

3-177

Изв. АН СССР, сер. физ.

19/II - 69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

1969, т. 33, № 8, с. 1283-1293

Дубна

P6 - 4240



Н.Г.Зайцева, Б.Крацик, М.Г.Лоцилов, Г.Музиоль,
Чан Тхань Минь, Х.Штрусный

О СХЕМЕ РАСПАДА ^{84}Y

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

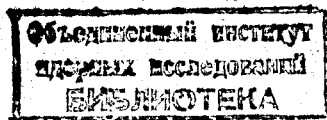
1969

P6 - 4240

Н.Г.Зайцева, Б.Крацик, М.Г.Лоцилов, Г.Музиоль,
Чан Тхань Минь, Х.Штрусный

О СХЕМЕ РАСПАДА ^{84}Y

Направлено в "Известия АН СССР"



В в е д е н и е

Распад изотопа ${}_{39}^{84}\text{Y}_{45}$ ($T_{1/2} = (39 \pm 4)$ мин) был изучен в работах [1-3] с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра. Полученные данные не позволили авторам этих работ предложить детальную схему распада.

Настоящая работа посвящена исследованию распада ${}^{84}\text{Y}$ с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ - гамма-спектрометра с высоким энергетическим разрешением. Предлагается схема уровней чётно-чётного ядра ${}_{38}^{84}\text{Sr}_{46}$, возбуждаемых при распаде ${}^{84}\text{Y}$, и приводится сравнение с предсказаниями, сделанными на основании различных моделей для чётно-чётных ядер.

Экспериментальная методика

Радиоактивные изотопы иттрия получались различными способами. Облучались мишени SrCl_2 протонами с энергиями 120 и 660 Мэв на внутреннем и внешнем пучке синхроциклотрона ОИЯИ, соответственно, и мишень из металлического ниобия - протонами с энергией 660 Мэв на внутреннем пучке. Мишень SrCl_2 , облученная внутренним пучком протонов, растворялась в 0,1 М HCl , и радиоактивный иттрий без носителя выделялся экстракцией с помощью 0,75 М раствора диэтилгексилортофосфорной кислоты (НДЕНР) в толуоле [4,5]. После нескольких промывок 0,1 М HCl органический раствор, содержащий радиохимически чистый иттрий, использовался для измерения гамма-спектров.

Для выделения радиоактивных изотопов иттрия из мишеней SrCl_2 , облученных внешним пучком протонов, применялся метод распределительной хроматографии/6/. Сорбентом для иттрия служил шлаконизированный силикагель, пропитанный раствором НДЕНР и помещенный в колонку ($h = 10$ мм, $d = 3$ мм). После промывки колонки $0,1$ М HCl для удаления загрязнений радиоактивный иттрий элюировался 6 М HCl , и этот раствор служил препаратом для измерения гамма-спектров.

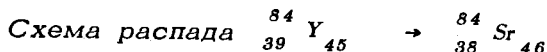
Ниобиевая мишень растворялась в смеси кислот HF и HNO_3 , затем осаждался LaF_3 , который захватывал радиоактивный иттрий. После промывки и растворения осадка LaF_3 в $0,3$ М $\text{HCl} - \text{H}_3\text{BO}_3$ лантан (иттрий) сорбировались смолой Dowex 50 х 8, смола наносилась на колонку и радиоактивный иттрий без носителя элюировался $0,22$ М раствором α -оксиизобутирата/7/.

Для измерения гамма-спектров были использованы два детектора типа $\text{Ge}(\text{Li})$ с чувствительным объемом 6 и 10 см^3 и с энергетическим разрешением ^{60}Co для гамма-переходов соответственно $3,5$ и 5 кэВ. Используемая измерительная техника описана в работе/8/. Измерения гамма-спектров начинались спустя определенное время (от 20 мин до 20 час) с момента окончания облучения.

Экспериментальные результаты

Измерение гамма-спектров изотопов, содержащихся во фракции иттрия, продолжалось во всех опытах в течение многих периодов полураспада до полного распада ^{84}Y . Принадлежность гамма-переходов к определенному изотопу определялась по периоду полураспада. Кроме того, учитывалось постоянство отношения интенсивностей гамма-переходов в гамма-спектрах, которые были зарегистрированы на различных по условиям получения препаратах. Помимо ^{84}Y , в полученных источниках содержались также изотопы ^{85}Y , ^{86}Y , ^{87}Y и ^{88}Y . На рис. 1-4 изображены участки гамма-спектра для энергий от 400 до 2400 кэВ. Данные об энергиях и интенсивностях гамма-переходов, сопровождающих распад ^{84}Y , представлены в табл. 1. Здесь же для сравнения приведены

данные, полученные в работах/1-4/. Для определения коэффициента внутренней конверсии (КВК) некоторых переходов нами были использованы интенсивности гамма-переходов, определенные нами, и интенсивности конверсионных электронов, полученные в работе/1/. При этом было принято, что переход с энергией 794 кэВ ($2^+ \rightarrow 0^+$) типа E2 с теоретическим КВК $a_k = 8,4 \cdot 10^{-4}$ /9/. В табл. 2 сравниваются теоретические КВК значений с экспериментально определенными и на этом основании делаются выводы о мультипольности некоторых переходов.



Предлагаемая нами схема распада, изображенная на рис. 5б, построена на основе баланса энергий и интенсивностей гамма-переходов с учетом сведений о β^+ -распаде ${}^{84}\text{Y}$ /1/, γ - γ -совпадениях/1/, а также о структуре схем возбужденных уровней соседних ядер. Разница интенсивностей уходящих и приходящих на каждый уровень гамма-переходов, относилась за счёт позитронного распада и электронного захвата. Доли β^+ -распада на отдельные уровни были вычислены из теоретических отношений K/β^+ для разрешенных переходов. При этом принималось, что найденные в/1/ β^+ -компоненты с граничными энергиями $E_{\beta^+} = (3500 \pm 100)$ и (2900 ± 150) кэВ направлены на уровни с энергиями 1769 и 2451 кэВ соответственно, откуда следует, что полная энергия бета-распада ${}^{84}\text{Y}$ равна $Q_{\beta^+} = (6290 \pm 100)$ кэВ. На основании этих данных были вычислены значения $\log ft$ переходов на уровни ${}^{84}\text{Sr}$. Интенсивности заселения уровней и значения $\log ft$ указаны на рис. 5б.

Для сравнения на рис. 5а изображена схема уровней изотона ${}_{36}^{82}\text{Kr}_{46}$, хорошо изученная авторами работ/10,11/. Структуры низкоэнергетических возбужденных состояний ($E < 3$ МэВ) изотопов ${}_{38}^{84}\text{Sr}_{46}$ и ${}_{36}^{82}\text{Kr}_{46}$ имеют много общего. По модели оболочек основному состоянию соответствует конфигурация $\{(\pi f_{5/2})^6, (\nu g_{9/2})^{-4}\}$ и характеристики $I^\pi = 0^+$. Квантовые характеристики первого возбужденного состояния с энергией 794 кэВ приписываются по аналогии с чётно-чётными ядрами этой области, т.е. $I^\pi = 2^+$. Мультипольность типа E2 -перехода

с энергией 975 кэв и отсутствие перехода с уровня при 1769 кэв в основное состояние говорят в пользу характеристик 3^+ или 4^+ для уровня с энергией 1796 кэв. На рис. 6а,б показана систематика энергий низкоэнергетических состояний с $1^\pi = 2^{+(1)}, 2^{+(2)}, 3^+$ и 4^+ в ядрах с $Z = 38$ и $N = 46$. По этой систематике следует ожидать для уровня при энергии 1769 кэв характеристики 4^+ и при энергии 1456 кэв - 2^+ . Для определения квантовых характеристик других уровней необходимо за исходные принять квантовые характеристики основного состояния распадающегося ядра ^{84}Y . Бета-распад ^{84}Y в основное состояние ^{84}Sr не наблюдается, бета-распад на уровень с энергией 1456 кэв ($1^\pi = 2^+$) - первого порядка запрещения ($lg ft = 7,8$), в то время как бета-распад на уровень с энергией 2808 кэв согласно величине $lg ft = 5,89$ разрешен. Поэтому можно предполагать, что характеристики основного состояния ^{84}Y равна 4^- , что находится в согласии с правилами Нордгейма. Для уровня с энергией 2808 кэв характеристики тогда равны $(4,5)^-$.

Эти предположения не противоречат данным для других уровней, когда значение $lg ft = 6,8$ для бета-распада на уровень при 1769 кэв. В согласии с систематикой, приведенной на рис. 6а,б, и учитывая значения $lg ft$, можно приписать уровню с энергией 2059 кэв квантовые характеристики 3^+ . Мультипольность типа E2 гамма-перехода с энергией 465 кэв между уровнями с энергиями 3273 и 2808 кэв позволяет приписать уровню 3273 кэв характеристики $1^\pi = (4,5)^-$. С уровня при энергии 3202 кэв идут два гамма-перехода на уровни с энергиями 2059 и 1456 кэв с характеристиками (3^+) и (2^+) , соответственно. Гамма-перехода в основное состояние с этого уровня нет. Поэтому можно предполагать, что квантовые характеристики уровня 3202 кэв $1^\pi = (3,4)^+$. Полученное значение величины $lg ft = 6,6$ для бета-перехода на уровень с энергией 3202 кэв согласуется с этим заключением. Аналогичным образом можно приписать уровню при 3086 кэв характеристики $(3,4)^+$.

Обсуждение результатов

Полученные результаты о схеме распада ^{84}Y в сочетании с данными, полученными другими авторами для соседних чётно-чётных ядер, позволяют высказать следующие предположения о природе уровней ядра ^{84}Sr .

Уровень с энергией 2808 кэВ можно, по-видимому, рассматривать как двухчастичное состояние с конфигурацией $(\pi r_{1/2}, \pi g_{9/2})$. В пользу такой интерпретации говорит разрешенный бета-распад на этот уровень со значением $l_{\text{gft}} = 5,8$, составляющий 30% всех распадов из основного состояния ^{84}Y типа $4^- (\pi r_{1/2}, \nu g_{9/2})$.

Не исключено, что уровни с энергиями 1456 кэВ (2^+) и 2059 кэВ (3^+) также имеют частичный характер. Можно приписать им, например, конфигурации $2^+ (\pi r_{1/2}, \pi r_{3/2})$ или $2^+ (\pi r_{3/2})^2$ и $3^+ (\pi r_{1/2}, \pi f_{5/2})$ или $3^+ (\pi r_{3/2}, \pi i_{3/2})$, соответственно. Также возможны примеси указанных конфигураций в волновых функциях этих состояний. Поскольку нет гамма-переходов с уровня 2059 кэВ (3^+) на уровень при 1769 кэВ (4^+) и отсюда на уровень при 1456 кэВ (2^+), можно заключить, что уровень при 1769 кэВ (4^+) имеет другую частичную природу, например, с двухнейтронной конфигурацией $(\nu g_{9/2})^2$. Однако такое объяснение носит только качественный характер, ибо теория частичных состояний этой области мало разработана. Только в работе /15/ приводятся расчётные данные для частичных состояний типа обсуждаемых выше. Схема уровней, построенная по этим данным, не находится в согласии с экспериментально установленными. Так, первый возбужденный уровень расположен при 1140 кэВ вместо 794 кэВ. Второго уровня 2^+ и уровня 3^+ в расчётном спектре вообще нет.

На рис. 6б показана зависимость энергии первых возбужденных состояний от числа нейтронов в ядрах с $Z = 38$. Видно, что энергия этих уровней резко возрастает по мере приближения к ядру с магическим числом $N = 50$, а затем так же резко падает. Это свидетельствует о ее сильной зависимости от оболочечной структуры ядер. Интересно выяснить, имеет ли силу такое заключение для состояний с высокими значениями спина и положительной чётностью. Для этой цели изображены на рис. 7 кривые зависимости разниц энергий $E(4^+) - E(2^+)$ и $E(2^+) - E(0^+)$ как

функции от N и Z . Наклон первой кривой оказывается меньше наклона второй, что говорит о том, что в чётно-чётных ядрах данной области ядер эффекты, учитываемые моделью оболочек, все меньше проявляются с возрастанием значения спина уровней/12/.

Объяснение первых возбужденных состояний с положительной чётностью в рамках фоновной модели, видимо, тоже невозможно. Если рассматривать уровень $(2^+(1))$ как однофононное состояние и уровни $(2^+(2))$ и 4^+ как двухфононные состояния, то должен наблюдаться гамма-переход с состояниями 4^+ и $2^+(2)$. Так же, как в ядрах $^{82}\text{Kr} /10/$ и $^{86}\text{Sr} /16/$, здесь такого перехода нет.

В последнее время публиковались попытки объяснения ряда уровней чётно-чётных и "сферических" ядер в рамках феноменологической модели квазиротационных полос/13,14/. Некоторыми из аргументов, выдвинутыми в пользу такого представления, являются: энергетические соображения, последовательность спинов и чётность уровней $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$ для состояний с $K = 0^+$ и $I^\pi = 2^+, 3^+, 4^+, \dots$ для $K = 2^+$, а также значение вероятности $E2$ -переходов между уровнями одной ротационной полосы.

Мы пытались применить представление о квазиротационных полосах к уровням положительной чётности ядра ^{84}Sr . Здесь уровни $0(0^+)$, 794 кэВ (2^+) и 1769 кэВ (4^+) могут образовать основную квазиротационную полосу с $K = 0^+$, а уровни 1456 кэВ (2^+), 2059 (3^+) - гамма-вибрационную полосу с $K = 2^+$. Не исключено, что уровень с энергией 3202 кэВ (4^+) также относится к предполагаемой гамма-вибрационной полосе с $K = 2^+$, так как с этого уровня наблюдаются только переходы на уровни этой полосы. По энергетическим соображениям следовало бы, однако, ожидать, что третий уровень такой полосы расположен в районе более низкой энергии. На рис. 8 изображены эти две полосы как для ^{84}Sr , так и для $^{82}\text{Kr} /13/$. Если приписание квантовых чисел K правильно, тогда переходы между полосами должны быть затруднены. В связи с этим обращает на себя внимание тот факт, что в обоих ядрах приведенная вероятность гамма-переходов внутри полосы с $K = 2^+$ ($3^+ \rightarrow 2^+(2)$) больше, чем для перехода с уровня $K = 2^+$ на уровни

с $k = 0^+ (3^+ \rightarrow 2^{+(1)})$. Для отношения приведенных вероятностей гамма-переходов мы получаем $R(2) = \frac{B(E2; 3^+ \rightarrow 2^{+(2)})}{B(E2; 3^+ \rightarrow 2^{+(1)})} \approx 96$ по сравнению с $R(2) \approx 67$ в случае ^{82}Kr . Отношения приведенных вероятностей гамма-переходов с уровня $2^{+(2)}$ гамма-вибрационной полосы на уровне $2^{+(1)}$ и 0^+ основной полосы равны ≈ 180 . Для этих же отношений были получены в случае ^{88}Y и ^{82}Kr числа ≈ 303 и 72 , соответственно. По-видимому, уменьшаются эти отношения по мере удаления от ядер с заполненной оболочкой (для сравнения напомним, что они должны меняться в пределах от $0,7$ до бесконечности для сильнодеформированных и сферических ядер, соответственно).

В заключение авторы выражают благодарность профессору К.Ф.Александрову и доктору Л.К.Пекеру за полезные обсуждения и Р.Арльту за помощь при проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. T.Yamazaki, H.Ohnuma, Y.Hashimoto, M.Fujioka, E.Takekoshi, A.Hashizume, H.Ikedami, M.Sakai. *J. Phys. Soc. Jap.*, 17, 1223 (1962).
2. V.Maxia, W.H.Kelley, D.J.Horen, J.Inory. *Nucl. Chem.*, 24, 1175 (1962).
3. T.Yamazaki, H.Ikedami, M.Sakai. *Nucl. Phys.*, 30, 68 (1962).
4. D.F.Peppard, Y.W.Mason and S.W.Moline. *J.Inorg. Nucl. Chem.*, 5, 141 (1957).
5. K.Kimura. *Bull. Chem. Soc. Jap.*, 33, 1038 (1960).
6. Н.Г.Зайцева, М.Я.Кузнецова, М.Г.Лошилов, Г.Музюль, Г.Пфреппер. Препринт ОИЯИ, 2012, стр. 50, Дубна, 1965.
7. M.Vobecky, A.Mastalka. *Coll. Czech. Chem. Comm.*, 28, 3,709(1963).
8. Р.Арльт и др. Препринт ОИЯИ, Р6-3773, Дубна, 1968.

9. Л.А.Слив, И.М.Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Изд. АН СССР, М.-Л., 1956.
10. S.Raman. Nucl. Phys., A90, 508 (1967).
11. Я.Врзал, Б.С.Джелепов, А.Г. Дмитриев, Н.Н.Жуковский, Я.Липтак, Л.Н.Москвин, Я.Урбанец и Л.Г.Царицына. Изв. АН СССР, сер. физ., 1661, 1967.
12. H.Ejeri UNSJ - 104, Токуо, 1967.
13. M.Sakai. Nucl. Phys., A104, 301 (1967).
14. Л.К.Пекер. Лекции в зимней школе ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 1968 .
15. I.Talmi and I.Unna. Nucl. Phys., 19, 255 (1960).
16. Р.Арльт, Н.Г.Зайцева, Б.Крацик, М.Г.Лошилов, Г.Музюль, Чан Тхань Минь. Препринт ОИЯИ, Р6-4239, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

30 декабря 1968 года.

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности гамма-лучей ^{84}Y

наши данные	Энергии E_γ				наши данные	Относительные интенсивности I_γ			
	работа /1/	работа /2/	работа /3/	работа /4/		работа /1/	работа /2/	работа /3/	работа /4/
465+1	453±2	-	-	-	10±1	-	-	-	-
603+1	590±2	-	-	-	10,3±2,1	-	-	-	-
682+1	-	-	-	660	16,5±2,2	15±7	-	-	-
682+1	-	-	-	-	5,9±2,5	-	-	-	-
794+1	785	-	760	770	100±	100	-	-	-
975+1	982	980	960	960	79±6	80±15	-	-	-
1040+1	1041±2	-	-	-	50±12	50±15	-	-	-
1144+2	-	-	-	-	1,8±0,7	-	-	-	-
1285+1	1270	-	-	-	3,0±0,9	9±3	-	-	-
1456+2	1470	-	-	1420	3,8±1,0	6±2	-	-	-
1503+1	-	-	-	-	7,6±1,8	-	-	-	-
1617+1	-	-	-	-	1,75±0,4	-	-	-	-
1657+1	-	-	-	-	2,±0,7	-	-	-	-
1711+1	-	-	-	-	1,5±0,5	-	-	-	-
1746+1	-	-	-	-	3,2±1	-	-	-	-
1764+1	-	-	-	-	3±1	-	-	-	-
2204+2	-	-	-	-	2,52±0,3	-	-	-	-
635+1 ^{x/}	-	-	-	-	≤ 3	-	-	-	-
986 ^{x/}	-	-	-	-	≤ 4	-	-	-	-
1000+4 ^{x/}	-	-	-	1000	2,4±1	-	-	-	-
1092+1 ^{x/}	-	-	-	1090	4	-	-	-	-
1113+1 ^{x/}	-	-	-	-	1,8	-	-	-	-
1628+2 ^{x/}	-	-	-	-	1	-	-	-	-
1870+2 ^{x/}	-	-	-	-	2,8	-	-	-	-

^{x/} Период полураспада этих переходов определен недостаточно точно, поэтому их принадлежность изотопу ^{84}Y нельзя считать установленной достоверно.

Таблица 2
 Коэффициенты конверсии и мультипольности некоторых переходов в $^{84}_{38}\text{Sr}_{46}$

E_{γ}	I_{γ} относит.	$I_{\text{эк}}$ относит. (1)	a_k экспер.	a_k теорет.						Заключение о мультипольности
				E_1	E_2	E_3	M_1	M_2	M_3	
465	10±1	63±1	$(5,1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2,47 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$2,55 \cdot 10^{-2}$	E2
603	10,35±2	30±6	$(3,2 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,02 \cdot 10^{-2}$	E2 или E3
793	100	100	x/	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$8,4 \cdot 10^{-4}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	E2
975	79±8	61±8	$(6,3 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$4,65 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	E2, M1, E2+M1

x/ Принято теоретическое значение для E2 .

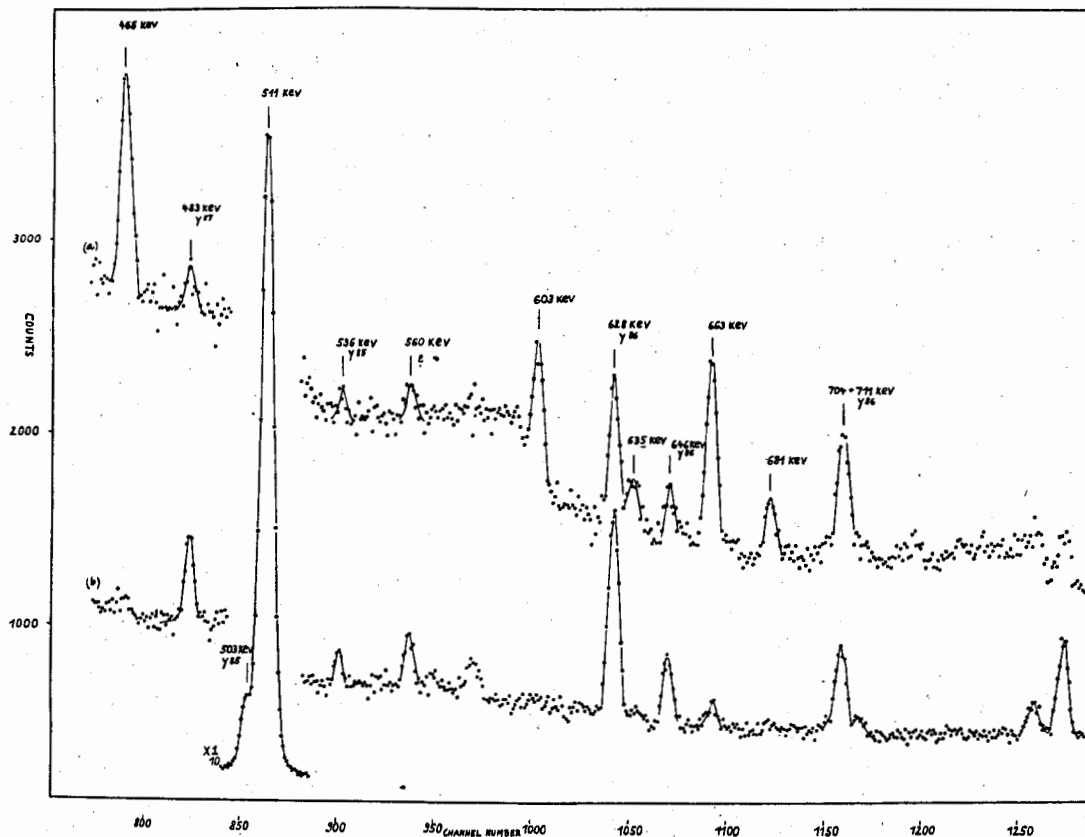


Рис. 1. Спектр гамма-лучей ^{84}Sr в области энергий 460-800 кэВ, а) и б) относятся к 1 и 2 сериям измерений, соответственно. Вторая серия измерений произведена через 2,5 часа после первой.

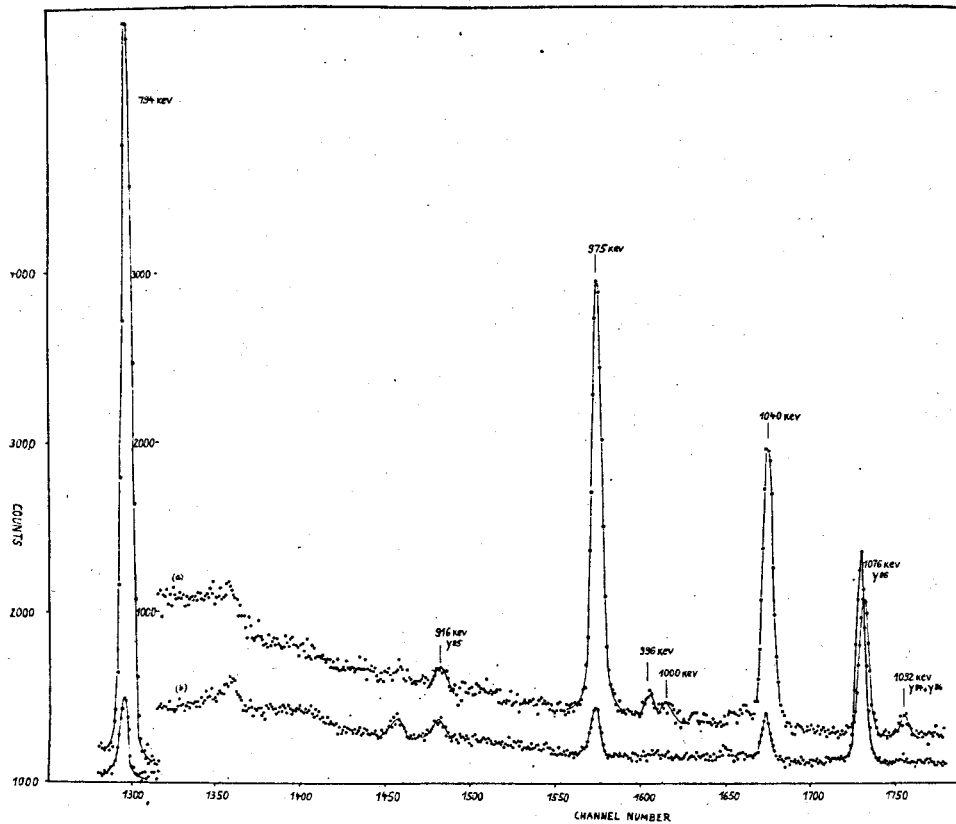


Рис. 2. Спектр гамма-лучей ^{84}Y в области энергий 750–1150 кэВ.

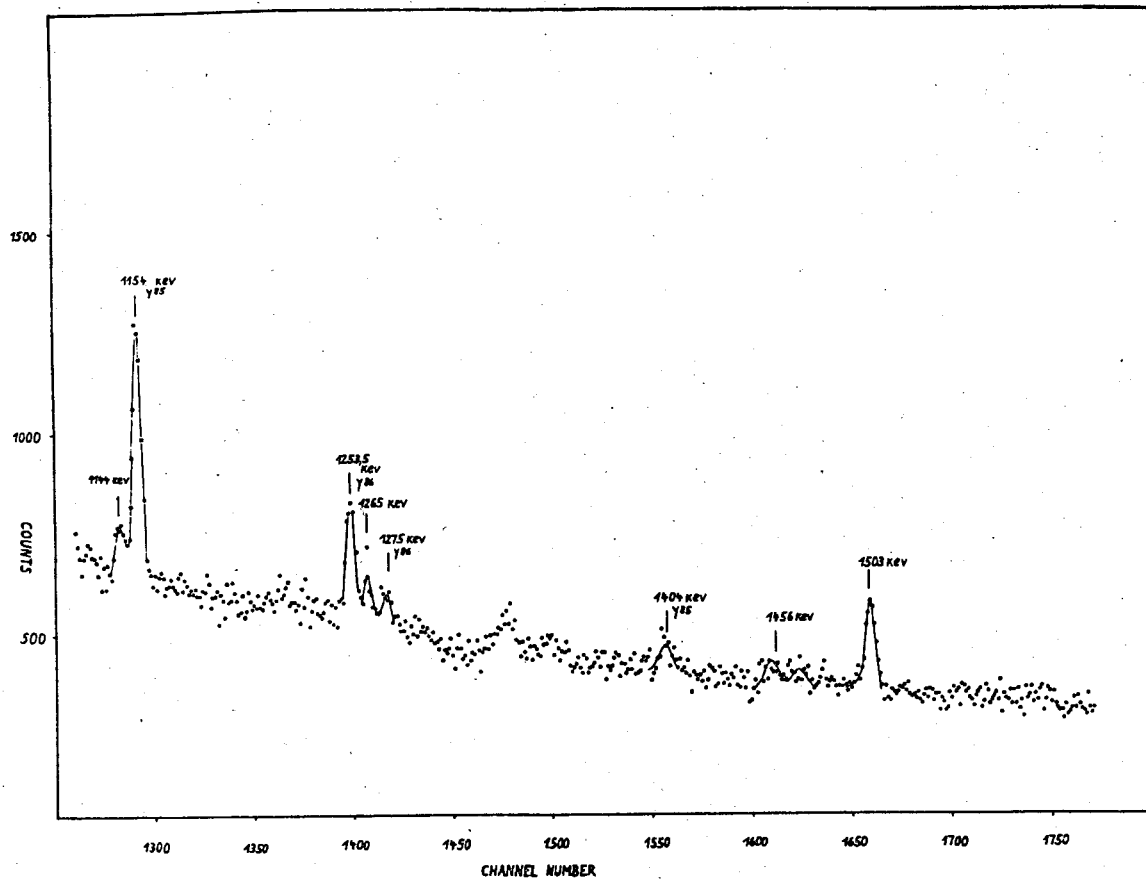


Рис. 3. Спектр гамма-лучей в области энергий 1100-1600 кэв.

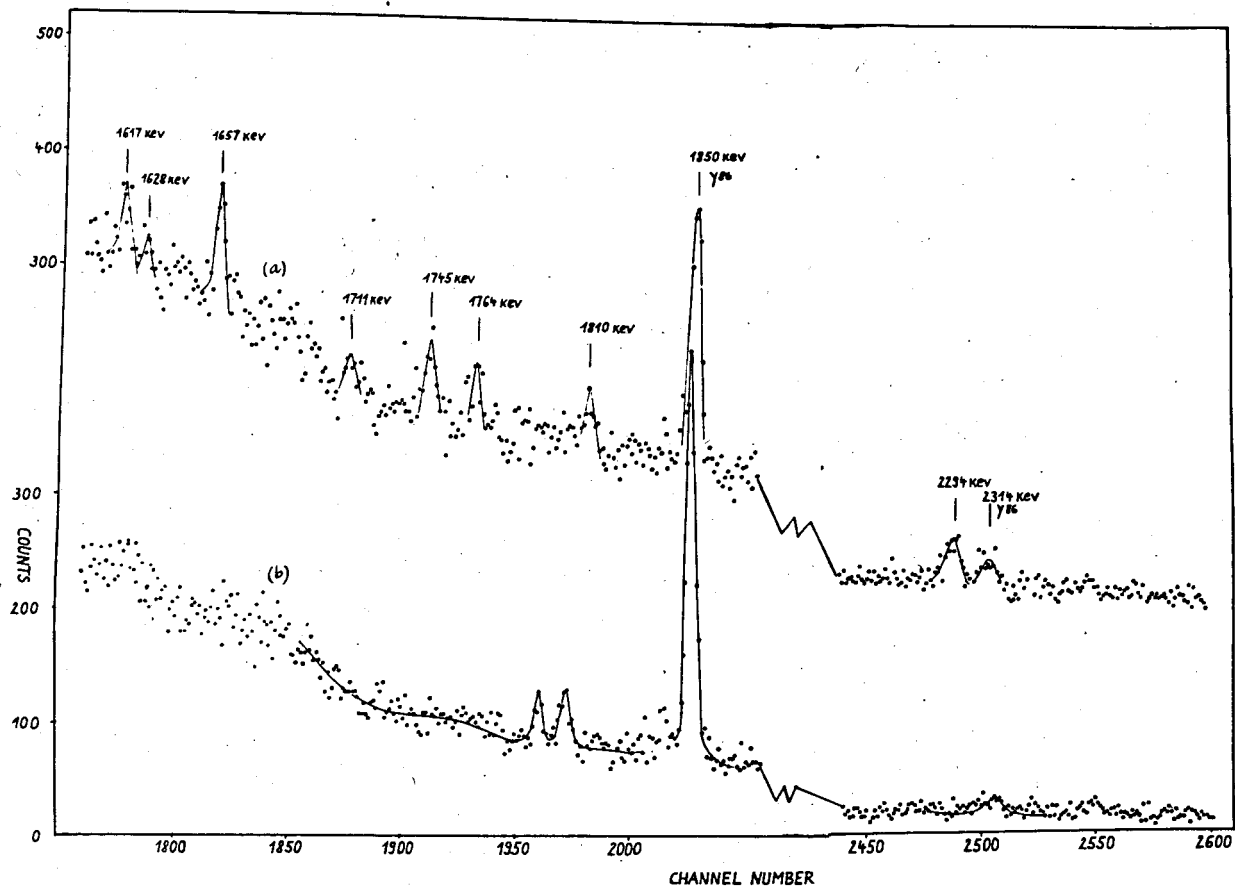


Рис. 4. Спектр гамма-лучей ^{84}Y в области энергий 1600-2400 кэв.

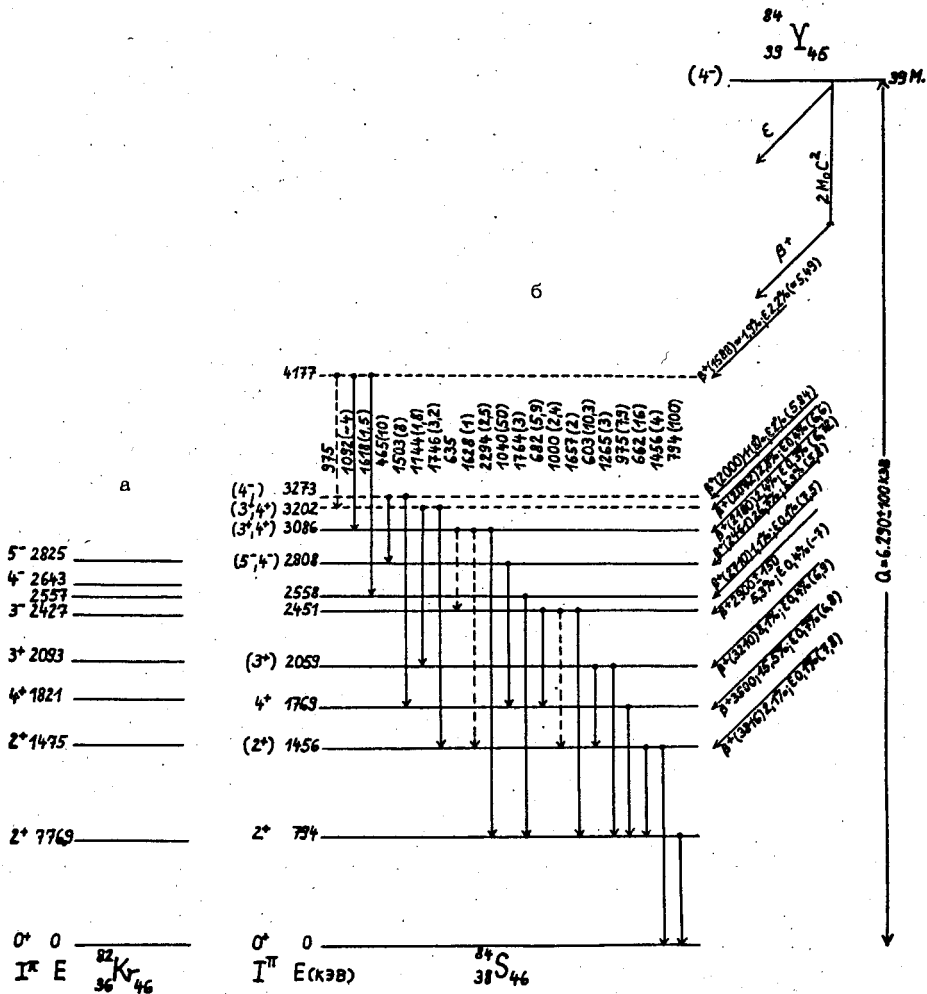
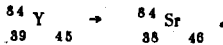


Рис. 5. а - схема возбужденных уровней ^{84}Kr ; б - схема распада ^{84}Y



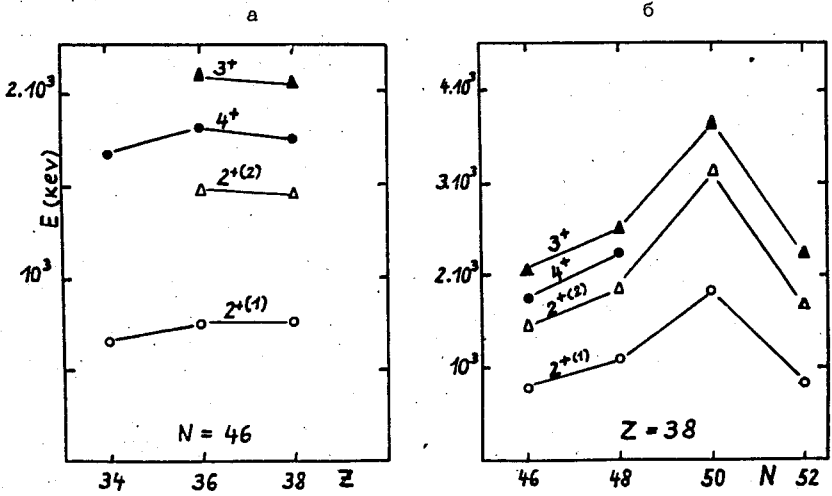


Рис. 6. а - нижние уровни чётно-чётных ядер с $N = 46$; б - нижние уровни чётно-чётных ядер с $Z = 38$.

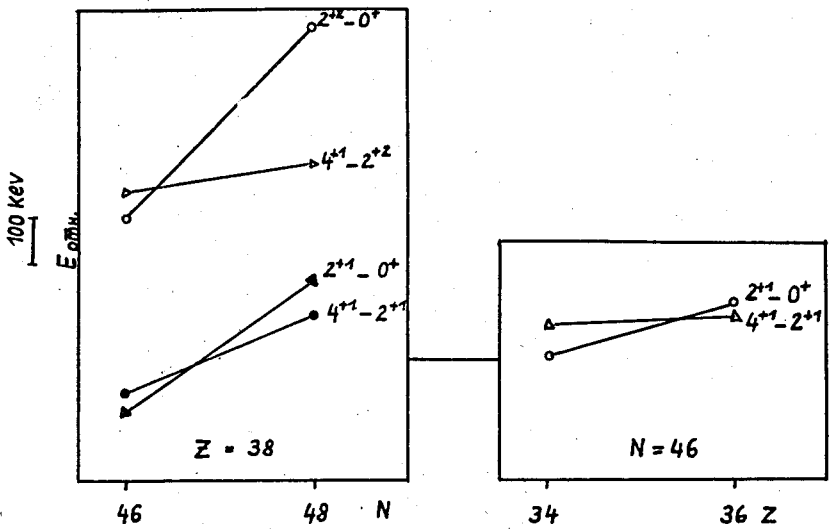


Рис. 7. Зависимость $E(4^+)$, $E(2^+)$ и $E(2^+) - E(0^+)$ от N и Z .

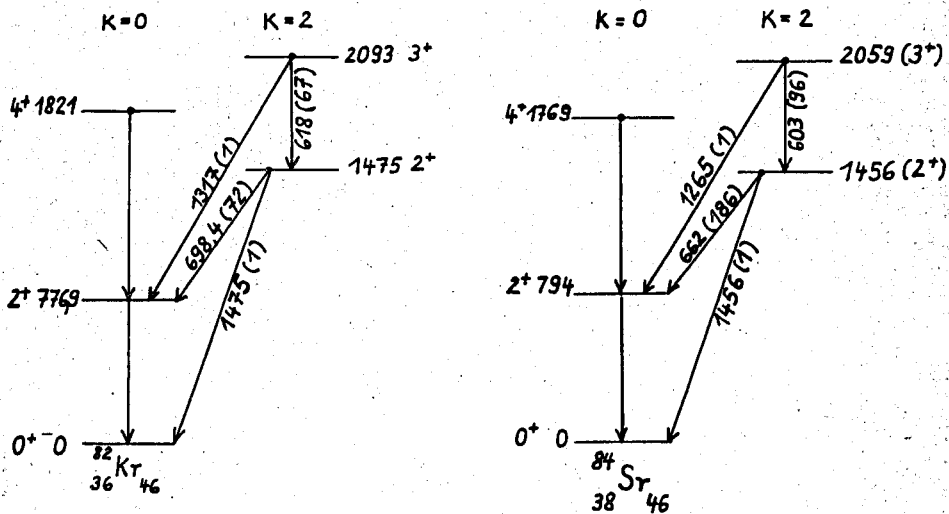


Рис. 8. Квазиротационные полосы с $K=0^+$ и $K=2^+$ в ядрах ^{84}Sr и ^{82}Kr .