - g_K) V[l_0^n]_{\lambda_0 \lambda_0} + (g_s^n - g_K) V[S_0^n]_{\lambda_0 \lambda_0} \} \quad (1)$$

где вершины V подчиняются уравнению

$$V_{\lambda_1 \lambda_2} = V_{\lambda_1 \lambda_2}^\omega + \sum_{\lambda \lambda'} (\lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{F} | \lambda \lambda') A_{\lambda \lambda'} V_{\lambda \lambda'} \quad (2)$$

Взаимодействие между квазичастицами \mathcal{F} в случае магнитных моментов содержит скоростные, спиновые и спин-орбитальные слагаемые, характеризуемые константами теории f_1, g_0, \mathcal{X} соответственно. Можно показать, что в случае чистых осцилляторных состояний матричные элементы скоростных и спин-орбитальных взаимодействий малы по сравнению со спиновым членом как

$A^{-1/3} / 4N+1$, так что для рассматриваемых оболочек $N = 4-6$ достаточно учитывать только спиновую часть взаимодействия между квазичастицами. Из условия калибровочной инвариантности и закона сохранения проекции на ось симметрии ядра удается найти явный вид вершин $\hat{V}[l_0^\omega], \hat{V}[S_0^\omega]$ и соотношение между ними

$$\hat{V}[l_0^\omega] + \hat{V}[S_0^\omega] = \hat{E}(\ell_0 + S_0), \quad (3)$$

где \hat{V}^ω и \hat{E} - двухрядные матрицы в изотопическом пространстве. Из диагональности \mathcal{F} в λ - представлении и вида уравнения (2) следует аналогичное соотношение для точных вершин, что позволяет упростить выражение (1), выразив орбитальное поле через спиновое. В результате внутреннее гиромагнитное отношение g_K для основного состояния ядра принимает вид:

$$g_K \cdot K = g_e \cdot K + (g_s^p + g_e^p) V[S_0^p]_{\lambda_0 \lambda_0} + (g_s^n + g_e^n) V[S_0^n]_{\lambda_0 \lambda_0},$$

что переходит в известное выражение Нильссона при выключении взаимодействия между квази-частицами.

Перенормировка среднего значения проекции спина, очевидно, эквивалентна перенормировке спинового гиромагнитного отношения g_s в формуле Нильссона согласно равенству

$$(g_s^{\text{эxp}} - g_e)(S_0)_{\lambda_0 \lambda_0} = (g_s^p - g_e^p) V[S_0^p]_{\lambda_0 \lambda_0} + (g_s^n - g_e^n) V[S_0^n]_{\lambda_0 \lambda_0}.$$

Определенная таким образом величина рассчитывается как в квазиклассическом приближении, так и точно на ЭВМ. В квазиклассическом приближении из-за когерентного вклада отдельных слагаемых и суммирования в $|2\rangle$ по бесконечному числу состояний можно ожидать некоторое завышение эффекта спиновой поляризации по сравнению с экспериментом. Однако, как видно из таблицы I, вычисленные отношения $g_s^{\text{эxp}}/g_s$ систематически превышают экспериментальные значения, если пользоваться значениями констант спинового взаимодействия, полученными Троицким и Ходелем при вычислении магнитных моментов сферических ядер:

$$g_o^{nn} = g_o^{pp} = 1; \quad g_o^{np} = 0. \quad (4)$$

Численное решение уравнения (2) на ЭВМ приводит к аналогичному результату. В поляризационную сумму в (2) дают вклад все состояния $\lambda \lambda'$, у которых спины и четности одинаковы: $\Omega = \Omega'$, $\bar{\pi} = \bar{\pi}'$. Можно сократить порядок системы в два раза, если учесть, что в поляризационной сумме отсутствует состояние, занятое нечетным нуклоном, и воспользоваться свойствами симметрии уравнения. В итоге, для ядер с нечетным нейтроном решалась система тридцать девятого порядка, а для ядер с нечетным протоном — двадцать восьмого. Результаты расчета с константами (4) приведены в третьем столбце таблицы.

Можно улучшить согласие с экспериментом (4-й столбец), если в качестве констант спинового взаимодействия взять значения

$$g_o^{nn} = g_o^{pp} = 3,8; \quad g_o^{np} = 0.$$

Квазиклассическое приближение к этим константам, как и ожидалось, дает некоторое завышение эффекта спиновой поляризации (второй столбец в таблице I). Для сравнения в первом столбце приводятся $g_s^{\text{эxp}}/g_s$, полученные в этом приближении с константами (+). Экспериментальные значения $g_s^{\text{эxp}}/g_s$ даны в пятом столбце.

Таблица I

Эффективные спиновые гиромагнитные отношения для нечетно-массовых ядер в области $153 \leq A \leq 179$.

Ядро	1	2	3	4	5
$^{153}_{Eu}$	0,735	0,500	$0,847 \pm 0,012$	$0,656 \pm 0,021$	$0,591 \pm 0,004$ $0,635 \pm 0,004$ *)
$^{159}_{Tb}$	0,754	0,534	$0,841 \pm 0,011$	$0,638 \pm 0,034$	$0,697 \pm 0,028$
$^{165}_{Ho}$	0,772	0,555	$0,849 \pm 0,011$	$0,644 \pm 0,027$	$0,691 \pm 0,042$
$^{175}_{Lu}$	0,725	0,488	$0,874 \pm 0,010$	$0,691 \pm 0,028$	$0,578 \pm 0,008$
$^{155}_{Gd}$	0,761	0,522	0,847	0,613	$0,599 \pm 0,029$
$^{157}_{Gd}$	0,761	0,522	0,847	0,613	$0,678 \pm 0,024$
$^{161}_{Dy}$	0,792	0,566	0,847	0,629	$0,714 \pm 0,085$
$^{163}_{Dy}$	0,720	0,448	0,866	0,682	$0,507 \pm 0,013$
$^{167}_{Er}$	0,773	0,538	0,834	0,608	$0,615 \pm 0,022$
$^{173}_{Yb}$	0,729	0,490	0,840	0,618	$0,796 \pm 0,033$
$^{177}_{Hf}$	0,693	0,420	$0,878 \pm 0,008$	$0,700 \pm 0,020$	$0,512 \pm 0,032$
$^{179}_{Hf}$	0,771	0,531	$0,876 \pm 0,008$	$0,684 \pm 0,022$	$0,528 \pm 0,031$

*) Подправлено на взаимодействие Кориолиса.

ПОИСКИ ЭФФЕКТОВ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА В РАЗРЕШЕННЫХ β - ПЕРЕХОДАХ

М.Суботович

Кафедра экспериментальной физики университета им. М.Кюри-Склодовской
Люблин (Польша)

В случае разрешенных β - переходов с необычно большими значениями $\log ft$ можно искать возможную примесь ядерных матричных элементов высшего порядка запрета, особенно второго. Следующие матричные элементы надо иметь в виду в рассматриваемом случае:

	Переходы
разрешенные	двухкратно запрещенные
$\int \underline{1}$, $\int \underline{\sigma}$	$\int \underline{\alpha \cdot r}$, $\int i \underline{r}_5 r$, $\int \underline{\alpha \times r}$, $\int r^2$, $\int \underline{\sigma} r^2$, $\int (\underline{\sigma} \cdot r) r$, R_{ij} , T_{ij} , A_{ij} , S_{ijk} .

Пусть R обозначает радиус ядра, v - скорость нуклонов в ядре, p - количество движения электрона β . Среди матричных элементов двухкратного запрещения только $\int i \underline{r}_5 r$, $\int \underline{\alpha \times r}$ и $\int (\underline{\sigma} \cdot r) r$ есть порядка величины $v \cdot p \cdot R$ и надо учесть их влияние на энергетическое распределение β - частиц, форм-фактор и угловые корреляции β - γ . Вклад остальных ядерных матричных элементов сравнительно небольшой, порядка величины $(pR)^2$. В нерелятивистской аппроксимации зависимость между матричными элементами разрешенных и двухкратно запрещенных β - переходов - следующая [2,3]:

$$\begin{aligned} \int \underline{\alpha \cdot r} &\approx \mp \frac{Z\alpha\Lambda}{4R} \int r \approx \mp \frac{3}{20} \alpha Z\Lambda R \int \underline{1} \\ \int i \underline{r}_5 r &\approx \frac{1}{2M} \int \underline{\sigma} \mp \frac{3}{20} \Lambda \alpha ZR\eta \int \underline{\sigma} \\ \int \underline{\alpha \times r} &\approx \frac{1}{M} [(1 + \mu_p - \mu_n) \int \underline{\sigma} + \int (r \times p)] \end{aligned}$$

M - масса покоя нуклона, $\Lambda = 1 \pm (W_0 \mp 2, \dots) \Lambda^{1/3} \cdot Z^{-1} \approx 1$. параметр η зависит от угловых значений ядерной волновой функции и определяется оболочечной моделью ядра, а экспериментально - из значения $\log ft$.

$$\int r^2 \approx \frac{3}{5} R^2 \int \underline{1} \quad , \quad \int \underline{\sigma} r^2 \approx \frac{3}{5} R^2 \int \underline{\sigma} \quad , \quad \int (\underline{\sigma} \cdot r) r \approx \frac{3}{5} \eta R^2 \int \underline{\sigma} .$$

Вклад матричных элементов $\int r^2$, $\int \underline{\sigma} r^2$ и $\int \underline{\alpha \times r}$ - сравнительно небольшой. Также $|\int \underline{1}|^2 \ll |\int \underline{\sigma}|^2$, а $|\int \underline{\sigma}|$ значительно понижено. Тогда, принимая во внимание все выше предложенные значения ядерных матричных элементов, получаем из общих формул Морита [1] следующую формулу коэф-

коэффициента асимметрии угловых корреляций $\beta - \delta$ для секвенции спинов $j \xrightarrow{\beta} j_1 \xrightarrow{\delta} j_2$:

$$A_2 = \left[-\frac{\alpha Z}{10P} (\eta\Lambda - 3) + \frac{2W}{25} \left(3 - \frac{1}{\eta} \right) + \frac{2}{15} (W_0 - W) \left(1 + \frac{1}{\eta} \right) \right] \cdot \eta R^2 \cdot \frac{p^2}{W} \cdot F_2(11j_1) \cdot F_2(11j_2) \times \\ \times \left\{ \frac{1}{2} (1 + \eta) + \frac{3\Lambda\eta}{20} (\alpha Z)^2 + \alpha Z R \left[-\frac{1}{3} \left(5W + \frac{1}{W} \right) + \frac{W_0 - W}{10} (\eta\Lambda - 4\eta + 2) + \Lambda \eta \frac{p^2}{10W} \right] \right\}^{-1} \\ F_n(LL'j_\alpha j_\beta) \text{ можно выразить через коэффициенты Клебша-Гордона и Рака.}$$

Эта формула найдена в работе автора /4/, представляет некоторое обобщение формулы, полученной в работе /5/ (обе формулы найдены независимо друг от друга в 1965 г.).

Для $|\eta| > 10$ должна наблюдаться заметная асимметрия в угловых корреляциях $\beta - \gamma$. В области значений $1 \ll |\eta| < 200$ теоретическая формула A_2 должна быть хорошо согласована с экспериментальными значениями A_2 , когда η вычисляется из значения $\log ft$. Если нет этого согласования - это обозначает, что принято несоответствующее значение параметра η . Если так, то возможен эффект взаимного уничтожения ядерных матричных элементов высшего порядка запрета.

Л и т е р а т у р а :

1. M.Morita, Phys.Rev., 113, 1584, 1959.
2. M.Morita, Nucl.Phys., 14, 106, 1959.
3. M.Morita, Supplement of Progr. Th. Phys., Nr.26, 1963.
4. M.Subotowicz, Badanie jądrowych elementów macierzowych w rozpadzie β niektórych pierwiastków ziem rzadkich, Lublin, 1966.
5. Z.Grabowski, R.S.Raghavan, R.M.Steffen, Phys. Rev., 139, B24, 1965.

К ВОПРОСУ О КОЛЛЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Бравин А.В. и Борисов Г.А.
Саратовский Государственный университет

В коллективной модели Бора и Моттельсона /1/ и в ее различных вариантах, рассмотренных А.С. Давыдовым и Г.Ф. Филипповым /2/ и А.С. Давыдовым и А.А. Чабаном /3/, предполагалось, что равновесная форма ядра близка к сферической, а отклонения от нее малы. Первое требование являлось существенным:

а) при рассмотрении граничного условия, которое в этом случае браюсь в виде

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{R_0} = \frac{dR}{dt}, \quad (1)$$

где $\Phi = \sum_{\mu} A_{\mu} \left(\frac{z}{R_0}\right)^2 Y_{2\mu}$ - потенциал, определяющий скорость движения жидкости, а $R = R_0(1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu})$ - радиус ядра и R_0 - его равновесное значение; б) при вычислении кинетической энергии, когда интегрирование по радиусу велось в пределах от 0 до R_0 . Это приближение верно для ядер, близких к сферическим. Однако, если иметь в виду сильно деформированные ядра, то от этого предположения необходимо отказаться. Задачей настоящей работы и является построение такого видоизменения коллективной модели, которое свободно от вышеуказанного приближения. Если равновесная форма ядра значительно отличается от сферической, то вместо (1) необходимо писать

$$\text{grad } \Phi \text{ grad } F|_{F=0} = \frac{\partial F}{\partial t}|_{F=0}, \quad (2)$$

где $F = z - R_0(1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu})$, $\Phi = \sum_{\mu} B_{\mu} \left(\frac{z}{R_0}\right)^2 Y_{2\mu}$ и α_{μ} и B_{μ} - значения α_{μ} и A_{μ} , соответственно в системе координат, жестко связанной с ядром. Граничное условие (2) при подстановке в него Φ и F приводит к уравнению для B_{μ} , которое имеет вид:

$$\begin{aligned} & \sum_{\mu} B_{\mu} \left\{ 2\delta_{\mu\nu} + \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} (2200/20) \sum_{\mu'} \alpha_{\mu'} [(2+\mu\mu')(22\mu\mu'/2\nu) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2}\sqrt{(3+\mu)(2-\mu)(3-\mu')(2+\mu')}(22\mu+1\mu'-\frac{1}{2}\nu) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2}\sqrt{(3-\mu)(2+\mu)(3+\mu')(2-\mu')}(22\mu-1\mu'+\frac{1}{2}\nu)] \right\} = \\ & = R_0^2 \left\{ i \sum_{\kappa\nu} \omega_{\kappa} (2\nu' | j_{\kappa} | 2\nu) \alpha_{\nu'} + \dot{a}_{\nu} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где ω_{κ} и $j_{\kappa} (\kappa = \xi, \eta, \zeta)$ - составляющие угловой скорости и момента количества движения в системе, жестко связанной с ядром, а $(j_1, j_2, m, m_2 / j m)$ - коэффициенты Клебша-Гордона.

При вычислении кинетической энергии интегрирование по радиусу необходимо вести в пределах от 0 до $R = R_0(1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu})$, тогда оставшийся интеграл по телесному углу может быть записан

как

$$E_{\text{кин}} = \frac{9R_0}{10} \sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu} B_{\nu\mu} \int (1 + \sum_{\mu'} \alpha_{\mu'} Y_{2\mu'})^5 \{ (4 - \mu\nu) Y_{2\mu} Y_{2\nu} - \frac{1}{2} [\sqrt{(3-\mu)(2+\mu)(3+\nu)(2-\nu)} Y_{2\mu-1} Y_{2\nu+1} + \sqrt{(3+\mu)(2-\mu)(3-\nu)(2+\nu)} Y_{2\mu+1} Y_{2\nu-1}] \} d\Omega \quad (4)$$

Рассмотрим наиболее простой случай аксиально-симметричного ядра ($\alpha_1 = \alpha_{-1} = \alpha_2 = \alpha_{-2} = 0, \alpha_0 = 0$). Тогда, если ось ξ направить по оси вращения ($\omega_{\xi} = \omega, \omega_{\eta} = \omega_{\zeta} = 0$), то уравнение (3) перейдет в

$$\sum_{\mu} B_{\mu} \left\{ 2\delta_{\mu\nu} + \frac{5}{4\pi} \right\}^{1/2} (2200/20) [2(22\mu 0/20) + \frac{1}{2} \sqrt{6(3+\mu)(2-\mu)} (22\mu+1-1/2\nu) + \frac{1}{2} \sqrt{6(3-\mu)(2+\mu)} (22\mu-11/2\nu)] a_0 \} = R_0^2 [\omega(2\nu) J_{\xi} |2\nu] a_0 + \dot{a}_\nu \quad (5)$$

Решая уравнения (5), получаем для B_{μ} выражения: $B_{2\pm} = B_{-2\pm} = 0$

$$B_{-1} = B_1 = \frac{R_0^2 \omega(20) J_{\xi} |2-1| a_0}{2 - \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{7} a_0}, \quad B_0 = \frac{R_0^2 \dot{a}_0}{2 \left(1 - \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{7} a_0\right)} \quad (6)$$

Выполняя в (4) интегрирование по телесному углу и используя (6), получим выражение для кинетической энергии

$$E_{\text{кин}} = \frac{B}{2} \frac{F(\beta)}{\beta^2} \beta^2 + \frac{3B}{2} \frac{\beta^2 \Phi(\beta)}{\beta^2} \omega^2, \quad (7)$$

где

$$F(\beta) = 1 + \frac{0,8108\beta + 1,5651\beta^2 + 0,5492\beta^3 + 0,1876\beta^4 + 0,0183\beta^5}{(1 - 0,0901\beta)^2} \quad (8)$$

$$\Phi(\beta) = 1 + \frac{0,4055\beta + 1,4252\beta^2 + 0,4291\beta^3 + 0,1619\beta^4 + 0,0151\beta^5}{(1 - 0,0450\beta)^2} \quad (9)$$

Если равновесное значение β_0 и отклонение от него $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ можно положить приблизительно равным нулю, то $F(\beta) = \Phi(\beta) = 1$ и выражение (7) переходит в то, которое было использовано в работе А.С. Давыдова и Г.Ф. Филиппова /2/. Прибавив к (7) потенциальную энергию $V(\beta)$ и совершая обычным путем переход от классического выражения к квантовому /1,2/, получим уравнение Шредингера

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2J(\beta)} \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial\beta} \left(\beta^2 \frac{\partial}{\partial\beta} \right) + \frac{\hat{J}^2}{2J(\beta)} + V(\beta) - \varepsilon \right\} \Psi(\beta, \theta, \varphi) = 0, \quad (10)$$

где

$$B(\beta) = \frac{B}{\beta}, \quad J(\beta) = 3B\beta^2 \Phi(\beta) \quad (11)$$

Для того, чтобы оценить полученные результаты в первом приближении, предположим, что отклонения от равновесной формы малы, так что можно приближенно записать

$$F(\beta) \approx F(\beta_0), \quad \varphi(\beta) \approx \varphi(\beta_0) \quad (12)$$

а

$$V(\beta) \approx \frac{C}{2} (\beta - \beta_0)^2 \quad (13)$$

В этом случае уравнение (10) решается точно. Волновые функции имеют тот же вид, что и в работе /2/, а энергия может быть представлена следующей формулой

$$E = \hbar \omega \left\{ \left(\nu + \frac{1}{2} \right) \sqrt{1 + \frac{j(j+1)}{\xi^4}} \mu^4 + \mathcal{H}(\beta_0) \left[\frac{(\xi-1)^2}{2\mu^2} + \frac{j(j+1)\mu^2}{6\xi^2} \right] \right\} \quad (14)$$

где

$$\mu = \frac{1}{\beta_0} \left[\frac{\hbar^2}{BC \cdot \varphi(\beta_0)} \right]^{1/4}, \quad \xi^2(\xi-1) = \frac{j(j+1)}{3} \mu^4, \quad (15)$$

$$\mathcal{H}(\beta_0) = \left[\frac{1}{F(\beta_0) \varphi(\beta_0)} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

а ν находится из уравнения

$$H_\nu \left(- \frac{\xi \mu^4}{\mu_j} \right) = 0, \quad (17)$$

где $H_\nu(x)$ - функции Эрмита /2/ и $\mu_j = \mu \left(4 - \frac{3}{\xi} \right)^{-1/4}$. При $\beta_0 = 1$, $\mathcal{H}(\beta_0) = 1$ и формула (14) переходит в формулу А.С.Давыдова и Г.Ф.Филиппова /2/. При этом оказывается, что энергия зависит от трех параметров $\hbar \omega_0$, μ и \mathcal{H} , а не от двух, как в работе /2/. Однако, в теории Давыдова-Филиппова невозможно определить β_0 , а следовательно, и статический квадрупольный момент Q , используя данные для энергий, являющиеся наиболее точными. При определении β_0 и Q приходится использовать менее надежные экспериментальные сведения по вероятностям перехода между 2^+ и 0^+ состояниями. В предлагаемом же варианте в силу зависимости \mathcal{H} от β_0 эта величина, а следовательно, и Q , могут быть определены по более точным энергетическим данным.

Л и т е р а т у р а :

1. A.Bohr, Kong. Danske Vidensk. Selsk., Mat-Fys. Medd., 26, N° 4 (1952).
A.Bohr and B.Mottelson, 27, N16 (1953).
2. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов, ИЭТФ, 33, 723 (1957)
3. A.S.Davydov, A.A.Chaban, Nucl. Phys. 20, 499 (1960)

" О ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ НЕЧЕТНОГО ЯДРА, ВНЕШНИЙ НУКЛОН КОТОРОГО НАХОДИТСЯ
В СОСТОЯНИИ $J = 9/2$ "

Бегженов Р.Б., Беденский В.М., Шарипов Ш.
Институт ядерной физики АН Уз. ССР

В работе /1/ при рассмотрении вращательно-одночастичных состояний нечетных ядер с малой неаксиальностью показано, что последовательности спинов и энергии возбужденных состояний определяются одним параметром ξ , который характеризует связь вращений с одночастичными возбуждениями.

В этой же работе исследовался случай ядер, для которых параметр ξ принимает только положительные значения, т.е. либо внешний нуклон представляет собой дырку, а квадрупольный момент ядра положительный либо внешний нуклон - частица, квадрупольный момент отрицательный.

В работе /2/ рассматривался случай ядер, для которого параметр принимает только отрицательные значения, т.е. либо внешний нуклон-дырка, а квадрупольный момент отрицательный, или внешний нуклон-частица, квадрупольный момент - положительный. В указанных работах исследованы нечетные ядра, спин основного состояния которого равен $5/2$ и $7/2$. Случай ядер, имеющих в основном состоянии спин $9/2$ для двух вышеуказанных случаев для небольших значений спинов ($J \leq 9/2$) возбужденных состояний, рассматривался в работе /3/.

В данной работе вычислены последовательности спинов и энергии возбужденных вращательно-одночастичных состояний нечетных ядер, спин основного состояния которых равен $9/2$ для больших значений спинов ($J \geq 17/2$) возбужденных состояний.

Расчет показывает, что при $\xi < 0$ даже самые нижайшие возбужденные состояния нечетных ядер вообще не образуют простую вращательную полосу, соответствующую адиабатической теории вращательных состояний для аксиально-симметрических ядер. Параметр ξ определяется из отношений энергии первых двух возбужденных уровней одинаковой четности соответствующих ядер.

Вращательно-одночастичные состояния нечетного ядра характеризуются числами J и \tilde{J} , так как каждому значению полного момента $J = 1/2, 3/2, \dots$ будет соответствовать несколько энергетических уровней, различаемых индексом $\tilde{J} = 1, 2, \dots$

Зная энергии уровней $E_{J\tilde{J}}$, легко вычислить коэффициенты $A_{\kappa}^{J\tilde{J}}$, определяющие волновые функции возбужденных состояний нечетного ядра, а затем можно найти вероятности энергетических переходов между этими состояниями. В работе /3/ при расчете E 2-переходов не учитывали вклад внешнего нуклона в приведенную вероятность перехода. Это допустимо, когда внешним нуклоном является нейтрон и вкладом его в E 2-перехода можно пренебречь.

В данной статье вычислены приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между возбужденными вращательно-одночастичными состояниями с учетом вклада внешнего нуклона /5/.

Приводятся численные значения приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов между возбужденными состояниями ядер, имеющих спин основного состояния $9/2$ и значения $\xi = \pm 0,50$.

Отметим, что вклад корреляционных членов в E 2-переходы, которые выписаны отдельно, во многих случаях существенен.

Расчеты проводились на ЭВМ М-20. При расчетах был использован новый метод для нахождения собственных значений и собственных векторов матрицы, развитый в работе /6/ на базе теории непрерывных дробей. Этот метод позволяет значительно сократить объем вычислительной работы.

Л и т е р а т у р а :

1. А.С.Давыдов, Р.А.Сардарян, ЖЭТФ, 40, 1429 (1961)
2. Ш.Шарипов, Вестник МГУ, сер.физ. астр. I,38 (1963)
3. Ш.Шарипов, Изв. АН УзССР, сер.физ.-мат. 2,93 (1963)
4. Р.А.Сардарян, Вестник МГУ, сер.физ.астр. 4,18 (1963)
5. G.Graeffe, G.W.Tang., C.D.Coryell and G.E.Gordon, Phys. Rev., 149, 884 (1966).
6. Г.Рутисхаузер, Алгоритм частных и разностей, ИИЛ, 1960.

ТАБЛИЦЫ ЧИСЛЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПРИВЕДЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ НИЛЬССОНА

Мегжанов Р.Б., Бельский В.М., Сафаров Р.Х.
Институт ядерной физики АН Уз. ССР

В последние 10 лет модель Нильссона из предмета сугубо теоретического значения превратилась в общедоступный язык обсуждения экспериментальных данных. Теперь принято приводить сравнение экспериментальных результатов на основе модели Нильссона.

Однако, до сих пор не опубликованы подробные таблицы численных значений, приведенных вероятностей электромагнитных переходов из-за сложности и трудоемкости расчета. Нами составлены такие подробные, универсальные таблицы, где проведены расчеты с учетом сверхтекучих поправок.

Расчеты проведены для деформированных ядер редкоземельной и заурановой областей. Мы ограничились 8 (для гротонных переходов) и 10 (для нейтронных переходов) уровнями среднего поля для редкоземельной области, а для заурановой области 6 и 9 уровнями для протонных и нейтронных переходов соответственно. Была использована уточненная последовательность уровней Нильссона /1/.

Так как в экспериментах наблюдаются лишь низковозбужденные уровни, численные расчеты проводились только для переходов из данного уровня в 10 близлежащих уровней. Мы ограничились мультипольностями вплоть до $\lambda = 4$.

Расчеты проводились для деформаций $\eta = 4, 5, 6$ ($\delta = 0, 2; 0, 25; 0, 3$).

Отдельно приводятся также расчеты приведенных вероятностей электромагнитных переходов для 5 нейтронных орбит: $660+$, $651+$ и $521+$, которые находятся на краю области деформации. Для них расчеты проводились при деформациях $\eta = 2, 4, 6$.

Зависимость от массового числа выделена отдельно, что делает наши таблицы универсальными, т.е. данные расчеты можно применить для любого ядра внутри областей сильной деформации.

В случае MI-переходов численные расчеты проведены для значений коллективного гиромагнитного отношения $g_R = 0, 2; 0, 3; 0, 4$ для протонных переходов и $g_R = 0, 3; 0, 4; 0, 5$ для нейтронных переходов.

Величины приведенных вероятностей даны в единицах $e^2 (\text{барн})^\lambda$.

Сверхтекучая поправка R_γ электромагнитным переходом ядра с определенным N (или Z) рассчитаны с учетом эффекта блокировки. Методика расчетов сверхтекучих поправок аналогична той, которая используется в работах В.Г.Соловьева и сотрудников.

Нами также проведены расчеты приведенных вероятностей электромагнитных переходов с использованием волновых функций деформированного ядра, соответствующую анизотропному потенциалу Саксона-Вудса /2/, который в большей степени соответствует реальной ситуации. Расчеты проведены для деформированных ядер редкоземельной области вблизи $A = 185$. Проведенное сравнение этих результатов с соответствующими величинами по Нильссону показало, что они меньше нильссоновских на 1-2 порядка.

В настоящее время нами опубликованы расчеты для приведенных вероятностей электромагнитных переходов на основе модели Нильссона для ядер редкоземельной области /3/. Результаты же расчетов для ядер зурановой области на основе модели Нильссона и ядер редкоземельной области на основе потенциала Саксона-Вудса будут опубликованы в ближайшее время.

Л и т е р а т у р а :

1. В.Г.Соловьев - Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, Госатомиздат, 1963 г.
2. A.Faessler, R.Sheline. Phys. Rev., 148, N3, 1003 (1966).
3. Р.Б. Бегжанов, В.М.Беленький, Р.Х.Сафаров, Препринт ИЯФ АН Уз.ССР, P-07638, Ташкент, 1967 г.

Г. Музиоль, ЛЯП ОИЯИ

Для дальнейшего развития теории ядра необходимо накопление все новых и более точных экспериментальных данных о сложных ядрах. Можно ожидать развития в двух направлениях:

1. Получение более точных информаций об известных уже в настоящее время ядрах, с помощью применения более усовершенствованной измерительной техники и новых приемов;
2. Исследование неидентифицированных до сих пор ядер, при применении прецизионных методов исследования.

Неидентифицированные ядра можно ожидать далеко от линии стабильности в широкой полосе между линиями с нулевыми энергиями связи последних нуклонов: $B_p = B_n = 0$. Число неизвестных до сих пор изотопов далеко превышает число известных. Исследование ядер именно этих изотопов представляет большой интерес для развития теории ядра /1,2/. Встречаются, однако большие экспериментальные трудности, связанные с их малым значением периода полураспада. Преодоление этих трудностей в настоящее время является основной задачей /3/.

Синхроциклотрон ЛЯП ОИЯИ, ускоряющий протоны до энергии около 680 Мэв, является мощным средством для получения подобных изотопов. Об этом свидетельствует, прежде всего, опыт последних лет: здесь были идентифицированы больше 50 новых изотопов. Синхроциклотрон позволяет получить как нейтрондефицитные изотопы (реакция глубокого отщепления), так и нейтроноизбыточные изотопы (реакция деления тяжелых элементов) в широких пределах значений Z и A . Высокоэнергетическое деление позволяет получение нейтроноизбыточных изотопов в области A , неперекрываемой низкоэнергетическим делением.

Перед разработкой проектного задания установки, позволяющей получение и прецизионное спектрометрическое исследование короткоживущих изотопов, были оценены ожидаемые активности. На рис. I изображены скорости образования ядер (B_{oi}) изотопов Hf, получаемых при облучении Ta - мишени, и активности (A) этих же изотопов на коллекторе масс-сепаратора. При оценке были применены сечения образования из работ /4,5/. Количество облучаемого вещества соответствует 0,1 моль, интенсивность пучка протонов - 1 мка. Интенсивность внутреннего протонного пучка составляет в настоящее время $I_{внутр} \approx 2,3$ мка, интенсивность внешнего пучка $I_{внеш} \approx 0,1$ мка. Ожидается в ближайшее время повышение $I_{внутр}$, а также повышение $I_{внеш}$ до 50% $I_{внутр}$; последнее за счет повышения эффективности вывода. Проект реконструкции синхроциклотрона предусматривает повышение $I_{внеш}$ до 50 мка. Эффективность извлечения продуктов реакций и разделения принимались равными $\varepsilon = \prod \varepsilon_{\nu} = 10^{-2}$.

Из рис. I видно, что ожидаемые активности достаточны для проведения прецизионных изме-

рений уже с имеющимся в настоящее время током. Далее видно, что активность резко падает, когда период полураспада на много меньше, чем время транспорта ядер (здесь было принято значение $T_{тр} = 10$ сек, период полураспада неизвестных изотопов Hf был грубо оценен).

Представляет интерес ответ на вопрос, как далеко от полосы стабильности можно идти предлагаемой техникой. Из рис.1 видно, что при повышении $I_{ионе}$ до 50 мка возможно будет прецизионное исследование изотопов, удаленных на 20 единиц от полосы стабильности. Существенным фактором являются здесь возможности разделения соседних изотопов на масс-сепараторе. На рис.2, взятом из работы /6/, изображен типичный масс-спектр, полученный при разрешающей способности порядка 1000. Видно, что примеси соседних изотопов — порядка 10^{-3} . По этой причине, например, трудно провести строгое исследование изотопа ^{161}Hf , получаемого в условиях, принятых при оценке активности.

Проект создания установки ядерной спектрометрии на пучке протонов (установка ЯСНАПП) предусматривает два этапа:

1. Создание и первоначальную установку масс-сепаратора на первом этаже здания синхротрона в течение двух лет. Подключение масс-сепаратора в режим "on-line" с пучком протонов для изотопов с периодом полураспада 1 минута и больше. Это ограничение связано с временем, необходимым для химического выделения изотопов исследуемого элемента. Транспорт мишени осуществляется в этом первом этапе пневмопочтой, работающей уже в настоящее время. Время транспортировки мишени на расстояние 80 метров составляет 4 сек.

2. Установку этого же масс-сепаратора "on-line" с пучком протонов синхротрона для исследования изотопов с периодом полураспада 0,1 сек и больше. Размещение установки предусматривается в здании, которое строится в рамках реконструкции синхротрона,

На рис. 3 показан эскиз плана здания синхротрона после реконструкции. Изображено предварительное представление, что особенно касается защиты за ловушкой пучка протонов и размещения спектрометров. Оборудование первого этапа изображено в правой части этого же эскиза, хотя оно будет представляться во время реконструкции.

Основными трудностями при создании установки ЯСНАПП во втором этапе являются:

1. Интенсивный поток быстрых нейтронов, возникающий в мишени.
2. Работа мишени, химической аппаратуры и ионного источника масс-сепаратора в условиях больших интенсивностей радиационного облучения.

Для защиты спектрометров от нейтронов строится толстая тяжелобетонная стена. Продукты реакций необходимо транспортировать через неё в виде узкого и параллельного пучка ионов изотопов разделяемого элемента в анализирующий магнит.

Л и т е р а т у р а :

1. D.R.Bés Nucl. Instr. a.Meth. 38, (1965), 277
2. I.Bergström Nucl.Instr. a. Meth. 43, (1966), 116
3. I.Bergström Nucl. Instr. a.Meth. 43, (1966), 128
4. G.Rudstan Zeitschr.F.Naturf. 21a, (1966), 1027
5. M.Barbier, A.Cooper, Preprint CERN, 65-34, (1965)
6. H.Fabricius, K.Freitag, S.Göring, Nucl.Instr.a.Meth.38, (1965),.64.



Рис 1. Ожидаемые скорости образования V_{oi} и активности A изотопов Hf из Ta - мишени при $I_{бне} = 1$ мка, $M = 0,1$ моль, $T_{тр} = 10$ сек и $\epsilon = \prod \epsilon_j = 10^{-2}$.

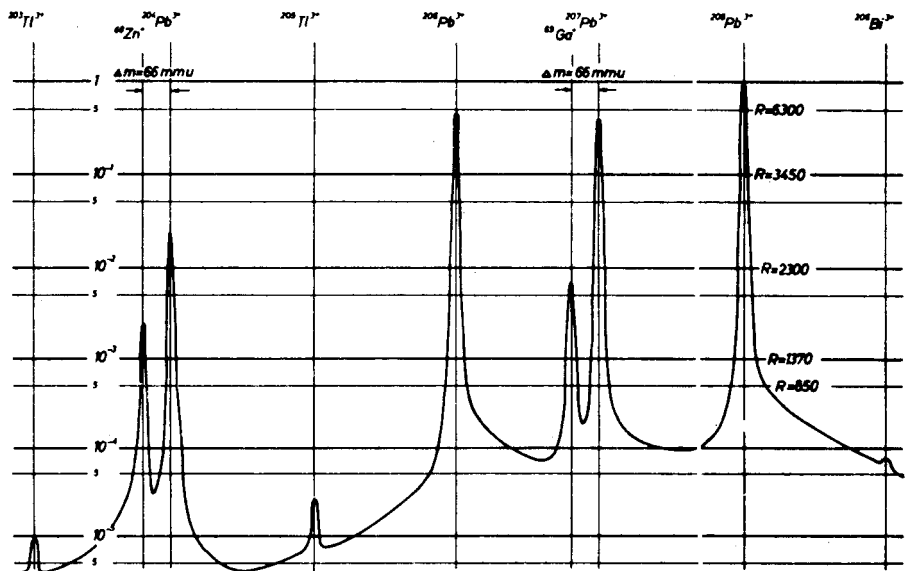
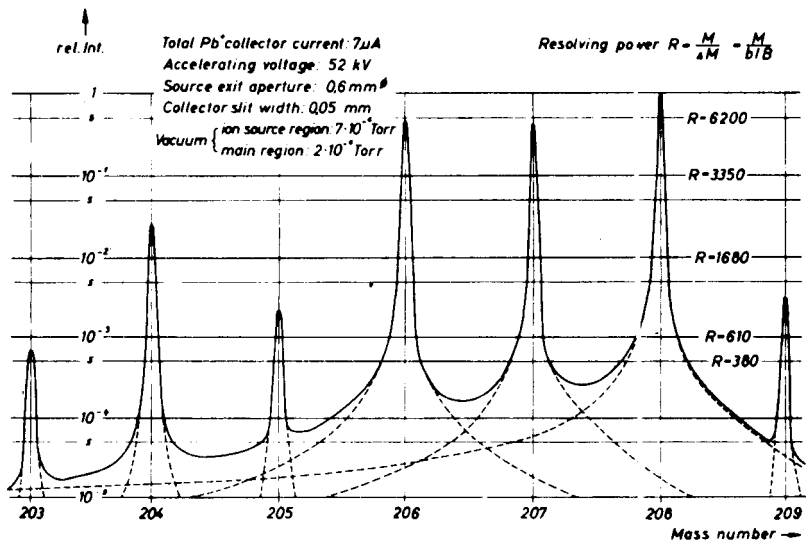


Рис.2. Массовый спектр разделенных изотопов Pb⁺, полученный в работе /6/ при разрешающей способности масс-сепаратора порядка 1000.

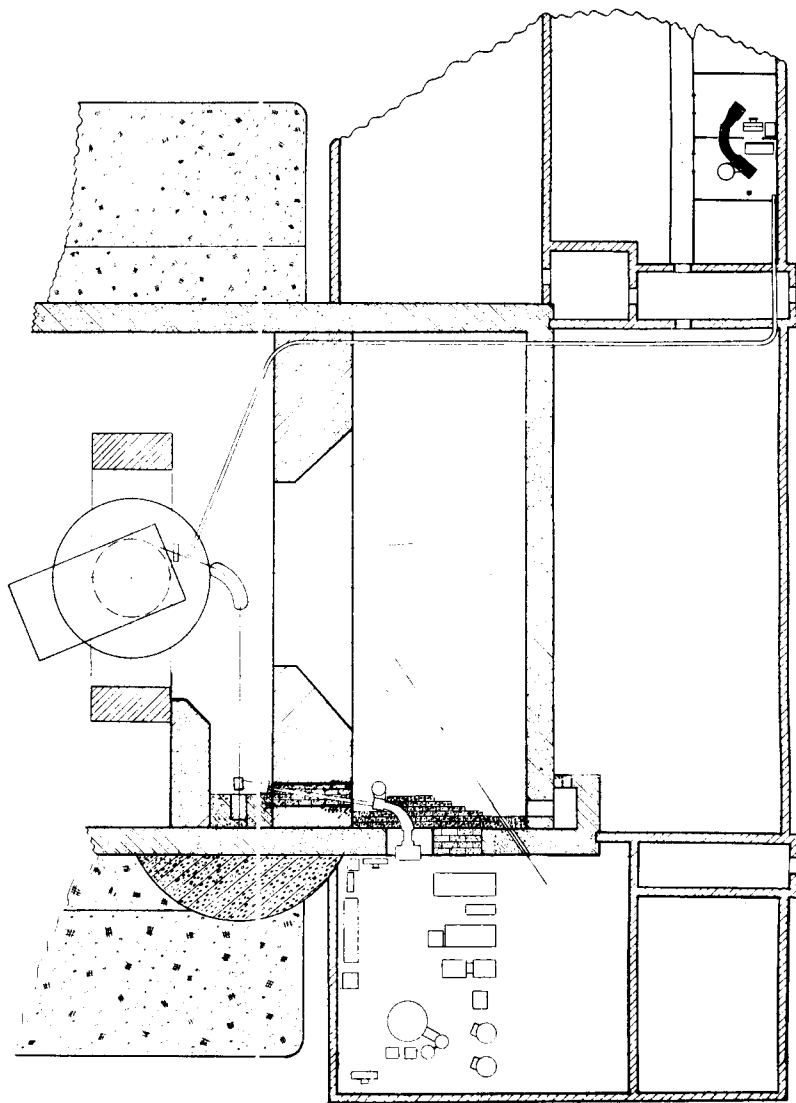


Рис. 3. Эскиз плана здания синхроциклотрона после реконструкции;
Установка ЯСНАП в двух этапах осуществления.

Н.М.Антоньева, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, Г.С.Катыхин, Л.Ф.Протасова,
Я.Врзад, Я.Липтак, Я.Урбанец.

ЛГУ, ОИЯИ

Целью настоящей работы было уточнение энергий и квантовых характеристик уровней и интенсивностей переходов в ^{86}Sr .

Применяемый цилиндрический Ge(Li) -детектор имел рабочий объем $12,5 \text{ см}^3$, ширина линий на половине высоты составляла 5-7 кэВ в исследуемом диапазоне энергий γ -лучей.

Источники были получены путем облучения кадмиевой мишени протонами с энергией 660 МэВ на синхроциклотроне ОИЯИ. Иттриевая фракция продуктов облучения отделялась от других элементов методом распределительной хроматографии на пористом фторопласте 4-бис-ди-2-этилгексилортофосфорной кислотой в качестве неподвижной фазы.

Вклад от примесных изотопов тщательно учитывался при определении энергии и относительных интенсивностей переходов в ^{86}Sr . Спадание интенсивностей линий было прослежено в течение нескольких периодов полураспада ^{86}Y . Полученные значения энергии γ -переходов и их относительные интенсивности помещены в таблице 1. Для сравнения здесь же приводятся данные из других работ [1,2,3].

Для определения коэффициентов внутренней конверсии использовались значения относительных интенсивностей конверсионных электронов, определенные в работах [1,2,3]. Нормировка производилась по теоретическим коэффициентам конверсии $\alpha_K(E2)$ с первого, второго и третьего возбужденных уровней. В таблице 2 приводятся экспериментальные значения α_K и выводы о мультипольности переходов.

На рис.1 изображена предлагаемая нами схема распада ^{86}Y . В основном она согласуется со схемой распада, предложенной в работе [3]. В связи с более точными измерениями энергий γ -переходов уточнены положения нескольких уровней. Определенные нами коэффициенты внутренней конверсии многих переходов позволили определить их мультипольности, а также уточнить спины и четности уровней. Характерной особенностью уровней ^{86}Sr является отрицательная их четность (кроме трех первых возбужденных состояний). При определении $\log_{10} t$ для электронного захвата использовалось теоретическое значение K/β^+ для разрешенных переходов.

Л и т е р а т у р а :

1. F.Konijn (1958) : NRC 60-52
2. T.Yamasaki, H.Ikegami, M.Sakai; Nucl.Phys. 30,68 (1962)
3. B.van Noijen, W.Laurens, H. van Kruyten, A.H.Waajstra; Nucl. Phys. 63 (1965) 241-262.

Таблица I

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей ^{36}Y .

E_{γ} , кэВ	Конин /6/ NaJ	Ямазак /7/ NaJ	Нойен /8/ NaJ	Наши данные		
				g_{γ} (L)	в квантах на 100 распадов	
1	2	3	4	5	6	
190 \pm 1 ^{xx/}	7			$\leq 0,44$	$\leq 0,35$	
220 \pm 1 ^{x/}				$\leq 0,07$	$\leq 0,06$	
307 \pm 1				7,7 \pm 0,6	6,2 \pm 0,5	
331 \pm 1 ^{xx/}				$\leq 0,7$	$\leq 0,6$	
443 \pm 1			158 \pm 10	17 \pm 4	23,2 \pm 1,2	18,6 \pm 1,0
458 \pm 1					$\leq 0,24$	$\leq 0,19$
514 \pm 1 ^{xx/}					$< 30,0$	$< 24,0$
458 \pm 1 ^{x/}					0,24	0,19
581 \pm 1			10 \pm 6	45 \pm 7	5,4 \pm 0,4	4,3 \pm 0,3
609 \pm 1 ^{xx/}					≤ 2	$\leq 1,6$
628 \pm 1		149 \pm 6	38,0 \pm 1,8		30,4 \pm 1,8	
646 \pm 1		32 \pm 6	13,8 \pm 0,9		11,0 \pm 0,7	
704 \pm 1	15	65 \pm 6	17 \pm 4	8 \pm 3	6 \pm 2	
711 \pm 1				4,0 \pm 0,3	3,2 \pm 0,2	
778 \pm 1	14	86 \pm 6	25 \pm 5	18 \pm 5	14 \pm 4	
817 \pm 1 ^{x/}				$\leq 1,0$	$\leq 0,8$	
836 \pm 1			17 \pm 10	9,5 \pm 2,0	10,5 \pm 0,8	8,4 \pm 0,6
958 \pm 1 ^{x/}					$\leq 0,88$	$\leq 0,7$
1026 \pm 1		13 \pm 6	110	4,7 \pm 0,4	3,8 \pm 0,3	
1076 \pm 1		100		100	82,0	
1142 \pm 1 ^{x/}				$\leq 1,0$	$\leq 0,8$	
1152 \pm 1	39	40	43 \pm 8	38,1 \pm 1,8	30,5 \pm 1,5	
1159 \pm 2 ^{x/}					$\leq 5,4$	$\leq 4,3$
1255 \pm 1		3	1,5 \pm 1,0	2,3 \pm 0,2	1,8 \pm 0,2	
1348 \pm 1	~ 5	4	6,0 \pm 1,5	4,6 \pm 0,4	3,7 \pm 0,3	
1789 \pm 1				$\leq 1,5$	$\leq 1,2$	
1800 \pm 2				4,5 \pm 1,5	2,2 \pm 0,2	1,76 \pm 0,2

Продолжение табл. I

1	2	3	4	5	6
1854±2	49	12±1	22±5	21,7±1,1	17,7±0,8
1887±2 ^{x/}				≤ 0,5	≤ 0,4
1920±2		11±1	29±6	27,3±1,3	21,9±1,2
2007±2				≤ 2,7	≤ 2,16
2568±2	5	4	5,5±1,0	2,8±0,2	2,24±0,2
(2612±2)				1,55±0,12	1,24±0,1
(2618±2)				0,63±0,08	0,51±0,7
(2645±2)				0,24±0,04	0,19±0,03
2801±3		0,3	1,0±30	0,30±0,09	0,24±0,07
2874±5	0,8			0,55±0,10	0,44±0,12
2960±10				0,17±0,13	0,14±0,11
3090±10	0,4		0,2±0,1	0,22±0,11	0,18±0,10
3300	0,7	0,2	0,2±0,1		
3750		0,06	0,8±0,05		
3860			0,06±0,06		

x/ периоды спада интенсивностей этих линий определены с большой погрешностью и принадлежность их к распаду ⁸⁶Y предположительна.

xx/ Эти линии наблюдались в спектре электронов внутренней конверсии.

Таблица 2

Коэффициенты конверсии и мультипольности переходов в ^{86}Sr .

E_{γ} кэВ	J_{γ} на 10^6 распадов		I_{γ} на 100 рас- падов	$\alpha_{\text{кх}} \cdot 10^4$		Вывод о мультипольности	
	/6,8/	/7/		/6,8/	/7/	по нашим данным	/9/
190 \pm 1	1072	390 \pm 3	$\leq 0,35$	≥ 3100	≥ 1110	E2	
252 \pm 1	14		$\leq 1,1$	≥ 13		любая	
307 \pm 1	135		6,2 \pm 0,5	22		E1	
331 \pm 1	66		$\leq 0,6$	≥ 109		E2	
443 \pm 1	343	185 \pm 17	18,6 \pm 1,0	18	10,1	E1	E1
514 \pm 1	242	125 \pm 11	≤ 24	≥ 10	$\geq 5,21$	любая	
581 \pm 1	107	66 \pm 7	4,3 \pm 0,3	24,8	15,3	M1, E2	
609 \pm 1	16	22 \pm 3	$\leq 1,6$	$\geq 9,9$	$\geq 13,4$	E2, M1	
628 \pm 1	246	145 \pm 7	30,4 \pm 1,5	8,1	4,78	E1(M1)	E1
646 \pm 1	176	118 \pm 7	11,0 \pm 0,7	15,9	10,7	E2, M1	M1, E2
704 \pm 1	160	170 \pm 7	6 \pm 2	26,6	28,3	E2, M1	M1, E2
711 \pm 1	21	18 \pm 3	3,2 \pm 0,2	6,5	5,63	E1, (E2, M1)	
778 \pm 1	187		14 \pm 4	13,3		E2 M1	M1, E2
836 \pm 1	41		8,4 \pm 0,6	4,88		E1(E2, M1)	E1
1026 \pm 1	17		3,8 \pm 0,3	4,44		E2, M1	E1
1076 \pm 1	346		82,0	4,33		E2 принято	M1, E2
1159 \pm 2	14		$\leq 4,3$	$\geq 3,31$		E2, M1	
1152 \pm 1	117		30,5 \pm 1,5	3,96		E2 принято	M1, E2
1255 \pm 1	4,2		1,8 \pm 0,2	2,34		E2, M1	
1348 \pm 1	10,3		3,7 \pm 0,3	2,79		E2, M1	
1789 \pm 1							
1800 \pm 2	2,2		$\leq 1,2$ } 2,96 1,76	$\geq 0,73$		E1	
1854 \pm 2	27		17,7 \pm 0,8	1,45		E2 принято	M1, E2
1920 \pm 2	21		21,9 \pm 1,2	0,93		E1(E2, M1)	E1
2568 \pm 2	2		2,24 \pm 0,2	0,87		E2, M1	E1

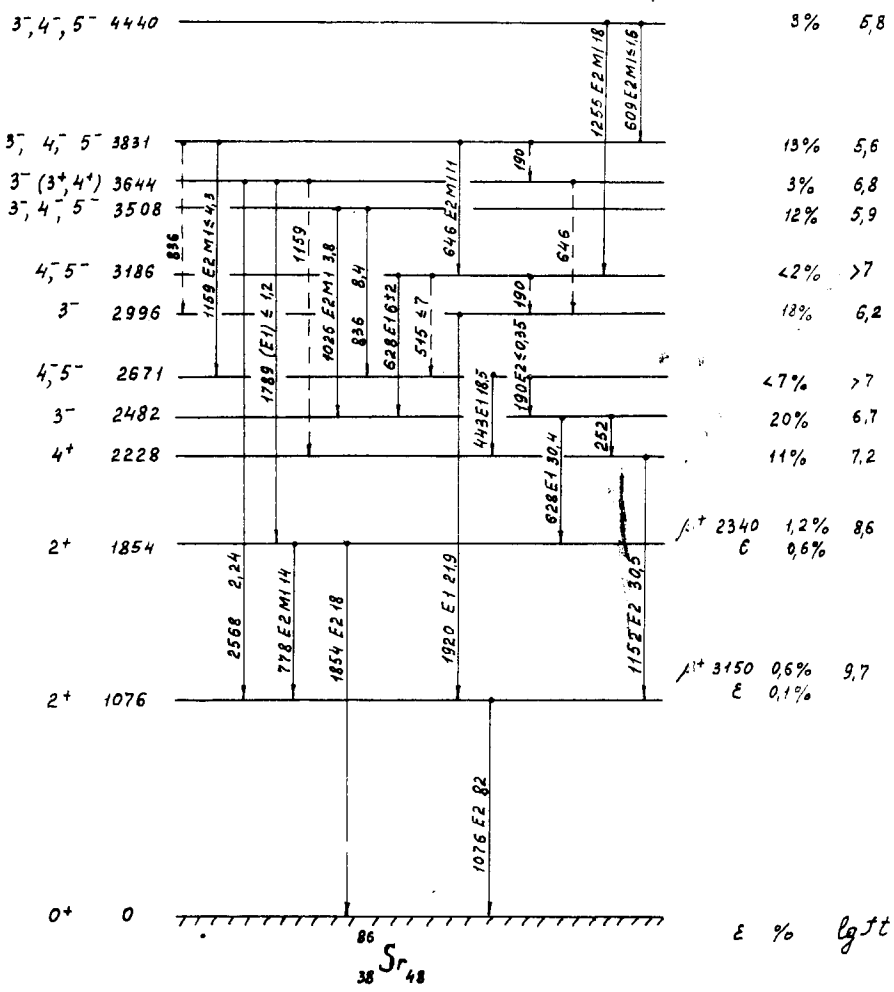
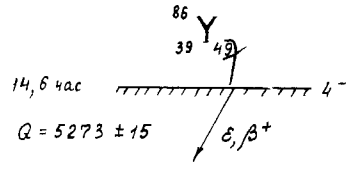


Рис. I. Предполагаемая схема распада ⁸⁶Y.

СПЕКТР γ -ЛУЧЕЙ ИЗОТОПОВ ^{93}Tc (2,75 ч) и ^{94}Tc (4,9 ч.)

Я. Врзал, Г. С. Катыхин, М. К. Никитин, Д. Н. Подкопаев, Я. Урбанец

ЛГУ, ОИАИ

Спектр γ -лучей изотопов Tc - фракции исследован с помощью γ -спектрометра с Ge(Li)-детектором, объемом 5 см³, ОИАИ. Изотопы получались по реакции глубокого отщепления при облучении Cd мишени протонами $E_p = 660$ мэв. Измерения, начатые через 4 часа после конца облучения, проводились периодически в течение 3 суток.

В спектре γ -лучей изотопов Tc - фракции идентифицированы γ -лучи распада ^{95}Tc (20 ч): 204,0; 686, 767,5; 839; 948,6 и 1074 кэв и распада ^{96}Tc (4,3 дн.): 314,2; 435,5; 461; 780,0; 814,0; 851,0; 1092; 1127; 1200; 1442 и 1500 кэв. Значения энергий и относительные интенсивности γ -лучей согласуются с данными работ /1,2/.

Спектр γ -лучей ^{93}Tc (2,75 ч.)

По изменению интенсивности γ -лучей во времени найдены γ -лучи распада ^{93}Tc $T_{1/2} = (2,7 \pm 0,1)$ часа.

Значения энергий и относительные интенсивности γ -лучей распада ^{93}Tc приведены в таблице I в сравнении с данными работы /3/. γ -лучей 150, 700 кэв /4/ нами не наблюдалось.

В начале измерения замечены γ -лучи 390 кэв распада ^{93m}Tc (43 мин.).

В γ -спектре ^{93}Tc найдено пять новых переходов: I72; I382; I522; I540 и I711 кэв. На рис. I приводится схема распада ^{93}Tc с возможным размещением наблюдаемых нами переходов.

Исходя из значений интенсивностей γ -лучей и теоретических значений $\frac{K}{\beta^2}$ для разрешенных переходов работы /5/, оценены величины $\log ft$ для возможных ветвей распада ^{93}Tc . Значения $\log ft$ указывают на разрешенный тип переходов при распаде ^{93}Tc (см. рис. I).

Эти данные, совместно с существованием γ -переходов I363, I478 и I522 кэв, позволяют предположить, что соответствующие возбужденные состояния ядра ^{93}Mo имеют спины и четность $7/2^+ + 9/2^+$, т.е. спин основного состояния ядра $^{93}\text{Mo}_{51} - 5/2^+$ определяется, согласно схеме Майера, 51-м нейтроном, находящимся в состоянии $d_{5/2}$. По всей видимости, первое возбужденное состояние ядра ^{93}Mo соответствует одночастичному возбуждению и характеризуется спином $9/2^+$. Уровни ядра ^{93}Mo с энергиями 2410, 2903 и 3074 кэв вероятно, имеют квантовые характеристики от $7/2^+$ до $11/2^+$, если полагать спин основного состояния ядра ^{93}Tc $9/2^+$ согласным с данными работы /3/.

Спектр γ -лучей ^{94}Tc (4,9 ч.)

В спектре γ -лучей изотопов Tc - фракции установлены линии, интенсивность которых изменяется с периодом полураспада ^{94}Tc .

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей распада ^{94}Tc приведены в таблице II в сравнении с данными работы /6/. Не наблюдается γ -лучей с энергией (434 ± 1) кэВ /6/, но существуют γ -лучи 449,5 кэВ. По всей видимости, авторы работы /6/ ошибаются при идентификации γ 434 из-за наличия примесей других изотопов Tc в их источнике.

По изменению отношения интенсивностей γ 872,5 и γ 704,0 во времени установлено, что в начале измерений γ 872,5 соответствует γ -лучам распада ^{94}Tc (4,9 ч) и ^{94m}Tc (52 мин). γ -лучей с энергией 340 кэВ /4/ не наблюдалось.

Нами уточнены значения энергий ранее известных γ -лучей ^{94}Tc и обнаружено шесть новых γ -переходов (см. таблицу II). На рис. 2 приводится схема распада ^{94}Tc с учетом новых переходов. При построении схемы распада учитывались данные работы /6/ о существовании пиков сумм при энергиях 3170, 3360 и 3880 кэВ.

Для возможных ветвей распада ^{94}Tc определены величины $\log ft$ (см. рис. 2), исходя из значений интенсивности γ -лучей и теоретических отношений $\frac{K}{\beta^2}$ /3/, которые указывают на разрешенный тип переходов при распаде ^{94}Tc . Следовательно, значения спинов и четность уровней ядра ^{94}Mo с энергиями 2427,5 кэВ и выше, вероятно, от 5^+ до 3^+ , считая, что спин основного состояния ядра ^{94}Tc 6^+ или 7^+ /6/.

Равенство (в пределах ошибок) интенсивностей γ -лучей каскада 851-704-872,5 кэВ указывает на малую вероятность β -перехода на уровень 1576,5 кэВ (4^+) ядра ^{94}Mo при распаде ^{94}Tc . Следовательно, из возможных по модели оболочек значений спина основного состояния ядра ^{94}Tc - 5, 6, 7, - спин, равный 5, может быть исключен.

Существование каскада γ 743 - γ 851 между уровнями 3170 - 2428 (6^+) - 1576,5 кэВ (4^+) и прямого γ -перехода 1593 кэВ между уровнями 3170 и 1576,5 кэВ указывает, что квантовые характеристики возбужденного состояния ядра ^{94}Mo 3170 кэВ 5^+ или 6^+ .

Авторы выражают благодарность Е.П. Григорьеву за проявленный интерес к настоящей работе, Л.Х. Батисту, Л.Ф. Протасовой и А.Л. Мартынову за помощь в работе. Авторы признательны Б.С. Дзепелову и Я. Урбанцу за внимание и содействие проведению этой работы.

Таблица I

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей распада ^{93}Tc .

По работе /3/		Наши данные	
E_γ (кэВ)	отн. инт.	E_γ (кэВ)	отн. инт.
		172 \pm 2	1,0 \pm 0,4
860 \pm 20	4 \pm 1,5	-	-
1350 \pm 10	100	1363 \pm 1	100
		1382 \pm 2	1,0 \pm 0,2
1490 \pm 10	50 \pm 5	1478 \pm 1,5	12,0 \pm 0,8

По работе /3/		Наши данные	
E_{γ} (кэВ)	отн. инт.	E_{γ} (кэВ)	отн. интен.
1490 \pm 10	50 \pm 5	1522 \pm 1,5 1540 \pm 3 1711 \pm 3 -	38,0 \pm 3,0 1,2 \pm 0,15 0,6 \pm 0,1 -
2030 \pm 30	0,57 \pm 0,15		
2440 \pm 30	0,55 \pm 0,15	2410 \pm 5	0,4 \pm 0,1

Таблица II
Энергии и относительные интенсивности γ -лучей распада ^{94}Tc .

По работе /6/		Наши данные	
E_{γ} (кэВ)	отн. инт.	E_{γ} (кэВ)	отн. инт.
		(232)	$\sim 0,6$
		292 \pm 1	0,6 \pm 0,1
434 \pm 1 γ^x /	5 \pm 3	449,5 \pm 0,7 532,0 \pm 1	3,6 \pm 0,4 2,5 \pm 0,4
702,2 \pm 0,7 γ^x /	100	704,0 \pm 0,8 743,0 \pm 1,5	100 1,6 \pm 0,3
849,4 \pm 0,7 γ^x /	194 \pm 10	851,0 \pm 1,0	98 \pm 5
870,7 \pm 0,7 γ^x /		872,5 \pm 1,0	100 \pm 5
		917,0 \pm 1,0	7,5 \pm 0,4
		1510 \pm 2	0,9 \pm 0,15
1600 \pm 100	5 \pm 3	1593 \pm 2	2,5 \pm 0,3

x/ Энергии γ -лучей, найденные по спектру конверсионных электронов.

Л и т е р а т у р а :

1. R. Cesareo, N. Larghoff, A. Flammersfeld, Zeitschr. f. Phys. 197, 426, 1966
2. В. А. Агеев, Я. Врал, Я. Липтак, В. К. Майданюк, Я. Урбанец, А. И. Феоктистов
Изв. АН СССР, сер. физ. 31, № 10, 1967.
3. G. B. Vingiani, S. Monaro, R. A. Ricci, R. van Lieshout, Nuovo Cim. 22, 729, 1962.
4. B. C. E. Nwosu, M. L. Pool. Bull. Am. Phys. Soc. 9, 561, 1964.
5. P. F. Zweifel. Phys. Rev. 107, 329, 1957.
6. Y. N. Hamilton, K. G. Löbner, A. R. Sattler, R. van Lieshout. Physica. 30, 1802, 1964.

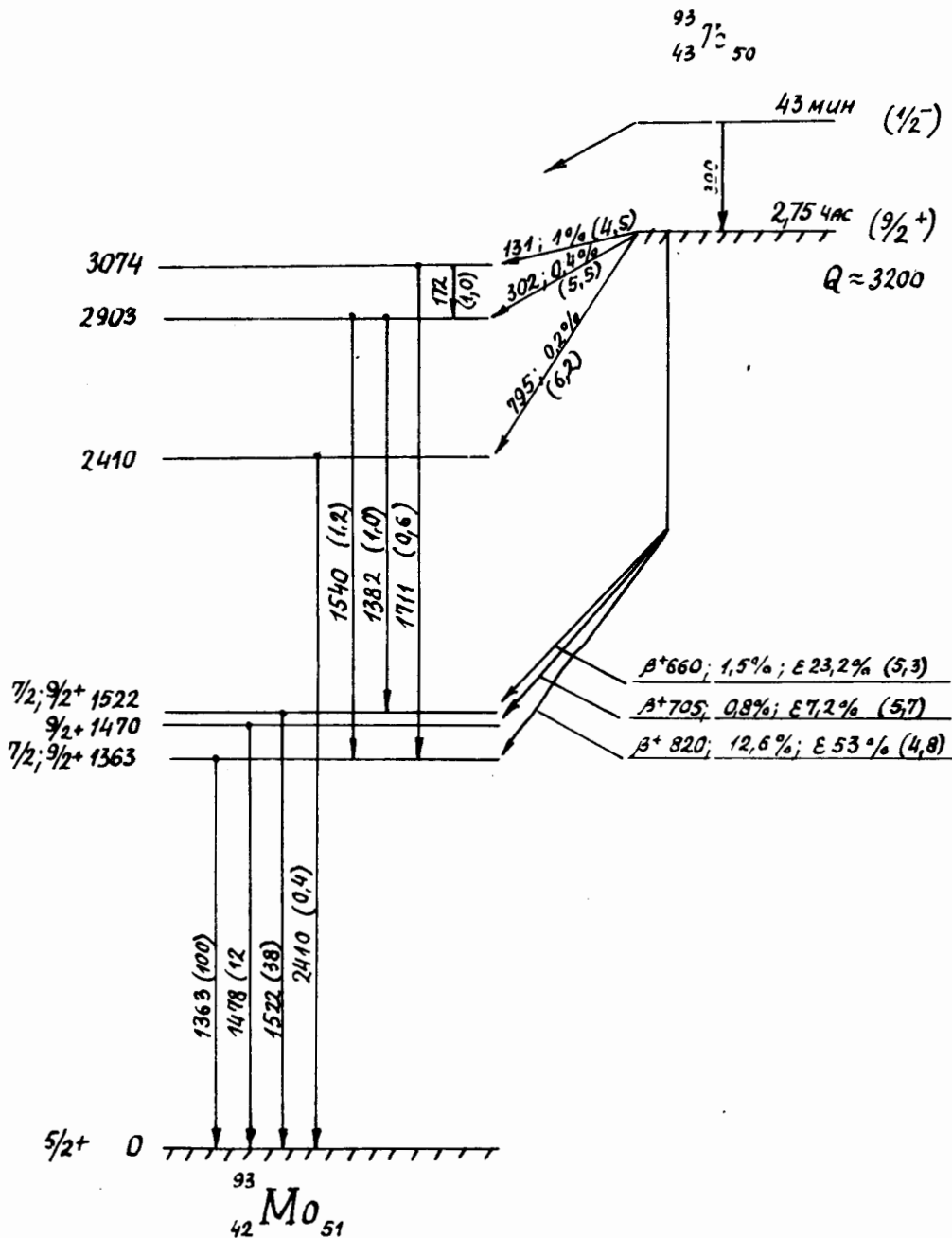


Рис. I. Схема распада ^{93}Tc (2,75 ч.)

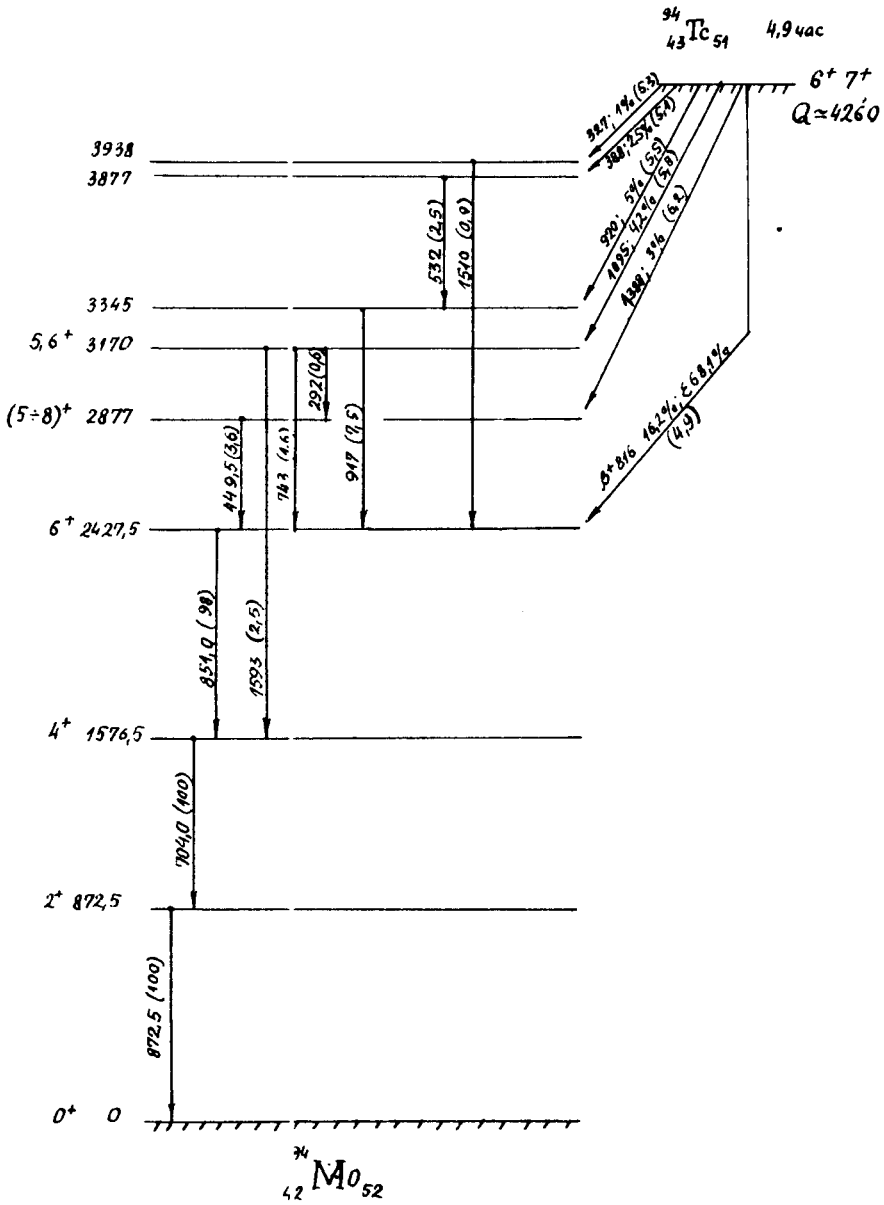


Рис.2. Схема распада ^{94}Tc (4,9 ч.)

РАСПАД ^{102}Rh , ^{102m}Rh и ^{101}Rh

Н.М.Антоньева, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, М.К.Никитин, М.И.Совлов
Я.Врзал, Я.Липтак, Я.Урбанец

Ленинградский государственный университет, ОИЯИ.

Известны два изомерных состояния ^{102}Rh с периодами полураспада 2.0 дней и около 3 лет. В результате β^+ -распада или электронного захвата этих изомеров возбуждаются уровни четно-четного ядра ^{102}Ru . Изучение спектра γ -лучей изомеров родия производилось с помощью Ge(Li)-детекторов коаксиального типа с чувствительным объемом 5 см³ и 12,5 см³ и с разрешением около 5 кэВ. Источники были получены в результате облучения серебряной или кадмиевой мишени протонами с энергией 660 мэВ на синхротронном ускорителе ОИЯИ с последующим химическим выделением родиевой фракции. Измерения производились через 3 года после получения одного из источников и через 3 месяца после получения другого. Различие в спектрах заключалось в том, что интенсивности некоторых γ -линий, в том числе γ^{475} кэВ, в "свежем" источнике оказались выше, чем в "старом", следовательно, в "свежем" источнике содержался 210 -дневный ^{102}Rh , в распаде которого наиболее ярко проявляется γ -линия 475 кэВ. В таблице I приведены данные о спектре γ -лучей ^{102}Rh . Энергии переходов хорошо совпадают с данными работы Робинсона и др. /1/, выполненной на полупроводниковом спектрометре со "старым" препаратом. Обнаружены также новые переходы. Из измерений интенсивностей электронов внутренней конверсии и γ -лучей в работе /2/ следует, что все коэффициенты внутренней конверсии соответствуют M1 или E2 переходам. Уточнение спектра γ -лучей не меняет вывода о мультипольностях переходов. Полученные данные хорошо подтверждают схему распада трехлетнего состояния ^{102}Rh . Две новые линии 345 кэВ и 414 кэВ размещены в этой схеме. Вводится новый уровень с энергией 1797 кэВ. Характеристики 2⁺ уровней с энергиями 475 кэВ и 1102 кэВ ^{102}Ru установлены в прежних работах, в которых изучалось кулоновское возбуждение /3,4,5/.

Уровень 1873 кэВ разряжается только на состояние 1106 кэВ 4⁺, и на него происходит электронный захват в ^{102}Rh . Учитывая энергию уровня, по аналогии с рядом других четно-четных ядер в этой области, уровню 1873 кэВ следует приписать спин и четность 6⁺. Этому не противоречат результаты опытов по угловым корреляциям, хотя сами авторы /2/ делают другой вывод из результатов измерений. Работы /2,4/ были выполнены, когда схемы распада трехлетнего и двухсотдневного изомеров не были еще надежно установлены. Уровень 1521 кэВ разряжается γ -переходами на состояния типа 2⁺ и 4⁺, и нет γ -перехода на основное состояние ^{102}Ru . Данные об угловых корреляциях каскада $\gamma^{1046} - \gamma^{475}$ позволяют исключить значения 4⁺ и сделать вывод, что спин уровня равен 3. Отсутствие перехода с уровня 1873 кэВ 6⁺ на это состояние соответствует выбранным характеристикам 3⁺.

Однозначно устанавливаются и характеристики 5^+ уровня ^{2218}Kz по способу его разрядки и по результатам измерений угловых корреляций $\gamma_{III2} - \gamma_{63I} / 4 /$.

Уровень 1797 кэВ вводится по обнаруженным в настоящих измерениях трем слабым γ -переходам. Из двух возможных значений характеристик 3^+ или 4^+ , последнее кажется предпочтительней, так как в других ядрах обычно не обнаруживается два уровня типа 3^+ на близком расстоянии, а значение 4^+ , кроме того, соответствует модели неаксиальных ядер.

Баланс интенсивностей γ -переходов, возникающих при распаде трехлетнего ^{102}Rh , показывает, что интенсивно заселяются за счет электронного захвата только два верхних уровня. Из этих данных следует, что при распаде трехлетнего изомера возбуждаются уровни с высоким спином 5^+ и 6^+ , и спин этого изомера равен 6^+ , так как нет электронного захвата на уровне 4^+ . Поэтому компоненты спектра с граничными энергиями 1295 кэВ и 820 кэВ , идущие на основное и первое возбужденное состояние ^{102}Rh , относятся к распаду 210 -дневного ^{102}Rh . В настоящее время нет данных об энергии распада трехлетнего ^{102}Rh и невозможно решить, какой из двух уровней этого изотопа основной, а какой - возбужденный.

Из схемы распада (рис. I) видно, что на основное состояние ^{102}Rh идут лишь два γ -перехода. Принимая их суммарную интенсивность за 100 единиц, мы получим интенсивности всех переходов в процентах на распад трехлетнего ^{102}Rh . Эти числа указаны на схеме распада. Отсюда следует, что на состояние 1873 кэВ идет 33%, а на 2218 кэВ - 61% распадов долгоживущего изомера.

Энергия распада двухсотдневного ^{102}Rh равна 2317 кэВ . Принимая такую же энергию распада для трехлетнего ^{102}Rh , можно получить, что величина $\log ft = 6,2$ для захвата на верхний уровень и $\log ft = 7,9$ для захвата на уровень 1873 кэВ . Энергия распада не может быть меньше 2270 , так как это привело бы к очень малому значению $\log ft < 5,3$ для перехода на уровень 2218 кэВ . Увеличение энергии распада на 200 кэВ приведет к величине $\log ft = 7,3$. Полученные оценки $\log ft$ β -переходов на другие уровни, указанные на рис. I, подтверждают заключение, что спин и четность трехлетнего состояния ^{102}Rh 6^+ .

Из спектра γ -лучей "свежего" источника ^{102}Rh следует, что распад двухсотдневного ^{102}Rh происходит на уровни $475\text{ кэВ } 2^+$ и $1102\text{ кэВ } 2^+$. Установлено также, что происходит распад на первое возбужденное состояние ^{102}Rh , энергия которого 558 кэВ была недавно установлена в работе /6/. На рис. 6 приведена схема распада двухсотдневного состояния ^{102}Rh . Для определения интенсивностей ветвей распада были использованы энергии и интенсивности β^+ и β^- компонент сплошного спектра по работе /2/ $I(\beta^+ 1295) : I(\beta^+ 820) : I(\beta^- 1150)$ $16,2:6,3:29,6$ и теоретические значения K/β^+ для соответствующих ветвей β^+ -распада, а также установленные в настоящей работе интенсивности γ -лучей, возникающих при распаде двухсотдневного ^{102}Rh . Полученные результаты позволяют сделать вывод, что спин и четность ^{102}Rh 1^- или 1^+ .

Из уровней четно-четного ядра ^{102}Ru можно выделить "основную" квази-ротационную полосу: 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ . Можно предположить также, что уровни: 2^+ , 3^+ , (4^+) и 5^+ относятся к другой полосе, так как все переходы между этими уровнями имеют большую приведенную вероятность, чем переходы на "основную" полосу. Эти полосы можно сопоставить с "нормальной" и "аномальной" ротационными полосами по модели неаксиальных ядер. Однако, такая интерпретация является лишь предположением, что на высоте 1,5-2 мэв следует ожидать появления уровней двухчастичной природы, и наблюдаемые состояния могут оказаться именно такими уровнями.

Коллективная природа первых возбужденных уровней типа 2^+ во многих четно-четных ядрах установлена на основании значительного ускорения E2-переходов на основные уровни. Близкие свойства в ряде ядер и, по-видимому, одинаковую коллективную природу имеют вторые уровни типа 2^+ и состояния со спином и четностью 3^+ . В таблице 2 приводятся энергии коллективных уровней для ряда ядер и отношения приведенных вероятностей E2-переходов на нижележащие уровни. При этом делается предположение, что мультипольности всех переходов E2. Таблица 2 показывает, что свойства ^{102}Ru похожи на свойства ряда соседних ядер. Более детальный анализ возможен при уточнении мультипольностей переходов и установлении времен жизни уровней.

К распаду пятилетнего ^{101}Ru относятся 5 переходов (таблица I), энергии и интенсивности которых были определены в работе Иванса и др. /II/. К числу этих переходов относится γ^{422} , но отношение $I_{\gamma}(422) : I_{\gamma}(325) = 0,020$ в работе /II/ в 4,4 раза меньше, чем оказалось в наших измерениях (0,087). Отсюда можно сделать вывод, что большая часть интенсивности $I_{\gamma}(422)$ принадлежит переходу в ^{102}Ru .

Слабые γ -линии с энергиями 167 кэв и 171 кэв могут принадлежать как распаду ^{101}Rh , так и ^{102}Rh .

Полученные данные о распаде ^{101}Rh подтверждают схему распада этого изотопа, предложенную Ивансом и др. /II/.

Авторы выражают благодарность В.О.Сергееву за полезные обсуждения и Л.Ф.Протасовой и Ю.Н.Подкопаеву за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. R.L.Robinson, P.H.Stelson, F.K.McGowan, J.L.Ford, W.T.Milner. Nucl.Phys. 74, 281.1965.
2. K.Hisatsaki, J.Phys. Soc. Japan, 16, 1280 1961.
3. J.M.Temmer, N.P.Heydenburg. Phys. Rev. 104, 967 1956
4. P.H.Stelson, F.K.McGowan. Phys. Rev. 121, 209 1961.
5. P.H.Stelson, F.K.McGowan. Bull.Amer. Phys.Soc. 2, 267, 1957.
6. P.Charoenhwan, I.R.Richardson. Nucl. Phys. A94, 417 1967.
7. R. Cesareo, H.Langhoff, A.Flammersfeld. Z.Phys. 197, 426 1966.

8. Н.М. Антоньева, Я.Врзал, Б.С.Джелепов, Г.С.Катыхин, Я.Липтак, Л.Ф.Протасова,
В.Б.Смирнов, Я.Урбанец.

Программа и тезисы 17 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре
атомного ядра, стр.35. Харьков (1967)

9. Я.Врзал, Е.П.Григорьев, Г.С.Катыхин, Я.Липтак, Я.Урбанец. Доклад на настоящем
совещании.

Ю. Я.Врзал, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, Г.С.Катыхин, Я.Липтак, Я.Урбанец.
Изв. АН СССР, сер.физ.31 (1967)

II. J.S.Evans, R.A.Naumann. Phys. Rev. 140, 3B, 559 1965.

Таблица I

Энергии и относительные интенсивности переходов, возникающих при распаде ^{101}Rh и ^{102}Rh

E_{γ}	I_{γ} "старый" источник	I_{γ} "свежий" источник	E_{γ} [4]
$126,7 \pm 0,5^x$	$54,3 \pm 2,2$		
167 ± 2^{xx}	$0,3 \pm 0,1$		
171 ± 2^{xx}	$0,3 \pm 0,1$	$3,7 \pm 0,9$	
$197,7 \pm 0,5^x$	$60,6 \pm 2,8$		
295 ± 2^x	$0,6 \pm 0,2$		
$325 \pm 0,7^x$	$11,5 \pm 0,4$		
345 ± 1	$0,88 \pm 0,14$		
$414,5 \pm 0,7$	$2,2 \pm 0,2$	$29 \pm 0,9$	
$418,0 \pm 0,5$	$12,4 \pm 0,5$	$13,8 \pm 0,9$	$418,2 \pm 0,5$
$422,0 \pm 0,7$	$1,0 \pm 0,2$	2 ± 1	
$475,0 \pm 0,5$	100	183	$475,2 \pm 0,5$
558 ± 1^{xxx}	$0,5 \pm 0,3$	$8,2 \pm 1,5$	
$627,5 \pm 0,7$	$7,1 \pm 1,2$	$9,3 \pm 2,2$	$628,1 \pm 0,5$
$631,3 \pm 0,5$	$56,7 \pm 2,4$	$55,2 \pm 3,3$	$631,6 \pm 0,5$
$694 \pm 0,7$	$1,9 \pm 0,6$		
$698,0 \pm 0,5$	$45,1 \pm 2,0$	$38,4 \pm 5,5$	$698,0 \pm 0,5$
$767,2 \pm 0,5$	$35,1 \pm 1,5$		$767,6 \pm 0,5$
$1046,0 \pm 0,5$	$32,1 \pm 1,5$	$34,8 \pm 1,8$	$1047,2 \pm 0,7$
$1102,5 \pm 0,5$	$5,0 \pm 0,3$	$11,0 \pm 0,6$	$1103,3 \pm 0,7$
$1112,0 \pm 0,5$	$17,1 \pm 0,9$	$16,3 \pm 2,6$	$1113,2 \pm 0,7$
1324 ± 3	$0,35 \pm 0,15$		

x) Переходы относятся к распаду ^{101}Rh

xx) Переходы могут относиться к распаду ^{101}Rh или ^{102}Rh

xxx) Переход в ^{102}Pd .

Таблица 2

Свойства нижних уровней ^{102}Ru и ряда соседних ядер.

Ядро	$^{96}_{42}\text{Mo}_{54}$	$^{100}_{44}\text{Ru}_{56}$	$^{102}_{44}\text{Ru}_{58}$	$^{104}_{46}\text{Rd}_{58}$	$^{106}_{46}\text{Rd}_{60}$
$\frac{E(2_2)}{E(2_1)}$	1,92	2,53	2,34	2,42	2,205
$\frac{E(4)}{E(2_1)}$	2,09	-	2,33	2,40	2,405
$\frac{E(6)}{E(2_1)}$	3,14	-	3,95	(3,94)	-
$\frac{E(3)}{E(2_1)}$	2,54	3,50	3,20	3,28	3,04
$\frac{B(E2; 2_2 \rightarrow 2_1)}{B(E2, 2_2 \rightarrow 0)}$	89	15	19	17	40
$\frac{B(E2,3 \rightarrow 2_2)}{B(E2,3 \rightarrow 2_1)}$	18	26	31	53	41
$\frac{B(E2,3 \rightarrow 4)}{B(E2,3 \rightarrow 2_2)}$	3,8	-	0,21	0,41	0,52
Ссылка	/7/	/8/	Настоящая работа	/9/	/10/

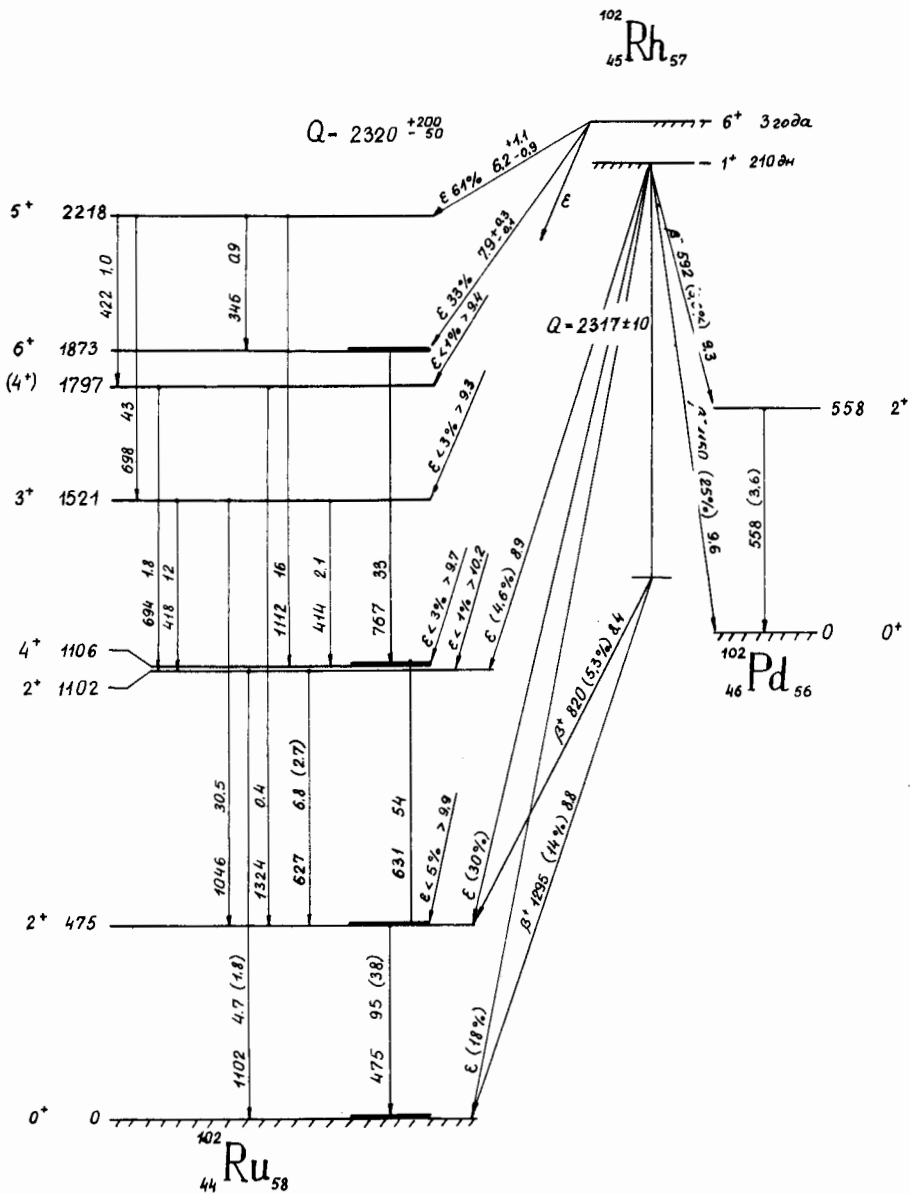


Рис. I. Схема распада двух изомерных состояний ^{102}Rh . В скобках указаны интенсивности переходов, возникающих при распаде 210-дневного изомера.

СПЕКТРОСКОПИЯ ИНДИЯ-117

Бегжанов Р.Б., Сабиров Х.С., Салихбаев К.Т., Ходжаев М.М.
Институт ядерной физики АН Уз.ССР

В в е д е н и е.

До настоящего времени затруднена интерпретация свойств околomagических ядер, к которым по числу протонов относится и исследуемое нами ядро $^{117}_{49}\text{In}$ 68, т.к. к ним не применимы известные модели ядер. Свойства этого ядра изучались авторами /1,2/, но до сих пор квантовые характеристики всех возбужденных уровней, за исключением изомерного состояния 310 кэв остались неустановленными однозначно. Для установления природы возбужденных уровней имеет большое значение знание времен жизни и квантовых характеристик этих уровней. Поэтому нами были выполнены эксперименты по измерению времен жизни уровней 588,658, 747 и 1890 кэв, а также γ - γ угловой корреляции каскадов (1306-274) кэв и (90-345) кэв ^{117}In .

Проведение опыта и результаты.

Измерения проводились на двояном сцинтилляционном спектрометре совпадений, описанном нами ранее в /3/, где используется преобразователь времени в амплитуду типа Белла.

Источник ^{147}Cd получали облучением обогащенного до 90% изотопа ^{116}Cd в потоке тепловых нейтронов ИЯФ АН УзССР. Времена жизни. Времена жизни возбужденных уровней, кроме уровня 747 кэв, измерены нами впервые. Для измерения времени жизни уровня 588 кэв регистрировали совпадения γ - квантов 1306 и 274 кэв. Спектрометры состояли из кристаллов стибьбена с фотумножителями ФЭУ-36.

Обработка экспоненциальной ветви методом наименьших квадратов дает

$$T_{1/2} (>88 \text{ кэв}) = (0,20 \pm 0,05) \times 10^{-9} \text{ сек.}$$

Из измерения совпадений электронов β - спектра с граничной энергией 1810 кэв, которые регистрировались тонким кристаллом стибьбена, с γ - лучами 435 кэв нами определено время жизни уровня 747 кэв. Гамма-лучи регистрировались кристаллом йодистого натрия. Обработка результатов дала значение периода полураспада:

$$T_{1/2} (747 \text{ кэв}) = (4,82 \pm 0,1) \times 10^{-9} \text{ сек.},$$

что находится в хорошем согласии с результатом /2/, где получено значение

$$T_{1/2} (747 \text{ кэв}) = (4,9 \pm 0,2) \times 10^{-9} \text{ сек.}$$

Время жизни уровня 1890 кэв измерено регистрацией совпадений между электронами β -спектра с граничной энергией 680 кэв с γ - квантами 1306 кэв. В этом случае γ - лучи детектиро-

вадись кристаллом стибьбена размером 40x40мм. Из наклона временного спектра определено:

$$T_{I/2} (I890 \text{ кэв}) = (0,42 \pm 0,06) \times 10^{-9} \text{ сек.}$$

Нами сделана попытка измерения периода полураспада уровня 658 кэв методом β - γ - совпадений. Быстрые совпадения осуществлялись между γ - квантами 90 и 345 кэв. Бета-детектор служил для выделения γ - γ каскада (90-345) кэв и исключения влияния других интенсивных γ - γ каскадов.

Гамма-кванты регистрировались кристаллом иодистого натрия. Обработка полученных результатов дала следующее значение времени жизни:

$$T_{I/2} (657 \text{ кэв}) = (55,0 \pm 2,0) \times 10^{-9} \text{ сек}$$

γ - γ - угловая корреляция. Нами исследована γ - γ угловая корреляция каскадов (I306-274) кэв и (90-345) кэв. Результаты исследования угловой корреляции представляем в виде функции:

$$W(\theta) = 1 + G_2 A_2 P_2(\cos \theta) + G_4 A_4 P_4(\cos \theta),$$

где G_2 и G_4 - факторы ослаблений из-за конечности величин телесных углов спектрометров.

Поправка на рассеяние между датчиками не учитывалась, т.к. она оказалась не существенной. После обработки результатов методом наименьших квадратов и введения поправок, функции корреляции каскадов (I306-274) кэв и (90-345) кэв имеют вид:

$$W(\theta) = 1 + (0,25 \pm 0,03) P_2(\cos \theta) + (0,007 \pm 0,003) P_4(\cos \theta)$$

$$\text{и } W(\theta) = 1 - (0,33 \pm 0,04) P_2(\cos \theta) + (0,006 \pm 0,02) P_4(\cos \theta)$$

соответственно, что подтверждает результаты /I,2/.

Исходя из значений квантовых характеристик основного состояния и величин $\log ft$ β -переходов ^{117}Cd на уровни 588, 658, 747 и I890 кэв ^{117}In , этим состояниям можно приписать одно из следующих значений спинов и четностей:

$$\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}, \left(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2} \right) \text{ и } \frac{5^-}{2},$$

а изомерному состоянию 310 кэв $\frac{1^-}{2}$.

А результаты исследования угловой корреляции каскада (I306-274) кэв позволяют приписать уровням I890, 310 кэв только следующие последовательности спинов:

$$\frac{1^+}{2} \xrightarrow{(M2, E1)} \frac{3^-}{2} \xrightarrow{(E2, M1)} \frac{1^-}{2}$$

или $\frac{3^+}{2} \xrightarrow{(M2, E1)} \frac{3^-}{2} \xrightarrow{(E2, M1)} \frac{1^-}{2}$

Результаты исследования угловой корреляции каскада (90-345) кэв позволяют приписать уровням 747,658 и 310 кэв только следующую последовательность спинов:

$$\frac{3}{2} \xrightarrow{(E1, M2)} \frac{3^-}{2} \xrightarrow{(E2, M1)} \frac{1^-}{2}$$

Л и т е р а т у р а :

1. Manucuso R.V. and Arns R.G. Nucl. Phys. 68, (504) 1965.
2. Pandharipande V.S. et. al. Phys. Rev. 143 (140) 1966.
3. Бегжанов Р.Б., Гладышев Д.А. и др. "Электромагнитные переходы в ядрах" изд. "Фан" Ташкент 1966 г. стр.204

О СХЕМЕ РАСПАДА $I^{25}_{Xe} \rightarrow I^{25}_I$

Е.Людзевски, Я.Ковнацки, Я.Хващевска, В.Пшиборски, В.Кляйра
Институт ядерных исследований, Свентокшиский университет, Свентокшиск

Ю.Поморски - Университет им. М.Кюри-Склодовской, Люблин

Возбужденные состояния в I^{25}_I получаются из I^{25}_{Xe} путем К-захвата и позитронного распада. Низкоэнергетические уровни и переходы из них хорошо исследованы. На основании работ /1,2/ известны спины, времена жизни этих состояний и мультипольности переходов. Известно также, что эти состояния имеют, в основном, фононный характер. В более высоких состояниях (выше 243 кэВ) имеются неполные и неточные данные.

Исследование этого изотопа проводилось на германиевом и кремниевом детекторах, а также на иодистом натрии и антраcene. На основании измерений простых спектров и спектров совпадений можно было установить схему распада $I^{25}_{Xe} \rightarrow I^{25}_I$ (рис.1).

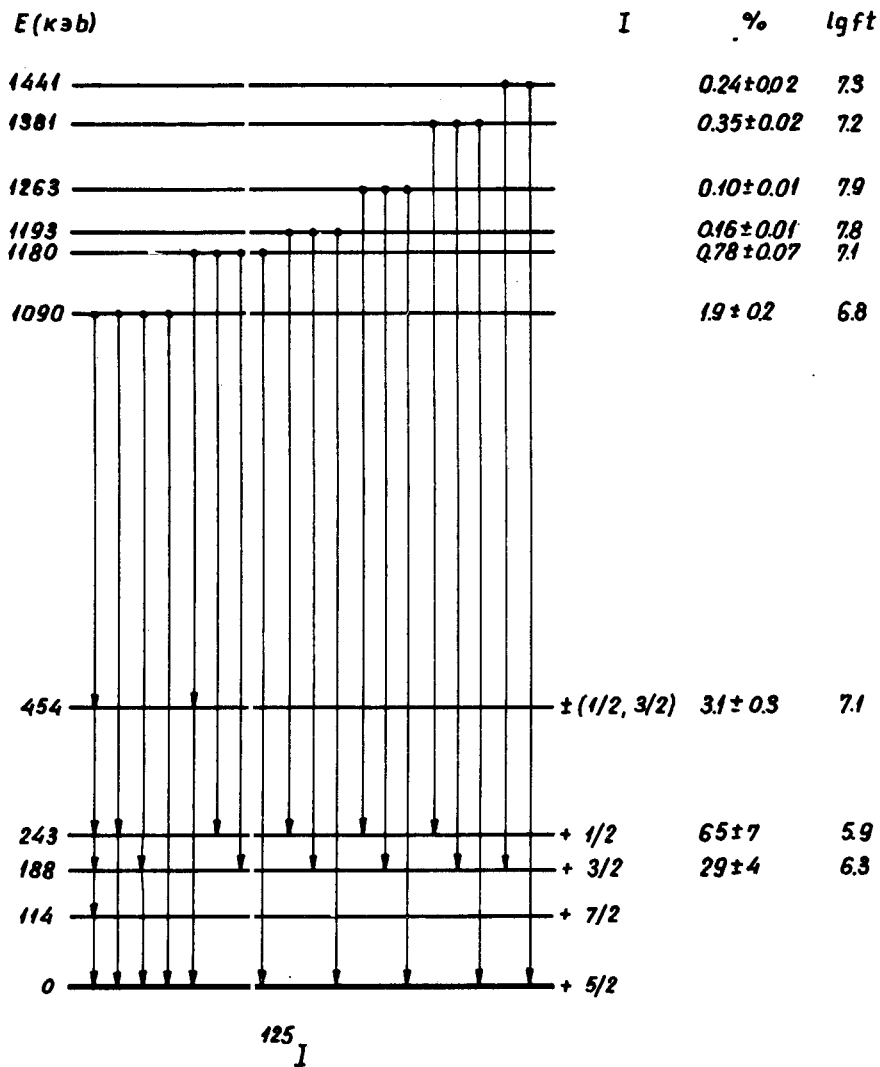
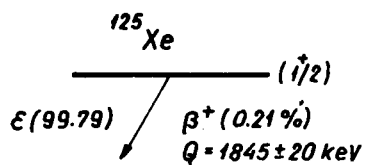
Сначала мы обнаружили существование позитронного излучения. Измеряя спектр совпадений позитронов с К-конверсионной линией перехода 243 кэВ, удалось установить полную энергию распада $I^{25}_{Xe} \rightarrow I^{25}_I$, которая равняется $Q = 1845 \pm 20$ кэВ.

По измерениям рентгеновского и гамма-излучений на кремниевом и германиевом детекторах можно было определить долю распада на основной уровень и возбужденные состояния I^{25}_I , и тем самым определить величины $\log ft$.

К-захват не происходит на основной уровень I^{25}_I ($\frac{5^+}{2}$), это свидетельствует о том, что спин основного состояния $I^{25}_{Xe} \rightarrow (\frac{1^+}{2})$

Л и т е р а т у р а

1. J.S. Geiger and F.Brown. Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations. Warsaw 1963.
2. Е.Людзевский, Я.Ковнацкий, М.Можинский, Материалы девятого совещания по ядерной спектроскопии, нейтронно-дефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна (1966).



I. Схема распада $^{125}\text{Xe} \rightarrow ^{125}\text{I}$

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ УРОВНИ В ^{136}Ba

Ф. Бечварж, Я. Врзал, Я. Липтак, Я. Урбанец

ЛНФ, ОИЯИ

В последнее время большое внимание уделяется изучению структуры сферических ядер. Это частично обусловлено тем, что простая феноменологическая модель в вибрационных состояниях не дает хорошего согласия своих предсказаний с экспериментом. Во многих ядрах, в том числе и в четно-четных изотопах Ba не наблюдались уровни, соответствующие двухфононному триплету. Поэтому сравнения с предсказаниями этой модели затруднены.

Низколежащие уровни в ядре ^{136}Ba наблюдались при изучении распада ^{136}Cs , и ^{136}La [2]. Так как основное состояние ^{136}Cs ($T_{1/2}=12,9\text{дн}$) имеет спин 5^+ , то при β -распаде заселяются в ^{136}Ba только уровни с высоким спином. При распаде ^{136}La со спином 1^+ ($T_{1/2}=10$ мин) заселяются только основное и первое возбужденное состояние ^{136}Ba . Дополнительные данные о низколежащих уровнях можно извлечь из измерений γ -лучей при захвате нейтронов.

В измерениях спектров γ -лучей при резонансном захвате нейтронов мы наблюдали спектр γ -лучей от энергии 400 кэВ до энергии связи нейтрона в ядре ^{136}Ba , равной 9.110 кэВ. Измерения проводились с помощью полупроводникового Ge(Li) -детектора с чувствительным объемом $\sim 12\text{ см}^3$ и разрешением до 5+6 кэВ в области низких энергий в данном режиме работы. Для записи спектров в 4.096 амплитудных и 128 временных каналах использовался многомерный анализатор с памятью на магнитной ленте [3]. Измерения проводились на импульсном быстром реакторе ОИЯИ.

Энергии и интенсивности наблюдаемых нами линий приводятся в таблице I. Погрешность определения интенсивностей лежит в пределах $\pm 20\%$. Большая погрешность обусловлена применением толстого образца. Погрешность в определении энергий мягких γ -лучей ± 1 кэВ. На рис. 1 приводится участок низкоэнергетического спектра γ -лучей из резонанса 24,5 эВ, спин которого равен 1. На основе полученных энергий мягких и жестких γ -лучей и сравнения спектров резонансов с разными значениями спинов (табл.2) была дополнена схема уровней ^{136}Ba . Четность состояний определяется на основе относительных интенсивностей жестких γ -переходов, идущих на эти уровни из захватного состояния в ряде резонансов. На рис. 2 приводится схема уровней ^{136}Ba , построенная на основе наших данных. В этой схеме пропущены состояния с высоким значением спина, которые наблюдались при распаде ^{136}Cs [1].

В наших измерениях четко проявляется состояние со спином 2^+ при энергии 1551 кэВ, которое определено на основе наблюдаемого нами перехода из захватного состояния со спином 1 по переходам с энергией 1551 кэВ и 733 кэВ.

Отношение приведенных вероятностей этих переходов в предположении, что их мультипольность $E2$ $\frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)} = 5$, свидетельствует о коллективном характере этого уровня, так как оно близко к соотношениям во многих четно-четных ядрах; по наблюдаемому нами слабому переходу с энергией 7.532 кэв и переходу 760 кэв можно ввести уровень с энергией 1578 кэв, которому мы приписываем спин 0^+ . Однако на основе полученных результатов нельзя полностью исключить приписание этому уровню спина 2^+ , но отсутствие перехода с энергией 1578 и перехода 7532 кэв в резонансах 82 и 88 эв со значением спина 2^+ , говорит в пользу значения спина 0^+ уровня 1578. В таком случае можно уровни 1551 кэв, 1578 кэв и уровень 1868 кэв со спином 4^+ считать членами двухфононного триплета. Однако большое расстояние между уровнями 2^+ и 4^+ данного триплета снижает целесообразность такой интерпретации. Дополнительные сведения может дать наблюдение перехода $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$ с энергией 307 кэв, который не попал в область наших измерений. На рис.3 уравнивается положение уровней в ^{134}Ba и ^{136}Ba . Единицы шкалы энергий подобраны так, что положение первых возбужденных уровней совпадает. Заметно хорошее сходство положения уровней 2_2^+ и 4_1^+ в этих ядрах.

О характере введенных нами более высоких состояний, отмеченных на рис.2 звездочкой, нельзя пока сделать определенных заключений. Следует только отметить, что уровень 2222 кэв можно однозначно ввести на основе наблюдаемого жесткого перехода и разряжающих его переходов 1404 и 671 кэв, идущих на уровни 2^+ . Он может разряжаться также переходом 2222 кэв на основное состояние. Однако этот слабый переход, заметный в наших измерениях, может полностью принадлежать захвату нейтронов на водороде, который в большом количестве содержится в применяемом образце окиси Ва в виде связанной воды. Уровни 3431 ± 5 кэв и 3504 ± 5 кэв введены только на основании наблюдаемых жестких переходов.

Таблица I

Интенсивности мягких γ -лучей в резонансе 24,5 эв

E_γ	I_γ	E_γ	I_γ	E_γ	I_γ
64I		318	100	1668	5,5
650		1350	9,0	1714	1,8
66I		1235	5,6	1752	1,4
67I	6,2	1262	6,0	182I	4,0
68I		1311	3,6	1968	4,5
696		135I	1,8	2048	3,8
708		1404	2,7	2080	4,7
717		1515	11,0	2222	
733	14,0	1573	4,2	2404	4,5
748	1,1	1580	4,8	2418	4,5
760	4,8	1611	1,5		

Таблица 2

Заселенность низких уровней с разными спинами в трех резонансах по интенсивностям разряжающих их переходов. Интенсивности приведены по отношению к переходу 818 кэв.

Спин уровня	2_2^+	(0^+)	2_1^+	4_1^+	4^+	1,2	0,1,2	2_2^+
$E_{\text{кэв}}$ $E_{\text{лкэв}}(J\pi)$	733	760	818	1050	1235	1262	1311	1551
24,5(1)	14,0	4,8	100	9,0	5,6	6,0	3,6	11,5
82,88(2^+)	9,3	5,0	100	16,0	9,0	4,0	4,0	8,0
106 (1^+)	13,0	6,0	100	10,5	6,0	5,5	3,8	11,0

Л и т е р а т у р а

1. Fujioka et al, Nucl. Phys. A95, 571 (1961)
2. R.Girgis, R. van Lieshout, Nucl. Phys. 12, 204 (1959)
3. Я.Урбанец, Я.Врзал, Я.Липтак. Препринт ОИЯИ Е-2214 (1965)

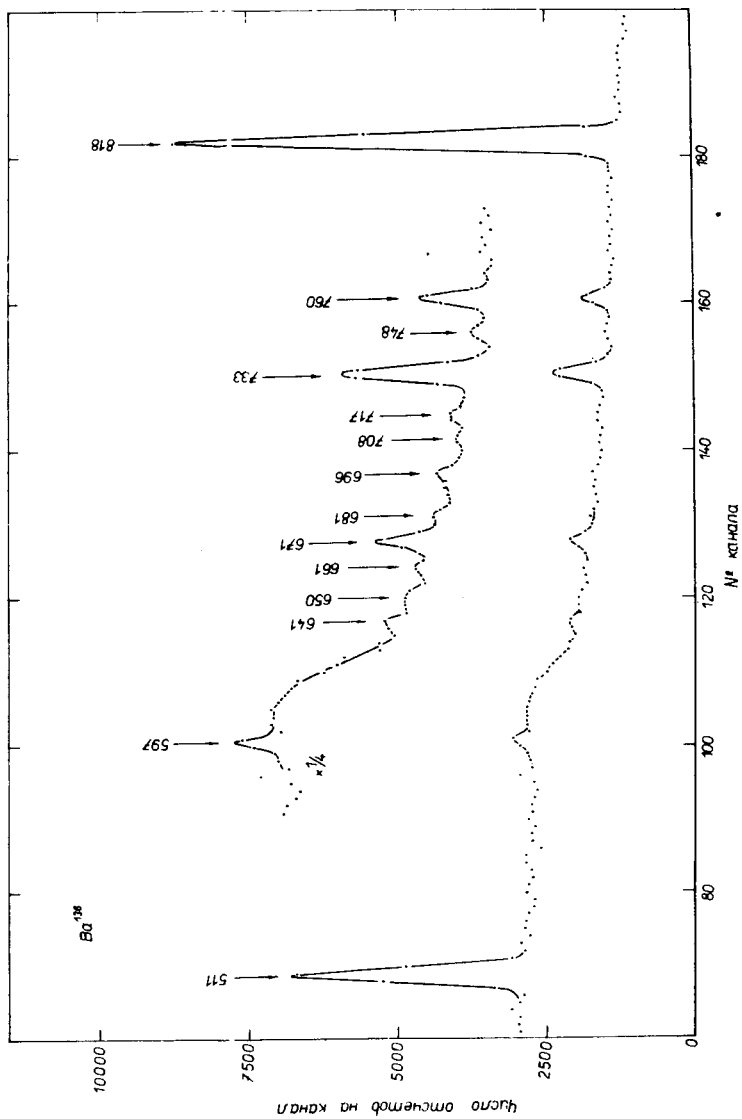
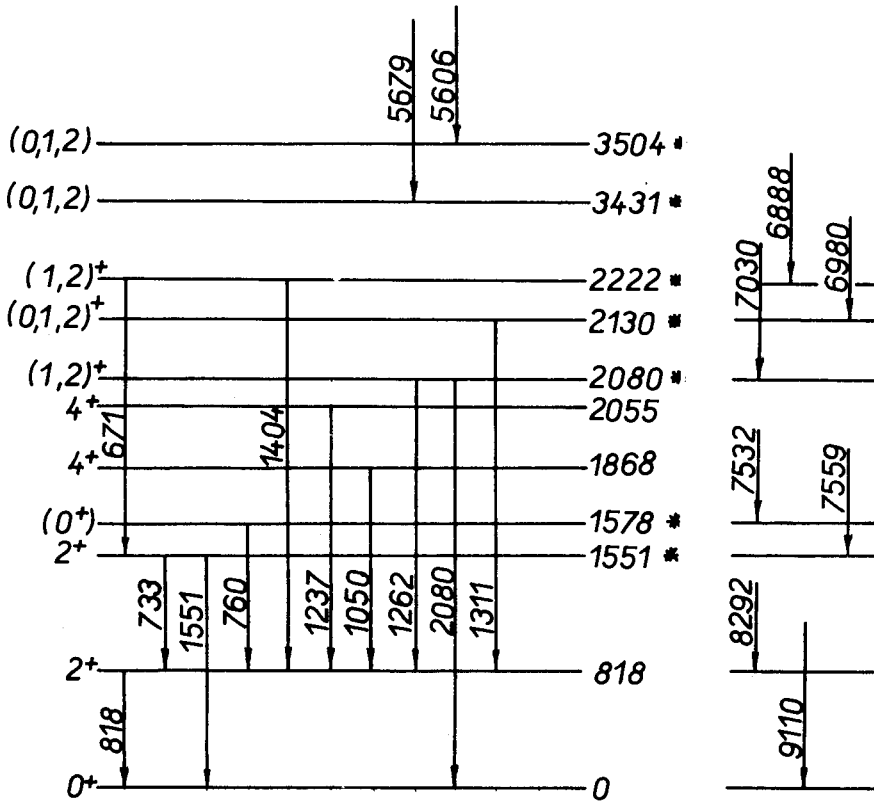


Рис. I. Спектр γ - лучей при захвате резонансных нейтронов в нейтронном резонансе 24,5 эв.



^{136}Ba

Рис.2. Схема уровней ядра ^{136}Ba .

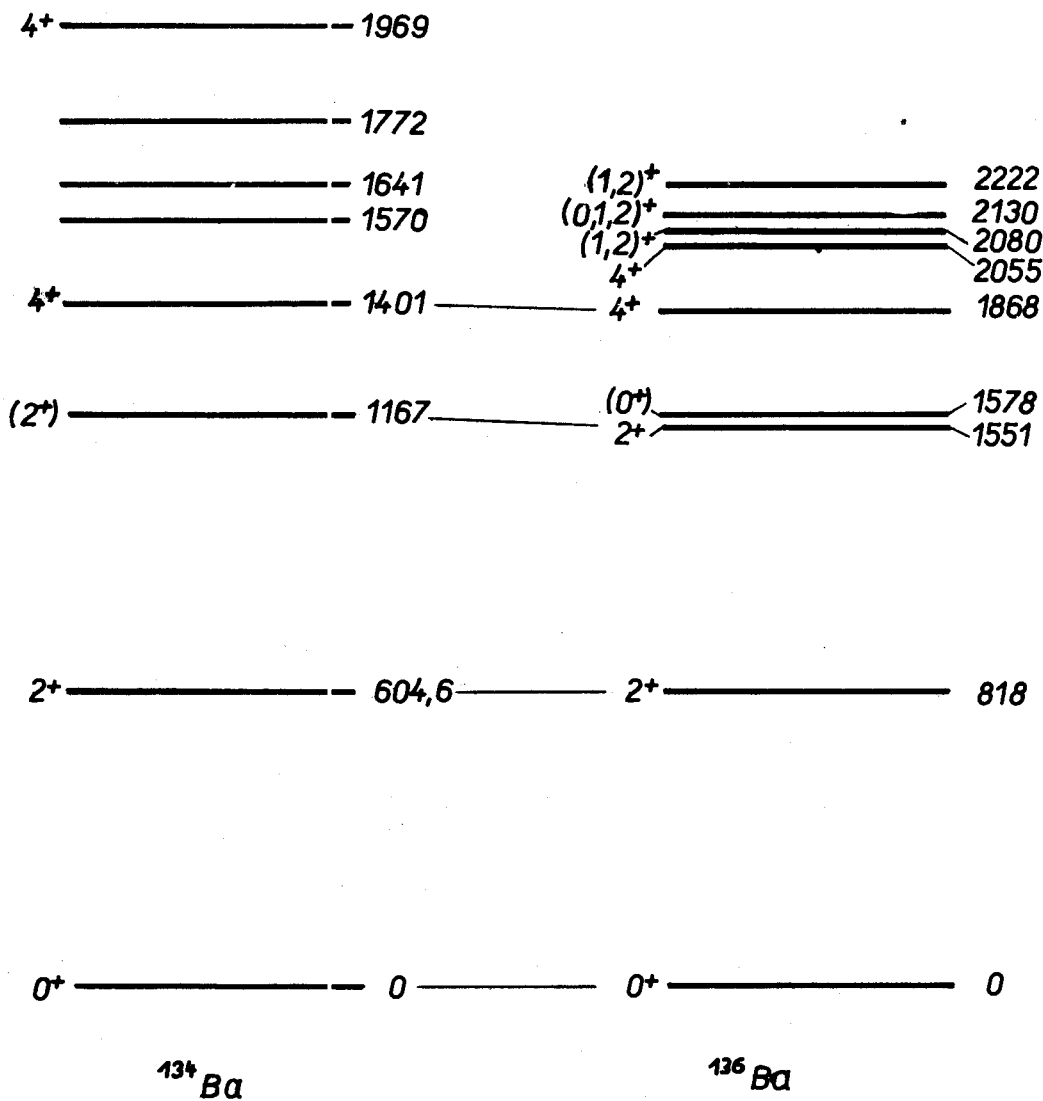


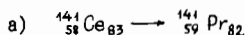
Рис.3. Сравнение положения низколежащих возбужденных уровней в ядрах ^{134}Ba и ^{136}Ba в относительных единицах.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ БЕТА-ГАММА В БЕТА-РАСПАДЕ



М.Суботович, Я.Курац, Я.Сажыньски

Кафедра экспериментальной физики Университета Марии Кюри-Склодовской Люблин, Польша



Распад β $^{141}\text{Ce} \rightarrow ^{141}\text{Pr}$ интересен по двум причинам:

1). В нейтронной оболочке материнского ядра ^{141}Ce находится 83. частицы, один нуклон вне замкнутой оболочки. Дочернее ядро ^{141}Pr имеет замкнутую нейтронную оболочку. Поэтому ядро ^{141}Ce представляет собой большой интерес для одночастичной модели.

2). В ядрах ^{139}La и ^{141}Pr существует интересная инверсия основного и первого возбужденного состояний:

Ядро	Спины состояний		E_{γ} (кэВ)	τ_{γ} (нсек)
	основного	возбужденного		
$^{139}_{57}\text{La}_{82}$	$7/2^+$	$5/2^+$	I65(MI)	I,47
$^{141}_{59}\text{Pr}_{82}$	$5/2^+$	$7/2^+$	I45(MI+E2)	I,82

У дочернего ядра ^{141}Ce после β -распада ^{141}Pr наблюдается инверсия спина, которая связана с заполнением протонной оболочки ($1g_{7/2}$)_p.

В предлагаемой работе мы исследовали угловые корреляции β -перехода ($W_0 = 447$ кэВ, 67%, $\log ft = 6,9$) со следующим γ -переходом $E_{\gamma} = 145$ кэВ; последовательность спинов: $f 7/2^- \xrightarrow{\beta} g 7/2^+ \xrightarrow{\gamma} d 5/2^+$. Этот переход однократно запрещенный. По измерениям Джонсона и Дженсена /1/ формфактор $C(W)$ в этом переходе не отличается от такой же величины для разрешенных переходов, $C(W) = 1$.

Этот β -переход был исследован в работе /2/ методом угловых корреляций β -лучей, выходящих поляризованными ядрами ^{141}Ce . Из соотношения двух из шести матричных элементов (соотношение $y = \int \frac{y}{i} |j_{\Gamma}|$), они /2/ получили $y \approx 30$, значение хорошо согласовано с теорией cvc (conserved vector current hypothesis).

В настоящей работе исследовалась асимметрия A_2 в угловой корреляции β - γ :

$$N(W, \theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta).$$

Измерения проводились на установке, описанной в работе /3/ с электродами β с энергией $E = 300$ кэВ. После обобщения более 45.000 совпадений мы получили $A = -0.018 \pm 0,005$.

Эта корреляция раньше измерялась два раза: Рудаковым /4/ ($A = 0, (06 \pm 0,020)$) и группой Дойтча /5/ ($A \approx 0, (0 \pm 0,006)$). Нами получилось малое отрицательное значение анизотропии:

$$A = -0,018 \pm 0,005$$

Исследования продолжаются по измерениям угловых корреляций β - γ с круговой поляризацией.



Нами исследовались угловые корреляции β - γ в β -переходе ($E_0 = 652$ кэВ, $75\%5\%$, $\log ft = 8,8$) из основного состояния $^{134}\text{Cs}(4^+)$ на возбужденный уровень 1401 кэВ ^{134}Ba (спин 4^+) со следующим переходом γ ($E_\gamma = 796,4$ кэВ, $E2$). Энергия β -электронов $E = 420$ кэВ выделялась магнитным монохроматором /3/ с тонкой линзой. Угловые корреляции β - γ измерялись быстро-медленной схемой с 256-канальным анализатором.

Так как $\log ft = 8,8$ этого разрешенного перехода необычно большой, можно ожидать, что существует здесь примесь матричных элементов переходов β высшего порядка запрета, именно - второго. Нейтронно-протонная конфигурация этого ядра /6/ следующая: $(d_{3/2})_n$ и $(g_{7/2})_p$. К нейтронному состоянию возможны примеси: $s_{1/2}, d_{5/2}$ и $g_{7/2}$ а к протонному - $d_{3/2}$ и $d_{5/2}$. Исследуемый переход β не может произойти через главные составляющие $(d_{3/2})_n \longrightarrow (g_{7/2})_p$, так как тогда переход был бы двукратно запрещен. Это значит, что β -переход происходит через малые примеси к нейтранным состояниям. Так и объясняют этот замедленный переход в работе /7/.

Считая, что при этом β -переходе возможны примеси матричных элементов высшего порядка запрета, можно ожидать заметное отклонение коэффициента анизотропии A угловых корреляций β - γ от нуля, как должно быть для разрешенных β -переходов. Мы получили:

$$A = -0,0013 \pm 0,0068$$

В работе /7/ для этой корреляции получено $A_{22} = 0,001 \pm 0,003$, результат, похожий на наш.

Теоретический анализ этого результата продолжается.

Л и т е р а т у р а :

1. J.T.Jones, E.N.Jensen, Phys. Rev., 97, 1031, 1955.
2. R.W.Hayward, D.D.Hoppes, Proc. of the Rutherford Jubilee Intern. Conference in Manchester, London, 1961, p. 725.
3. M.Subotowicz, J.Kuranc, E. Krupa, Folia Soc.Sci.Lubl., 2, 110-116, 1962
4. В.П.Рудаков, Изв.АН СССР, 24, 1124, 1960.
5. P.Deutsch, Grinacs, Lipnik, J.Phys. et Radium, 22, 662, 1961.
6. E.H.Bellamy, I.F.Smith, Phil. Mag., 44, 33, 1953.
7. Z.W.Grabowski R.S.Raghavan, R.M.Steffen, Phys. Rev., 139, 324, 1965.

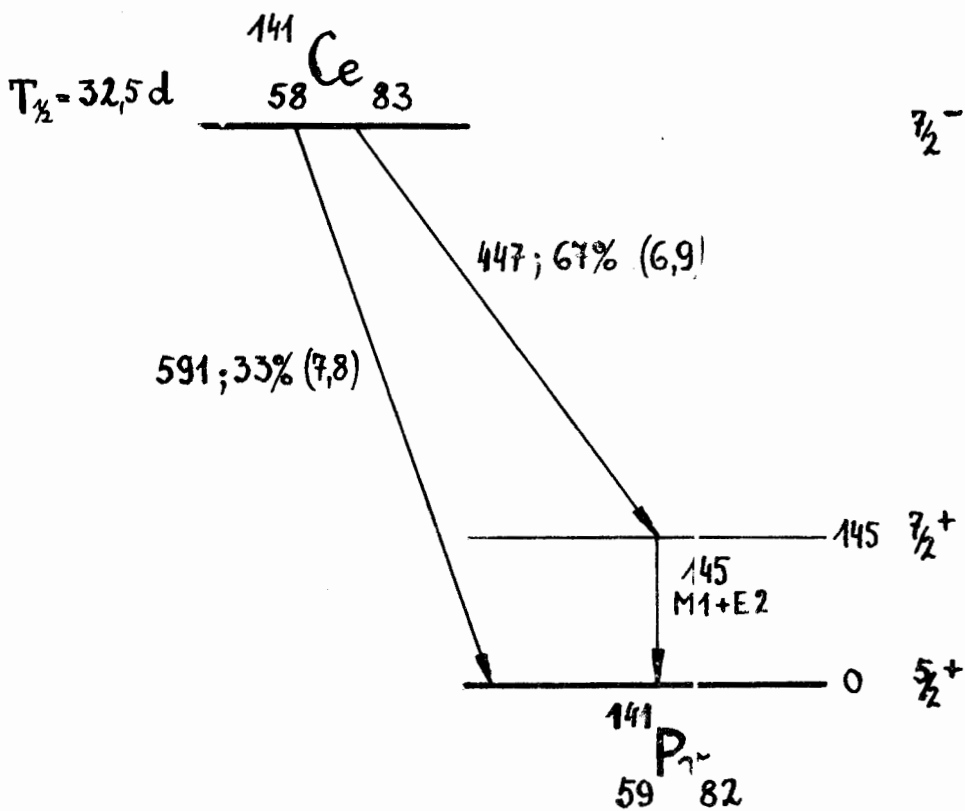


Рис. I. Схема распада $^{141}\text{Ce} \rightarrow ^{141}\text{Pr}$.

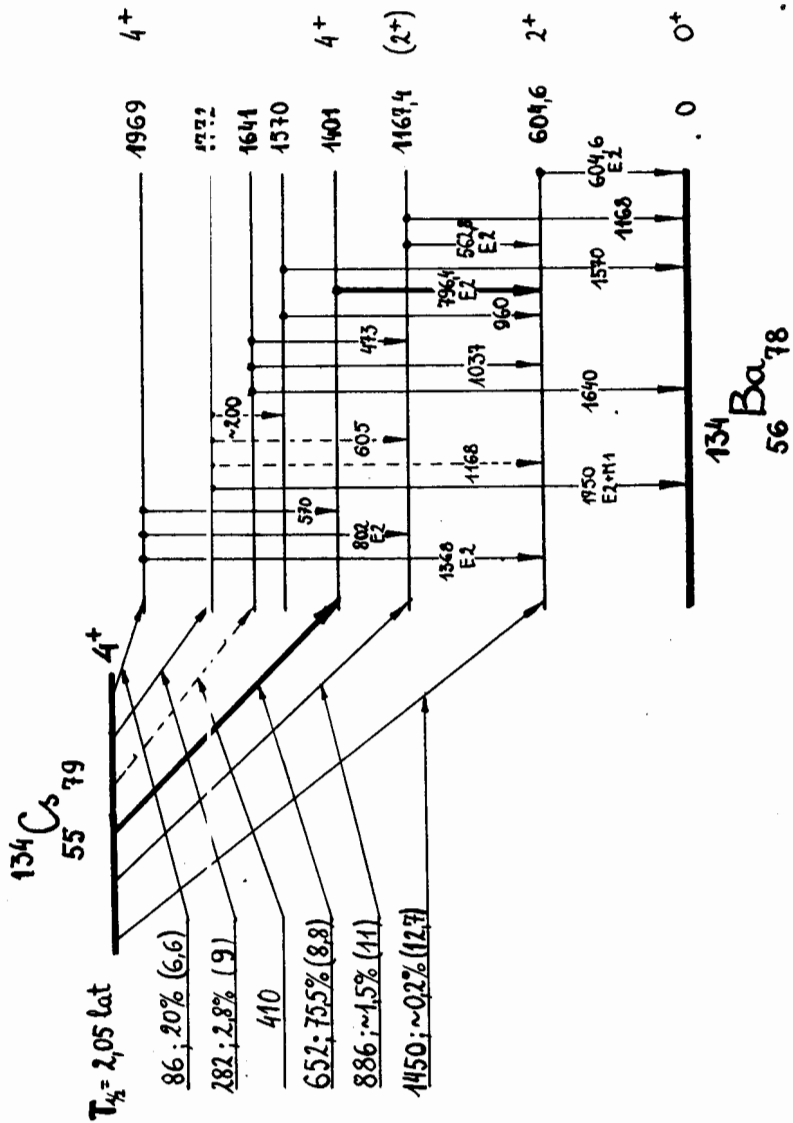


Рис.2. Схема распада ^{134}Cs → ^{134}Ba .

ПОИСКИ НОВЫХ УРОВНЕЙ И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ в ^{140}La

Я. Ваврышук, Т. Говорек, К. Круковска

(Кафедра эксперимент. физики университета М. Кюри-Скłodоурской, Люблин,
Польша)

За последнее время появились две работы по гамма-спектру ^{140}La , измеренному с помощью германиевых гамма-детекторов. В работе Антоньевой и др. по ^{140}La сообщалось, что обнаружено восемь новых переходов, но по крайней мере несколько из них не подтверждено в работе Мак-Данельса. По данным Антоньевой и др. существуют, между прочим, переходы 498 и 661 кэВ, что позволяет судить о существовании уровня 660 кэВ.

Мы пытались проверить это предположение методом совпадений. С помощью сцинтилляционной установки нами измерялся спектр гамма-лучей, совпадающих с переходом 163 кэВ. Результат представлен на рис. 1. Интенсивность обнаруженного пика 495 кэВ согласна величине, данной в работе Антоньевой и др. Были приняты специальные меры во избежание разных эффектов, искажающих спектр. В пользу нашего, пока предварительного результата, свидетельствуют также измерения Струбле по реакции $^{139}\text{La}(d,p)^{140}\text{La}$, где вводится уровень 658 кэВ.

Нами уточнены наши прежние результаты для угловых корреляций гамма излучений ^{140}La :

каскад (437+424)-30 кэВ	$A_2 = 0,006 \pm 0,020$
	$A_4 = 0,010 \pm 0,040$
каскад 537-14-30 кэВ	$A_2 = 0,044 \pm 0,009$
	$A_4 = 0,007 \pm 0,020$

Результаты подтверждают предположение о чисто дипольном характере всех осуществляющихся переходов.

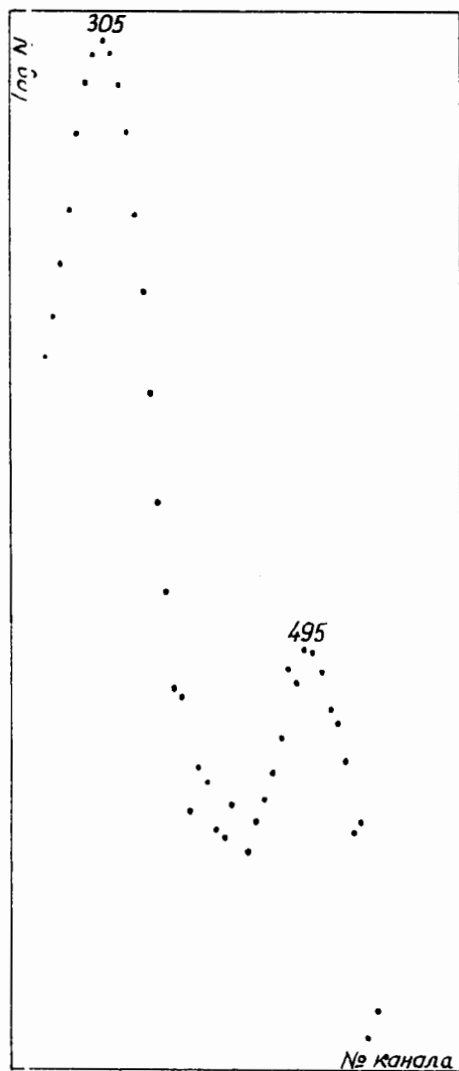


Рис.1. Спектр γ -лучей, совпадающих с переходом I63 кэв.

Изомерные состояния при распаде короткоживущих изотопов ^{140}Sm , ^{141}Sm , ^{140}Pm .
 О распаде изотопа ^{142}Pm

Р.Арльт, Г.Музиоль, Г.Фреппер, Х.Штрусный, Д.Христев
 ОИЯИ, г.Дубна

Были изучены γ - спектры, возникающие при распаде изотопов ^{140}Sm , ^{141}Sm и ^{142}Pm , и найден ряд γ - переходов. Периоды полураспада ^{140}Sm и ^{141}Sm были определены непосредственно по спаду интенсивности γ - линий и β^+ спектру. Из полученных данных и по аналогии с соседними ядрами следует существование изомерных состояний в ядрах ^{140}Pm , ^{141}Pm , ^{141}Sm . Периоды полураспада основных состояний ^{140}Pm и ^{141}Sm оцениваются разными меньше 10 сек и меньше 10 мин., соответственно. Периоды полураспада изомеров ^{140}Pm , ^{141}Pm и ^{141}Sm составляют (6 ± 1) мин., $\approx 10^{-7}$ сек, и (21 ± 1) мин, соответственно. На рис. 1 и 2 изображены предполагаемые схемы распада. Как показывают результаты измерения β^+ - γ - совпадений при распаде ^{142}Pm β - распадом заселяется уровень 1572 кэВ изотопа ^{142}Nd .

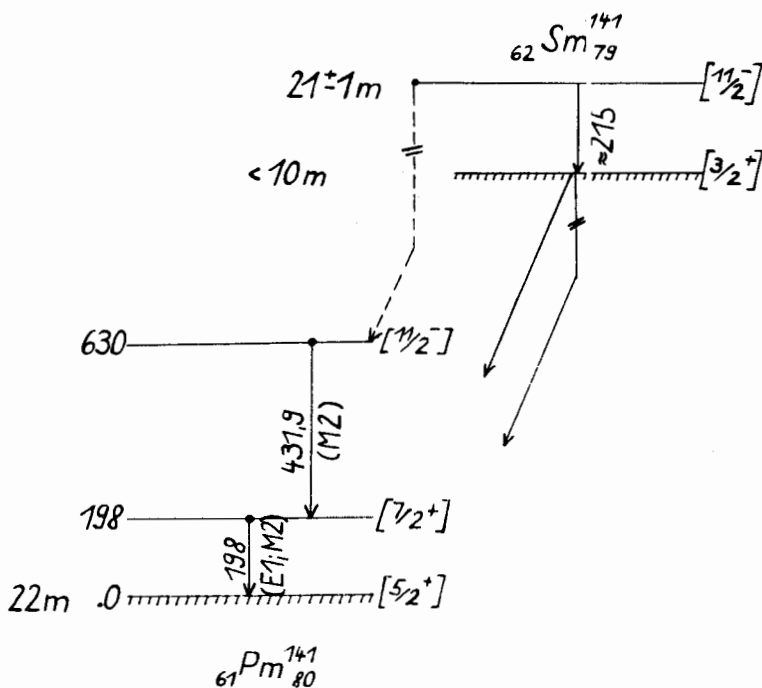


Рис.1. Предполагаемая схема распада

$^{141}\text{Sm} \rightarrow ^{141}\text{Pm}$

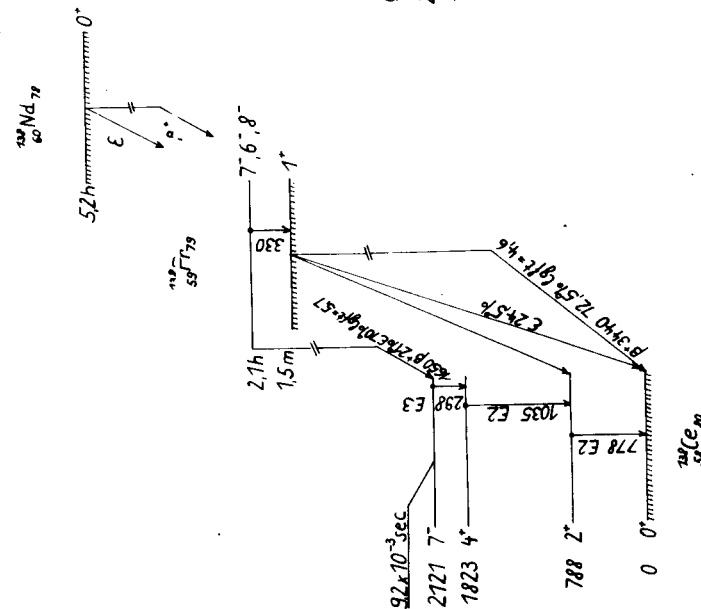
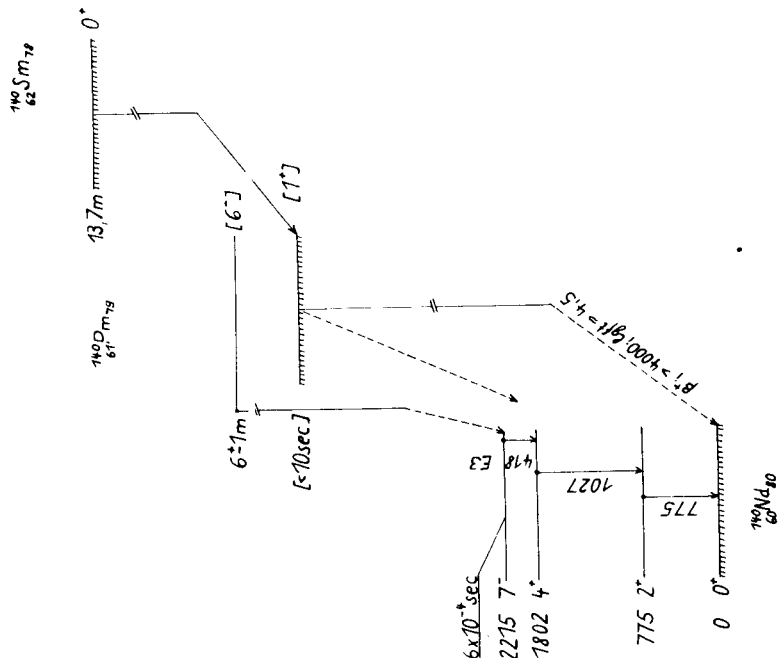


Рис.2. Предлагаемая схема распада I40 S m → I40 P m → I40 N d.

Е.Божек, Р.Брода, В.Вальсь, Я.Гольчевски, Р.Кулесса, М.Рыбicka, А.В.Хрынкевич.

Институт ядерной физики в Кракове.
Институт физики Ягеллонского университета в Кракове.

Интегральный метод угловой γ - γ корреляции, возмущенной внешним магнитным полем, был использован для определения g-факторов возбужденных состояний I2I кэв и I98 кэв ^{I47}Sm. Обычные измерения для угла I35° были модифицированы применением техники суммарных совпадений, которая одновременно дает результаты для углов + I35° и - I35° и таким образом является равноценной схеме измерений с тремя счетчиками. Кроме того, поскольку γ - γ каскады 678 кэв - I2I кэв и 60I кэв - I98 кэв, проходящие через изучаемые промежуточные состояния, имеют одинаковые полные энергии (799 кэв), - метод суммарных совпадений позволяет одновременно выполнить измерения g-факторов для обоих состояний.

Радиоактивным источником был водный раствор хлористого европия (EuCl₃). Применялось магнитное поле H=18.3±0.3 кэ. При использовании найденных экспериментальных значений коэффициентов угловой корреляции $b_2^{(I2I)} = 0.065 \pm 0.002$ и $b_2^{(I98)} = 0.041 \pm 0.002$, известных времен жизни $\tau_{I2I} = (0.48 \pm 0.04)$ нсек и $\tau_{I98} = (1.90 \pm 0.06)$ нсек /I/ и значения парамагнитной поправки $\beta = 1.16 /2/$, получено

$$g_{I2I} = 0.26 \pm 0.17 \quad \text{и} \quad g_{I98} = -0.19 \pm 0.07$$

Оба g-фактора существенным образом отличаются от одночастичных значений для неспаренного нейтрона. На основе теории Кисслингера и Соренсена /3/ были вычислены квазичастичные значения g_{qp} и однофононные поправки g_1 . Результаты приведены в таблице I.

Таблица I

Состояния	g_{sp}	g_{qp}	g_1	$g_{теор}$	$g_{эксп}$
I2I кэв, 5/2-	0.55	0.300	- 0.124	- 0.094	- 0.24±0.17
I98 кэв, 3/2-	1.27	-0.700	0.030	0.118	- 0.19±0.07

Квазичастичные значения g-факторов g_{qp} вычислялись при помощи одночастичной формулы следующим образом: определялся эффективный g-фактор $g_{эфф}$ из теоретического

значения g_{qp} для основного состояния $^{147}\text{Sm}(g_s^{\text{эфф}}/g_s^{\text{своб}} = 0.55)$ и полученное значение использовалось для расчета g_{qp} факторов возбужденных состояний.

Сравнение экспериментальных и теоретических значений указывает на существенную роль однофононного вклада.

Л и т е р а т у р а

1. Э.Е.Берлович, Ю.К.Гусев, В.В.Ильин, В.В.Никитин, М.К.Никитин. Изв. АН СССР, Сер. физ. 26, 221 (1962)
2. C.Günther, I.Lindgren, Paramagnetic Effects, Perturbed, Angular Correlations, p.357, Amsterdam 1964.
3. L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35, 853 1963.

ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ γ -КВАНТОВ ^{147}Eu И ^{149}Eu

М.В.Климентовская, А.А.Сорокин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

Ядра ^{147}Eu и ^{149}Eu лежат на границе области деформации, и характер возбуждения в них имеет сложный и до сих пор невыясненный характер, хотя их схемы уровней в настоящее время довольно подробно изучены [1-3]. С этой точки зрения важными были бы данные о магнитных моментах возбужденных состояний этих ядер. Первые возбужденные состояния - 229 кэВ в ^{147}Eu и 150 кэВ в ^{149}Eu - имеют достаточно большие времена жизни [1], чтобы их магнитные моменты могли быть измерены методом возмущенной угловой корреляции.

С целью выяснения такой возможности нами были измерены угловые корреляции ряда каскадов, проходящих через эти уровни: 396 - 229 кэВ в ^{147}Eu и 346 - 150 кэВ и 789 - 150 кэВ в ^{149}Eu . Измерения производились на спектрометре совпадений с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и разрешающим временем схемы совпадений $\tau = 8 \times 10^{-8}$ сек. В качестве источников использовалась гадолиниевая фракция, выделенная из танталовой мишени (синхротрон ОИЯИ, $E_{\beta} = 660$ кэВ), в виде водного раствора лактата Gd или раствора хлористого Gd в CsCl . Перед измерениями корреляций измерялись спектры совпадений и согласно им вносились соответствующие поправки на вклад других каскадов, долгоживущих примесей, на распад и т.д. Результаты, полученные методом наименьших квадратов, показаны в таблице.

Таблица .

Ядро	каскад	источник	
^{147}Eu	396-229 кэВ	Лакт. Gd в H_2O	$I - (0,02 \pm 0,01) P_2(\cos \theta)$ $- (0,008 \pm 0,018) P_4(\cos \theta)$
^{149}Eu	346-150 кэВ	Лакт. Gd в H_2O	$I - (0,03 \pm 0,01) P_2(\cos \theta)$ $+ (0,05 \pm 0,02) P_4(\cos \theta)$
^{149}Eu	789-150 кэВ	Лакт. Gd в H_2O	$I + (0,029 \pm 0,015) P_2(\cos \theta)$ $- (0,03 \pm 0,03) P_4(\cos \theta)$
	"-"	Gd Cl_3 в HCl	$I + (0,01 \pm 0,024) P_2(\cos \theta)$ $+ (0,05 \pm 0,05) P_4(\cos \theta)$ $\overline{W}(\theta) = I + (0,02 \pm 0,018) P_2(\cos \theta)$ $+ (0,00 \pm 0,035) P_4(\cos \theta)$

То, что угловая анизотропия не возросла при переводе источника в раствор хлорида, позволяет, по-видимому, исключить возможность ослабления измеренных корреляций за счет зависящего от времени квадрупольного взаимодействия.

Как видно из таблицы, корреляции для всех трех каскадов почти изотропны, и измерения магнитных моментов состояний 229 кэв в ^{147}Eu и 150 кэв в ^{149}Eu методами интегральной или дифференциальной корреляции в магнитном поле вряд ли возможны.

Каскады 396-229 кэв в ^{147}Eu и 346 - 150 кэв в ^{149}Eu соответствуют одной и той же последовательности спинов $11/2 \rightarrow 7/2 \rightarrow 5/2$. При допущении, что переходы 396 кэв и 346 кэв являются чисто квадрупольными ($M2$), для переходов 229 кэв и 150 кэв получаем смеси мультиполей $(38,5 \pm 0,6)\% M1 + (1,5 \pm 0,6)\% E2$ ($\delta > 0$) и $(99 \pm 0,5)\% M1 + (1 \pm 0,5)\% E2$ ($\delta > 0$), соответственно, в согласии с данными внутренней конверсии $1/3$. (Если допустить в переходах 396 и 346 кэв примесь нескольких процентов мультипольности $E3$, эти отношения смесей меняются, но незначительно). $W(\theta)$ для каскада 789-150 кэв при данной смеси мультиполей перехода 150 кэв и для мультипольности перехода 789 кэв $E2$ $3/3$ допускает для спина уровня 939 кэв значение $7/2$ и $9/2$ и исключает значение $5/2$.

В заключение авторы выражают благодарность В.С.Шпинсю за интерес к работе, С.И. Громову за предоставление возможности получения источников и Н.А.Лебедеву за большую помощь в изготовлении источников.

Авторы благодарны также Н.С.Цыганковой и Г.В.Болотову за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Б.С.Джелепов, Л.К.Некер, В.О.Сергеев. "Схемы распада радиоактивных ядер". Изд.АН СССР - М-Л, (1963).
2. М.П.Авотина, Е.П.Пригорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев, В.Б.Тер-Нерсеянц, Я.Врзал, Н.А.Лебедев, Я.Липтак, Я.Урбанец. Изв. АН СССР, сер.физ.30,1292 (1966)
3. М.П.Авотина, Е.П.Пригорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев, Я.Врзал, Я.Липтак, Н.А. Лебедев, Я.Урбанец. Изв. АН СССР, сер.физ.30, 1304, (1966).

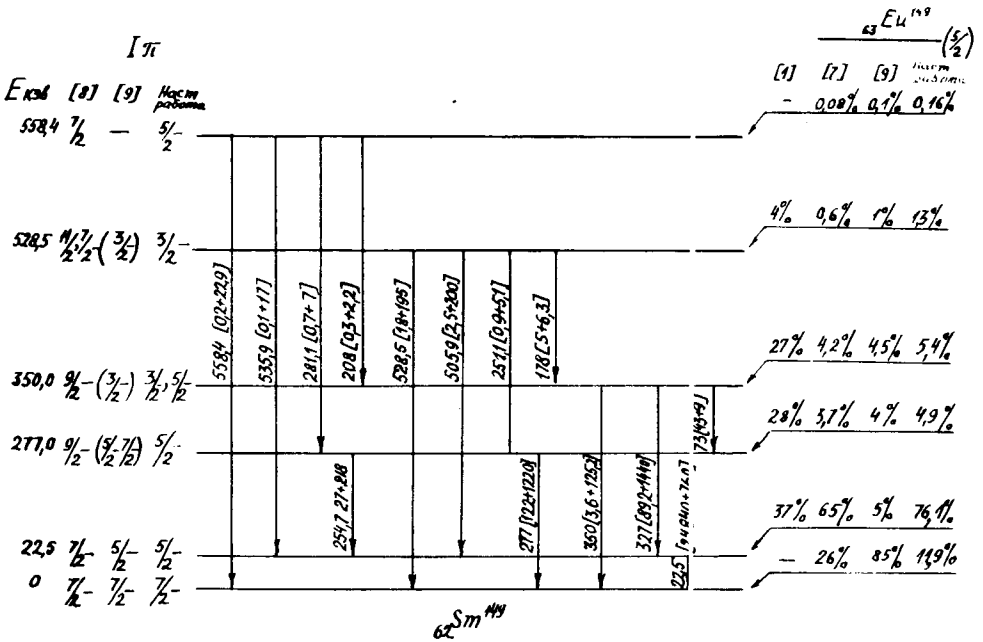


Рис. I. Схема распада ^{149}Pm .

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И γ -ЛУЧЕЙ ^{149}Eu

Г.И.Сычиков, О.А.Ковригин, В.Н.Чеканов, И.С.Водолажская и А.Ф.Новгородов

Институт ядерной физики АН Каз.ССР

Проведены исследования γ -спектра ^{149}Eu на полупроводниковом Ge(Li) -спектрометре и спектра электронов внутренней конверсии на магнитном β -спектрометре с двукратной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ ($r_0 = 500$ мм).

Впервые измерены конверсионные линии переходов 25I кэв и 28I кэв и определены коэффициенты внутренней конверсии α_K для них. Мультипольность указанных переходов M1 + E2.

Определены мультипольности всех переходов в ядре ^{149}Sm . Вычислены вероятности электронного захвата на уровне ^{149}Sm . В таблице I даны вычисленные коэффициенты внутренней конверсии α_K и мультипольности переходов в ^{149}Sm .

Таблица I

Коэффициенты внутренней конверсии α_K и мультипольности переходов в ^{149}Sm .

Линия спектра	I _{ce}		I _γ	Значение α_K							
	[I]	данная работа		эксперимент.		теоретическ.				Мультипольность	
				[9]	данная работа	E1	E2	M1	M2	возмож. значен.	принятые значения
K 73	10	40	15	-	2,7	0,47	2,3	3,1	33	M1 + E2	M1 + E2
K178	2	3	6,3*	0,29	0,47	0,06	0,7	0,35	2,1	M1 + E2	M1 + E2
K203	0,3	-	2,3*	0,13	-	0,047	0,13	0,12	1,6	M1 + E2	M1 + E2
K25I	-	0,9	5,1	-	0,18	0,019	0,08	0,11	0,5	M1 + E2	M1 + E2
K254	22	3,6	218	0,102	0,11	0,019	0,07	0,1	0,48	M194%+6%E2	94%M1+6%E2
K277	100	100	1220	0,082	0,082	0,817	0,06	0,085	0,43	M1	M1
K28I	-	0,68	7,3*	-	0,098	0,017	0,06	0,085	0,43	M1+E2, M1	M1 + E2
K327	70	78	1440	0,49	0,053	0,0089	0,029	0,048	0,17	M1	M1
K350	3,4	3,0	125,2	0,27	0,024	0,0089	0,029	0,046	0,18	E2(M1+E2)	E2
K505	2,2	2,3	200	0,011	0,011	0,0037	0,01	0,018	0,06	E2(M1+E2)	M1 + E2
K528	1,6	1,6	195	0,0082	0,0082	0,0034	0,0095	0,017	0,05	E2	E2
K536	0,2	0,15	17*	0,0118	0,0089	0,0034	0,0092	0,016	0,05	E2(M1+E2)	M1 + E2
K558	0,24	0,2	22,9*	0,0105	0,0038	0,0034	0,0087	0,015	0,047	E2(M1+E2)	M1+E2

* по работе 9.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ ПЕРИОДЫ ПОЛУРАСПАДОВ АЛЬФА-ИЗОТОНОВ ^{151}Tb И ^{149}Tb

Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура, К.Зубер и А.Будзьяк

Институт ядерной физики, Краков.

Институт физики Ягеллонского Университета, Краков.

Парциальные периоды полураспадов альфа-изотопов ^{151}Tb и ^{149}Tb определялись по отноше-

нию интенсивностей линий конверсионных электронов, испускаемых ядрами, возникающими после их альфа-распада и после электронного захвата. Ветви распадов для этих изотопов показаны на рис. I. В случае изотопа ^{151}Tb , число ядер ^{151}Cd , возникающих из ^{151}Tb путем электронного захвата, определялось по интенсивности конверсионной линии K-108, I кэв в ^{151}Gd , число ядер ^{147}Eu , возникающих после альфа-распада ^{151}Tb , определялось по интенсивности конверсионной линии K-197,4 кэв, возникающей в ^{147}Sm . Из этой величины определялось соотношение $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$. Подобным образом получалось соотношение $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$ для ^{149}Tb . В случае ^{151}Tb учитывалась возможность его получения из ^{147}Tb . Измерения велись с помощью большого бета-спектрографа с однородным магнитным полем, заданным постоянными магнитами, при разрешающей способности 0,04% - 0,06%¹⁾. Источником являлась ториевая фракция, выделенная из продуктов облучения Td протонами с энергией 660 Мэв²⁾. Полученные соотношения $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$ приведены в табл. I. Используя измеренные соотношения $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$, мы вычисляли приведенные ширины альфа-распада δ^2 и факторы запрета - F для упомянутых изотопов (табл. 2).

Таблица I
Экспериментальные соотношения $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$ для ^{151}Tb и ^{149}Tb

Изотоп	Энергия кэв	$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$ (настоящая работа)	$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{tot}}}$ (другие авторы)	Метод определения и авторы
^{151}Tb	3409±5	$(5 \pm 1,5) \times 10^{-6}$	3×10^{-6}	$\frac{\alpha}{X\text{-лучи}}$ Тот и др. ^{3,4)} Макферлан ⁵⁾ $\frac{\alpha}{\alpha}$ из ^{151}Tb Громов и др. ⁶⁾ $\frac{\alpha}{\alpha}$ из ^{149}Tb
			$(4,8 \pm 0,5) \times 10^{-6}$	
			$3,3 \times 10^{-5}$	
^{149}Tb	3967±3	0,2±0,06	0,1	$\frac{\alpha}{\beta}$ Винсберг ⁷⁾ $\frac{\alpha}{\beta}$ Тот и др. ^{4,8)} пол.: ктив. $\frac{\alpha}{\beta}$ Тот и др. ⁹⁾
			0,11	
			0,16±0,04	

Таблица 2
Приведенные ширины альфа-распада δ^2 и факторы запрета - F, вычисленные для альфа-распадов ^{151}Tb и ^{149}Tb .

Изотоп	δ^2 (Мэв)		Фактор запрета		Литература
	настоящая работа	другие авторы	настоящая работа	другие авторы	
^{151}Tb	$1,11 \times 10^{-3}$	$0,61 \times 10^{-3}$ $0,61 \times 10^{-3}$ $1,19 \times 10^{-3}$	75	139	Расмуссен ¹⁰⁾ Тот и др. ⁴⁾ Макферлан ⁵⁾
				136	
				-	

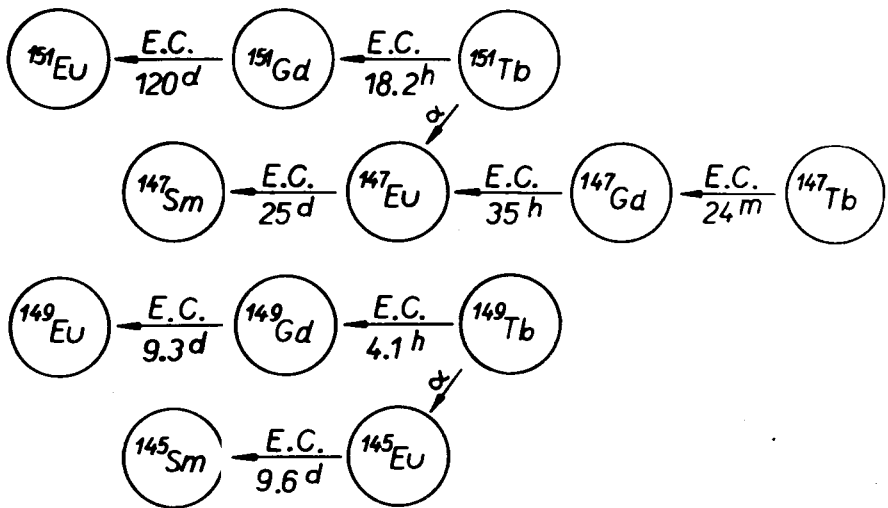


Рис. I. Ветви распадов для изотопов ^{151}Tb и ^{149}Tb .

Изотоп	δ^2 (Мэв)		Фактор запрета		Литература
	Настоящая работа	другие авторы	настоящая работа	другие авторы	
^{149}Tb	$1,37 \times 10^{-2}$	$1,14 \times 10^{-2}$ $1,15 \times 10^{-2}$	5,72	7,44 6,83	Расмуссен ¹⁰⁾ Тот и др. ⁴⁾

Л и т е р а т у р а

1. J.Kormicki, H.Niewodniczański, Z.Stachura, Nukleonika 11, 755, 1966. and Report No 476/PL of the Institute of Nuclear Physics, Cracow 1966.
2. J.Kormicki, H.Niewodniczański, Z.Stachura, K.Zuber and A.Budziak, Acta Phys. Polon. 31, 317, 1967. and Report No 481/PL of the Institute of Nuclear Physics, Cracow 1966.
3. K.S.Toth, J.O.Rasmussen, Phys. Rev. 109, 121 1958.
4. K.S.Toth, J.O.Rasmussen, Nuclear Phys. 16, 474 1960.
5. R.D.Macfarlane, D.W.Seegmiller, Nuclear Phys. 53, 449 1964.
6. K.J.Gromov, I.Mahunka, M.Mahunka and T.Penyas, Izv. Akad. Nauk USSR 29, 194 1965.
7. L.Winsberg, Bull.Amer. Phys. Soc. 3, 406. 1958.
8. K.S.Toth, J.O.Rasmussen, J.Inorg. Nucl. Chem. 12, 198 1959.
9. K.S.Toth, S.Bjornholm, M.H.Jørgensen O.B.Nielsen. O.Skilbreid, and A.Svanheden, J.Inorg. Nucl. Chem. 14, 1 1960.
10. J.O.Rasmussen, Phys. Rev. 115, 1675 1959.

Р А С П А Д ^{151}Gd

Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев, М.И.Совцов, Я.Врзал, Н.А.Лебедев, Я.Липтак, Я.Урбанец, П.П.Дмитриев, Н.Н.Краснов, Ю.Г.Севастьянов

ЛГУ, ОИЯИ, ФЭИ.

Изучение радиоактивного распада ^{151}Gd было предпринято в связи с важностью установления свойств уровней ядра ^{151}Eu , находящегося в промежуточной области между круглыми и деформированными ядрами.

Источники ^{151}Gd были получены по реакции $^{151}\text{Eu}(d, 2n) ^{151}\text{Gd}$ на циклотроне Физико-энергетического института при энергии дейтронов 21 Мэв. Активность ^{151}Gd составляла ~ 1 мс.

Исследование спектра электронов внутренней конверсии проводилось на магнитном спектрометре типа $\pi\sqrt{2}$ с приборным разрешением 0,17%, γ -лучи исследовались на полупроводниковых $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторах коаксиального типа с чувствительным объемом 5 см^3 и 12 см^3 . Полученный спектр γ -лучей ^{151}Gd показан на рис.1, а данные об энергиях переходов и интенсивностях γ -лучей и конверсионных электронов представлены в таблице 1. Здесь же приведены результаты работ Громова и др.⁽¹⁾ и Хармаца и др.⁽²⁾. Интенсивности сильных переходов в работе⁽¹⁾ близки к нашим результатам, но для ряда слабых переходов заметно отличает-

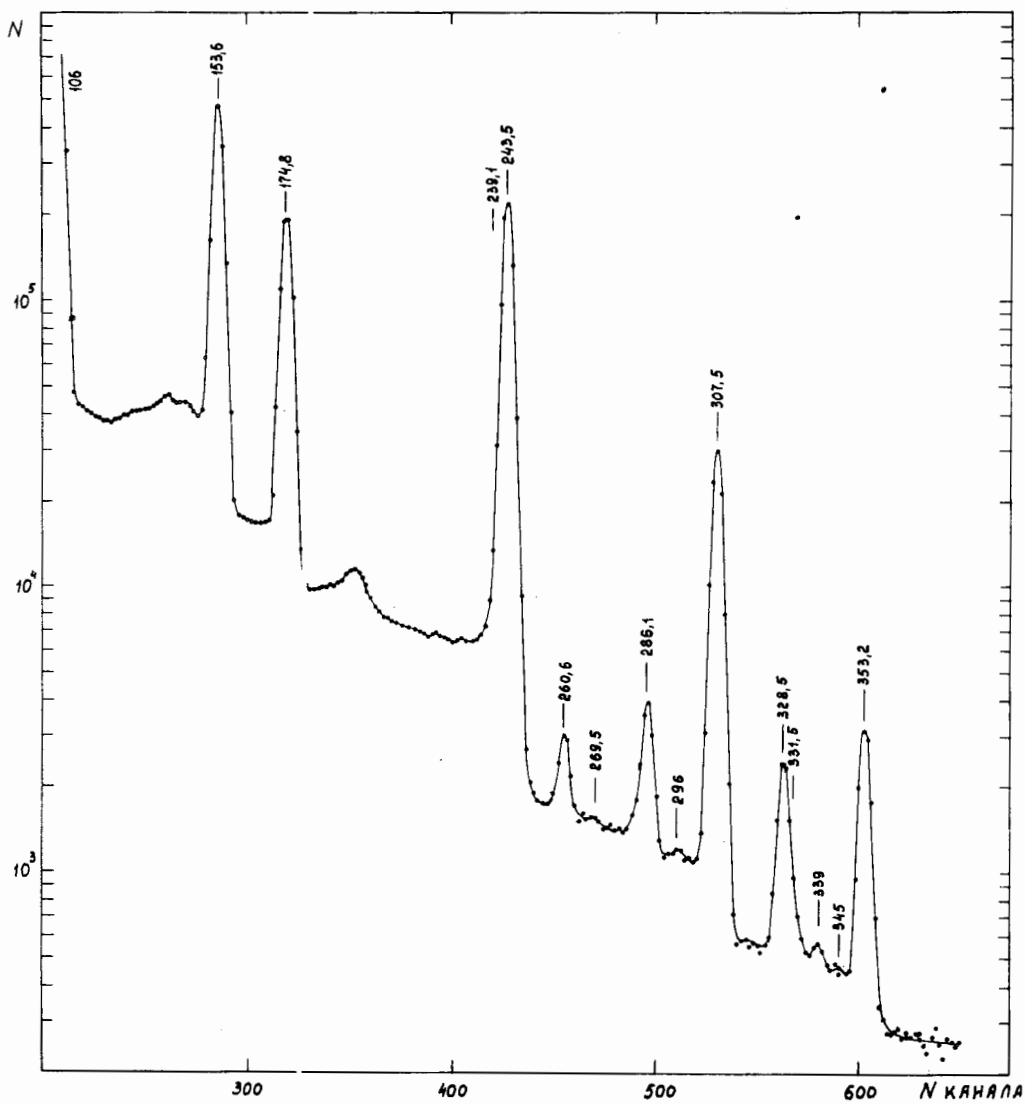


Рис.1. Спектр γ -лучей ^{151}Gd .

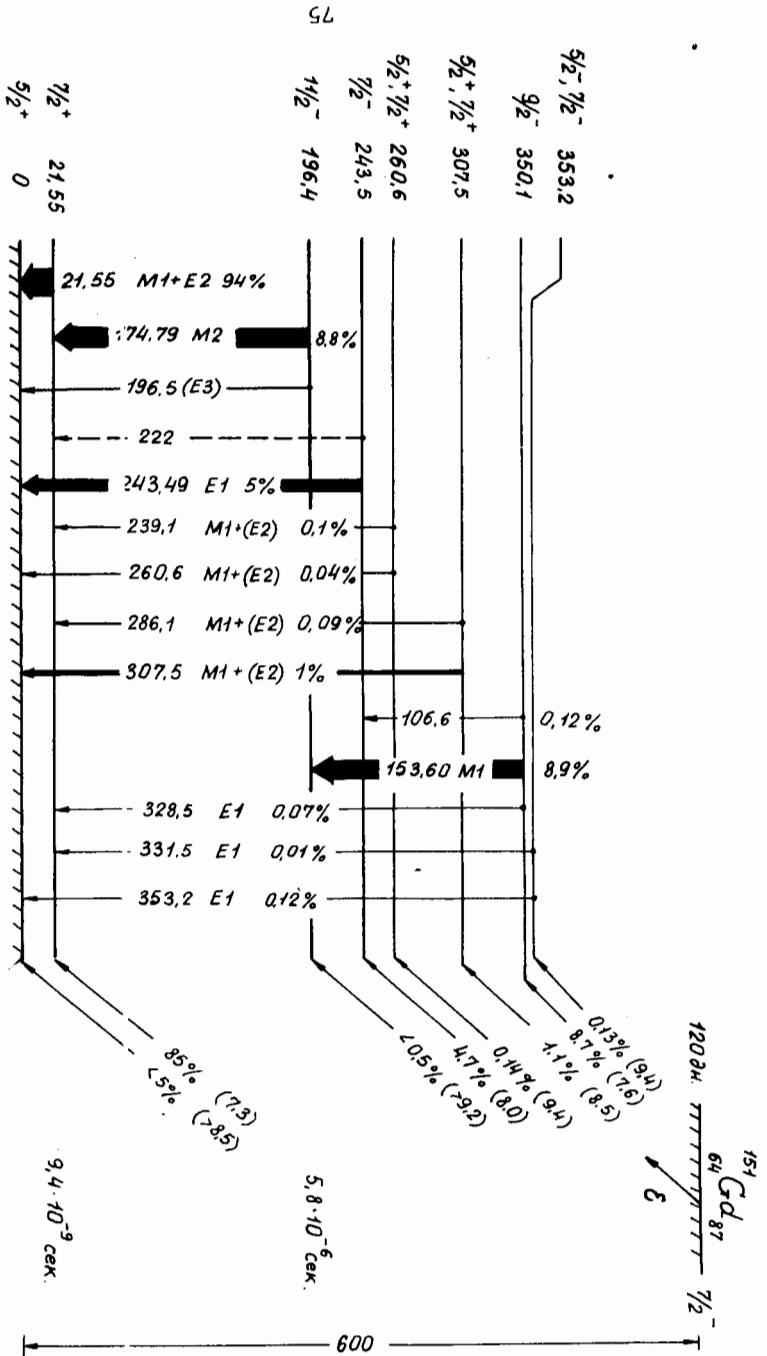


Рис. 2. Схема нагружения $151 Gd$.

ся. $I\gamma$ (196,5) в настоящей работе в 4 раза меньше, чем в⁽¹⁾. Отсюда следует, что E3 переход с уровня 196,5 кэв, $II/2^-$ на основное состояние $^{151}\text{Gd } 5/2^+$ (рис.2) в 1,5 раза ускорен относительно одночастичного значения. Примерно так же ускорены соответствующие E3 переходы в соседних ядрах ^{147}Eu и ^{149}Eu (3).

В результате уточнения энергии перехода 353,2±0,2 кэв мы не можем направить его с уровня 350,1 кэв в основное состояние, как это было сделано в работе⁽¹⁾.

В спектрах γ -лучей и конверсионных электронов обнаружен новый переход с энергией 331,5 кэв. По этим двум переходам вводится новый уровень с энергией 353,2 кэв (рис.2).

Впервые обнаруженные γ -переходы 93,9; 269,5; 295,8; 339 и 345 кэв малоинтенсивны, и их принадлежность распаду ^{151}Gd требует проверки.

Уточнение интенсивностей γ -лучей и конверсионных электронов привело к более точным значениям коэффициентов конверсии и мультипольностей переходов. Эти данные приведены в таблице 2. Они позволяют приписать уровням 260,6 кэв и 307,5 кэв характеристики $5/2^+$ или $7/2^+$. Отношение приведенных вероятностей M1 переходов с этих уровней на первое возбужденное $7/2^+$ и на основное состояние $5/2^+$ сильно отличаются:

$$\frac{B(M1; 260,6 \rightarrow 22,6)}{B(M1; 260,6 \rightarrow 0)} = 3,1,$$

$$\frac{B(M1; 307,5 \rightarrow 22,6)}{B(M1; 307,5 \rightarrow 0)} = 0,11.$$

Из таблицы 2 следует, что мультипольность перехода 328,5 кэв - E1. Это согласуется с приписанием уровню 350,1 кэв характеристик $9/2^{-(2,3)}$.

Интенсивность возможного E1 перехода 222 кэв с уровня 243,5 кэв ($7/2^-$) на первое возбужденное состояние 21,55 кэв, $7/2^-$ очень мала. Приведенная вероятность этого перехода более чем в 500 раз меньше, чем перехода 243,5 кэв, идущего на основное состояние:

$$\frac{B(E1; 243,5 \rightarrow 0)}{B(E1; 243,5 \rightarrow 22,6)} \rightarrow 500,$$

что может найти объяснение в различной структуре основного и первого возбужденного уровней ^{151}Eu . Отметим однако, что вероятность E2-перехода между этими уровнями $7/2^+$ и $5/2^+$ в 80 раз превышает одночастичное значение (3).

Л и т е р а т у р а

1. К.Я.Громов, В.В.Кузнецов, П.Немов, О.Б.Нильсен, О.Скилбрайт, В.И.Фоминих, Д.Христов. ОИЯИ, Р-6-3127 (Дубна, 1967).
2. V.Harmatz, T.Handley. Nucl. Phys. 81, 481 (1966)
3. М.П.Авотина, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Сергеев, Я.Врзал, Я.Липтак, Н.А.Лебедев, Я.Урбанец. Изв. АН СССР, сер.физ.т.30, № 8, стр.1304 (1966).

Энергии и интенсивности γ -переходов в распаде ^{151}Gd Таблица 1

$E \gamma$ (кэВ)	I_e				I_γ	
	линия	Наши данные	Громов и др.(1)	Хармац и Хэндли(2)	наши данные	Громов и др.(1)
21,55±0,05	L ₁	1280±200		590		
	L ₂	136±30	700±140	100		
	L ₃	108±20		64		
93,9±0,1 ^{a)}	K	~ 0,2				
106,60±0,09	K	1,4±0,2	2,13±0,42	1,3		~ 50
153,60±0,06	K	53±2	54,9±5,6	49	207±5	211,5±31,7
174,79±0,03	K	100	100	100	100	100
196,5±0,1	K	0,10±0,02	-	0,3	<0,6(0,3) ^{б)}	1,27±0,32
		0,08±0,02	0,35±0,10	-	-	
222	K	-	~0,1 ^{в)}	-	≤ 0,25	0,3
239,1±0,1	K	0,24±0,02	-	0,25	3,1±0,4	-
243,49±0,08	K	2,4 ± 0,1	2,38±0,24	4,1	185±5	194,0±29,0
260,6±0,2	K	0,09±0,02	0,12±0,04	0,19	1,3±0,1	1,8±0,7
269,5±1,0 ^{a)}	-	-	-	-	0,09±0,12	-
286,1±0,2	K	0,12±0,01	<0,28	0,21	2,9±0,2	2,9±0,7
296 ± 1 ^{a)}	-	-	-	-	0,20±0,14	-
307,5±0,15	K	1,5±0,2	1,36±0,14	2,3	33,5±1,1	34,5±5,2
328,5±0,3	K	0,020±0,002	-	0,027	2,6±0,2	1,88±0,50
331,5±1,0	K	<0,005	-	-	0,30±0,16	-
339 ± 1 ^{a)}	-	-	-	-	0,15±0,13	-
345 ± 1 ^{a)}	-	-	-	-	0,08±0,12	-
353,2±0,2	-	0,003±0,001	-	-	4,4±0,2	3,87±1,00

а) Переходы не размещены в схеме уровней ^{151}Eu . Их принадлежность распаду ^{151}Gd предположительна.

б) Интенсивность γ -лучей 196,5 кэВ вычислена по интенсивности конверсионных электронов (использовано значение $\alpha_K(E3) = 0,61$).

в) Согласно работе⁽¹⁾, указанная интенсивность относится к переходу 225 кэВ. В настоящей работе перехода 225 кэВ не обнаружено.

Мультипольности γ -переходов в распаде ^{151}Gd Таблица 2

$E \gamma$ (кэВ)	$\alpha_K \cdot 10^3$ (эксп.)	$\alpha_K \cdot 10^3$ (теор.)				Выход о мультипольности
		E1	E2	M1	M2	
153,60	475±20	76	345	470	2950	M1 + <12% E2
174,79	1850	52	215	310	1850	[M1]
238,1	142±20	23	87	132	640	M1 + <20% E2
243,49	24 ± 2	22,5	82	125	600	E1 + <0,1% M2
260,6	125±20	19	68	107	490	M1 + <1% E2
286,1	77±10	15	52	84	370	M1 + <50% E2
307,5	83±15	12,3	42	72	280	M1 + <10% E2

E_{γ} (кэВ)	$\alpha_{\kappa} \cdot 10^3$ (эксп.)	$\alpha_{\kappa} \cdot 10^3$ (теор.)				Вывод о мультипольности
		E1	E2	M1	M2	
328,5	14 ± 3	10,5	36	59	230	E1 + < 3% M2
331,5	< 30	10,2	35	58	225	E1; E1 + < 10% M2 (E2)
353,3	$\alpha_L = 1,3 \pm 0,3$	$\alpha_L = 1,15$	4,7	6,3	30	E1 + < 2% M2

* $\alpha_{\kappa} \cdot 10^3 = S \cdot I_{\kappa} / I_{\gamma}$; $S = 1850$. Интенсивности конверсионных электронов I_{κ} и β -лучей I_{β} взяты по нашим данным в единицах таблицы I.

РАСПАД ИЗОМЕРОВ ^{154}Tb с $T_{1/2} = 8 \text{ ч. и } 21 \text{ ч.}$

А.И.Бадэску-Сингуряну, М.Греческу, В.А.Ионеску, И.Питику, Т.Нэскуцу
Институт атомной физики Академии СРР

Изомеры ^{154}Tb получились из реакции $\text{Eu } ^{151}(\alpha, n) \text{Tb } ^{154}$ облучением мишени из обогащенного изотопа ^{151}Eu α -частицами $E_{\alpha} = 15 \text{ МэВ}$ на циклотроне. Измерялись γ - γ -совпадения на сцинтилляционном спектрометре совпадений. Получены новые данные относительно каскадных γ -переходов, и на основе этих данных предлагается предварительная схема возбужденных уровней ^{154}Gd .

О РАСПАДЕ $^{155}\text{Dy} \rightarrow ^{155}\text{Tb}$

И.Юрлик, И.Звольский, В.Гнатович, И.Буриан
Институт ядерных исследований, Ржев, СССР

В настоящей работе изучался распад $^{155}\text{Dy} \rightarrow ^{155}\text{Tb}$ при помощи Ge(Li) -спектрометра и спектрометра γ - γ -совпадений с детектором $\text{Ge(Li)-Ge(Li)иGe(Li) - NaJ}$ (\mathcal{JL}). В качестве многоканального анализатора был использован 4096-канальный анализатор, позволяющий работать в одномерном (4096 каналов) и двумерном (64x64 каналов) режимах.

Радиоактивным источником служил препарат диспрозия, выделенный повторно хроматографическим способом из фракции Ho изотопов при облучении тантала протонами с $E_p = 660 \text{ МэВ}$ на синхротронном ОИЯИ. Источник содержал практически один только изотоп ^{155}Dy .

Спектры γ -квантов исследовались с помощью Ge(Li) -детекторов с чувствительным объемом от 1,5 до 7,2 см³, имеющих разрешение на линиях в области 1000 кэВ в среднем 5кэВ. Результаты изучения γ -спектров ^{155}Dy приведены в таблице I. Средняя погрешность указанных относительных интенсивностей γ -лучей составляет $\leq 20\%$

Используя данные работ^(1,2) об относительных интенсивностях конверсионных электронов ^{155}Dy , мы определили по нашим данным мультипольности переходов (см. табл. I).

Таблица I

E_{γ}	I_{γ}	Мульти- польность	E_{γ}	I_{γ}	Мульти- польность	E_{γ}	I_{γ}	Мульти- польность
65,47	23,5	MI + E2	760,50	1,68	M2	1368	11,78	E1
90,32	18,5	E2 + MI	812,55	5,19	MI(+E2)	1367	2,71	E1 ?
155,78	2,7	E2(+MI)	825			1351	3,30	
161,43	13,7	E1(+M2)	835,05	2,87	M2	1415,8	4,76	
184,53	46,8	E1	841,15	5,20	MI + E2	1428,5	6,21	E1
205,52	6,5	E2	848,70	3,35	MI	1440	3,39	E2
226,92	1000	E1	891	5,65	E2(+MI)	1450	1,88	
271,27	24,0	E2 ?	905,15	30,10	E2	1481,4	9,01	E1
403	1,83	MI ?	928,10	7,62	MI	1484,3	8,91	E1 ?
410	0,56		938	5,75		1511	3,72	E1, E2
432,95	7,2	MI	981	2,26		1526	1,71	MI+E2
439	0,89	E1 ?	999,20	36,00	E1	1528	2,04	
451,65	1,59	MI, M2	1011	5,71	MI ?	1529	1,76	MI
484,1	11,84	MI	1063	5,75		1529	5,12	E1
498,65	23,3	MI (+E2)	1067	7,26		1610,8	0,39	
508,30	41,2*	(E1)	1088,90	42,40	E1	1628	1,66	E1, E2
549,60	11,82	MI	1100	2,26		1623	1,9	E1, E2
571,15	2,37	E2	1117	7,42		1625	12,8	E1
576	2,72		1155,05	34,20	E1	1625	1,81	
640,85	16,35	E2	1166	24,5	E1	1723	0,55	
655	4,83	MI	1244	2,4		1726	0,52	
664,00	29,20	MI	1253,8	15,0	E1	1720	0,58	
678,20	2,6	MI(+E2)	1296,5	1,69		1723	1,01	
683,70			1305	2,26	E1	1800	0,35	
695,0	4,23	E2(+MI)	1317	2,69	E1	1828	0,31	
720,60	3,78		1332	1,33	E1 ?	1920	0,29	
726,0	2,67	MI	1338,6	6,48	E1	1924	0,31	
745,00	4,40	M2	1348,7	1,74	E1			

* Из суммарного пика γ 508 + γ 511 было вычтена интенсивность γ 511, заимствованная из работы⁽³⁾ по определению I_{K227}/I_{β} .

Спектры совпадений были получены с Ge(Li) - детекторами с объемом 7,5 см³. При использовании детектора NaI(Tl) мы применяли кристаллы размером 38x38 мм. Разрешающее время схемы совпадений составляло: $2\tau = 1 \times 10^{-7}$ сек. Схема позволяла регистрировать совпадения между γ - квантами практически с постоянной эффективностью, начиная с энергий ~ 150 кэВ.

С достоверностью были идентифицированы совпадения между γ -квантами следующих энергий (в кэВ):

(65-90) (1000, 1090)

(205) (1368, 1481-1494)

(184) (641, 812, 905, 1392, 1481-1494)

(271) (1368, 1481-1494)

(227) (664, 835, 928, 1438)

(433) (1166)

(498) (1166)

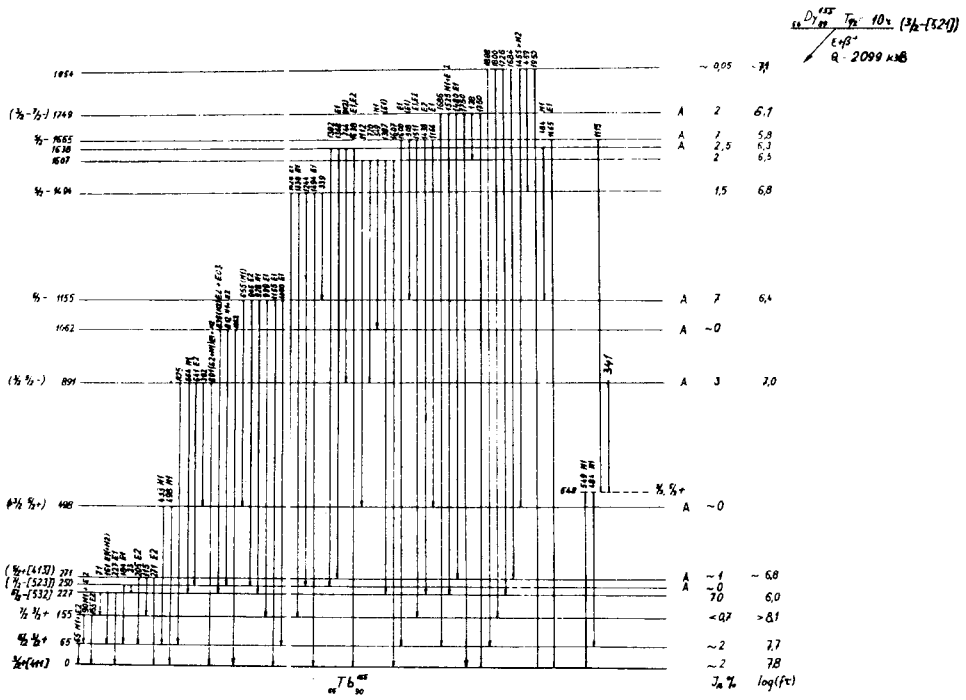


Рис. I. Схема распада $^{155}\text{Dy} \rightarrow ^{155}\text{Tb}$.

На основании полученных совпадений и баланса энергий [1,2], а также интенсивностей переходов предлагается схема распада ^{155}Dy (рис.1). Буквой "А" обозначены уровни, введенные на основе полученных совпадений. Определение мультипольностей позволило приписать квантовые характеристики некоторым состояниям. Мультипольности переходов, приведенные на рис.1 в скобках, противоречат приписанным квантовым характеристикам. (В этих случаях или интенсивности конверсионных электронов определены неправильно, или соответствующие переходы располагаются в других местах схемы распада). Введенный нами уровень с энергией 250 кэВ можно было бы отождествить с нильссоновским состоянием $7/2^-$ [523].

Литература

1. Persson L., Ryde H., Ark. Fys. 25, 397 (1964)
2. И.Звольски. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1963 г.
3. Басина А.С., Громов К.Я., Дзепов Б.С., Желев И.Т., Енчев Д.А., Морозов В.А., Доклад на XII совещании по ядерной спектроскопии в Киеве, 1963г.

СВОЙСТВА УРОВНЕЙ ^{162}Dy

Е.П.Григорьев

Ленинградский государственный университет

1. Схема уровней

В работах Йоргенсена и др. (1) и Харматца и др. (2) было показано, что при распаде $^{162\text{m}}\text{Ho}$ возбуждается двухквантовое состояние в ^{162}Dy с $I^\pi = 5^-, \lambda 523 \downarrow + \uparrow n 642 \uparrow$ с энергией 1486,6 кэВ, которое разряжается Е1 переходами на уровни основной ротационной полосы (рис.1). Энергии γ - переходов (таблица I) были уточнены путем внесения поправок в данные работы (1) по обнаруженному систематическому отклонению полученных в (1) энергий γ - переходов в ^{166}Eu от более точных значений (3,4) (рис.2). Уточнено также значение энергии 1576,5 кэВ ротационного состояния с $I^\pi = 6^-, K = 5$, которое было предложено Пекером на основании вычисленного момента инерции (5). В недавней работе Шульца и др. (6) были установлены энергии уровней γ - вибративной полосы в ^{162}Dy . На уровнях 4^+ и 5^+ этой полосы можно направить три перехода из таблицы I (рис. 1). Переход 393,8 кэВ подтверждает существование ротационного уровня 1576,5 кэВ.

2. Анализ схемы

В соответствии со схемой распада (рис.1) и данными таблицы I можно получить дополнительные сведения о свойствах ядра ^{162}Dy .

1. Параметры смешивания полос с различными квантовыми числами "К" для уровня 5^- .

Отступления от правил интенсивностей γ -переходов, идущих на уровни одной ротационной полосы, объясняются примесями состояний с другими квантовыми числами "К". Михайловым выведены формулы как для разрешенных по "К", так и для запрещенных γ -переходов (7). Отношение приведенных вероятностей E1 переходов с уровня 1486,6 кэВ на уровни основной полосы равно по (7)

$$\frac{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 6^+, 0)}{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 4^+, 0)} = \frac{\langle 511 - 1 | 60 \rangle^2}{\langle 511 - 1 | 40 \rangle^2} \cdot \left(\frac{1 + I_{2b}}{1 - I_{0a}} \right)^2 = 0,83 \left(\frac{1 + I_{2a}}{1 - I_{0a}} \right)^2,$$

где "а" - параметр смешивания уровней.

Из эксперимента следует, что это отношение равно 1,34. Уравнение имеет два решения $a_1 = 0,011$; $a_2 = 3,1$. Второе решение слишком велико для поправочного члена и остается первое:

$$a (K = 5 \rightarrow K = 0) = 0,011.$$

Для переходов на уровни γ -вибрационной полосы имеем

$$\frac{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 5^+, 2)}{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 4^+, 2)} = \frac{\langle 513 - 1 | 52 \rangle^2}{\langle 513 - 1 | 42 \rangle^2} \cdot \frac{1}{(1 - I_{0a})^2} = 0,79 \frac{1}{(1 - I_{0a})^2}$$

Экспериментальное значение отношения равно 1,51, откуда

$$a_1 (K = 5 \rightarrow K = 2) = 0,028; \quad a_2 (K = 5 \rightarrow K = 2) = 0,17.$$

Оба значения заметно выше, чем параметр смешивания для переходов на основную полосу.

2. Период полураспада уровня 1576,5 кэВ $6^-, 5$.

Для оценки периода полураспада уровня $6^-, 5$ можно предположить, что внутренний квадрупольный момент уровней ротационной полосы с $K=5$ такой же, как у основной полосы $Q_{00} = 7,4$ барн. Тогда период полураспада по отношению к E2 γ -переходу 89,9 кэВ равен

$$T_{\gamma}(89,9) = \frac{5,38 \cdot 10^{-14}}{(15/16\pi) e^2 Q_0^2 \langle 6150 | 55 \rangle^2} = 6,1 \cdot 10^{-9} \text{сек.}$$

и по отношению к γ -переходу 393,8 кэВ

$$T_{\gamma}(393,8) = 6,1 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{T_{\gamma}(89,9)}{T_{\gamma}(393,8)} = 1,66 \cdot 10^{-9} \text{сек.}$$

Фактор замедления по отношению к одночастичной оценке равен

$$F = 5 \cdot 10^5.$$

Период полураспада уровня 1576,5 кэВ при сделанных предположениях должен равняться $\sim 10^{-9}$ сек.

3. Период полураспада уровня 1486,6 кэВ $5^-, 5$.

Формулы Михайлова удобны для вычисления вероятностей любого из переходов, идущих между уровнями двух полос, если известна вероятность хоть одного из них, так как матричные элементы M их одинаковы. По вычисленному периоду полураспада $T_{\gamma}(393,8)$ определим $T_{\gamma}(303,7)$

$$\frac{T_{\gamma}(303,7; 5,5 \rightarrow 5,2)}{T_{\gamma}(393,8; 6,5 \rightarrow 6,2)} = \frac{\langle 613 - 1 | 52 \rangle^2}{\langle 513 - 1 | 52 \rangle^2} \cdot \frac{\frac{11! \cdot 3!}{1! \cdot 9!}}{\frac{1! \cdot 2!}{1! \cdot 8!}} \cdot [1 - I_2 a (K=5 \rightarrow K=2)]^2 \times$$

$$\times \left(\frac{393,8}{303,7} \right)^3$$

Используя первое значение $a(K=5 \rightarrow K=2) = 0,028$, получим $T_{\gamma}(303,7) = 1,0 \cdot 10^{-8}$ сек и период полураспада состояния $I_{486,6}$ кэв.

4. Отношение матричных элементов переходов, идущих на вибрационную и основную полосы

Отношение приведенных вероятностей переходов на уровни вибрационных и основной полос записывается в виде:

$$\frac{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 4^+, 2)}{B(E1; 5^-, 5 \rightarrow 4^+, 0)} = \frac{\langle 513-1 | 42 \rangle^2}{\langle 511-1 | 40 \rangle^2} \cdot \frac{10! \cdot 2!}{0! \cdot 8!} : \frac{10! \cdot 4!}{0! \cdot 6!} \cdot \frac{M(K=5 \rightarrow K=2)}{M(K=5 \rightarrow K=0)}^2 \times$$

$$\times \left[\frac{1 - I_0 a (K=5 \rightarrow K=2)}{1 - I_0 a (K=5 \rightarrow K=0)} \right]^2 = 1,87 \cdot 1,49 \cdot 10^{-3} \cdot 0,65 \cdot \left[\frac{M(K=5 \rightarrow K=2)}{M(K=5 \rightarrow K=0)} \right]^2$$

Здесь использованы найденные параметры "а". Эксперимент дает величину 0,86, откуда

$$\left[\frac{M(K=5 \rightarrow K=2)}{M(K=5 \rightarrow K=0)} \right]^2 = 475$$

Приведенные вероятности четырехжды запрещенных по "К" γ - переходов оказались меньше приведенных вероятностей дважды запрещенных переходов. Одним из возможных объяснений этого факта может быть наличие среди уровней I_{62}^{Du} в области $\sim 1,5$ Мэв октупольного вибрационного уровня I_{π}^{π} , $K = 5^-, 0$. Такой уровень был найден при энергии 1520 кэв⁽¹¹⁾. Из-за К-запрета он слабо возбуждается в β - распаде $I_{62}^{m} \text{No}$.

Иногда определяют фактор торможения на единицу запрещенности

$$f = \frac{F}{\nu}, \text{ где } \nu = |\Delta K - L|.$$

Для переходов на уровни γ - полосы $f = 1000$; для переходов на уровни основной полосы $f = 75$. Нужно отметить, что большей заторможенности γ - переходов на уровни γ - полосы соответствует больший параметр смешивания по "К".

В некоторых соседних четно-четных ядрах наблюдались состояния с отрицательной четностью, с которых идут $E1$ γ - переходы на уровни основной и γ - вибрационной полос. Для этих переходов также можно определить отношение приведенных вероятностей и матричных элементов переходов на уровни γ - полосы и основной полосы. Из таблицы 2 видно, что в I_{62}^{Du} отношение приведенных вероятностей $\frac{B(E1; K=5 \rightarrow K=2)}{B(E1; K=5 \rightarrow K=0)}$ меньше, чем для аналогичных пе-

переходов в ^{166}Er . Разброс в величинах отношений матричных элементов переходов в соседних ядрах очень велик.

Автор выражает благодарность В.М.Михайлову за полезные обсуждения.

Таблица 1.

E_{γ}	I_{κ}	Мультипольность	I_{γ}	E_{γ}	I_{κ}	Мультипольность	I_{γ}
80,7	>540	E2	-	797,3	слаб.	-	-
89,9	$L_{III}-I2$	E2(+M1)	12	938,3	I,4	E1	1170
95,2	5 5	-	-	997,7	слаб.	-	-
185,2	340	E2	1740	1021,0	$\sim 0,2$	-	-
188,8	4,5	-	-	1032,5	слаб.	-	-
265,6	$\sim 0,5$	-	-	1112,3	$\sim 0,2$	-	-
276,0	3,5	-	-	1131,6	слаб.	-	-
283,2	50	E2	910	1220,9	I,44	E1	1920
303,7	0,55	E1*	39	1229,8	0,2	-	-
386,9	$\sim 0,17$	-	-	1238,1	0,2	-	-
393,2	0,33	E1*	44	1248,1	слаб.	-	-
425,3	0,45	E1*	70	1291,0	слаб.	-	-
445,7	$\sim 0,2$	-	-	1331,6	слаб.	-	-
558,3	слаб.	-	-	1337,9	$\sim 0,4$	-	-

* Мультипольность предполагается в соответствии со схемой распада.

Таблица 2

Сравнение свойств E1 -переходов в ядрах ^{162}Dy , ^{166}Er и ^{168}Er

ядро	Уровень E, I^{π}, κ	$\langle K_i^- \rightarrow 2^+ \rangle$	$a \langle K_i^- \rightarrow 0^+ \rangle$	$\frac{B(E1; I_i \rightarrow I_f, K=2)}{B(E1; I_i \rightarrow I_f, K=0)}$	$\frac{[M(K_i \rightarrow K=2)]^2}{[M(K_i \rightarrow K=0)]^2}$	Ссылка	
^{162}Dy	1487, $5^-, 5$	$t_1=0,028$ $t_2=0,17$	0,011	$\frac{5 \rightarrow 4_2}{5 \rightarrow 4_0}$	0,86	475	Настоящая работа и (2)
^{166}Er	1664, $5^-, 5$	$t_1=0,0033$ $t_2=-0,71$	-	$\frac{5 \rightarrow 5_2}{5 \rightarrow 4_0}$	<10	<1700	(8)
	1691, $5^-, 5$	$t_1=-0,0030$ $t_2=-0,80$	-	$\frac{5 \rightarrow 4_2}{5 \rightarrow 4_0}$	5,3	1900	(8)
	1784, $6^-, 6$	0,28	-	$\frac{6 \rightarrow 6_2}{6 \rightarrow 6_0}$	70	$1,16 \cdot 10^5$	(8)
	1824, $6^-, 6$	0,31	-	$\frac{6 \rightarrow 6_2}{6 \rightarrow 6_0}$	67	$1,14 \cdot 10^5$	(8)
^{168}Er	1095, $4^-, 4$	$a_1=-0,015$ $a_2=0,275$	-	$\frac{4 \rightarrow 4_2}{4 \rightarrow 4_0}$	220	$8,3 \cdot 10^4$	(8-10)
	1543, $3^-, 3$	0,48	$a_1=0,090$ $a_2=0,34$	$\frac{3 \rightarrow 3_2}{3 \rightarrow 4_0}$	6,5	58	(8-10)

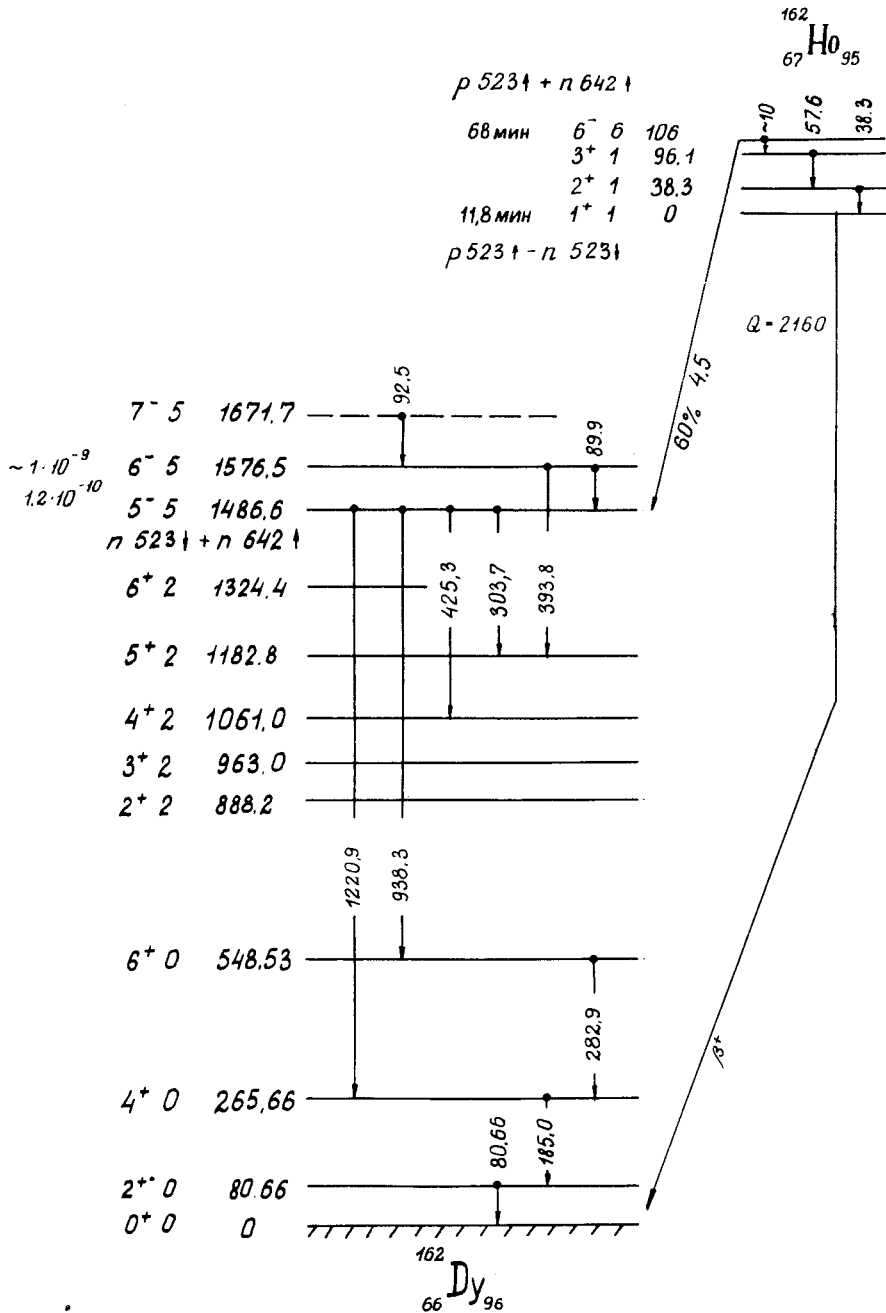


Рис. I. Фрагмент схемы уровней I 5⁰ Dy.

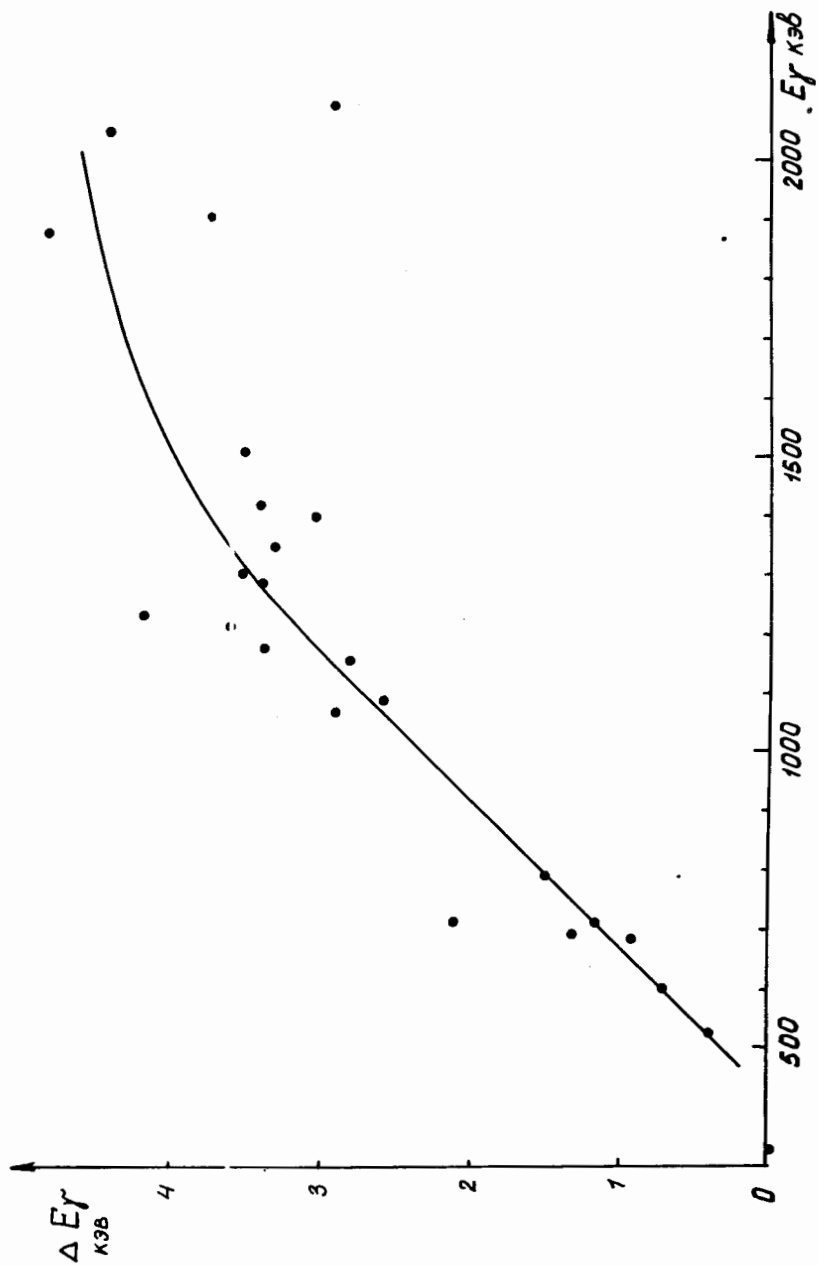


Рис. 2. Разница в энергиях γ -переходов по работе Хармаца и др. /2/ и работам /4, 5/ в зависимости от энергии перехода.

Литература

1. M.Jørgensen, O.B.Nielsen, O.Skilbreid, Nucl. Phys., 24, 443, 1961.
2. В.Harmatz, T.H.Handley, J.W. Mihelich, Phys. Rev., 123, 1758, 1961.
3. Е.П.Григорьев, К.Я.Громов, Б.С.Джелепов, Ж.Т.Желев, В.Звольска, И.Звольски.
Изв. АН СССР, сер.физ. 25,1217 (1961).
4. А.А.Абдумаликов, В.Гнатович, К.Я.Громов. Программа и тезисы докладов 16 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, стр.62, Москва (1966).
5. Л.К.Пекер. Программа и тезисы докладов 12-го Совещания по ядерной спектроскопии в Ленинграде, стр. 19, М.-Л., 1962.
6. O.N.B.Schult, U.Gruber, B.R.K.Maier, Nucl. Structure Study with Neutron, p.119 North Holl.Publ. Comp. Amsterdam, 1966.
7. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 30,1334 (1966).
8. C.Gunter, D.R.Parsignault. Phys.Rev. 153, 1297 1967.
9. J.Jursik, V.Zvolaska. Nucl. Phys. 86, 405 1966.
10. H.R.Koch, Z.Phys. 192, 142 1966.
11. A.Bäcklin, A.Suarez, O.W.B.Schult, B.P.K.Maier, U.Gruber, E.B.Shera, D.W.Hafemeister, W.N.Shelton, R.K.Sheline. Phys. Rev. Lett. 18, N21, A8 1967.

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДРА ^{155}Gd

Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура, К.Зуоер и А.Буззяк.

Институт ядерной физики в Кракове
Институт физики Ягеллонского университета в Кракове.

При помощи магнитного бета-спектрографа типа Даниша изучен спектр конверсионных электронов, сопровождающих распад $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$, в интервале энергий 8 кэв до 600 кэв. Разрешение прибора $\sim 0,04\%$. Точность определения энергий электронов лучей 0,1 кэв. Точность измерения относительных интенсивностей конверсионных линий $\sim 40\%$, а для линий, мало отличающихся по энергиям и интенсивностям, 10% - 15%.

Источником служила тербиевая фракция, выделенная хроматографическим методом из танталовой мишени, облученной протонами с энергией 660 Мэв на синхротрононе ОИЯИ. Идентификация конверсионных линий, принадлежащих распаду ^{155}Tb , производилась на основании их энергий, интенсивностей и периодов полураспада.

Результаты измерений приведены в таблице I. Кроме переходов, известных до сих пор, в настоящей работе найдено 13 новых переходов, из которых 6 включено в схему распада, показанную на рис. I, построенную на основе схемы, предложенной в работе⁽³⁾.

На основании результатов настоящей работы, а также известных литературных данных (обзор использованных нами данных находится в работе⁽¹⁾), предлагается новая интерпретация схемы уровней ядра ^{155}Gd . При этой интерпретации учитывается корригирующее взаимодействие между нильссоновскими состояниями $5/2^+$ [642], $3/2^+$ [651] и $1/2^+$ [660], а также взаимодействие между состояниями, различающимися квантовым числом осциллятора на $\Delta I = 2$. Полученный из

эксперимента матричный элемент взаимодействия $\langle 3/2^+ [402] | H_5 | 3/2^+ [651] \rangle \approx 6$ кэв согласуется с предсказаниями модели Нильссона. Грубые оценки матричных элементов коррилизированного взаимодействия приводят к значениям в 1,5-3 раза меньшим, чем вычисленные по модели Нильссона.

Предлагаемая в настоящей работе интерпретация схемы распада представлена на рис.1, причем для уровней со сложной структурой указана только самая большая компонента.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Огазе, З.Бохнацкому и Я.Жиличу за дискуссии и помощь в обсуждении результатов, К.Я.Грому и В.А.Халкину за предоставление источников тербия, Н.А.Лебедеву за выделение тербия из танталовой мишени, и сотрудникам Радиохимической лаборатории ИЯФ в Прагове за помощь в изготовлении источников.

Таблица I
Спектр конверсионных электронов, возникающих при распаде $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$

Энергия перехода (кэв)	Настоящая работа								Хармац и др. (2)			Фингер и др. (3)	
	Интенсивности конверсионных линий а)								Мультим. перехода	Энергия перехода (кэв)	Интенсивность К-конв. линии	Энергия перехода (кэв)	Мультим. перехода
	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	N	10	11	12	13	14
-										12,7	б)	-	
18,75										18,75	L _I =100	18,75	MI+E2
21,03										21,0	L _I =70	21,0	E2
-										26,65	L _I =20	26,5	E1
31,51										31,43	L _I =35	31,43	E2
-										39,8э)	L _I =4,5	-	
-										40,7	L _I слабая	40,7	(E1)
45,32		37,2			5,5	8,5				45,3	L _I =57	45,3	E1
≈58,0		≈11								58,0	L _I =4,6	58,0	E1
59,63г)		8,2	з)	в)						-		-	
60,03		168	45,5	40,2	32,9	7,9	7,9	7,4	MI/E2=29	60,0	L _I =210	60	MI+E2
д)										60,3	L _I =5	60,3	E2
-										-		66,5э)	
-										-		76,0э)	
-										79,2	≈4	79,2	(E1)
-										80,9	≈2,8	80,9	(E1)
≈86,0	≈360 в)									86,0	≈10	86,0	MI
86,57	≈2065	217	47,1	60,8	43,7	≈8,9	≈14,2	11,0	E1	86,5	1480	86,5	E1
99,03	24,0	3,8	2,9в)						MI(+E2)	99,0	28	99,0	MI+E2
101,16	62,0	8,3							MI(+E2)	101,15	65	101,15	MI
- г)										101,6	слабая	101,6	
102,61 д)	4,6									-		-	
103,38 д)	8,3									-		-	
105,32	1000	100	22,3	23,0	22,3	≈6,2	4,5	5,1	E1	105,3	1000	105,3	E1
≈118,1	≈0,9в)									118,0	≈0,9	118,0	(E1)
120,02э)	≈2,8в)									120,5	≈1,6	120,5	E1
-										-		130	

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
I38,27a)	7,8									I38,2	3,5	I38,2	(EI+M2)
I46,14	3,0									I46,0	слабая	I46,0	E2
I48,66	260	3I,6	2,9	I,24	8,0			2,4	MI/E2≈30	I48,65	290	I48,65	MI+E2
I50,6	≤7,7B)									I50,6	2	I50,6	E2
I58,62	2,9	<1,7B)	0,9	0,7					E2	I58,6	4	I58,6	(E2)
I60,56	46,0	7,8	≈0,9		I,3				MI(+E2)	I60,5	65	I60,5	E2
I61,30	I92	24,5	4,4	2,8	5,4			I,6	MI/E2=8	I61,3	230	I61,3	MI+E2
I62,62	2,9									-		-	
I63,30	336	43,8	3,0	I,0	6,6			2,6	MI/E2=80	I63,3	390	I63,3	MI
I75,34	≤3	0,7								I75,2	3	I75,2	EI
I80,09	375	43,1	3,9	I,5	9,7			2,6	MI/E2≈35	I80,1	490	I80,1	MI
I81,79	4,9	I,5								I81,6	≈7	I81,6	
I81,96	6,1	0,9	B)	B)	<0,6B)					I82,05	≈7	I82,05	
I93,28a)	0,36									-		-	
200,48	I,3e)									-		200	EI
206,55	≈0,72	0,2								-		-	
≈208,0	7,1	I,1	<0,2B)		0,26			≈0,2	MI(+E2)	208,0	8,5	208,0	E2
208,61	≈0,33									-		-	
-										-		216	EI
220,09	3,6									220,0	≈3	220	(E2)
220,77	I5,6	3,1								220,6	2I	220,6	(MI+E2)
227,00	3,6	0,32								226,8	6,2	226,8	MI
232,39	0,7									-		233,5	EI
239,51	4,2	0,59		≈0,2					MI+E2	239,45	8,5	239,4	MI
242,85a)	≈0,4									-		-	
246,36a)	≈0,3									-		-	
248,64a)	≈0,6									-		248	
261,34a)	0,62									-		-	
262,35a)	82,8	9,1	0,4		≈2,0			≈0,5	MI	262,45	I30	262,45	MI
268,6	I,1									266,7	<3,5	268,7	EI
281,08	2,0	≈0,26								281,1	<4,2	281,1	E2
287,05	3,4	0,53	≈0,15							286,9	5,9	286,9	MI
-										-		308	(EI)
310,13a)	≈0,36									-		-	
321,98	≈0,69									321,8	I,8	321,8	MI+E2
340,79	I0,2	0,8								340,8	I2	340,8	MI+E2
-										-		361	
367,33	I,24									-		-	
367,70	0,78									367,6	3,5	367,6	EI
370,72	I,1									371,0	I,9	371,0	MI
-										..		380	
-										..		384,2	
-										..		391,3	(E2)
-										..		395	
402,01	≈0,3									402,3	0,6	402,3	MI

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II	I2	I3	I4
? 408,79 э)	≈0,3									402,3	0,6	402,3	MI
-										-		428	EI
-										-		447	(E2)
-										451,3	0,15	451,3	MI+E2
454,88	≈0,2									454,8	слабая	454,8	MI+E2
-										-		488	(E1)
-										501,8	0,15	501,8	
-										505,9	0,07	505,9	EI+M2
-										-		513	
-										-		532,5	E2
-										-		542,5	
-										-		555	E2
-										559,9	0,46	559,9	MI
-										588,2	≈ 0,2	588,2	EO+E2
-										592,8	0,6	592,8	EO+E2
-										-		610,5	
-										615,5	0,075	615,5	MI
-										-		648	
-										706,2	≈0,07	706,2	
-										715,3	≈0,05	-	

ПРИМЕЧАНИЯ:

- а) интенсивность конверсионной линии K-105,32 кэв принята за 1000 единиц;
б) ненаблюдаемый переход I2,7 кэв был введен в схему распада Харматцом и др. (2) для получения баланса интенсивности для уровня II8 кэв;
в) конверсионная линия не разрешена от другой накладывающейся линии;
г) линия $L_{II} - 58,63$ кэв ранее была принята за линию K-101,6 кэв;
д) линия K-102,61 кэв и K-103,38 кэв были ранее приняты за L_{II} и L_{III} - конверсионные линии перехода 60,3 кэв, но отношение их интенсивностей не соответствует теоретическому значению L_{II}/L_{III} для любой мультипольности перехода;
е) интенсивность линии K-200,48 кэв получена из вычитания линии $L_{II} - 158,62$ кэв от сложного пика. Интенсивность $L_{II} - 158,62$ кэв вычислена из интенсивностей других конверсионных линий этого перехода, если принять его мультипольность как E2,
ж) интенсивности конверсионных линий перехода 262,35 кэв получены после вычитания от сложных пиков интенсивностей соответствующих конверсионных линий перехода 262,45 кэв и распада $156Tb \rightarrow 156Gd$;
з) линия не размещена в схеме распада, приведенной на рис.1.

Л и т е р а т у р а

- I. J. Kormicki, M. Miesowicz, Z. Stachura, K. Zuber and A. Budziak, Excited states of ^{155}Gd nucleus. Submitted for publication in Nuclear Phys.
- B. Harmatz, T. H. Handley and J. W. Mihelich. Phys. Rev. **128**, 1186, 1962.
- M. Finger, P. Galan, M. Kuznetsova, J. Liptak, J. Urbanec and J. Vrzal. Preprint J.I.N.R., E-2908 (1966).

СХЕМА РАСПАДА ^{165}Tm

В. Курцевич, Э. Мороз, Б. Ш. Нильсен, Э. Прейбиш
Институт ядерных исследований, Варшава

Распад ^{165}Tm до сих пор исследовался в нескольких работах⁽¹⁻⁷⁾. Целью настоящей работы являлось получение новых данных об уровнях ^{165}Er путем измерения $e-\gamma$ совпадений при помощи 6-H азотного β -спектрометра с кристаллом $7,6.7,6 \text{ см}^2$ NaI для детекции γ -квантов. Ge(Li) -детектор применялся для $\gamma-\gamma$ совпадений и для измерения простого γ -спектра, из которого получены относительные интенсивности γ -переходов.

На опыте подтвердилась основная часть схемы распада, предложенная Харматцом⁽¹⁾, в которую авторы добавочно ввели следующие новые уровни (рис.1): $5/2$ или $7/2 - 477$ кэв, $3/2 + 589$ кэв, $5/2 + 605$ кэв, $1/2 + 745$ кэв, $3/2 - 962$ кэв, $3/2 + 1031$ кэв, $1/2$ или $3/2 - 1103$ кэв, $1/2$ или $3/2 - 1289$ кэв, $1/2$ или $3/2 + 1412$ кэв. Три из этих уровней были независимо установлены в текущем году в работах Желепова и Звольской^(6,7). Вводится ротационная полоса, построенная на уровне $1/2 + [660] + \gamma \text{ vibr}$ с энергией 507 кэв (рис.2). Спин этого состояния установлен на основе мультипольности $E2$ -перехода с энергией 460 кэв [$\alpha_K = (1, 7 \pm 0, ?) \cdot 10^{-11}$]. Параметр A обратно пропорционален моменту инерции для этой полосы и равен 15,4 кэв. Параметр развязки $a = 0,81$.

Интерпретация неротационных уровней основана на сравнении с соседними ядрами⁽⁸⁾ и на сравнении с расчетами неротационных уровней деформированных ядер с нечетным A ⁽⁹⁾. Главные компоненты неротационных уровней приведены в таблице I.

Таблица I

Эксперимент		Ст р у к т у р а	Энергия из расчетов ⁽⁹⁾ , кэв
энергия, кэв	K		
0	$5/2$	$5/2 - [523]$	0 (8)
47	$5/2+$	$5/2 + [642]$	90 (8)
243	$3/2-$	$3/2 - [521]$	300 (8)
297	$1/2-$	$1/2 - [521], 5/2 - [523] + Q (22)$	320 (8)
477	$5/2$ или $7/2$		
507	$1/2 +$	$1/2 + [660], 5/2 + [642] + Q (22)$	640
589	$1/2$ или $3/2$	$(3/2 - [532])$	950
608	$5/2 -$	$5/2 - [512]$	670 (8)
745	$1/2 +$	$1/2 + [660], 5/2 + [642] + Q (22)$ $3/2 + [651] + Q (22)$	1020
854	$3/2 +$	$3/2 + [651]$	460 (8)
920	$1/2 -$	$(5/2 - [523] + Q (22), 3/2 - [521] + Q (22))$	910
1031	$3/2 +$		
1103	$1/2$ или $3/2-$	$(3/2 - [521] + (22), 5/2 - 523 + Q (22))$	1050
1289	$1/2$ или $3/2-$	$(1/2 - [510], 5/2 - 512 + Q (22))$	1300
1412	$1/2$ или $3/2+$	$(3/2 - [521] + Q (30))$	1400
1427	$3/2+$	$1/2 + [411]_p + 7/2 - [523]_p + 5/2 - [523]_n$	

100/100
 100/100
 100/100

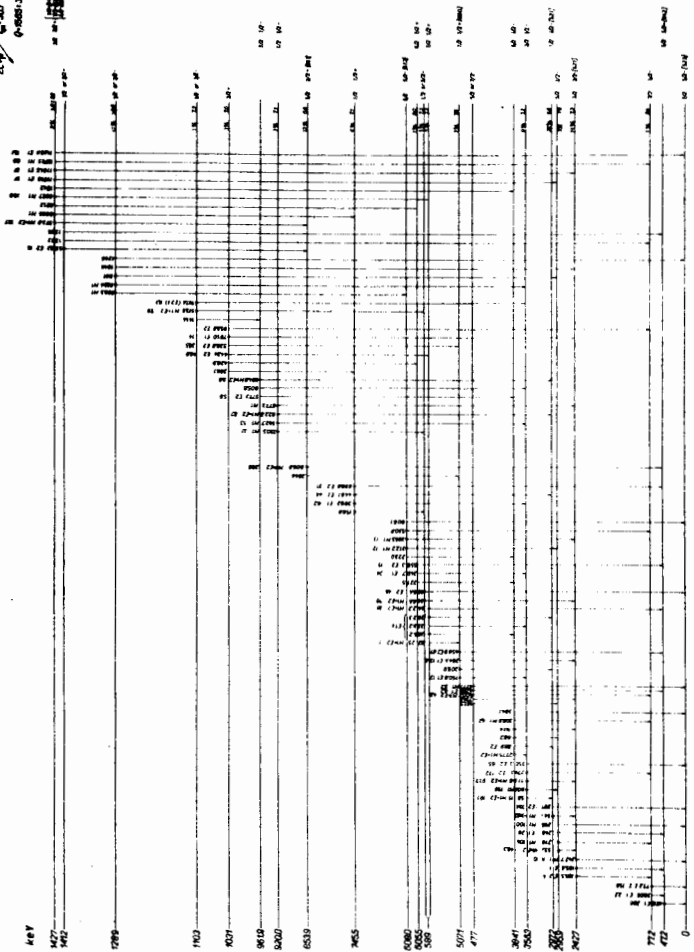


Рис. 1. Схема распада 165 Тм .

$K\pi = 1/2 +$ ROTATIONAL BAND

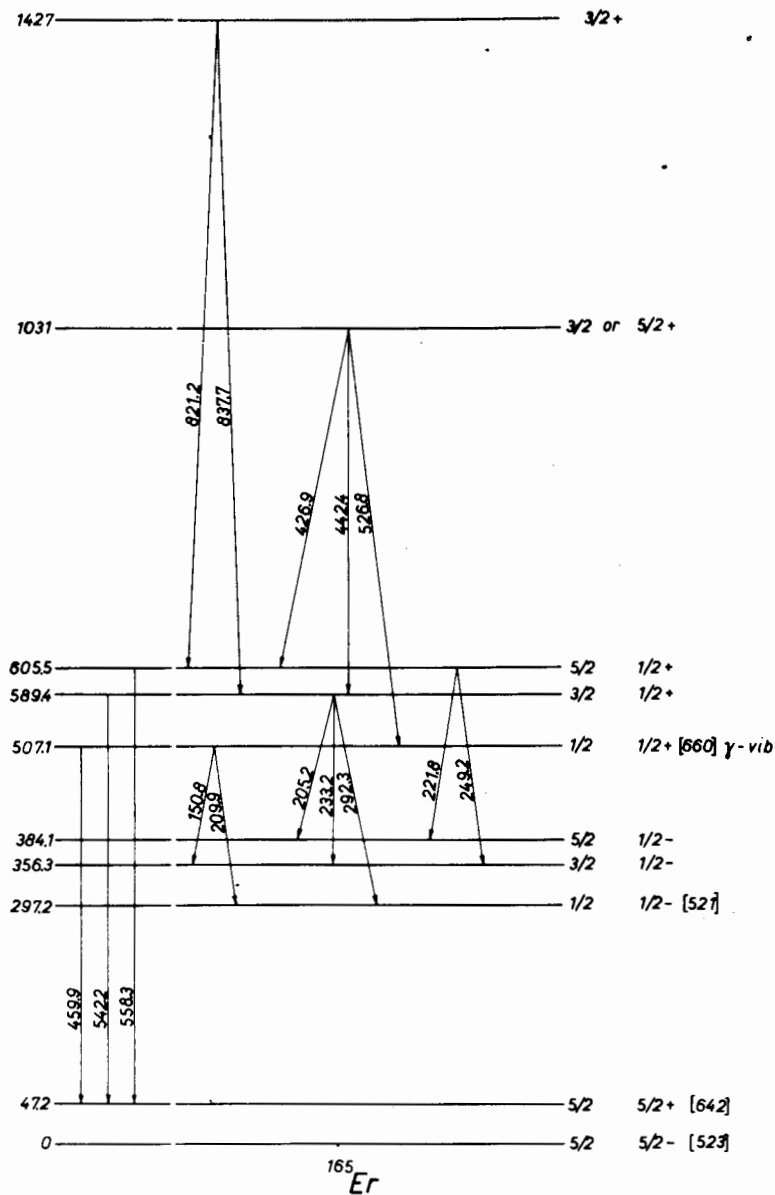


Рис. 9. Часть схемы распада, связанная с $1/2+ [660] + \gamma\text{ vibr}$ ротационной полосой.

Л и т е р а т у р а

1. V. Harms et al. Phys. Rev. 128. /1962/ 1186
2. К.Я. Громов и др. Изв. АН СССР, 27 (1963) 195
3. В. Звольска. Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1964
4. Z. Freibisz et al. Phys. Lett. 14 /1965/ 206
5. N. Bonch-Osmolovskaja Nucl. Phys. 81 /1966/ 225
6. Б.С. Желепов и др. Изв. АН СССР, 31 (1967).
7. В. Звольска и др. Программа и тезисы ХУП совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 1967г.
8. C.W. Reich and M.E. Bunker, ХУП Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Москва, 1966г.
9. V.G. Soloviev et al. Report В4 3051 JINR, Dubna 1965.

К-ИЗОМЕР ^{166m}Yb

Р. Арльт, Ж. Желев, В. Калининков, З. Малек, Г. Музиоль, Н. Ненов, З. Усманова,
Х. Штрусный
ОИЯИ

Обнаружена ранее неизвестная короткоживущая активность в иттербиевой фракции, идентифицированная как изомерное состояние ^{166m}Yb . Период полураспада определен равным (18 ± 2) мин. Идентификация проведена по генетической связи с цепочкой $^{166m}\text{Yb} \rightarrow ^{166}\text{Tm} \rightarrow ^{166}\text{Tm} \rightarrow ^{166}\text{Er}$. Иттербиевая фракция хроматографически выделялась из продуктов глубокого расщепления, полученных при облучении Та-мишени на синхротроне в течение 10 мин. Для исследования генетической связи $\text{Yb} \rightarrow \text{Tm}$ проводилось выделение дочерней активности⁽¹⁾ и разделение изомерных ядер⁽²⁾, с использованием реакции Сцилларда-Чалмерса во фталоцианиновых комплексах.

При исследовании цепочки $^{166}\text{Hf} \rightarrow ^{166}\text{Lu} \rightarrow$ наблюдались 20-минутные и 7-часовые активности, которые относятся соответственно ^{166m}Yb и ^{166}Tm ⁽³⁾.

Исследование гамма-спектров проводилось на гамма-спектрометре с Ge(Li) -детектором с чувствительным объемом $4,8 \text{ см}^3$ и разрешающей способностью 6 кэВ на линии ^{60}Co ($E_{\gamma} = 1332 \text{ кэВ}$). Для регистрации и обработки спектров использована 4096-канальная система, связанная с ЭВМ Минск-2⁽⁴⁾.

Л и т е р а т у р а

1. W. Herr, Z. Naturforschung 5a (1950) 629
2. W. Herr, Z. Naturforschung 9a (1954) 180
3. Р. Арльт и др. Доклад на X Совещании по ядерной спектроскопии, Дубна, 1967 г.
4. Г.И. Забиякин, И. Звольский и др. Доклад на ХУП Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра Харьков, 1967г.

НОВЫЕ ИЗОТОПЫ ^{167}Hf , ^{166}Hf и ^{166}Lu

Р. Арльт, З. Малек, Г. Музиоль, Г. Фреппер, Х. Штрусный

Радиохимическим методом на основе генетической связи с дочерними изотопами гафния-лютецием, иттербием и тулием были обнаружены новые нейтронодефицитные изотопы ^{167}Hf , ^{166}Hf . Периоды полураспада равны соответственно: ^{167}Hf - $(1,9 \pm 0,2)$ мин, ^{166}Hf - $(5,3 \pm 0,7)$ мин. Активность, убывающая с периодом полураспада $(3,3 \pm 0,2)$ мин приписывается изотопу ^{166}Lu .

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ ИЗ РАСПАДА ИЗОМЕРОВ ^{198}Tl И ИЗОТОПА ^{199}Tl

Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, Н.Н.Краснов
Институт ядерной физики АН Каз. ССР

Возбужденные состояния ^{198}Hg из распада ^{198}Tl и $^{198\text{m}}\text{Tl}$ изучались в ряде работ⁽¹⁻⁶⁾. В случае распада ^{198}Tl исследования проводились в основном по электронам конверсии. Однако во всех работах интенсивности конверсионных электронов не приводятся и сообщаются лишь энергии соответствующих гамма-переходов. Гамма-излучение ^{198}Tl изучалось ранее только сцинтилляционными спектрометрами^(2,3). В недавней работе⁽³⁾ сообщается, что гамма-лучи ^{198}Tl исследовались также по фотоэлектронам, но данных об интенсивностях авторы⁽³⁾ не приводят.

Распад ^{199}Tl изучается в основном по электронам внутренней конверсии^(7,8). С целью получения дополнительных сведений о распаде изомеров ^{198}Tl и изотопа ^{199}Tl нами приведены измерения спектров конверсионных электронов и спектров гамма-лучей. Измерения гамма-спектров проводились на $\text{He}(\text{Li})$ -спектрометре с кристаллом диаметром ~ 2 см и толщиной чувствительного слоя ~ 5 мм. Спектрометр имел разрешение ~ 6 кэВ по линии 662 кэВ ^{137}Cs . Анализ импульсов производился на анализаторе АИ-256.

Для энергетической градуировки спектрометра использовались изотопы ^{114}In , ^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{144}Pr , ^{60}Co и ^{124}Sb . Дополнительно для градуировки использовались также переходы 411,6; 1202 и 2039 кэВ ^{198}Tl , энергии которых известны с хорошей точностью. Градуировка по относительной эффективности спектрометра к гамма-лучам проводилась на тех эталонных изотопах, в спектре которых имеется не менее 2-х гамма-линий с известной относительной интенсивностью.

Измерения конверсионных спектров проводились на магнитном β -спектрометре ЛМЭ при разрешении по импульсу от 0,3 до 0,6 %.

Гамма-спектры изучались в области энергий 70 ± 3000 кэВ. Спектры конверсионных электронов измерялись в области 400 ± 1400 кэВ в случае ^{198}Tl , и 30 ± 600 кэВ в случае ^{199}Tl . Принадлежность γ -линии изотопам ^{198}Tl , ^{199}Tl определялась по периоду полураспада.

Исследуемые изотопы $^{198,198m}\text{Tl}$ и ^{199}Tl получились по реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)^{198}\text{Tl}$, ^{199}Tl и $^{198,199}\text{Hg}(\text{p}, n)^{198}\text{Tl}$ ^{199}Tl при облучении золотой мишени α -частицами и ртутной мишени протонами с последующим радиохимическим разделением. Методика выделения описана в работе (9). Энергия протонов - 10 Мэв, энергия α - частиц менялась от 40 до 25 Мэв. Облучения проводились на полутораметровых циклотронах ИЯФ АН Каз.ССР и ФЭИ.

Всего было изучено 6 источников таллия, полученных из ртутной мишени, и 15 источников из золотой мишени. Измерения начинались, в среднем, спустя полтора часа после окончания облучения.

Экспериментальные результаты таллий ^{198}Tl

Результаты измерений энергии и относительных интенсивностей гамма-лучей из распада ^{198}Tl вместе с данными других авторов приведены в таблице I.

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей ^{198}Tl Таблица I

E γ (кэв)			J γ (отн. ед.)	
Сакай (3)	Гупта (2)	Настоящая работа	Настоящая работа	Гупта (2)
1	2	3	4	5
219,7	-	219 \pm 1	0,0009 \pm 0,0002	-
235,4	-	236 \pm 1	0,0014 \pm 0,0003	-
241	-	-	-	-
247,4	-	(247 \pm 1)	-	-
411,6	410	412	11 \pm 3	4,17
-	-	(527 \pm 3)	0,010 \pm 0,003	-
587,3	-	587 \pm 2	0,007	-
596	-	595 \pm 2	0,007	-
635	650	634 \pm 2	2,5 \pm 0,4	1,67
676,9	-	673 \pm 1	1,5 \pm 0,2	
758,7	-	756 \pm 2	0,42 \pm 0,09	-
772,4	-	772 \pm 3	0,04	-
790,5	-	787 \pm 2	0,1	-
799,5	-	798 \pm 1	0,07	-
-	-	(833 \pm 1)	0,11 \pm 0,03	-
-	-	895 \pm 2	0,18 \pm 0,03	-
-	-	920 \pm 3	0,25 \pm 0,04	-
943	-	940 \pm 2	0,23 \pm 0,05	-
-	-	960 \pm 3	0,13 \pm 0,03	-
1009,9	-	1006 \pm 1	0,63 \pm 0,12	0,13
1044,9	-	1046 \pm 1	0,12 \pm 0,03	
1070,7	1080	1067 \pm 1	0,12 \pm 0,04	
1088,2	-	1086 \pm 1	0,37 \pm 0,03	
1137,4	-	1135 \pm 2	0,17 \pm 0,03	-
1202,3	1200	1202	I	I
1253	-	1253 \pm 5	0,12 \pm 0,02	-
1315	-	1313 \pm 2	0,74 \pm 0,04	-
1359	-	1357 \pm 2	0,21 \pm 0,02	-

1	2	3	4	5
1405,5		1404	0,1	
1422,6	1420	1422±1	1,3±0,1	I, I
1437,3		1439±2	0,29±0,03	.
1449		1448±2	0,29±0,07	
1492		1491±2	0,53±0,04	
-		1519±1	0,22±0,06	
1562		1562±2	0,14±0,02	
1596,1		1595±2	0,4±0,1	.
1613,1		-	-	
-		1630±3	0,17±0,06	
1660,3		1659±3	0,23±0,04	
1722,8		1720±2	0,37±0,07	
1768		1764	0,63±0,03	
1799,4		1794±1	905	
1832,7		1832±1	0,58±0,02	
1858		1852±3	0,13±0,01	
-		1902±1	0,39±0,06	
1953		1953±5	0,16±0,02	
2039,4	2010±50	2039	1,5± 0,1	0,7
2071		2071±1	0,12±0,02	
-		(2102±2)	0,08±0,02	
2150		2146±3	0,09±0,01	
2170		2170±2	0,042±0,007	
2188		2188±2	0,32±0,07	
2280		2283±2	0,16±0,02	
2367		2367±3	0,11±0,02	
-		2426±3	0,13±0,02	
-		2462±2	0,07	
2476	2450±50	2477±2	0,21±0,02	} 0,25
2495		2496±2	0,25±0,03	
-		2540±4	0,06±0,02	
-		2558±4	0,05±0,02	
-		2621±4	0,077±0,006	
-		2670±7	0,033±0,010	
2694		-	-	
-		2730±10	0,04 ± 0,01	
-	2780±50	{ 2762±4	0,025±0,002	} 0,08
-				
-		2856±6	0,04±0,01	
-		(2880±6)	0,030±0,008	

* В скобках указаны энергии переходов, не идентифицированных по периоду полураспада.

В области энергий 800-1000 кэв обнаружены новые гамма-переходы (833), 895, 920 и 960 кэв. В области 1600 и 1900 кэв обнаружены сильные переходы 1630 и 1902 кэв. Кроме того, много новых переходов наблюдается в области от 2 до 3 Мэв. Для иллюстрации на рис.1 приведен экспериментальный гамма-спектр ¹⁹⁸Tl.

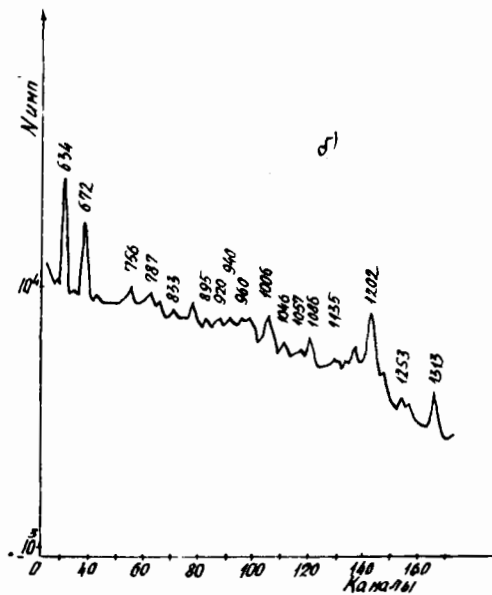
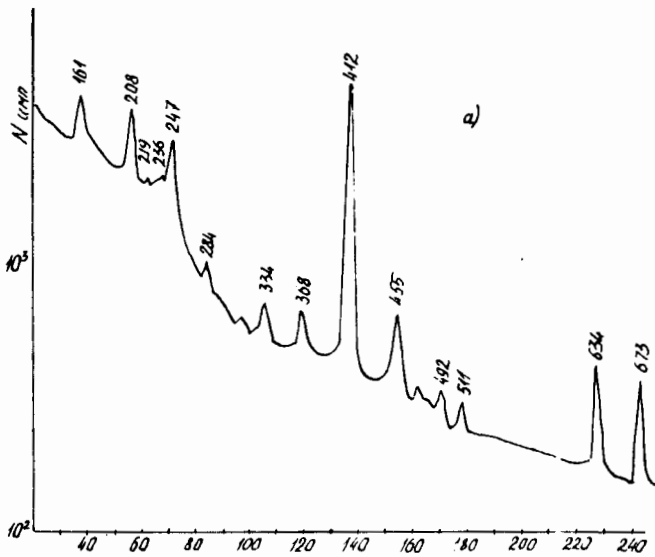


Рис. 1. а), б). Экспериментальный γ -спектр ^{198}Tl .

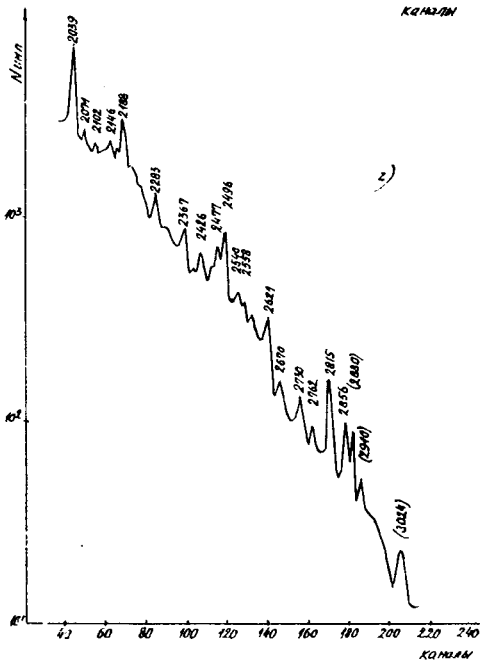
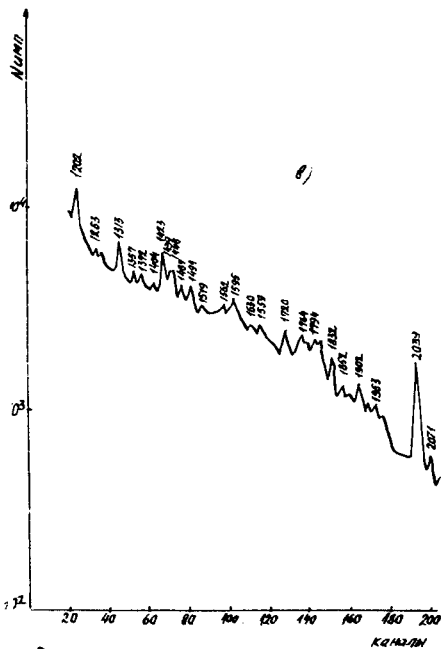


Рис. 1. в), г). Экспериментальный γ -спектр ^{138}La .

В конверсионном спектре наблюдается линия с энергией 523,8 кэв, которую мы интерпретируем как К-линию гамма-перехода 607 кэв.

В области энергий электронов 830 ± 880 кэв наблюдаются две линии, которые мы отождествляем с К-линиями γ-переходов 924, 941 кэв.

^{198m}таллий. При исследовании гамма-спектров наблюдается ряд гамма-переходов, которые распадаются с периодом от 1,4 до 2 часов. Эти гамма-линии мы отнесим к распаду ^{198m}Tl, период полураспада которого, согласно (4), равен 1,7 часа. Данные об энергиях и интенсивностях этих переходов приведены в таблице 2.

Энергии и интенсивности гамма-лучей из распада ^{198m}Tl Таблица 2

E_{γ} кэв	J_{γ} отн.един.	$T_{1/2}$ час
153 ± 2	0,022 ± 0,008	2
225 ± 2	0,16 ± 0,01	1,8
283 ± 1	0,63 ± 0,06	2
412	0,74 ± 0,03	1,7
444 ± 3	0,065 ± 0,015	1,8
587 ± 2	1	1,9
634 ± 2	1,0 ± 0,1	1,4

¹⁹⁹таллий. Результаты измерений энергий и интенсивностей конверсионных электронов и интенсивностей гамма-лучей ¹⁹⁹Tl приведены в табл.3. Используя полученные данные по интенсивностям электронов и гамма-лучей, мы произвели оценку мультипольностей наблюдаемых гамма-переходов.

Энергии и интенсивности γ-лучей и конверсионных электронов мультипольности переходов ¹⁹⁹Tl Таблица 3

E_{γ} кэв	$J_{\text{эк}}$ Отн.ед.	J_{γ} отн. един.	$\alpha_{\text{к}} \text{ эксп.}$ $\times 10^{-1}$	$\alpha_{\text{к}} \text{ теор.}$ $\times 10^{-1}$	Мультип. по $\alpha_{\text{к}}$
158,5±0,2	0,29	0,50 ± 0,07	2,2	2,9	E2
195,5±0,1	0,14	0,070 ± 0,014	7,5	10	M1
208,2	2,05	1	7,73	7,73	89% M1+11% E2
247,4±0,1	1,0	0,6 ± 0,1	6,3	5,2	M1
284,3	0,20	0,23 ± 0,05	3,3	3,5	M1
333,7	0,10	0,17 ± 0,04	2,2	2,3	M1
402,6±0,2	0,041	0,12 ± 0,03	1,3	1,4	M1
455,0±0,2	0,19	0,85 ± 0,13	0,83	1,0	M1
492,1±0,7	0,018	0,17 ± 0,02	0,41	0,52 (0,82)	M1 (E3)

Оценка произведена сравнением экспериментальных и теоретических коэффициентов конверсии $\alpha_{\text{к}}$ для мультипольностей E1, E2, E3, M1, M2, M3. За линию с известной мультипольностью (89% M1+11% E2) (?) принимался переход 208 кэв. Полученные выводы о мультипольностях также приведены в табл.3.

Л и т е р а т у р а .

1. В. Jung. Nucl. Phys. 10, 440, 1959.
2. R.K.Gupta, I. Svedberg, G.Andersson. Ark, Fys. 18, 443, 1961.
3. M.Sakai, H.Ikegami, T. Yamaraki. M.Nozaawa. Compt. Rend. Cpngr. Intern. Phys. Nucl. 2, p. 505, 1964 Paris.
4. В. Jung, G.Andersson. Nucl. Phys. 15, 108, 1960.
5. P.S.Fisher, V.Knapp Proc. Phys. Soc. 69A, 541, 1956.
6. P.F.Pettry, R.A.Naumann, I.S.Evans Phys. Letters. 21, 541, 1966.
7. В. Jung, I. Svedberg, Nucl. Phys. 20, 630. 1960.
8. R.W.Bauer, L.Grodzins, H.H.Wilson, Phys. Rev. 128, 694, 1962.
9. Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, А.И.Цыцын. Исследование излучений, сопровождающих распад таллия ^{200}Tl (доклад на настоящем совещании).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ РАСПАД ТАЛЛИЯ ^{200}Tl

Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, А.И.Цыцын
Институт ядерной физики АН Каз.ССР

Распад ^{200}Tl исследовался в ряде работ⁽¹⁻⁵⁾. Наиболее полные сведения были получены в недавней работе Сакая и др.⁽⁵⁾. На основе полученных данных была предложена схема распада ^{200}Tl .

С целью уточнения данных по распаду ^{200}Tl нами были изучены спектры γ -лучей с помощью полупроводникового германиево-литиевого спектрометра и спектры конверсионных электронов с помощью магнитного β -спектрометра $\sqrt{V2}$ при разрешении 0,25% по импульсу.

Подробные сведения о характеристиках полупроводникового спектрометра, а также о градуировке по энергии и относительной эффективности приведены в работе⁽⁶⁾.

Гамма-спектры ^{200}Tl исследованы в области 60-2000 кэв, спектры конверсионных электронов изучены в области 100-1600 кэв. Принадлежность гамма-переходов изотопу ^{200}Tl определялась по периоду полураспада и по химической принадлежности.

Исследуемый изотоп ^{200}Tl получался по реакциям $^{200}\text{Hg}(p,n)^{200}\text{Tl}$ и $^{197}\text{Au}(\alpha,n)^{200}\text{Tl}$ при облучении мишени ртути протонами 10 Мэв и мишени золота α -частицами 25 Мэв на циклотроне ИЯФ АН Каз.ССР. В качестве ртутной мишени использовались различные химические соединения ртути - металлическая ртуть, HgO , Hg_2Cl_2 . Вес мишени около 2 граммов. Для облучения α -частицами использовалась золотая фольга толщиной 10 микрон и весом $\sim 0,05$ грамма. После облучения проводилось радиохимическое выделение ^{200}Tl .

При выделении таллия использовались в сочетании методы цементации и ионообменной хроматографии. Облученная окись ртути растворялась в минимальном количестве HCl (1:3), а облученная золотая фольга - в царской водке с последующим удалением азотной кислоты. Затем проводилась цементация таллия двукратным по отношению к весу мишени количеством медного порошка в течение 2-х минут, а оставшийся раствор фильтровался. Разделение Cu (II) и

$Tl(III)$, окисленных после цементации хлором, проводилось из $2M$ по $HC2$ растворов на хроматографической колонке, заполненной анионитом Дауэкс-1 в Cl^- форме. Сорбированный на смоле $Tl(III)$ элюировался смесью $0,1M Na_2H_2O_4 \cdot HCl + NH_4OH$ (1:1). Выход таллия начинался после первого свободного объема. Активность его выжималась электролизом элюата на платиновую подложку.

Всего было изучено 6 источников ^{200}Tl , полученных из ртутной мишени, и 3 источника из золотой мишени. Измерения начинались спустя сутки после окончания облучения.

Экспериментальные результаты

Результаты измерений энергий и относительных интенсивностей гамма-лучей приведены в таблице I. Для сравнения там же приведены данные других авторов. Экспериментальный спектр γ -лучей показан на рис. 1а, б, в. В области энергий 700-800 кэв наблюдаются новые переходы 750 и 764 кэв. В области ~ 1700 кэв наблюдаются новые переходы 1642 и 1682 кэв.

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей ^{200}Tl Таблица I

№ пп	E_{γ} (кэв)			J_{γ} (ст. ед.)		
	Сагай (5)	Гупта (3)	Настоящая работа	Настоящая работа	Сагай (5)	Гупта (3)
1	2	3	4	5	6	7
1.	114,5		-	$\leq 0,5$		
2.	133,5		134	≤ 1		
3.	200,1		-	-		
4.	227,0		230 ± 3	$\leq 0,4$		
5.	250,9		251	$1,0 \pm 0,3$		
6.	272,1		-	-		
7.	276,1		-	-		
8.	288,6		289	$0,4 \pm 0,2$		
9.	309,1		309 ± 1	$0,5 \pm 0,15$		
10.	338,1		338	$0,5 \pm 0,1$		
11.	368,0	368	368	100	120 ± 20	100
12.	388,5		387 ± 1	$0,9 \pm 0,3$		
13.	399,6		400 ± 2	$0,7 \pm 0,3$		
14.	477,0		481 ± 1	$0,7 \pm 0,2$		
15.	520,7		521	$\leq 0,9$		
16.	545,1		542 ± 2	$1,2 \pm 0,4$		
17.	555,0		560 ± 2	$\leq 0,8$		
18.	579,4	579	579 ± 2	19 ± 2	14	18 ± 2
19.	591,4		591 ± 2	$0,75 \pm 0,06$		
20.	611,7		609 ± 1	$0,8 \pm 0,1$		
21.	629,0		628 ± 2	$1,6 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,2$	
22.	660,5		660 ± 1	$3,6 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,3$	
23.	690,0	680	687 ± 2	$1,5 \pm 0,2$		6
24.	700,5		701 ± 1	$2,6 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,4$	
25.	712,3		709 ± 1	$1,0 \pm 0,4$		

1	2	3	4	5	6	7
26.	-		750±5	1,4±0,4		
27.	-		764±5	1,5±0,4		
28.	771,7		776±1	≤ I		
29.	781		781±2	3,2±0,4	1,8±0,3	3,1±0,4
30.	786,2	787	786±2			
31.	828,6	829	829	15±3	10,4±0,5	11,4±1,2
32.	-		865±3	1,6±0,7		
33.	886,6		887±1	4,2±0,5		0,64±0,2
34.	898,0		903±3	1,3±0,6	1,1±0,2	
35.	939	(947)	940±3	1,9±0,7		(I)
36.	1013,1		1013±2	-		
37.	1028,7		1030±3	~1,8		
38.	1054,9		1054±2	~1,9		
39.	1082,7		1087±3	1,5±0,4		
40.	1112		1112±2	~ 2		
41.	1131		1134±2	3,0±1		
42.	1169		1174±3	1,7±0,4		
43.	1206,8	1207	1207	45±10	40±2	35±4
44.	1227,0	1227	1228±1	4,5±0,8	6,9±0,7	
45.	1254,0		1256±2	2,6±0,7		
46.	1264,8		1263±1	5,6±0,8	1,2±0,4	
47.	1275,2		1274±2	7±1		
48.	1320		1315±3	I		
49.	1341,4		1342±4	2,8±0,9	1,2±0,4	
50.	1364,8	1364	1366±1	8±2	5,4±0,4	5,3±0,6
51.	1409,9		1410±1	2,3±0,6	2,2±0,4	
52.	1478,6		1470±2	4±1		
53.	1516,7	1517	1516±1	7,0±1,5	5,1±0,3	4,5±0,5
54.	1569		1567±4	0,9±0,2		
55.	1593		1595±1	2,3±0,8		
56.	1604,1	1600±20	1604±1			0,70±0,25
57.	-		1642±4	0,6±0,1		
58.	-		1682±3	0,6±0,1		
59.	1718,3	1720±20	1714±3	1,2±0,2	0,9±0,2	0,39±0,08
60.	1745,0		1737±3	1,1±0,4		
61.	1760,0		1760±1	1,1±0,2		
62.	1862,2		1863±5	0,3±0,1		
63.	1899,8	1900±20	1907±4	0,4±0,1		0,12±0,03
64.	1920,0		1920±4	0,3±0,1		
65.	1966,3		1966±2	0,3±0,1		
66.	1990,7	2000±20	1991±3	~0,01		0,08±0,02
67.	2012,0		2020	~0,3		

Результаты измерений спектров конверсионных электронов приведены в таблице 2. На рис.2 для иллюстрации приведен экспериментальный спектр электронов конверсии. В области ~100 кэВ наблюдается линия с энергией $E_e = 111,5$ кэВ, которую мы интерпретируем как К-

Энергии и интенсивности конверсионных электронов ^{200}Tl . Таблица 2

№ пп	E_e (кэВ)	J_e (отн. ед.)	Идентифи- кация	№ пп	E_e (кэВ)	J_e (отн. ед.)	Идентифи- кация
1	2	3	4	1	2	3	4
1.	33,47	-	KI16,6	25.	577,6	0,012	K660,7
2.	52,22	-	KI33,5	26.	704,6	0,005	K787,7
3.				27.	745,5	0,027	K828,6
4.	146,3	0,16	K229,4	28.	769,0	0,001	L783,8
5.	168,5	0,054	K251,6	29.	803,9	0,001	K887,0
6.	213,8	0,010	L228,6	30.	815,2	-	K898,3
7.	219,2	0,006	?	31.	828,0	0,000	M831,6
8.	226,7	0,013	K309,8	32.	1123,7	0,067	KI206,8
9.	236,7	-	L251,5	33.	1144,6	0,005	KI227,7
10.	257,5	0,0095	K340,6	34.	1183,4	0,002	KI266,5
11.	274,4	0,018	L289,3	35.	1191,7	-	LI206,5
12.	284,8	1	K367,9	36.	1191,7	-	KI274,8
13.	304,4	0,0079	K387,5	37.	1204,6	0,002	MI208,2
14.	338,7	-	M342,3	38.	1212,3	0,007	LI227,1
15.	352,7	0,45	L367,5	39.	1280,3	0,004	KI363,4
16.	364,3	0,14	M367,9	40.	1283,4	0,004	KI366,5
17.	381,2	0,0029	M384,8	41.	1324,8	0,001	KI407,9
18.	478,0	0,0034	K561,1	42.	1349,6	0,000	LI364,4
19.	496,3	0,11	K579,4	43.	1352,5	0,000	LI367,3
20.	508,7	0,0055	K591,8	44.	1429,0	0,000	KI512,1
21.	513,9	0,0027	?	45.	1433,9	0,003	KI517,0
22.	545,2	0,0069	K628,3	46.	1503,4	0,000	LI518,2
23.	548,0	0,0029	?	47.	1523,4	0,001	KI606,5
24.	565,2	0,013	L580,0				

линию перехода I94,6 кэВ. Переход I364 кэВ в наших измерениях проявляется как двойной с энергиями I364,4 кэВ и I367,3 кэВ.

Используя полученные данные об интенсивностях конверсионных электронов и гамма-лучей, мы произвели оценку мультипольностей наблюдаемых гамма-переходов. Оценка производилась сравнением экспериментальных коэффициентов конверсии с теоретическими \mathcal{L}_k для мультипольностей E1, E2, E3, M1, M2, M3. За линию с известной мультипольностью принимался переход 368 кэВ, мультипольность которого, согласно работе (4), E2.

Полученные выводы о мультипольностях гамма-переходов приведены в таблице 3.

В заключение авторы благодарят О.Д.Ковригина и Г.И.Сичикова за предоставление β -спектрометра для проведения части измерений.

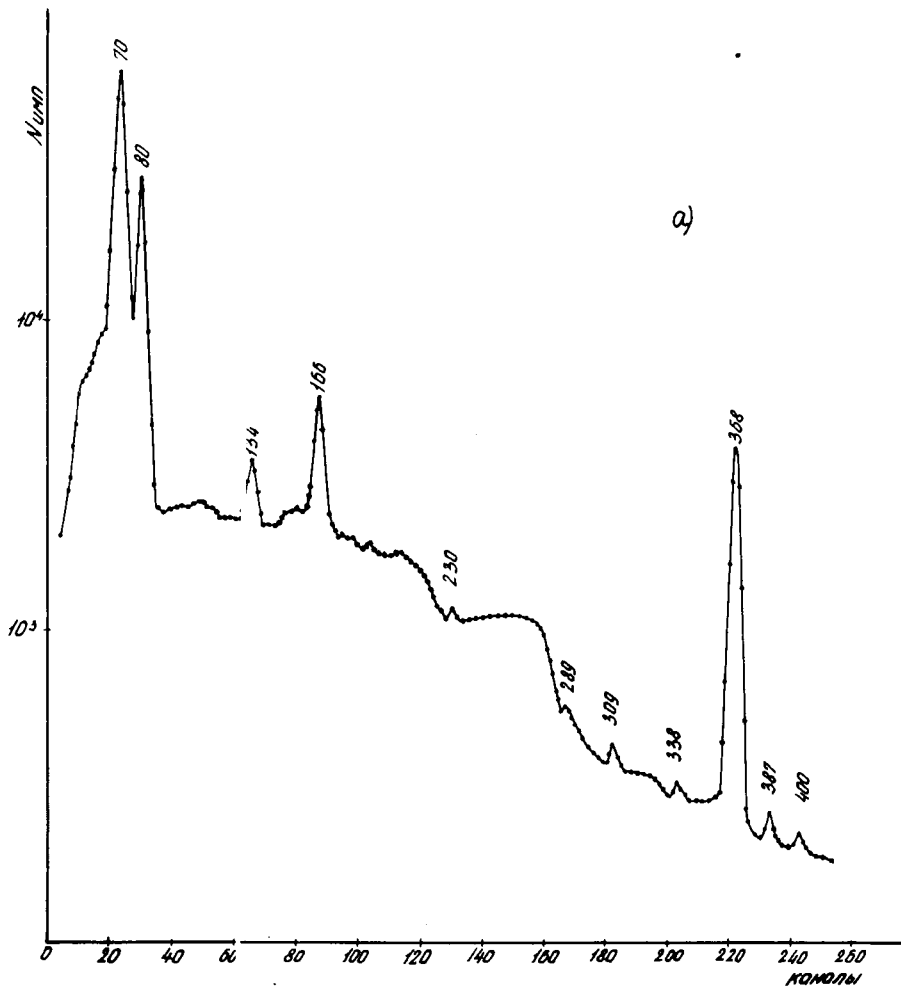


Рис 1^а. Гамма-спектр ^{200}Tl

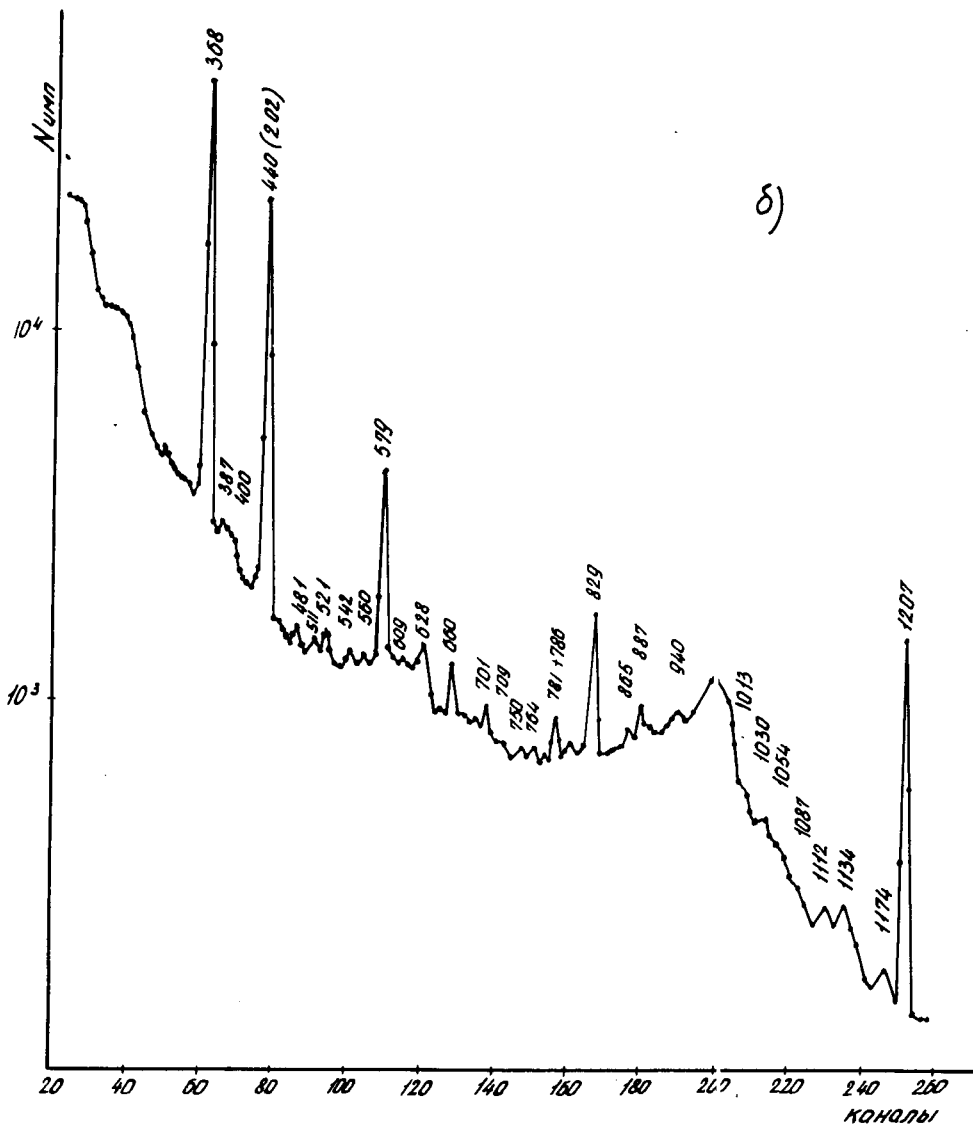


Рис I^б. Гамма-спектр ²⁰⁰Tl

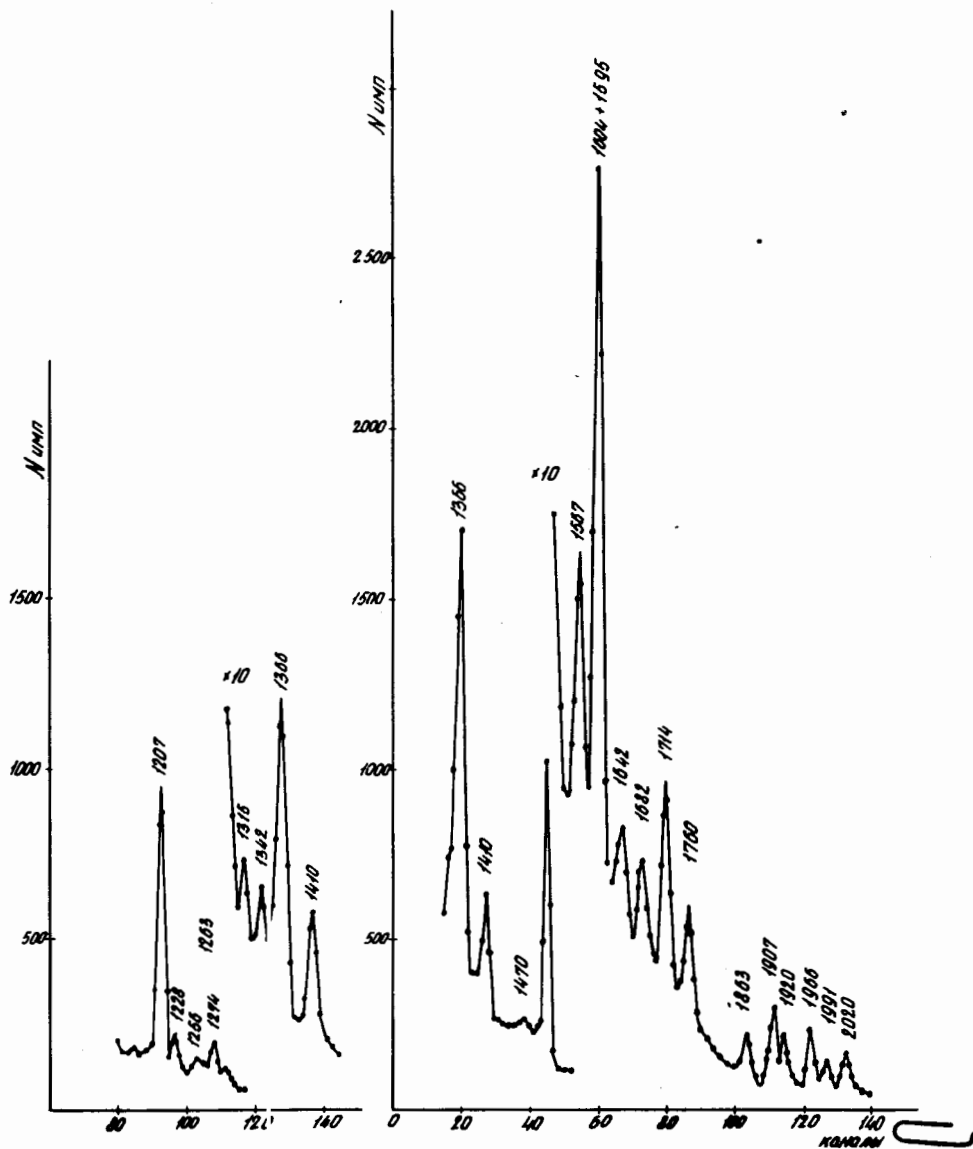


Рис 1^В. Гамма-спектр ^{200}Tl

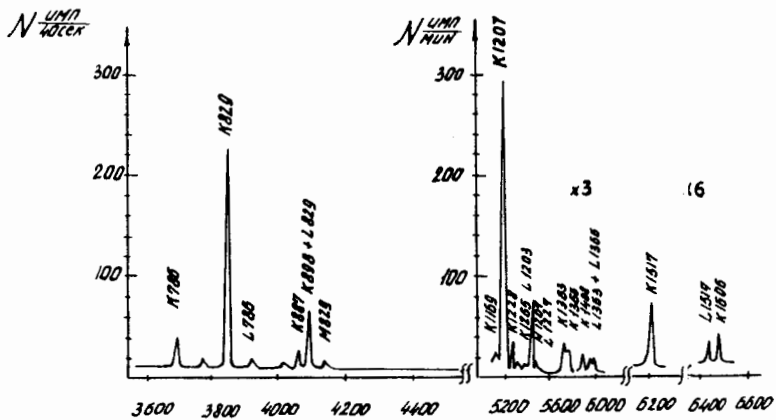
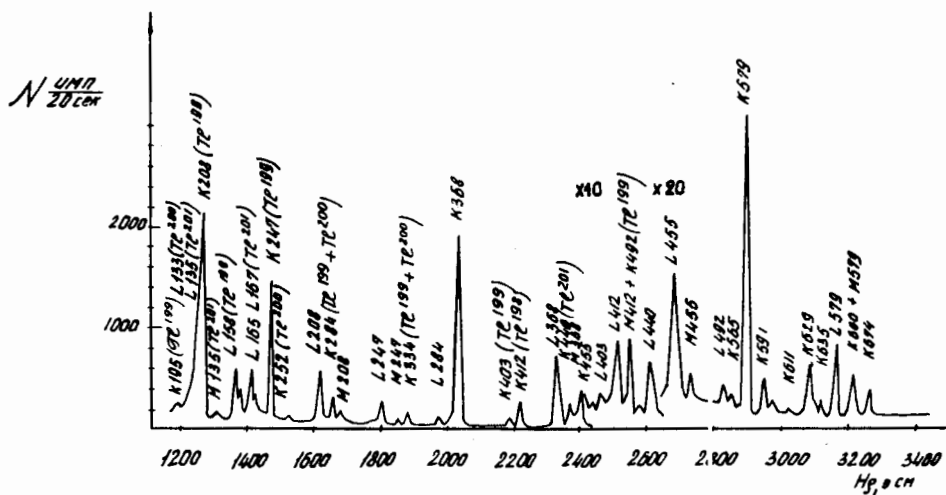


Рис 2. Спектр конверсионных электронов ^{200}Tl

Мультипольности γ - переходов ^{200}Tl .

Таблица 3

№	E_{γ} (кэВ)	J_{π} отн. ед.	J_{π} отн. ед.	α к эксп.	α к теор.	Мультипол. по α к
I	2	3	4	5	6	7
1.	230	1,6(-1)	$\leq 4(-3)$	$> 1,6(-2)$	4,6(-2)	E1
2.	251	5,4(-2)	1,0(-2)	2,1(-1)	2,7(-1)	E3
3.	309	1,3(-2)	5,0(-3)	1,0(-1)	1,7(-1); 6,0(-2)	E3, E2
4.	338	9,5(-3)	5,0(-3)	7,4(-2)	4,8(-2)	E2
5.	387	7,9(-3)	9(-3)	3,4(-2)	3,5(-2)	E2
6.	579	1,1(-1)	1,9(-1)	2,3(-2)	1,4(-2)	E2
7.	591	5,5(-3)	7,5(-3)	2,8(-2)	5(-2)-1,3(-2)	MI-E2
8.	628	6,9(-3)	1,6(-2)	1,7(-2)	1,2(-2)-4,2(-2)	E2-MI
9.	660	1,2(-2)	3,6(-2)	1,3(-2)	1,1(-2)-3,7(-2)	E2-MI
10.	786	5,1(-3)	3,2(-2)	6,1(-3)	7,6(-3)	E2
11.	829	2,7(-2)	1,5(-1)	7,0(-3)	6,8(-3)-2,1(-2)	E2-MI
12.	887	1,0(-3)	4,2(-2)	9,4(-4)	2,4(-3)	(E1)
13.	898	7,5(-3)	1,3(-2)	2,3(-2)	1,7(-2)-5,9(-3)	MI-E2
14.	1207	6,7(-2)	4,5(-1)	5,9(-3)	8,0(-3)	MI
15.	1227	5,3(-3)	4,5(-2)	4,7(-3)	7,8(-3)-3,3(-3)	MI-E2
16.	1266	2,7(-3)	5,6(-2)	1,9(-3)	1,3(-3); 3,1(-3)-7,2(-3)	E1, E2-MI
17.	1366	4,8(-3)	8(-2)	2,3(-3)	2,7(-3)	E2
18.	1408	1,4(-3)	2,3(-2)	2,4(-3)	2,5(-3)	E2
19.	1518	3,6(-3)	7,0(-2)	2,0(-3)	2,2(-3)	E2

О "КВАЗИВРАЩАТЕЛЬНЫХ" ПОЛОСАХ В ЯДРЕ ^{150}Sm .

Э.Я.Луре, Л.К.Пекер, П.Т.Прокофьев

Спектр конверсионных электронов, испускаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами ^{149}Sm , исследовался с помощью β -спектрографа. В измерениях использованы мишени из окиси самария, обогащение которого составляет 95,7 %.

При градуировке спектрографа по энергиям использованы точные значения энергий γ -лучей ^{150}Sm , которые определены на кристаллидифракционном спектрометре⁽¹⁾. В области энергии конверсионных электронов от 35 до 940 кэв обнаружено 250 линий, значения энергии которых, идентификация, относительные интенсивности и мультипольности переходов приведены в работе⁽²⁾. Все полученные в спектре линии отнесены к ядру ^{150}Sm .

На основе полученных результатов в данных измерениях и в более ранних работах, а также из сравнения отношений приведенных вероятностей переходов между уровнями различных полос в ядрах ^{152}Sm и ^{152}Gd , предлагается схема возбужденных состояний ^{150}Sm , которая состоит из 4 "квазивращательных" полос с $K^\pi = 0^+$, полосы с $K^\pi = 2^+$ и полосы с $K^\pi = 0^-$. "Квазивращательная" полоса с $K^\pi = 0^+$ и $E_0 = 829$ кэв введена авторами впервые.

Л и т е р а т у р а

1. R.K. Smither, Phys. Rev. 150, 964, 1966.
2. П.Т. Прокофьев, М.К.Балодис, Я.Я.Берзинь, В.А.Бондаренко, Н.Д.Крамер, Э.Я.Луре, Г.Л.Резвая, Л.И.Симонова. Атлас спектров конверсионных электронов, испускаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами с А 143 + 197 и схемы радиационных переходов. Изд-во "Зинатне", 1967.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ РЕАКЦИИ $^{76}\text{Se}(n\gamma)^{77}\text{Se}$

А.М. Герестовой, И.А. Кондуров, Д.Е. Логинов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР

Возбужденные уровни ^{77}Se известны из β^+ -распада ^{77}As /1/ и ^{77}Br /2/, реакций $^{76}\text{Se}(dp)^{77}\text{Se}$ /3/, $^{76}\text{Se}(n\gamma)^{77}\text{Se}$ /4/ и кулоновского возбуждения /5, 6/.

Настоящая работа посвящена исследованию возбужденных состояний ^{77}Se , получающихся в реакции $^{76}\text{Se}(n\gamma)^{77}\text{Se}$, в частности, тех уровней ^{77}Se , о которых (из опытов по кулоновскому возбуждению) известно, что их нельзя интерпретировать как оболочечно-модельные состояния нечетной квазичастицы. Согласно современным представлениям, эти уровни интерпретируются как результат взаимодействия нечетной квазичастицы с квадрупольным фоном — коллективным возбуждением четно-четного "остова", соответствующего ядру селена-76.

Для достижения поставленной задачи исследовался весь γ -спектр реакции $^{76}\text{Se}(n\gamma)^{77}\text{Se}$, что позволило составить схему уровней ^{77}Se от 0 до 1800 кэВ и выяснить связь между ними через электромагнитные переходы.

Исследования проведены на выведенном горизонтальном пучке реактора ВВР-М ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР с плотностью потока тепловых нейтронов в районе мишени порядка 10^7 нейтронов/см²сек. Мишенью служили 50 мг обогащенного (75%) селена-76. Гамма-излучение регистрировалось $\text{Ge}(\text{Li})$ -счетчиками, изготовленными группой полупроводниковых детекторов филиала ФТИ: коаксиальным (рабочий объем 8 см³) и плоским (рабочий объем 2 см³).

В таблице представлены энергии и интенсивности наблюдаемых гамма-переходов. Абсолютная ошибка при определении энергии переходов до 500 кэВ составляет 1 кэВ; в области 500–1800 кэВ эта ошибка равна 2 кэВ, и в области 5 + 7 мэВ она равна 6 кэВ.

Интенсивности наблюдаемых гамма-линий (в квантах на 100 захваченных нейтронов) определены с погрешностью $\pm 3\%$, что обусловлено большой неточностью сведений о выходе 17,5-секундного изомера ^{77}Se . Относительные интенсивности этих линий определены нами с точностью $\pm 10\%$.

На основании полученной информации составлена схема уровней ^{77}Se и гамма-переходов между ними. (рис. 1).

При анализе схемы обращает на себя внимание тот факт, что γ -переходы с уровней I188, I412, I618 и I823 кэВ идут в основном на уровни 238, 249 и 521 кэВ, для которых величина $\frac{B(E2)}{B(E2)_{\text{кулон.возб.}}}$ $\gg 1$, что говорит о значительном вкладе в их структуру возбуждений четно-четно о "остова". В основном состоянии нечетного ядра, согласно всем вибрационным теориям, фононы отсутствуют, поэтому можно предположить, что в структуру уровней I188, I618 и I823 входит число фононов > 1 .

Анализ возможных нейтронных состояний в подболочке $Ig_{9/2}$ и привлечение данных о заселении и распаде уровней $I6I,5 (7/2^+)$, $I75$ и 300 кэв позволяет приписать им положительную четность и спины $7/2, 9/2$.

На основе построенной схемы уровней ^{77}Se определена энергия связи нейтрона в этом ядре: $74I7 \pm 6$ кэв.

В заключение выражаем благодарность Шимкиной Г.А., Голиковой Г.Н. и Пустовойту А.К. за изготовление счетчиков, а также сотрудникам отдела эксплуатации за обеспечение бесперебойной работы реактора.

Таблица I

№ пп	Энергия перехода в кэв	Интенсивность в квантах в 100 захват.	№ пп	Энергия перехода в кэв	Интенсивность в квантах в 100 захват.
I.	88	2,0	I7.	889	3,6
2.	I25	0,7	I8.	950	I,3
3.	I39	5,2	I9.	I0II	I,5
4.	I6I	6,2	20.	II79	I,4
5.	I99	2,8	2I.	I206	2,8
6.	238	I5,4	22.	I303	2,9
7.	249	4,3	23.	I380	0,7
8.	282	0,7	24.	I4I4	5,3
9.	296	2,2	25.	I58I	3,0
IO.	438	2,2	26.	74I7	3,4
II.	52I	I2,I	27.	7I78	2,4
I2.	569	I,4	28.	6596	5,5
I3.	580	2,0	29.	6409	I,8
I4.	649	0,7	30.	6230	0,8
I5.	755	I,8	3I.	6008	2,8
I6.	8I9	I,7	32.	5908	0,7
			33.	5793	I,I
			34.	5593	I,7

Л и т е р а т у р а:

- I. B.Saraf, T.Varma, C.Mandeville Phys.Rev. 92, 848, 1216 (1953)
2. S.Monaro. Nuovo Cimento, 30, 1379 (1963)
3. B.Macefield, R.Middleton, D.Pullen. Nucl.Phys. 44, 309 (1963)
4. B.Kinsey, G.Bartolomew. Can.T.Phys. 31, 1051 (1953)
5. R.Robinson, F.McGowan, P.Stelson. Phys.Rev. 125, 1373 (1962)
6. Д.С.Андреев, Л.Н. Гальперин, А.З. Ильясов, И.Х.Лемберг, И.Н. Чулунов, Тезисы докладов XVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 25 января-2 февраля 1967 г.

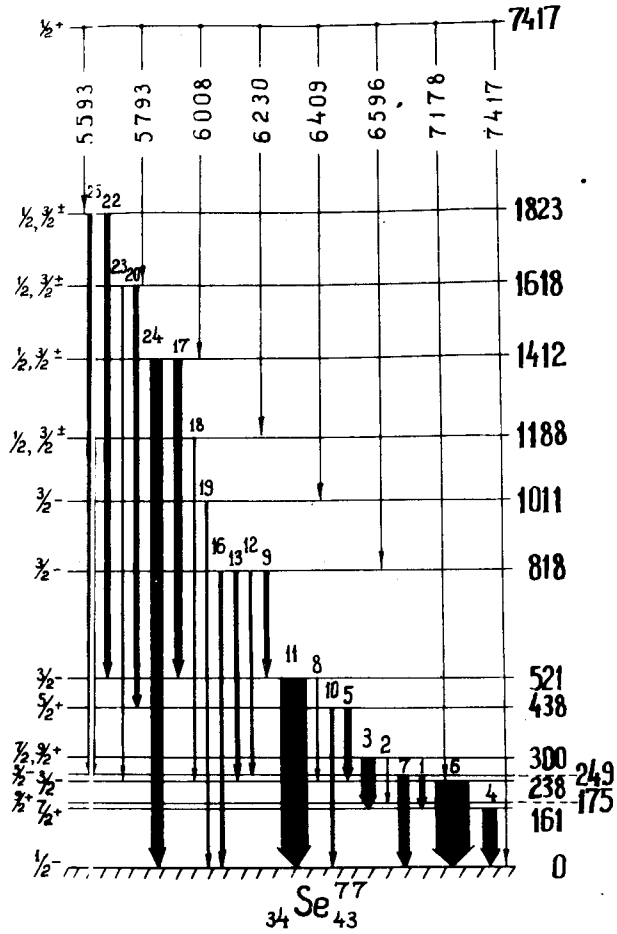


Рис. I. Схема возбужденных состояний селена -77

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА НА ЯДРАХ ЦИНКА

Бегжанов Р.Б., Ахраров С.М., Мирвахидов М.М.

Институт ядерной физики АН Уз.ССР

Ранее нами сообщалось [1] о результатах исследований высоковозбужденных состояний Ni , Cd и Pb методом резонансного рассеяния гамма-лучей нейтронного захвата Fe (n, γ). Продолжая эти эксперименты, мы обнаружили резонансный эффект на ядрах Zn с источником Pb (n, γ).

Гамма-лучи получались помещением свинцового источника в горизонтальный канал реактора. На рассеиватель падал узко коллимированный пучок гамма-лучей. Рассеянные рассеивателем гамма-лучи под углом $\sim 135^\circ$ к падающему пучку регистрировались кристаллом NaJ (Tl) диаметром и высотой 70 мм, соединенным с ФЭУ-52. Свинцовый экран толщиной 30 см. защищал детектор от прямого пучка. Для уменьшения загрузки аппаратуры импульсами малой энергии и защиты от нейтронов перед кристаллом помещался фильтр, состоящий из 1,5 см Pb и 6 см бор-парафина. В качестве рассеивателей использовались пластины из цинка и меди (для сравнения) размерами $2,5 \times 13 \times 26 \text{ см}^3$ и $2,1 \times 13 \times 26 \text{ см}^3$ соответственно. Контрольными измерениями было установлено, что регистрируемыми сигналами являются гамма-лучи от свинцового источника. В процессе эксперимента смена рассеивателей производилась каждые 20 минут. Было сделано 20 серий с цинковым и медным рассеивателями. Каждая серия включала в себя 50 пар и измерялась двое суток. Измерения при низкой температуре ($78^\circ K$), комнатной температуре и с нагреванием производились попеременно.

Рассеянное излучение регистрировалось с помощью многоканального анализатора импульсов. Для анализа сравнивался спектр рассеянного излучения от рассеивателей из Zn и Cu в области фотопика 7,38 Мэв. Величина резонансного эффекта составляет $\sim 75\%$.

Измерения рассеянного излучения с другими рассеивателями ($Mg, Al, Si, K, Ca, V, Cr, Fe, Co, Cd, Sn, Te, W$ и Pb) заметного резонансного эффекта от свинцового источника не дали.

Спектр захвата тепловых нейтронов ядрами свинца ^{207}Pb наиболее прост [2]. Из четырех стабильных изотопов свинца основной вклад в эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов естественной смесью вносит ^{207}Pb , сечение которого равно $(0,70 \pm 0,03)$ барн. В γ -спектре ^{208}Pb [2] обнаружена только γ -линия, соответствующая переходу в основное состояние; её абсолютная интенсивность равна приблизительно одному фотону на захват. Суммарная интенсивность остальных линий в спектре ^{208}Pb пренебрежимо мала по сравнению с переходом в основное состояние. Такой переход, по-видимому, наиболее интенсивен и в ядрах ^{207}Pb и ^{205}Pb , хотя в последнем случае в γ -спектре обнаружена двадцать одна линия [2]. Численные расчеты выполнялись для γ -линии 7,38 Мэв свинца - 208.

С целью определения спина возбужденного состояния выполнялся эксперимент по изучению угловой зависимости резонансного рассеяния при углах 135° и 90° . Цинковый рассеиватель располагался под углом 40° между его нормалью и направлением пучка. Измеренное отношение $(I_{135} \pm 0,15)$ согласуется с дипольной природой перехода $W(135^\circ)/W(90^\circ) = 1,5$, что подтверждает известный факт, что ядро из исходного состояния в основном совершает $E1$ $M1$ - и реже $E2$ - переходы. Резонанс, по-видимому, из-за малости содержания цинка-67 вызван не им, а четно-четным изотопом. Тогда возбужденное состояние должно иметь спин I . Однако, из-за отсутствия данных о высокорасположенных состояниях изотопов Zn невозможно решить, который из четно-четных изотопов цинка является ответственным за резонанс.

Из экспериментальной кривой следует, что из исходного уровня I имеют место переходы на основное состояние и еле-заметный на состояние с энергией I Мэв. Это позволяет нам заключить, что наблюдаемый резонанс должен быть отнесен к четно-четному изотопу ^{64}Zn или ^{66}Zn , ^{68}Zn .

Эффективное сечение $\langle \sigma_{pp} \rangle$, которое рассчитывалось в предположении дипольного углового распределения, найдено равным $(33 \pm 4,5)$ мб для 7,38 Мэв резонанса на цинке. Анализ температурного эффекта в области $78^\circ + 475^\circ$ К дает значение $\delta = (9 \pm 1,5)$ эв.

Для определения истинного значения парциальной ширины перехода в основное состояние мы использовали метод самопоглощения, заключающийся в исследовании поглощения резонансного излучения резонансным поглотителем, находящимся между источником и рассеивателем.

Толщины поглотителей из цинка и меди подбирались таким образом, чтобы ослабление γ - лучей с энергией 7,64 Мэв нерезонансного источника ^{56}Fe (n, γ) согласовалось с точностью не более 1%. Затем измерялось ослабление резонансного эффекта поглотителями из цинка и меди. Резонансное поглощение в поглотителе из цинка найдено равным $(10,3 \pm 1,5)\%$.

Находим, что парциальная ширина и время жизни уровня для перехода в основное состояние соответственно равны:

$$\Gamma_0 = (0,58 \pm 0,12) \text{ эв}, \quad \tau_{\gamma} = (1,13 \pm 0,22) \cdot 10^{-15} \text{ сек.}$$

Формула Вайскопфа дает для этого перехода $\tau_{\gamma \text{одиноч.}} = 1,10 \cdot 10^{-18}$ сек. Таким образом $E1$ - переход с 7,38 мэв (I) уровня ^{64}Zn оказывается задержанным примерно на три порядка.

Л и т е р а т у р а:

1. Р.Б.Бегжанов, А.А. Исламов ДАН УзССР, вып. № 3 1967 г.
2. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н. Луценко, В.И. Пелехов. Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, М., 1958.

В.А.Бондаренко, П.Т.Прокофьев

ИФ АН Латв.ССР

Структура возбужденных уровней ^{169}Yb ранее исследовалась при β^+ -распаде ^{169}Lu [1], где однозначно идентифицированы нильссоновские орбиты $7/2^+ [633]$, $1/2^- [521]$, $5/2^- [512]$, $5/2^- [523]$, а также найдено еще несколько уровней не совсем ясной природы. При изучении реакций (d, p) и (d, t) [2] было подтверждено существование этих состояний и обнаружено много новых, из них $3/2^- [521]$, $1/2^- [510]$ установлены надежно и $5/2^+ [642]$ менее надежно.

При радиационном захвате нейтронов ядрами ^{168}Yb сильно возбуждаются состояния с малыми спинами $1/2$, $3/2$, $5/2$, напротив, при β^+ -распаде хорошо заселяются состояния со спинами $5/2$, $7/2$, $9/2$. Поэтому сравнение спектров и интенсивностей переходов, зарегистрированных в различных способах возбуждения ^{169}Yb , позволяет развить схему уровней.

Экспериментальные результаты.

Измерения спектров конверсионных электронов проводились на спектрографе с разрешением 0,07-0,3% с мишенями различной толщины, обогащенными ^{168}Yb до 40%. В интервале 40-1500 кэВ было зарегистрировано около 70 линий конверсионных электронов, относящихся к ^{169}Yb , а также значительное число линий, принадлежащих ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{169}Tm , ^{175}Yb .

Сильные линии 63, 75, 144, 157 и 165 кэВ обладают аналогичным составом мультипольности, что и ранее исследованные при β^+ -распаде ^{169}Lu , поэтому они отнесены к разрядке вращательной полосы $1/2^- [521]$. Хорошо наблюдается также разрядка вращательных уровней полос $5/2^- [512]$ и $5/2^- [523]$, для которых интенсивности в ветвях согласуются с исследованиями β^+ распада.

Наиболее сильные переходы 570, 572, 590, 623, 634, 719 и 761 кэВ могут быть только М1-переходами, идущими на нижние вращательные уровни с малыми спинами. Применение комбинационного принципа к этим переходам и к более слабым линиям позволяет выделить две вращательные полосы (см.рис.). Интенсивности переходов свидетельствуют, что значения К этих полос должны быть $3/2$ и $1/2$. Ротационные константы равны 12,3 кэВ и 13,3 кэВ ($\alpha = 0,038$) соответственно. Эти значения констант хорошо согласуются с данными работы [2].

Сильный переход 590 кэВ типа М1 может идти в основное состояние с уровня с характеристикой $5/2^+$, наблюдаемого в реакции (d, t) ; возможный вращательный уровень $7/2^+$ находится при энергии 641 кВ. Линия К 641 накладывается на L 590, поэтому не может быть выделена в конверсионном спектре.

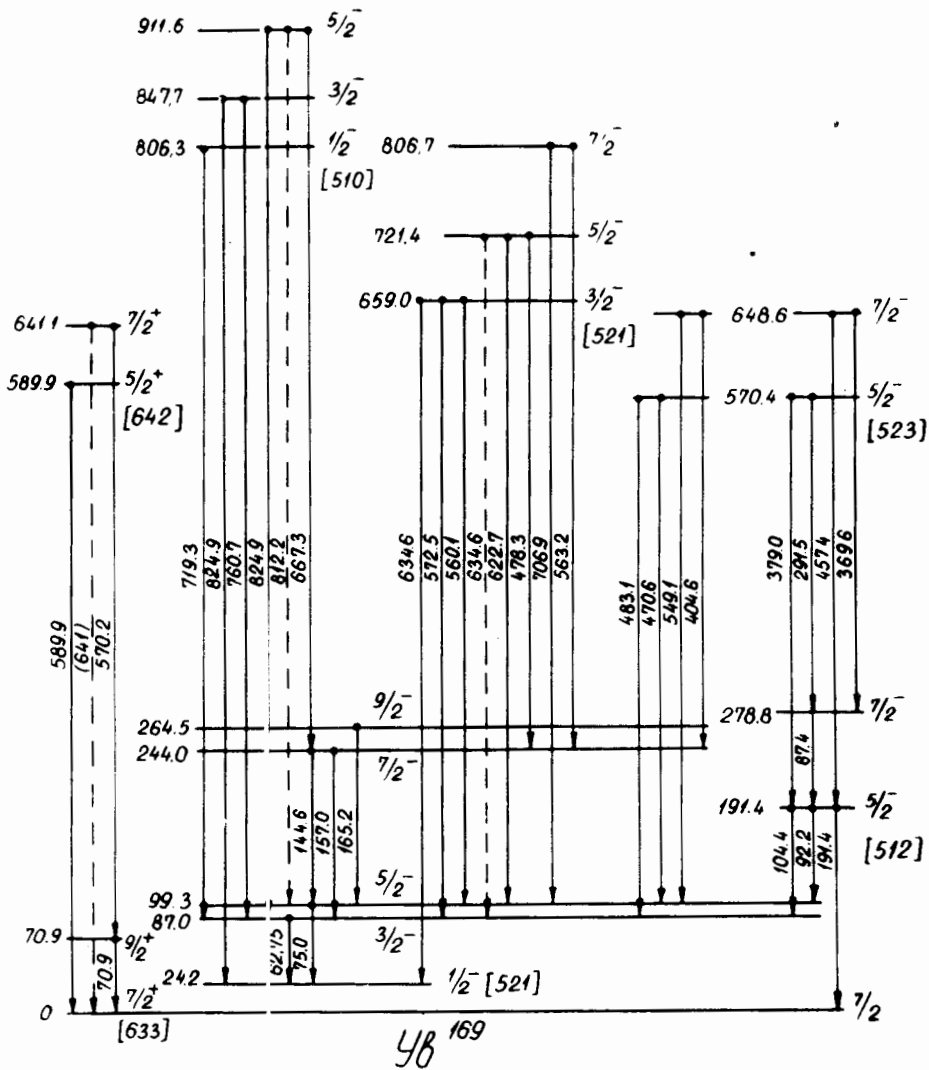


Рис I. Схема уровней ^{169}Yb

Примечательным является наблюдение однократно запрещенных по К МI-переходов между полосами $5/2^- [523]$ и $1/2^- [521]$. Учет кориолисова смешивания с возможными состояниями $\kappa \pi = 3/2^-$ и, в первую очередь, с $3/2^- [521]$, позволяет объяснить наблюдаемые интенсивности переходов. Расчет с функциями Нильссона при $\eta = 6$, $g_R = 0,4$ и $g_{\pi} = -3,0$ приводит к хорошему согласию интенсивностей, если величину матричного элемента кориолисова взаимодействия выбрать равной $A_{5/2, 3/2} = 0,8 \frac{\hbar^2}{2J}$ кэв. Соответствующее нильссоновское значение для $\eta = 6$ равно 0,896.

Остальные переходы можно разместить пока менее надежно, однако некоторые хорошо согласуются с измерениями [3] жестких γ -лучей.

Таблица

Приведенные вероятности M L -переходов между уровнями полос $3/2^- [521]$ и $1/2^- [521]$

$I_i - I_f$	B_{γ} (кэв)	Эксп.	Теор.
$3/2 - 1/2$	234,6	1,8	1,55
$3/2 - 3/2$	572,5	1,0	1,0
$3/2 - 5/2$	560,1	0,63	0,25
$5/2 - 3/2$	634	-	0,87
$5/2 - 5/2$	622,7	1,0	1,0
$5/2 - 7/2$	478,3	0,22	0,31
$7/2 - 5/2$	706,9	<0,9	0,75
$7/2 - 7/2$	563,2	1,0	1,0
$7/2 - 9/2$	542	<0,5	0,35

Л и т е р а т у р а:

1. Б.С.Джелепов, Л.К. Пекер, В.О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР М-Л. 1963.
2. D.G.Burke, B.Zeldman, B.Elbeq, B.Herskind and M.Olesen. Mat.Fys.Meid.Dan.Vid.Selsk. 35, No 2(1966)
3. П.Манфрасс. Частное сообщение.

ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОСТЫХ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (n, p) и (n, α) ,
ВЫЗВАННЫХ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14 Мэв

Я. Туревич, Э. Вильгельми, М. Яскула, В. Осакевич

Институт ядерных исследований и Кафедра физики атомного ядра
Варшавского университета

Подробный анализ результатов экспериментов, выполненных с помощью заряженных частиц, произведенный в Сакле Блохом, Хилетом, Циндро и Гарара [1] показал, что в ядерных реакциях, вызванных этими частицами, возбуждаются относительно простые состояния конечного ядра, которые неожиданно хорошо описываются оболочечной моделью. Причина особенно сильного возбуждения в реакциях состояний с простой структурой не очень ясна в настоящее время и нуждается в объяснении.

Изучая энергетические распределения заряженных частиц из реакций, вызванных быстрыми нейтронами, мы наблюдали в некоторых случаях четкие пики, которые проявлялись даже при энергиях, соответствующих возбуждениям конечного ядра вплоть до 6 Мэв.

Такая структура наблюдалась нами в спектре протонов из реакции $^{122}\text{Te}(n, p) \ ^{122}\text{Sb}$ и в спектре α -частиц из реакции $^{159}\text{Tb}(n, \alpha) \ ^{156}\text{Eu}$.

Спектр протонов из реакции $^{122}\text{Te}(n, p) \ ^{122}\text{Sb}$ измерялся с помощью ядерных эмульсий для углов вперед ($\theta < 60^\circ$) [2].

Результаты измерений представлены на рис. 1.

Здесь на оси абсцисс отложена энергия возбуждения E^* конечного ядра ^{122}Sb .
Вплоть до энергии $E^* = 6,5$ Мэв наблюдаются только протоны из изучаемой реакции. Выше этой энергии возможно наличие α -частиц, дейтронов и протонов из реакции (n, α) , (n, d) и (n, np) .

На рис. 1 представлена также плотность одночастичных нейтронных уровней ядра ^{122}Sb , рассчитанная на основании модели Нильссона [3]. Параметр деформации δ принят равным 0,1, согласно с экспериментальной величиной квадрупольного момента ядра ^{122}Sb [4].

Сравнивая положения максимумов этой рассчитанной плотности и экспериментального спектра, наблюдаем довольно хорошее совпадение между ними для энергии возбуждения больше 2 Мэв. Это совпадение позволяет предположить следующий механизм реакции, которая ведет к эмиссии группы протонов, обозначенной буквой А на рис. 1: налетающий нейтрон выбивает протон из ядра ^{122}Te , занимая один из одночастичных уровней в конечном ядре.

Наличие группы В в измеряемом спектре протонов предположительно объясняется одновременным возбуждением другого протона на один из расположенных выше одночастичных уровней. Такая возможность согласуется с известной структурой ядра ^{122}Te , у которого имеется вне замкнутой оболочки два протона, связанные довольно сильно силами спаривания.

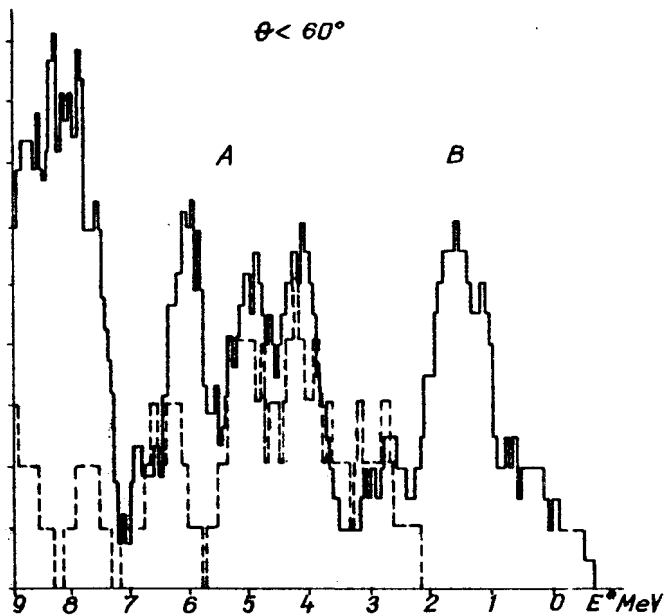


Рис. 1. Спектр протонов из реакции $^{122}\text{Te}(r,p)^{122}\text{Sb}$
 (сплошная линия) и плотность одночастичных
 нейтронных уровней ядра ^{122}Sb (штрихованная линия)

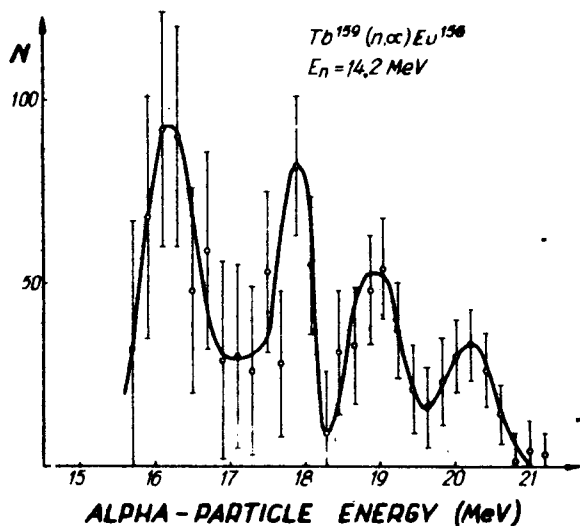


Рис.2. Спектр α - частиц из реакции $^{159}\text{Tb}(n, \alpha)^{156}\text{Eu}$.

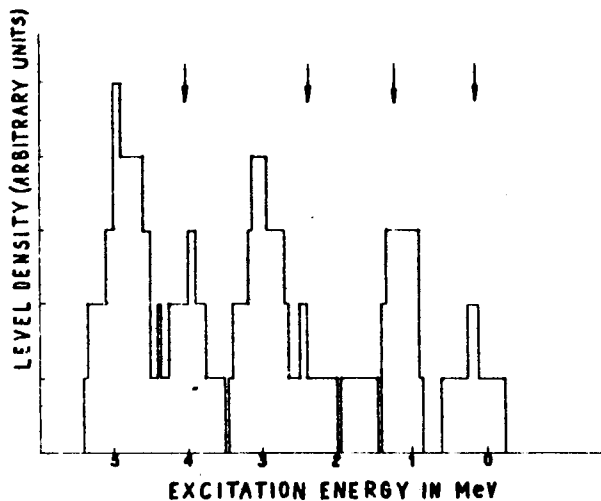


Рис.3. Плотность одночастичных нейтронных уровней ядра ^{156}Eu .
Стрелками обозначены положения пиков наблюдаемых
в спектре α - частиц.

Энергетическое распределение α - частиц из реакции $^{159}\text{Tb} (n, \alpha) ^{156}\text{Eu}$ измерялось полупроводниковыми детекторами для углов вперед ($\theta < 60^\circ$) [5]. На рис.2 указаны результаты измерений. Хотя статистические ошибки довольно большие, в спектре α - частиц проявляются четко выраженные пики. Следует отметить, что статистические погрешности в этом эксперименте примерно в два раза меньше, чем в других, до сих пор опубликованных результатах по спектрам α - частиц из реакции (n, α) , вызванных быстрыми нейтронами на тяжелых ядрах.

На рис.3 показана плотность одночастичных нейтронных уровней конечного ядра ^{156}Eu , полученная по модели Нильссона с параметром деформации $\delta = 0,3$. Стрелками обозначены положения пиков, наблюдаемых в спектре α - частиц. Как видно, совпадение здесь довольно хорошее.

В этом случае особенно сильное возбуждение одночастичных уровней находит свое объяснение в том, что влетающий нейтрон выбивает α - частицу из ядра мишени. Затем нейтрон подхватывается на один из одночастичных уровней конечного ядра.

В итоге можно сказать, что в реакциях, вызванных быстрыми нейтронами, имеет место сильное возбуждение простых состояний конечного ядра. Картина здесь похожа на наблюдаемую в реакциях, вызванных заряженными частицами.

В случае реакции с нейтронами это явление объясняется механизмом изучаемых реакций.

Л и т е р а т у р а:

1. C.Bloch, N.Cindro, S.Harar, preprint CEN Saclay (1967)
2. J.Turkiewicz, Phys. Rev. 127, 570 (1962)
3. S.C.Nilsson, Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat.-fys.Medd, 29, No 16 (1955)
4. F.Pipkin, Phys. Rev. 112, 935 (1958)
5. M.Jaskóła, W.Osakiwicz, J.Turkiewicz, Z.Wilhelmi, Rep. IJF 596/PL (1965)

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ПРОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ
ТРЕКОВОЙ МЕТОДИКИ

Л. Л. Кашларов, Л. И. Генаева, А. К. Лаврухина

Институт геохимии и аналитической химии им. В. Н. Вернадского АН СССР

Исследования продуктов взаимодействия протонов высоких энергий с различными элементами мишени проводятся наиболее широко радиохимическими методами. В данной работе приводятся результаты предварительных опытов по выяснению возможности применения трековой методики /1/ для изучения распределения по массам и углам вылета продуктов реакций, протекающих под действием протонов высоких энергий на элементах-мишенях в широком интервале атомных весов. Методика исследования сводилась к следующему. Пластинки Al , Ni , Mo , W и Pt толщиной $\sim 0,1+2$ мм размещали в стопку с детекторами треков, в качестве которых использовали пленку лавсана толщиной ~ 10 мк. Ториевая мишень была приготовлена электролитически на никелевой подложке и имела толщину 85 мкг/см². Облучение проводили на выведенном пучке протонов ($E_p = 660$ Мэв) синхротронного ОИЯИ интегральным потоком $\phi = 1,2 \cdot 10^{12}$ р/см². Затем пленки лавсана травили в 40% р-ре КОН при $43^\circ C$ в течение 75 мин. Подсчет и измерение характеристик треков проводили с помощью оптического микроскопа при 1300-кратном увеличении. На рис. 1 приведены микрофотографии треков осколков деления и продуктов расщепления мишеней тория, платины и молибдена.

Результаты измерения основных характеристик треков представлены в таблице, из которой видно, что средний диаметр треков монотонно изменяется от $1,5$ мк до $0,5$ мк при уменьшении атомного веса мишени от 230 до 30. Величины максимальных длин треков и относительное число треков, приходящееся на интервал длин $\Delta R = 2$ мк, получены из графиков зависимости $\Delta N / \Delta R$ от длин треков, приведенных на рис. 2. Для осколков деления тория, длины треков которых находятся в интервале от 12 мк до 19 мк, величина $\Delta N / \Delta R \cong 0,12$ мк/ат.ед.массы. Это позволяет при $\Delta R \cong 0,5$ мк измерять дифференциальное распределение продуктов деления тяжелых элементов по массам с точностью $\Delta A \cong 4$ ат.ед.массы. В области элементов-мишеней с $A \cong 100$, с точностью $A = 10$ ат.ед.массы.

Для электролитического слоя тория была подсчитана плотность треков (P_{Tn}), из которой определили эффективное сечение деления по формуле: $\sigma_{(p,f)} = 2P_{Tn} / \eta N \phi$, где η - эффективность регистрации треков осколков деления, определенная с помощью эталонного источника ²⁴⁴Cm и равная $0,8$, а N - число атомов тория на 1 см² мишени. Полученная для треков с длиной больше 12 мк $\sigma_{(p,f)} = (0,4 \pm 0,1)$ барн, несколько ниже величины сечения деления тория ($0,6 \pm 0,05$ барн), определенной Кэньшиным /2/.

Основные характеристики треков продуктов взаимодействия протонов с $E_p = 660$ Мэв с различными элементами

№ пп	Мишень	А атом. вес	Средний диаметр трека (мк)	Макс. длина трека (мк)	Относительное число треков (%) на интервал длин					
					2± -4 мк	4+ 6 мк	6+ 8 мк	8+ 10 мк	10- 12 мк	> 12 мк
1	Торий	232	$1,5 \pm 0,2$	19	-	-	2	4	33	61
2	Платина	195	$1,3 \pm 0,2$	14	10	33	27	17	7	6
3	Вольфрам	184	$1,1 \pm 0,1$	13	10	43	16	17	10	4
4	Молибден	96	$1,0 \pm 0,1$	8	60	35	5	-	-	-
5	Никель	59	$0,8 \pm 0,1$	7	33	63	4	-	-	-
6	Алюминий	27	$0,5 \pm 0,1$	6	57	43	-	-	-	-

Угловое распределение треков от мишеней тория, вольфрама, молибдена и никеля, представленное на рис.3, было получено из измерения длин горизонтальной и вертикальной проекций каждого трека и вычисления угла наклона трека к направлению падающего пучка протонов. Видно, что во всех случаях наблюдается максимальное число треков, приходящееся на углы в интервале $45+60^\circ$, что может быть связано с сообщением ядрам мишеней скорости перемещения по направлению падающих протонов.

Полученные предварительные данные указывают на возможность использования трекового метода для исследования массового распределения продуктов взаимодействия высокоэнергичных протонов с различными элементами.

Л и т е р а т у р а

1. P.V.Price, R.M.Walker, J. Appl. Phys. 33, 3407 (1962)
2. В.А.Коньшин, Е.С.Матусевич, В.И.Регушевский. Ядерная физика, 2, № 4, 682 (1965 г.)

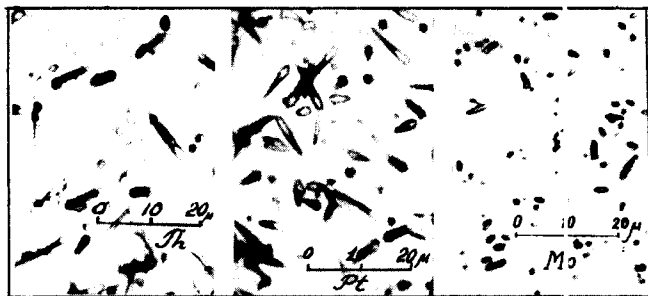


Рис.1. Микрофотографии треков продуктов взаимодействия протонов ($E_p = 660$ Мэв) с мишенями тория, платины и молибдена.

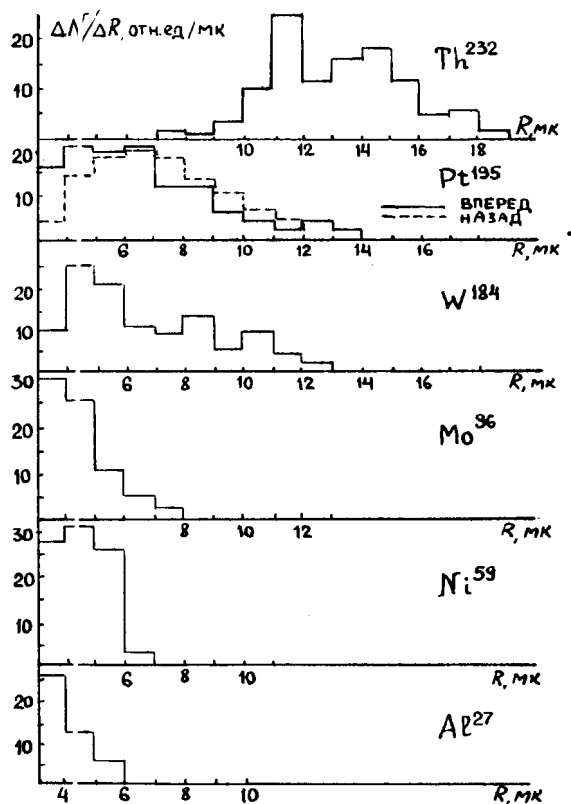


Рис. 2. Распределение треков по длинам.

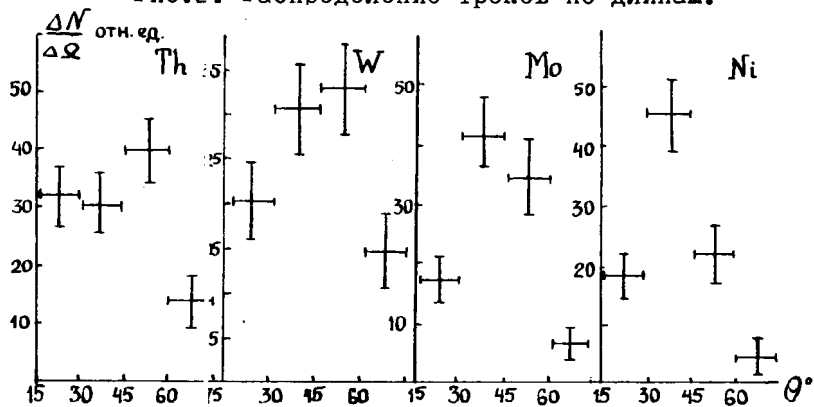


Рис. 3. Угловое распределение треков от мишеней тория, вольфрама, молибдена и никеля.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР РАЗНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРОТОНАМИ

С $E_p = 0,1 + 24$ Гэв

А.К.Лаврухина, Р.И.Кузнецова
Институт геохимии и аналитической химии
им. Вернадского АН СССР

Для установления закономерностей сечений образования продуктов расщепления атомных ядер быстрыми протонами проведен анализ экспериментальных данных, полученных при облучении Al ($A=27$), V ($A=51$), Mn ($A=55$), Fe ($A=56$), Co ($A=59$), Ag ($A=107, 109$), Pr ($A=141$) протонами с энергией от 0,05 до 24 Гэв.

Изучалась зависимость параметров R (характеризующий ширину массового распределения) и P (угловой коэффициент зависимости $\ln b(A) = f(A)$ от $A_{миш.}$, $A_{прод}$ и E_p) в уравнении, предложенном в работе [1]:

$$b(A, Z) = K \exp [PA - R|Z - SA + TA^2|^n], \quad (1)$$

где $n = 5/4$ отражает отклонение массового распределения от гауссовского. Его применимость доказана нами ранее при анализе продуктов расщепления Fe и Pr протонами с $E_p = 0,66$ Гэв [2].

Было показано, что наилучшее согласие величины b расч. с b эксп. достигается при учете зависимости параметра R от $A_{прод}$, которая может быть представлена в виде:

$$R = 11,8 A_{прод}^{-0,45} \quad (2)$$

В настоящей работе анализ продуктов расщепления ядер Fe, Pr протонами с $E_p = 660$ Мэв/3/ показал, что эта зависимость наиболее резко проявляется при расщеплении ядер с $A=275 \pm 60$.

Детальный анализ экспериментальных данных о сечениях образования продуктов ядер Al ($E_p = 390 \pm 28000$ Мэв), V ($E_p = 170 \pm 240$ Мэв), Mn ($E_p = 170$ Мэв), Se ($E_p = 340 \pm 24000$ Мэв), Co ($E_p = 170 \pm 370$ Мэв), As ($E_p = 170$ Мэв), Y ($E_p = 240$ Мэв), Ag ($E_p = 480$ Мэв) и Pr ($E_p = 2.900$ Мэв) (см. табл. I и 2) позволил уточнить зависимость параметра P от $A_{миш.}$, найденную нами в [2]. Установлено, что зависимость параметра P может быть выражена уравнением:

$$P = 2 A_{миш.}^{-a} \cdot q, \quad (3)$$

где $a = 0,1725$, а q - выражает функциональную зависимость параметра P от E_p .

Введение в ур-е (3) множителя, отражающего зависимость P от $A_{\text{яд}}$, позволило получить значительно лучшее согласие между b расч. и b эксп., чем в работе /1/, для ядер с разным A . Так, например, для In среднее значение b эксп./ b расч. = $1,37 \pm 0,75$ (см. табл. I), в то время как в /1/ соответствующее значение равно $4,1 \pm 0,94$. Как мы указывали в /2/, без этой поправки вообще невозможно применить уравнение (I) к описанию закономерностей, наблюдаемых для продуктов расщепления ядер празеодима /4/.

Основное внимание уделено вопросу уточнения зависимости параметра P от E_p . Данные табл. I и 2 показывают, что в области $E_p \geq 0,17$ Гэв справедлива зависимость $P = f(E_p)$, найденная в работе /1/ $P = bE^c$ для $E \leq E_0$ (4а), $P = d$ для $E > E_0$ (4б), где $b = 20 \pm 7$, $c = 0,77 \pm 0,06$, $d = 0,056 \pm 0,003$ $E_0 = 2100$ Мэв. Для более низких энергий наблюдаются значительные отклонения b эксп./ b расч. от единицы (см. табл. 3). Это может быть обусловлено рядом причин: 1) вид функций $P = f(E_p)$ в области низких энергий отличается от найденных в работе /1/ для широкого энергетического интервала; 2) каскадно-испарительная модель нуклон-ядерных взаимодействий не в состоянии описать закономерности ядерных реакций при $E_p < 100$ Мэв. Для выяснения этого вопроса необходим детальный анализ разных типов ядерных реакций для ядер в широком интервале значений A . Установление нижней энергетической границы применимости каскадно-испарительной модели представляет большой теоретический интерес для выявления природы ядерных взаимодействий в промежуточной области энергии (100-30 Мэв), где формализм составного ядра, по-видимому, уже не играет большой роли.

Таблица I

Значения б эксп/б расч. для продуктов расщепления ядер протонами
с $E_p > 600$ Мэв

Изотоп б эксп/ б расч	Изотоп б эксп/ б расч	Изотоп б эксп/ б расч
Al, P 28000 Мэв /7/	Fe, P 2400 Мэв /9/	Ir, P 2900 Мэв /10/
${}^7N^{13}$ 0,617	${}^{26}Fe^{55}$ I,435	${}^{28}Ni^{65}$ 2,059
${}^9F^{18}$ 0,579	Fe^{52} I,112	Ni^{66} I,810
${}^{II}Na^{22}$ I,148	${}^{25}Mn^{54}$ 0,437	${}^{29}Cu^{67}$ 2,05
Na^{24} 0,712	Mn^{52} 0,556	${}^{30}Zn^{72}$ 0,966
Al, P 10000 Мэв /6/	${}^{24}Cr^{51}$ 0,713	${}^{31}Ga^{66}$ I,351
${}^7N^{13}$ 0,799	Cr^{48} 0,437	Ga^{67} 0,699
${}^9F^{18}$ 0,595	${}^{23}V^{49}$ 0,712	Ga^{72} I,696
${}^{II}Na^{22}$ 0,823	V^{48} 0,971	Ga^{73} I,833
Al, P 5700 Мэв /6/	${}^{22}Ti^{45}$ 0,634	${}^{32}Ge^{66}$ 0,595
${}^7N^{13}$ 0,888	${}^{21}Sc^{48}$ 0,378	Ge^{67} 0,823
${}^9F^{18}$ 0,737	Sc^{47} 0,341	${}^{33}As^{71}$ I,389
${}^{II}Na^{22}$ I,993	Sc^{46} 0,395	As^{72} 0,848
Na^{24} 0,9	Sc^{43} 0,329	As^{74} I,223
Al, P 2200 Мэв /5/	${}^{19}K^{43}$ 0,500	${}^{34}Se^{72}$ I,739
${}^7N^{13}$ 0,940	K^{42} 0,402	
${}^9F^{18}$ 0,682	${}^{12}Mg^{28}$ I,690	
${}^{II}Na^{22}$ I,405	${}^{II}Na^{24}$ 0,651	
Na^{24} 0,812	Na^{22} 0,704	
Al, P 1000-1400 Мэв /5/	Fe, P 730 Мэв /8/	
${}^7N^{13}$ 0,850	${}^{25}Mn^{52}$ 0,663	
${}^9F^{18}$ 0,681	${}^{19}K^{43}$ 0,219	
${}^{II}Na^{22}$ I,581	K^{42} 0,807	
Na^{24} 0,736	${}^{17}Cl^{39}$ 0,490	
Al, P 660 Мэв /3/	Cl^{38} 0,579	
${}^7N^{13}$ I,059	Cl^{36} 0,772	
${}^9F^{18}$ 0,696	Cl^{34} 0,711	
${}^{II}Na^{22}$ I,311	${}^{13}Al^{26}$ 0,836	
Na^{24} 0,526	${}^{II}Na^{22}$ 0,788	

Таблица 2

Значения β эксп / β расч. для продуктов расщепления ядер при 660 Мэв <
 $E_p \leq 170$ Мэв

Изотоп β эксп / β расч	Изотоп β эксп/ β расч.	Изотоп β эксп/ β расч.
AL,P 390-420 Мэв /5/	K 42 I,124	Cl 34+38 0,545
7N I3 0,901	I7Cl 39 I,612	I5 P 32 I,842
9F I8 0,764	Cl 38 I,507	I4 Si 31 7,905
II Na 22 I,412	Cl 34 0,279	Fe, p 340 Мэв /I3/
Na 24 0,397	I6 S 35 I,393	25 Mn 52 0,684
V, P 170 Мэв /I2/	I5 P 33 0,983	Mn 51 0,817
23 V 48 0,385	I4 Si 31 2,857	24 Cr 51 0,880
V 47 0,342	I2 Mg 27 3,200	Cr 49 I,236
22 Ti 45 0,657	II Na 24 3,297	Cr 48 0,917
21 Sc 48 0,694	V, P 240 Мэв /I1/	23 V 49 2,458
Sc 47 0,578	23 V 48 0,530	V 48 0,875
Sc 46 0,449	22 Ti 45 2,105	V 47 0,770
Sc 44 0,643	21 Sc 47 I,054	22 Ti 45 I,572
Sc 43 0,622	Sc 46 0,532	21 Sc 48 0,388
20 Ca 45 0,558	Sc 44 I,090	Sc 47 0,270
I9 K 43 I,317	20 Ca 45 0,584	Sc 46 0,439
K 42 0,980	I9 K 43 2,411	20 Ca 45 0,388
I7 Cl 39 I,561	K 42 2,48	I9 K 43 0,589
Cl 38 I,460	I7 Cl 34 4,615	K 42 0,407
Cl 34 0,313	I6 S 35 0,716	I7 Cl 39 0,326
I6 S 35 I,377	I5 P 33 I,667	Cl 38 0,409
I5 P 33 2,353	p 32 I,836	I6 S 35 0,417
p 32 I,434	I2 Mg 28 I4,06	I5 P 32 0,067
I4 Si 31 3,721	Mn, P 170 Мэв /I2/	I4 Si 31 0,889
I2 Mg 27 4,510	25 Mn 52 0,633	II Na 24 0,513
II Na 24 4800	Mn 51 0,649	Na 22 0,749
V, P 187 Мэв /I1/	24 Cr 49 I,219	Co, P 170 Мэв /I2/
23 V 48 0,526	Cr 48 0,696	27 Co 58 0,505
V 47 0,466	23 V 48 0,958	Co 56 I,389
22 Ti 45 0,859	V 47 0,888	Co 55 I,536
21 Sc 48 0,916	22 Ti 45 2,969	26 Fe 52 0,900
Sc 47 0,824	21 Sc 48 0,521	25 Mn 56 0,475
Sc 46 0,794	Sc 47 0,827	Mn 52 3,177
Sc 44 0,925	Sc 46 0,931	Mn 51 2,262
20 Ca 45 0,926	Sc 44+43 I,088	24 Cr 49 3,684
I9 K 43 I,596	20 Ca 45 I,064	Cr 48 I,423
	I9 K 43 I,414	V 48 3,015
	K 42 I,832	23 V 47 2,043
	I7 Cl 39 0,866	22 Ti 45 4,383

продолжение таблицы 2

21Sc48	0,781	Ca68	0,769	38 Sr82	1,427
Sc47	1,617	Ca67	1,611	37 Rb84	0,477
Sc46	1,654	Ca66	1,521	35 Br77	0,539
19 K43	1,244	³⁰ Zn69	0,968	Br76	0,637
K42	2,395	29 Cu67	0,695	Br75	1,418
15 P32	7,643	Cu64	1,327	34 Se72	0,846
Cl39	1,76	Cu61	1,344	33 As74	9,19
I7		Cu60	1,236	As72	0,313
Co, P 370 МэВ /14/		Ni66	0,204	As71	0,21
27Co54	2,537	28 Ni65	0,498	32 Ge71	0,742
26 Fe57	1,564	27 Co61	1,527	Ge69	0,189
Fe56	0,327	26 Fe59	0,755	Ge68	0,448
Fe54	2,139	25 Mn56	1,260		
25 Mn55	2,717	Y, P, 240 МэВ /15/			
Mn53	1,383	38 Sr87	0,483		
Mn50*	0,789	Sr85	1,471		
Cz53	0,359	Sr83	1,083		
24 Cz52	0,893	Sr82	0,906		
Cz50	3,157	37 Rb86	2,061		
Cz48	0,787	Rb84	8,426		
23 V52	0,246	Rb82+81	0,929		
V51	0,711	36 Kr79	1,908		
V50	1,668	Kr77	5,873		
Ti50	1,080	Kr76	5,963		
22 Ti49	1,435	35 Br80	2,200		
Ti48	1,422	Br77	0,704		
Ti47	0,996	Br76	1,083		
Ti46	1,453	Br75	2,605		
21 Sc48	0,986	34 Se73	3,240		
Sc47	2,054	Se72	2,799		
Sc46	1,824	33 As74	1,036		
Sc45	1,239	As72	1,273		
20 Ca46	0,429	As71	1,907		
Ca44	1,659	32 Ge77	1,111		
Ca43	2,357	Ge71	3,039		
As, P 170 МэВ /12/		Ag, P 480 МэВ /16/			
32 Ge71	1,062	46 Pd100	1,380		
Ge69	0,907	44 Ru97	0,716		
Ge68	1,458	Ru95	1,595		
Ge67	0,648	42 Mo90	2,278		
31 Ga72	0,355	40 Zr89	0,959		
Ga70	1,166	Zr88	1,168		
		Zr86	1,351		
		Y88	0,173		
		39			

Таблица 3

Значение β эксп/брасч. для продуктов расщепления ядер протонами $E_p < 170$ Мэв

Изотоп β эксп/брасч.	Изотоп β эксп/брасч.	Изотоп β эксп/брасч.
Al, p 120 Мэв /4/	Fe, p 150 Мэв /19/	As, p 49 Мэв /12/
^{27}Al 13,052	^{52}Mn 0,453	^{72}Se 0,367
^{18}F 2,213	^{51}Mn 1,090	^{72}As 1,518
^{22}Na 1,518	^{51}Cr 1,005	^{71}As 3,500
^{24}Na 0,216	^{49}Cr 2,006	^{71}Ge 2,302
V, p 48 Мэв /18/	^{48}Cr 1,276	^{69}Ge 4,825
^{48}V 0,689	^{49}V 1,234	^{68}Ge 3,172
^{47}V 0,382	^{48}V 1,746	^{72}Ca 0,254
^{45}Ti 0,714	^{47}V 3,418	^{70}Ca 4,409
^{47}Sc 0,840	^{45}Ti 4,639	^{68}Ca 1,949
^{46}Sc 3,615	^{47}Sc 0,407	^{67}Ca 0,444
^{43}Sc 3,395	^{46}Sc 0,784	^{69}Zn 0,919
^{43}K 3,333	^{44}Sc 1,473	^{67}Cu 1,743
V, p 70 Мэв /18/	^{43}Sc 46,9	^{64}Cu 0,409
^{48}V 1,162	^{47}Ca 0,184	^{66}Ni 0,106
^{47}V 1,991	^{45}Ca 0,702	^{65}Ni 0,048
^{45}Ti 1,465	^{43}K 0,728	As, p 103 Мэв /12/
^{48}Ti 0,119	^{42}K 0,605	^{72}Se 0,211
^{47}Sc 0,586	^{39}Cl 2,234	^{72}As 0,127
^{46}Sc 0,686	^{35}S 5,317	^{71}As 0,506
^{44}Sc 1,922	^{33}P 5,778	^{71}Ge 0,153
^{43}Sc 5,137	^{32}P 9,259	^{69}Ge 0,237
^{39}Cl 0,441	^{31}Si 9,703	^{68}Ge 0,335
^{38}Cl 0,167	^{28}Mg 54,3	^{67}Ge 0,209
^{34}Cl 7,547	^{24}Na 178,54	^{72}Ca 0,155
V, p 100 Мэв /11/	^{22}Na 223,88	^{70}Ca 0,415
^{48}V 0,451	Co, p 60 Мэв /16/	^{68}Ca 0,642
^{45}Ti 1,033	^{58}Co 0,600	^{67}Ca 1,292
^{47}Sc 0,736	^{56}Co 2,430	^{66}Ca 1,175
^{46}Sc 0,402	^{55}Co 0,847	^{69}Zn 0,282
^{44}Sc 0,847	^{52}Fe 0,0055	^{65}Zn 0,861
^{45}Ca 0,290	^{56}Mn 0,339	^{67}Cu 0,464
^{43}K 0,883	^{52}Mn 0,571	^{64}Cu 1,183
^{42}K 1,846	Co, p 100 Мэв /16/	^{61}Cu 0,584
^{39}Cl 9,230	^{58}Co 0,636	^{66}Ni 0,627
^{38}Cl 2,195	^{56}Co 2,345	^{65}Ni 0,171
^{35}S 15,795	^{55}Co 3,072	^{61}Co 0,894
	^{52}Fe 1,038	
	^{56}Mn 5,885	
	^{51}Mn 5,358	

Л и т е р а т у р а

- I. G. Rudstam, *Z.Naturforschung*, 21a, 1027-1041, No. 1 (1966).
2. А.К.Лаврухина, Р.И.Кузнецова, Г.М.Колесов. Программа и тезисы докладов XIII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Харьков 25/I-2/II-1967 г. стр. 230-231. Издательство "Наука", Ленинград, (1967).
3. А.К.Лаврухина, Р.И.Кузнецова, Л.М.Сатарова. *Геохимия*, № 12, 1215 (1964).
4. А.К.Лаврухина, Г.М.Колесов, Р.И.Кузнецова, В.В.Мальшев. *Радиохимия* (1967)
5. G. Friedlander, J. Hudis, R. L. Wolfgang. *Phys. Rev.*, 92, 263 (1955).
6. Cumming J. B. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13, 261 (1963).
7. Cumming J. B., Friedlander G., Hudis J., Poskanzer A. M., Kaufman S., *Phys. Rev.*, 127, 950, (1962).
8. M. Honda und D. Lal. *Nucl. Phys.*, 51, 363 (1964).
9. P. Estrup. *Geochim. data*, 27, 891 (1963).
10. S. B. Kaufman. *Phys. Rev.*, 129, 1899 (1963).
11. C. G. Heining, E. O. Wigg. *Phys. Rev.*, 101, N3, 1074 (1956).
12. G. Rudstam. *Phil. Mag.* 46, 344 (1955). Dissertation, University of Uppsala (1956).
13. G. Rudstam, P. C. Stevenson and R. L. Folger. *Phys. Rev.*, 87, 358 (1952).
14. E. Belon. *Phys. Rev.*, 95, 1554 (1954).
15. A. A. Caretto Jr., and E. O. Wigg. *Phys. Rev.*, 103, 236 (1956).
16. Б.В.Курчатов, В.Н.Мехедов, Н.И.Борисова, М.Я.Кузнецова, Л.Н. Курчатова, Л.В.Чистяков. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1-5 июля 1955 г. Зас. отд. химических наук. Изд-во АН СССР, М., 1955, стр. 178.
17. G. D. Wagner, E. O. Wigg. *Phys. Rev.*, 96, 1100 (1954).
18. S. Hontzeas, I. Jaffa. *Can. J. Chem.*, 41, 2194 (1963).
19. А.К.Лаврухина, Л.Д.Ревина, В.В.Мальшев, Л.М.Сатарова. *ЖЭТФ*, 44, 1429 (1963)

М.Суботович, М.Хлебовска, К.Круковска

Кафедра эксперим. физики университета М.Кюри-Склодовской, Люблин, Польша

Анализ элементов редких земель методом флуоресценции X -лучей был впервые реализован в 1955 г. /1/ при употреблении обычных рентгеновских установок. В сравнении с обычным оптическим эмиссионным спектром, спектры К и Л очень простые, но точный анализ смеси редких земель представляет некоторые экспериментальные трудности, так как край поглощения совпадает с флуоресцентными спектральными линиями. Кроме того, наблюдается еще два следующих фактора, затрудняющих точный анализ:

1) падающее излучение X , поглощаемое в более глубоких слоях исследуемого образца, приводит к возникновению флуоресцентного излучения, которое поглощается частично верхними слоями образца в краевой части спектра. Это изменяет распределение по интенсивности исследуемого флуоресцентного излучения X ,

2) наблюдается селективное поглощение исследуемого излучения X другими атомами, находящимися в образце, например, линия L_{β_2} тупия (1463 \AA) поглощается селективно краем поглощения L_{β} эрбия (1482 \AA), который находится в исследуемом образце.

В последние годы развивается аналитическая техника исследования неизвестных элементов методом флуоресценции в области X , употребляя источники γ - X_p /2,3/ для облучения исследуемых образцов. При специально подобранном рассеивателе получаем методом флуоресценции γ - X_p почти монохроматичные кванты X_p , энергия которых находится в области энергии края поглощения исследуемого элемента. Тогда произойдет селективное поглощение элементом излучения X_p от рассеивателя, и облучаемый элемент станет источником регистрируемого флуоресцентного излучения X_0 .

Чтобы получить большое соотношение интенсивностей характеристических X_0 лучей к общему регистрируемому X_0 излучению из исследуемого образца, перед сцинтилляционным детектором этого излучения помещается подходящий фильтр. Он подбирается так, чтобы энергия края его полосы поглощения была немного ниже энергии K_{α} - X_0 излучения исследуемого элемента.

Чувствительность этого метода определяет соотношение интенсивности регистрируемого K - X_0 - излучения от исследуемого элемента к интенсивности X_p -излучения.

Употребление этой установки с изотопом ^{170}Tm как гамма-источником ($E_{\gamma} = 84 \text{ кэВ}$) позволяет анализировать количество смеси элементов редких земель до 2%, число протонов которых различается на 2.

Исследование следующих возможностей описанного метода химического анализа продолжается.

Л и т е р а т у р а

1. F.H.Spedding, A.H.Daane: The rare earths, ed. J.Wiley, New York, 1961
2. J.F.Cameron, J.R.Rhodes, Brit. J. appl. Phys., 11, 49, 1960
3. J.A.Hope, J.S.Watt, Int. J. appl. Radiation and Isotopes 16, 9, 1965

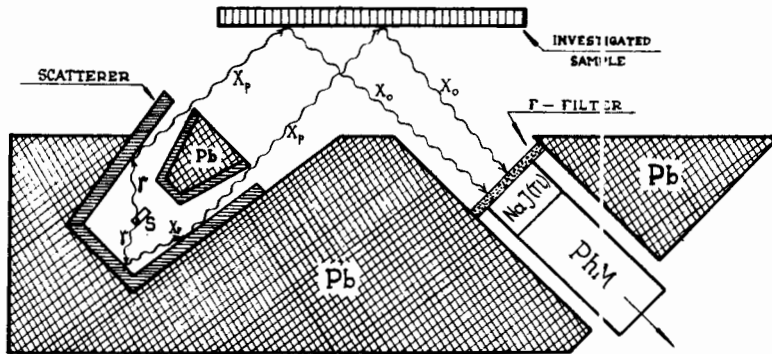


Рис 1. Применение флуоресценции (γ -X) лучей к химическому анализу редких земель.

РАСПАД ^{104m}Ag .

Я.Врзал, Е.П.Григорьев, Г.С.Катыхин, Я.Липтак, Я.Урбанец.
ОИЯИ, Ленинградский государственный университет.

Исследование спектра γ -лучей ^{104m}Ag ($T_{1/2} = 66$ мин) производилось на полупроводниковом γ -спектрометре с Ge(Li) детектором коаксиального типа с чувствительным объемом 5 см^3 и разрешением 4,5 - 6 кэв. Препараты ^{104m}Ag были получены путем облучения окиси кадмия протонами с энергией 660 Мэв с последующим выделением фракции серебра из мишени. Вклад в спектр γ -лучей от других изомеров серебра учитывался по периодам спада интенсивностей линий и известным из литературных данных энергиям γ -переходов этих ядер.

Полученные в настоящей работе энергии и относительные интенсивности γ -лучей приведены в таблице 1 в сравнении с результатами работы /1/.

При наших измерениях проявлялся не только распад изомерного состояния ^{104m}Ag со спином 5^+ , но и распад основного состояния ^{104}Ag , которому приписан спин 2^+ . Распад основного состояния происходит преимущественно через первый возбужденный уровень и может идти в слабой мере и на более высокие состояния с низким значением спина. Надо отметить, что состояния со значением спина $I \geq 4$ будут заселяться только из изомерного состояния ^{104m}Ag . Поэтому для нормировки интенсивности конверсионных электронов нами было использовано теоретическое значение коэффициента внутренней конверсии известного E2-перехода 766,5 кэв ($4^+ \rightarrow 2^+$), и, таким образом, были определены экспериментальные значения α_K остальных переходов, для которых имеются данные об интенсивностях конверсионных электронов. Интенсивности конверсионных электронов взяты из работы /2/. Из сравнения полученных экспериментальных α_K с теоретическими (рис.1) видно, что все переходы относятся к типу E2 или M1. Большое отклонение за предел погрешности в определении $\alpha_K^{\text{экс}}$ для линии 555,5 кэв, которую (заведомо типа E2) можно объяснить различными примесями основного состояния ^{104}Ag в источниках, использованных для измерения γ -лучей и конверсионных электронов. Несколько удивительно большое отклонение $\alpha_K^{\text{экс}}$ и $\alpha_K^{\text{теор}}$ для перехода 444 кэв, которое нам пока не удалось объяснить. По размещению в схеме переход 444 кэв должен быть типа E2 или M1.

Основой для построения схемы распада служили данные по γ - γ совпадениям /2/ и совпадение энергий прямых и каскадных переходов и интенсивности γ -лучей. Первые два возбужденных уровня со спинами 2^+ были известны из кулоновского возбуждения ^{104}Pd и из распада ^{104}Rh . На схеме распада рис.2 приведены уточненные энергии этих уровней. Особенно важно это для второго уровня 2^+ с энергией 1340,5 кэв, так как на расстоянии только 18,5 кэв от него расположен уровень 4^+ .

На высоте 1820 кэв находится состояние, имеющее близкие свойства в ряде соседних ядер. Наиболее вероятные квантовые характеристики этих уровней 3^+ , однако нельзя исключить и значения 4^+ . Его энергия обычно в 3-5,5 раза превышает энергию первого возбужденного уровня, и характер разрядки близок в ^{104}Pd и соседних ядрах. Энергии и предполагаемые квантовые характеристики более высоких уровней указаны на схеме распада рис.2.

В работе /3/ приводится уровень 1792 кэв в ядре ^{104}Pd , который заселяется β^- переходом при распаде основного состояния ^{104}Rh , имеющего спин 1^+ . Этот уровень разряжается переходом 1236 кэв, идущим на первый возбужденный уровень ^{104}Pd . В наших измерениях мы наблюдали слабый переход 1238 кэв, интенсивность которого убывает с периодом полураспада основного состояния ^{104}Ag ($T_{1/2} = 29$ мин), который должен в таком случае разряжать уровень со значением спина 1,2 или 3. Мы считаем, что это тот же переход, который наблюдается в распаде ^{104}Rh . Так как в наших измерениях разрешение Ge(Li) -спектрометра лучше, мы приписываем этому уровню значение энергии 1793 кэв. Наиболее вероятные характеристики уровня - 2^+ .

На рис. 3 приведены возбужденные уровни ядер палладия. Энергии выражены в единицах энергий первых уровней 2^+ . Сравниваются свойства уровней ^{102}Pd , ^{104}Pd , ^{106}Pd и ^{108}Pd . Изучавшиеся нами в работе /4/ ^{106}Pd и в настоящей работе ^{104}Pd имеют более богатый спектр возбужденных уровней и, в основном, они сравниваются между собой. Коллективные уровни выделены жирными линиями. Виден плавный ход уровней от ядра к ядру. Заслуживает внимания факт, что увеличение энергий уровней 2^+ и 3^+ соответствует уменьшению энергий уровней 4^+ .

При нашем анализе интенсивностей предполагается, что все переходы E2. Сопоставление в таблице 2 приведенных вероятностей переходов в ^{104}Pd и ^{106}Pd показывает, что отношения близки между собой для аналогичных переходов с уровнями 2^+ и 3^+ . Это является добавочным доказательством интерпретации уровня 1820 кэв со спином 3^+ как коллективного состояния.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Андреев, В.Р.Бурмистров, Б.Г.Киселев, В.А.Дидоренко. Материалы девятого совещания по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна, 1966, препринт ОИЯИ-6-3036.
2. H.Nutley, J.E.Gerhart, Phys. Rev. 120, 1815, 1960.
3. P.Fettweis and J.Verwier Zeitschrift f. Phys. 201, 415, 1967.
4. Я.Врзал, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, Я.Липтак, В.А.Сергеев, Я.Урбанец. Известия АН СССР серия физ. XXXI (1967).

Таблица I

Энергии γ - переходов, относительные интенсивности электронов внутренней конверсии, γ - лучей, коэффициенты конверсии и мультипольности переходов в 10^4Pd .

E_γ [кэВ]	I_K % на распад	E_γ [кэВ]	% на распад	E_γ [кэВ]	I_γ	$\alpha_c \cdot 10^3$	Вывод о мульт иполь- ности
Натлей и др.2		Наши данные		Андреев и др. I			
167±4		204±2	0,7				
262±3	52±2,5	289±1,5	1,5±0,2				
355±3	16,2±1,6	362±1,5	1,5±0,2			11±2,7	MI;E2
443±3	19,7±1,9	444±1,0	1,5±0,2			13±3,5	
478±8	7,4±2,2	479±1,0	1,8±0,2			4,1±2,0	MI;E2
		498±1,5	0,8±0,3				
556±3	270	555,5±0,5	92±5	556±2	92	2,9±0,2	E2
621±4	11,6±1,1	622±1,5	3,7±0,8	622±1	4,1±0,5	3,1±1,1	MI;E2
		660±1	0,9±0,2				
		697±1	0,9±0,2				
		704±1,5	0,6±0,2				
747±7	10,8±5,4	740±0,5	6,0±0,6			1,8±1,1	E2
		758±0,5	8,6±0,6				
767±4	100±2,7	766,5±0,5	62,0±3,0	761±2	50±7	1,6±0,04	E2
		785±0,5	8,6±0,6	780±1	5,6±0,6		
		840±1,0	1,2±0,2	833±1	2,0±0,5		
854±5	18±0,8	857,5±1,0	10,0±1,5	854	13±1	1,0±0,2	MI;E2
		862,5±1,0	7,4±1,0				
		871±2	0,6±0,1				
		907,5±0,5	4,4±0,4	901±1	2,8±1,4		
		923±1,5	9	920±1			
		926±1,5	9		14±2		
938±5	27,8±1,1	941,3±0,5	22,0±1,6	936±2	21±4	1,2±0,15	MI;E2
1074±7	2,4±0,5	1076±1	2,3±0,2	1072±3	1,7±0,2	1,0±0,4	MI;E2
		1103±1	0,8±0,2				
		1121±1	1,4±0,2				
		1238±1					
1263±7	2,4±0,5	1264,5±0,5	5,7±0,5	1263±1	3,8±0,7	0,4±0,16	MI;E2
1343±8	4,3±0,5	1340,5±0,5	8,0±0,5	1343±1	5,0±0,9	0,6±0,1	E2
		1450±1	1,4±0,2				
1529±8	2,7±0,5	1525,5±0,5	8,3±0,7	1525±1	5,8±0,7	0,33±0,09	E2
		1598±1	1,4±0,2				
1623±8	1,96±0,38	1624,5±0,5	5,5±0,5	1623	4,8±0,7	0,35±0,12	E2

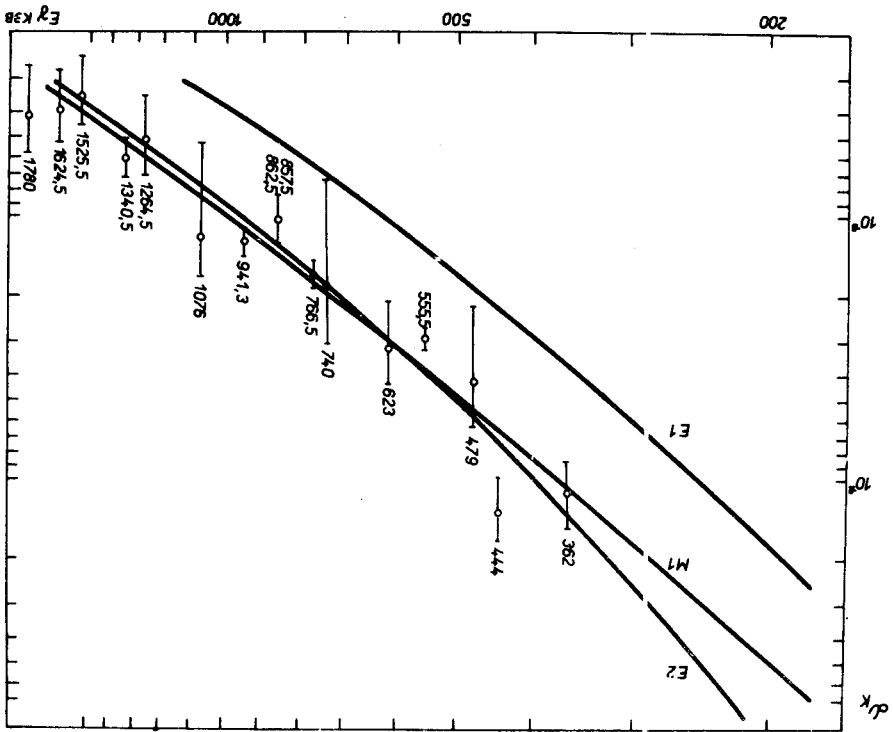
E_{γ} [кэВ]	% на распад	E_{γ} [кэВ]	% на распад	E_{γ} [кэВ]	I_{γ}	$\alpha_{\kappa} \cdot 10^3$	Вывод о мультипольности
Натлей и др. 2		Наши данные		Андреев и др. I			
1806 ± 10	$1,70 \pm 0,35$	1635 ± 1	$0,4 \pm 0,1$	1776 ± 2	$4,0 \pm 0,7$	$0,4 \pm 0,14$	MI;E2
		1762 ± 1	$0,5 \pm 0,1$				
		$1780 \pm 0,5$	$4,2 \pm 0,4$				
		$1784 \pm 2,0$	$0,4 \pm 0,1$				
		1812 ± 1	$1,1 \pm 0,2$				
		1889 ± 1	$1,0 \pm 0,2$				
		1984 ± 2	$0,3 \pm 0,15$				
				2905 ± 6	$0,25 \pm 0,06$		

Таблица 2

Отношения приведенных вероятностей переходов в ^{104}Pd и ^{106}Pd .

Отношение	^{104}Pd 46 58	^{106}Pd 46 60
$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0^+)}$	18	40
$\frac{B(E2; 3^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2; 3^+ \rightarrow 2_1^+)}$	53	41
$\frac{B(E2; 3^+ \rightarrow 4_2^+)}{B(E2; 3^+ \rightarrow 2_1^+)}$	16	22

Рис. I. Сравнение теор. и эксп. значений α_k .



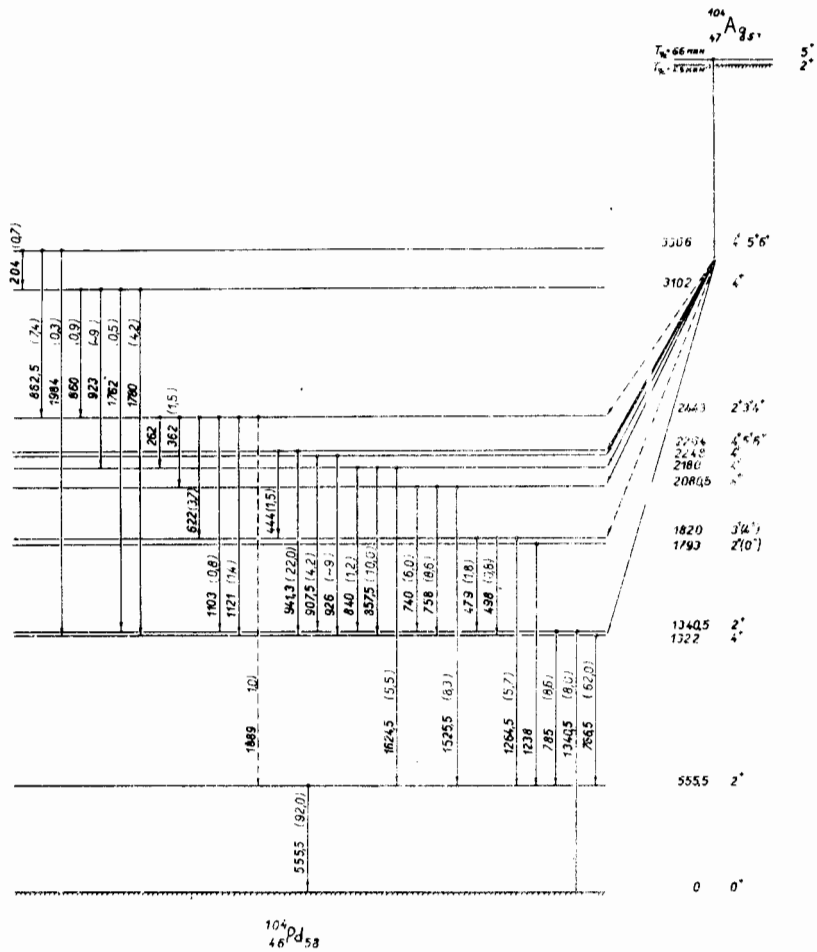


Рис.2. Предполагаемая схема распада ^{104}Pd .

СПИСОК ДОКЛАДОВ,
 ПРЕДСТАВЛЕННЫХ НА X СОВЕЩАНИЕ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ
 ИЗОТОПОВ И ТЕОРИИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

- I. М.Суботович, Я.Куранц, Я.Сажынски
 "Исследование угловых корреляций бета-гамма в бета-распаде $^{134}_{55}\text{Cs} \rightarrow ^{134}_{56}\text{Ba}$ и $^{141}_{59}\text{Pr} \rightarrow ^{141}_{58}\text{Ce}$ "
2. Э.Вильгельми, В.Грохульски, П.Децовски, А.Марциновски, К.Сивек, И.Слединка.
 "Изомерные отношения и полные сечения реакций $^{59}\text{Co}(n, 2n) ^{58}\text{Co}$, $^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{mCo}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, n) ^{58}\text{mCo}$ "
3. А.Абдумаликов, И.Адам, Я.Врзал, В.Гнатович, К.Громов, М.Кузнецова, В.Кузнецов, Я.Липтак, В.Морозов, Г.Музюль, Я.Урбанец, М.Фингер, В.Чуми.
 "О распаде ^{166}Tm "
4. Я.Врзал, П.Галан, Т.Галанова, Я.Липтак, Я.Урбанец, М.Фингер.
 "Исследование распада $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ "
5. Г.И.Сычков, О.Д.Ковригин, В.Н.Чеканов, И.С.Водолажская, А.Ф.Новгородов.
 "Исследование конверсионных электронов и γ -лучей ^{149}Eu "
6. Я.Ваврыцук, Т.Говорек, К.Крукowska.
 "Поиски новых уровней и угловые корреляции в ^{140}La "
7. И.Адам, К.С.Тот, Р.А.Майер.
 "Распад ^{147}Eu на уровни ^{147}Sm "
8. А.С.Давыдов, В.И.Овчаренко.
 "Электрические квадрупольные моменты первых 2 + состояний четных ядер".
9. Б.Адамович, Б.Мислек, К.Региньски, Э.Суйковски, А.Эглиньски.
 "Внутреннее тормозное излучение при электронном захвате в ^{145}Sm "
10. Я.Туркевич, Э.Вильгельми, М.Яскула, В.Осакевич.
 "Возбуждение простых одночастичных состояний в реакциях (n, n') и (n, α) , вызванных нейтронами с энергией 14 Мэв"
11. Р.Б.Бегжанов, В.М.Беленький, Р.Х.Сафаров.
 "Таблицы численных значений приведенных вероятностей электрsmагнитных переходов на основе модели Нильссона."
12. В.Е.Келечиц, Л.П.Рапопорт.
 "Расчет уровней среднего поля ядер с учетом нелокального потенциала"
13. П.Галан, М.Я.Кузнецова, М.Фингер, И.Юрси.
 "Метод обработки двухмерных спектров совпадений и его применение к анализу γ - γ совпадений на $\text{Ge}(\text{Li})$ - детекторах при распаде ^{155}Tb "

14. В. Курцевич, З. Мороз, Б.Ш. Нильсен, З. Прейбиш.
"Схема распада ^{165}Tm ".
15. Р. Арльт, Ж. Желев, В. Калинин, З. Малек, Г. Музиоль, Н. Ненов, З. Усманова, Х. Штрусный.
"К-изомер $^{136\text{m}}\text{Yb}$ ".
16. А.К. Лаврухина, Р.И. Кузнецова
"Анализ сечений образования продуктов расщепления ядер разных элементов протонами с $E_p = 0,1 \div 24$ Гэв".
17. Я. Врзал, Е. I. Григорьев, Г.С. Катыкин, Я. Липтак, Я. Урбанец.
"Распад $^{104\text{m}}\text{Ag}$ ".
18. Я. Кормицкий, Г. Неводничанский, З. Стахура, К. Зубер, А. Будзьяк
"Возбужденные состояния ядра ^{155}Gd ".
19. У. Хагеманн, А. Андреев, Р. Кэстнер, П. Манфрас, В. Майлинг, Ф. Стари.
" Ω - запрещенный переход в ^{172}Tm ".
20. И. Юрик, И. Звольский, В. Гнатович, И. Буриан.
"0 распада $^{155}\text{Dy} \rightarrow ^{155}\text{Tb}$ ".
21. А. Шпалек, И. Резанка, Й. Франа, А. Машталка.
"0 распада ^{127}Cs ".
22. Б.С. Желепов, В.Е. Тер-Нерсесянц, С.А. Шестопалова " 0 распада $^{170}\text{Lu I}$ ".
23. А.И. Бэдеску-Сингуряну, М. Греческу, В.А. Ионеску, И. Питику, Т. Нэшкуциу.
"Распад измеров ^{154}Tb с $T_{1/2} = 8$ ч и 21 ч".
24. В.А. Балалаев, Б.С. Желепов, А.И. Медведев, В.Е. Тер-Нерсесянц, И.Ф. Учеваткин, С.А. Шестопалова.
"Новые данные о спектре электронов внутренней конверсии изотопов $^{169-172}\text{Lu}$ ".
25. В.Д. Витман, Я. Врзал, Б.С. Желепов, Я. Липтак, А.И. Медведев, Л.Н. Москвин, Я. Урбанец, Л.Г. Царицына.
"Распад ^{70}As , ^{71}As и ^{72}As ".
26. Л.Н. Абесалашвили, Ж. Желев, В.Г. Калинин, Я. Липтак, У. Назаров, Я. Урбанец.
"0 распада $^{141}\text{Nd} \rightarrow ^{141}\text{Pr}$ ".
27. Р. Арльт, Г. Музиоль, Г. Пфреппер, Х. Штрусный, Д. Христов.
"Изомерные состояния при распаде короткоживущих изотопов ^{140}Sm , ^{141}Sm , ^{140}Pm "
"0 распада изотопа ^{142}Pm ".
28. М.В. Клименковская, А.А. Сорокин.
"Измерение угловых корреляций γ -квантов ^{147}Eu и ^{149}Eu ".
29. Л.Н. Абесалашвили, Ж. Желев, В.Г. Калинин, Я. Липтак, У. Назаров, Я. Урбанец.
"0 цепочке распада $^{140}\text{Nd} \rightarrow ^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ ".

30. Э.Е. Берлович, Ю.Н. Новиков.
"О вкладе неспаренной частицы в деформацию ядра"
31. Э.Е. Берлович, В.В. Лукашевич.
"Об измерении времен жизни уровней в пикосекундном диапазоне с помощью техники совпадений".
32. М.П. Авотина, Е.П. Григорьев, А.В. Золотавин, В.О. Сергеев, М.И. Совцов, Я. Врзал, Н.А. Лебедев, Я. Липтак, Я. Урбанец.
"Исследование распада изотопов прометиевой фракции"
33. Н.М. Антоньева, Е.П. Григорьев, А.В. Золотавин, Г.С. Катыхин, Л.Ф. Протасова, Я. Врзал, Я. Липтак, Я. Урбанец.
"Распад ^{86}Y "
34. Я. Врзал, Г.С. Катыхин, М.К. Никитин, Ю.Н. Подкопаев, Я. Урбанец.
"Спектр γ -лучей изотопов ^{93}Tc (2,75 τ) ^{94}Tc (4,9 τ)."
35. Г.А. Федосеев, Л.П. Москалева, Б.Я. Шербовский.
"Исследование расщеплений ядер F, Mg, Al, Si с фрагментами под действием протонов высоких энергий".
36. Я. Хвасевска, К.А. Гаврилов, В. Куш, М. Шимчак.
"Некоторые свойства схемы распада ^{251}Fm и ^{252}Fm "
37. Е.П. Григорьев.
"Свойства уровней ^{162}Dy "
38. А.В. Бравин, Г.А. Борисов.
"К вопросу о коллективной модели сильно деформированных ядер".
39. Е.П. Григорьев, А.В. Золотавин, В.О. Сергеев, М.И. Совцов, Я. Врзал, Н.А. Лебедев, Я. Липтак, Я. Урбанец, П.П. Дмитриев, Н.Н. Краснов, Ю.Г. Зевастьянов.
"Распад ^{151}Gd "
40. Н.М. Антоньева, Е.П. Григорьев, А.В. Золотавин, М.К. Никитин, М.И. Совцов, Я. Врзал, Я. Липтак, Я. Урбанец.
"Распад ^{102}Rh , ^{102m}Rh , ^{101}Rh "
41. Н.А. Бонч-Осмоловская, Я. Врзал, Е.П. Григорьев, Н.Г. Зайцев, Я. Липтак, В.Р. Тишин, Я. Урбанец.
"Распад ^{170}Lu "
42. Е.И. Игнатенко.
"Методы "сухой" химии для быстрого разделения элементов при работе с ускорителем в режиме "on-line"
43. Э.Е. Берлович, В.К. Тарасов.
"О роли эффекта отдачи при получении изотопов с помощью реакции глубокого отщепления в системе "on-line"

44. Э.Я.Луре, Л.К.Пекар, П.Т.Прокофьев.
" О квазивращательных полосах в ядре ^{150}Sm "
45. Ю.А.Андреев, З.Р.Бурмистров, С.П.Карецкая, Н.Н.Краснов.
" Исследования излучений из распада изомеров ^{198}Tl и изотопа ^{199}Tl "
46. В.А.Бондаренко, П.Т.Прокофьев.
"Уровни, наблюдаемые в реакции $^{168}\text{Yb}(\text{n}, \text{e}^-)^{169}\text{Yb}$."
47. В. Курцевич, В.Мороз, Б.Шмидт Нильсен, Э.Прейбиш.
"Схема распада ^{165}Tm "
48. Е.Людзевски, Я.Ковнацки, Я.Хвацевска, В.Пшиборски, В.Клямра, Ю.Поморски.
" О схеме распада $^{125}\text{Xe} \longrightarrow ^{125}\text{I}$ "
49. М. Зелинска - Пфабе.
" Цифровая программа для диагонализации в модели Нильсона в системе ГИР-АЛГОЛ."
50. М. Суботович, М.Хлебовска, К. Круковска.
" Применение флуоресценции ($\gamma - X$) лучей к химическому анализу элементов редких земель"
51. А.С.Чернышов, Л.П.Рапопорт.
" Магнитные моменты деформированных ядер."
52. Ю.А.Андреев, Е.Р. Бурмистров, С.П.Карецкая, А.И.Щыцн.
" Исследование излучений, сопровождающих распад таллия ^{200}Tl ."
53. А.А. Абдумаликов, А.А.Абдуразаков, К.Я.Громов.
"ЕГ-переходы при разрядке уровня $531,5$ кэв в ^{167}Er "
54. М. Суботович.
"Поиски эффектов высшего порядка в разрешенных β - переходах"
55. К.Я.Громов.
"10 лет сотрудничества в области ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов, получаемых на синхротроне ЛЯП".
56. В.Г.Соловьев.
"Структура неротационных состояний деформированных ядер".
57. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин.
"Одночастичные состояния деформированных ядер в приближении конечного потенциала с размытым краем."
58. Б.Дойч.
"Использование внутренних магнитных полей для исследования возмущенных угловых корреляций в ядрах редкоземельных элементов."

59. В.М. Струтинский.
"Оболочки в деформированных ядрах."
60. Н.А. Лебедев.
"Некоторые вопросы улучшения методики выделения легких лантанидов из облученного гадолиния".
61. Ю.В. Норсеев.
"Перспективы использования урановой мишени для получения нейтроноизбыточных изотопов."
62. Г. Пфреппер
"Использование фталоцианиновых комплексов редкоземельных элементов в радиохимии."
63. Э. Малек, Е. Ионович, Н. Г. Зайцева.
"Экстракция Re (IV) из растворов кислот."
64. В. Жук, Э. Крупа.
"Исследование β -спектров и спектров β - γ - совпадений в ^{155}Eu ."
65. Л. Нильсен.
"Распад ^{153}Tb ."
66. Ф. Бечварж, Я. Врзал, Я. Липтак, Я. Урбанец.
"Низколежащие уровни в ^{136}Ba ."
67. П. Тьом, Б. Эльбек.
"Реакции стриптинга и подхвата на изотопах гадолиния".
68. М. Е. Вайханский, Л. К. Пекер.
"О возможном существовании " квазиротационных полос " в ^{114}Cd ."
69. В. В. Бабиков.
"Некоторые проблемы мезонной теории согласованного ядерного потенциала."
70. Р. Арльт, Э. Малек, Г. Музиоль, Г. Пфреппер, Х. Штрусный.
"Новые изотопы ^{167}Nf , ^{166}Nf , ^{166}Lu ."
71. А. А. Абдуразаков, Я. Врзал, К. Я. Громов, Ж. Желев, В. Г. Калининков, Я. Липтак, Ли Сан-Гын, Ф. Н. Мухтасимов, У. К. Назаров, Я. Урбанец.
"О распаде ^{158}Ho ."
72. Я. Я. Берзинь, П. Т. Прокофьев, Г. Л. Резвая.
"Спектр конверсионных электронов, испускаемых при захвате нейтронов ядрами ^{156}Gd ."
73. Р. В. Джолос, Е. Б. Бальбуцёв.
"Квадрупольные моменты возбужденных 2^+ состояний в сферических ядрах"

74. Л.К.Пекар.
" О свойствах "сферических" четно-четных ядер"
75. В.С.Бутцев, Ж.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, А.В.Кудрявцева, Ф.Молнар, У.К.Назаров, Я.Урбанец.
" Новые данные о распаде ^{138}Pr "
76. А.М. Берестовой, И.А.Кондуров, Ю.Е.Логинов.
"Гамма-излучение из реакции $^{76}\text{Se}(n, \gamma)^{77}\text{Se}$ "
77. М.Г.Урин, Д.Ф.Зарецкий.
"Аналоговые состояния и их возбуждение в некоторых ядерных реакциях"
78. Врзал, Е.П.Григорьев и др.
"Изучение изотопов ^{143}Pr , ^{144}Pr , ^{146}Pr и ^{147}Pr "
79. Х.Р.Киссенгер, Л.Мюнхов.
" Парные корреляции с учетом $p-n$ взаимодействия"
80. Л.Мюнхов, Х.Егэр
"Эффекты спаривания и деформации в ядрах с замкнутыми оболочками".
81. И.Х.Лемберг, Б.Л.Бирбраер, В.И.Исаков.
"Расчеты значений $B(M1)$ в рамках теории Мигдала."
82. Э. Вильгельми, В.Грохульски, П.Децовски, А. Марциновски, К.Сивек.
" Сверхтекучие эффекты в плотности ядерных уровней"
83. Г.Музиоль.
" О планах создания системы для исследования изотопов, находящихся далеко от полосы стабильности, в режиме "оп - line" с пучком протонов синхротронного ускорителя ЛЯП ОИЯИ"
84. Н.Г. Зайцева.
"Быстрые химические методы, используемые для выделения радиоактивных элементов".
85. Г.Ю.Байер.
" О перспективах использования комплексонов редкоземельных элементов для решения некоторых задач препаративной радиохимии"
86. Л.Л.Кашкаров, Л.У.Генаева, А.К.Лаврухина.
"Изучение процессов фрагментации под действием высокоэнергетических протонов с помощью трековой методики."

87. М.П.Авотина, В.Л.Докузова, Ж.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, У.Назаров, Я.Урбанец
 "Новые данные о распаде ^{139}Nd и ^{137}Nd ".
88. Ж.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, Л.К.Пекар
 "Об изомерных состояниях типа $I^{\pi} = \frac{41}{2}^{-}(h^{11/2})$ в $^{137}\text{Nd}_{77}$ и $^{137}\text{Pr}_{78}$.
 Новый изотоп $^{136}\text{Nd}_{76}$ ".
89. Р.Б.Бегжанов, В.М.Гелензий, Ш.Шарипов
 "О возбужденных состояниях нечетного ядра, внешний нуклон которого находится в состоянии $J = 9/2$ ".
90. В.М.Михайлов.
 "Ротационные уровни с $K = 0$ ".
91. Р.Б.Бегжанов, Х.С.Сабилов, К.Т.Салимбаев, М.М.Ходжаев
 "Спектроскопия индия - II?".
92. Е.Божек, Р.Брода, В.Валюс, Я.Гольчевски, Р.Кулесса,
 "g - факторы возбужденных состояний ^{147}Sm ".
93. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, В.Стахура, К.Зубер и А.Будзак.
 "Частичные периоды полураспадов альфа-изотопов ^{151}Tb и ^{149}Tb ".
94. Р.Б.Бегжанов, С.М.Ахбаров, М.М.Мирвахидов.
 "Резонансное рассеяние гамма-лучей нейтронного захвата на ядрах цинка".