

93-386



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P6-93-386

Г.В.Веселов¹, К.Я.Громов, С.В.Евтисов, С.С.Елисеев,
В.Г.Калинников, В.В.Кузнецов, А.В.Потемпа²,
Ж.Сэрээтэр, В.И.Фоминых, М.Б.Юлдашев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИЙ РАСПАДА
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В ДИАПАЗОНЕ МАСС $A = 139 - 164$

¹Санкт-Петербургский университет

²ИЯФ, Краков

1993

Введение

Используемая методика позволяет определять энергии распада и массы ядер, удаленных от полосы бета-стабильности. Сведения о массах ядер вызывают несомненный интерес возможностью сравнения экспериментальных данных и величин, полученных на основании полуэмпирических формул. Модельная зависимость массы от ядерных параметров содержит набор коэффициентов, которые определяются подгонкой для наилучшего описания всех масс. Различные массовые формулы дают хорошее согласие в области, близкой к линии стабильности. При удалении от линии стабильности наблюдается существенное расхождение в результатах, полученных по этим формулам. Таким образом, измерения масс ядер, удаленных от линии стабильности, позволяют с одной стороны оценить применимость данных массовых формул и, с другой стороны, уточнить ядерные модели, лежащие в их основе. Измерения разностей масс ядер при бета-распаде необходимы и при построении схем распада.

Анализ экспериментальных данных о массах атомных ядер систематически проводится группой профессора А. Вапстра. Последние таблицы атомных масс опубликованы в [1].

Методика эксперимента

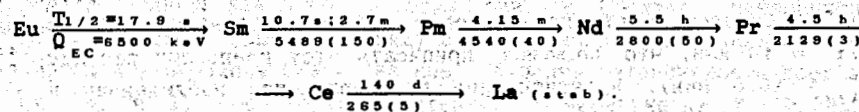
Измерения выполнены на экспериментальном комплексе ЯСНАПП-2, работающем в линию с пучком протонов фазотрона ОИЯИ в Дубне [2]. Для получения нейтронодефицитных ядер исследуемых изотопов использовалась реакция глубокого расщепления, происходящая в веществе вольфрамовой мишени при облучении протонами с энергией 660 МэВ. Ионы образовавшихся нуклидов после масс-сепарации высаживались на Al подложку, которая перемещалась с накопленной активностью к детекторам. Для регистрации позитронов использовался детектор из сверхчистого германия (диаметр 16мм, толщина 9мм, входное окно из титана 12 мг/см²). Энергетическое разрешение детектора для электронов с энергией 662 кэВ ¹³⁷Cs и ²¹⁰Pb измерено равным 15 кэВ, а потери во входном окне и мертвом

слое детектора - 14 кэВ. Для калибровки детектора по энергии использовались изотопы ^{60}Co и ^{24}Na . Одновременно с помощью Ge(Li)- и Si(Li)-детекторов измерялись спектры γ - и χ -лучей, использовавшиеся для идентификации нуклидов.

В эксперименте использовалась спектрометрическая аппаратура фирмы ORTEC [3]. Применение в бета-канале режктора наложений позволило нам увеличивать загрузку до 5000 имп/с, без заметного эффекта случайного суммирования импульсов. Управление режимом протонного и ионного пучков, устройством транспортировки активности, накоплением и записью спектров обеспечивалось РС-286-АТ с помощью программ и интерфейсов [4,5]. Измерение и запись всех спектров проводились в нескольких временных интервалах, что позволяло оценивать скорость убывания интенсивности регистрируемого излучения ($T_{1/2}$). Граничная энергия спектров позитронов определялась методом Ферми-Кюри. До построения соответствующего графика измеренный спектр исправлялся на функцию отклика детектора. Эта функция учитывает искажения, вносимые боковым и обратным рассеянием β -частиц [6, 7], а в случае регистрации позитронов - эффект суммирования с аннигиляционным излучением [8]. Погрешность вычисления граничной энергии позитронного спектра определяется статистической погрешностью, погрешностью, вносимой функцией отклика, а также погрешностями калибровки детектора по энергии. Подробное описание методики будет опубликовано.

Экспериментальные результаты

В таблице 1 представлены результаты измерений граничных энергий позитронных спектров. Обсуждение по каждому массовому числу предваряется литературными данными о периодах полураспада изомеров с $T_{1/2} > 1\text{с}$ и разностях масс между основными состояниями ядер (Q_{EC}). Сведения о периодах полураспада взяты из соответствующих выпусков обзоров "Nuclear Data Sheets"; значения Q_{EC} - из таблиц [1]. Экспериментально измеренные значения Q_{EC} сопровождаются погрешностями; значения Q_{EC} , полученные в [1] при анализе и систематике экспериментальных данных, даются без погрешностей. На рисунках представлены графики Ферми-Кюри измеренных позитронных спектров и экспериментальные спектры γ и χ -лучей. В верхней части рисунков приводится легенда, фиксирующая условия экспериментов, где T_p - время облучения протонами, T_a - время накопления активности, T_m - время измерения спектров, Source - число источников. Другая информация имеет более специальный характер. В необходимых случаях приводятся фрагменты схем распада изучаемых нуклидов.

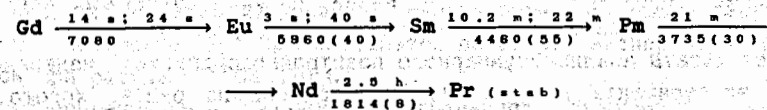


Условия измерений: I. Время облучения и накопления активности-120 с, время измерения-(1 x 60 с + 5 x 2 мин). Количество источников-1.

II. Время облучения и накопления активности - 10 с, время измерения - (6 x 5 с). Количество источников - 80.

В первом эксперименте проведена обработка спектров позитронов, χ - и γ -лучей по сумме последних четырех временных зон (2 мин x 4). На графике Кюри (рис. 1) наблюдается компонент с граничной энергией $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 3474(60)$ кэВ. Спад интенсивности этого компонента в области 2500-3500 кэВ происходит с периодом $T_{1/2} = 4.7$ мин. В спектрах γ - и χ -лучей (рис. 2,3) присутствуют переходы из распада ^{139}Pm и ^{139}Sm ($T_{1/2} = 2.7$ мин). Из анализа спектров следует, что β -компонент с энергией 3474(60) кэВ принадлежит распаду ^{139}Pm , что дает значение $Q_{\text{EC}} = 4496(60)$ кэВ, которое согласуется с данными из работ [9,10].

Во втором эксперименте при обработке суммарного по всем временным интервалам спектра позитронов получена граничная энергия жесткого компонента $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 4563(60)$ кэВ. Интенсивность позитронов на участке спектра 3540 + 4250 кэВ убывала с $T_{1/2} = 19.4$ с. Интенсивность $K\chi$ линий Sm в рентгеновском спектре убывала с $T_{1/2}$, близким к 10 с. Наблюдение $T_{1/2} = 19.4$ с приводит к заключению, что в источниках содержался ^{139}Eu , и поэтому мы, в отличие от [10], считаем, что нельзя уверенно приписать компонент с $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 4563$ кэВ распаду ^{139}Sm (10 с). Эта возможность не исключается, но возможно, что этот компонент возникает при распаде ^{139}Eu ($T_{1/2} = 17.9$ с).



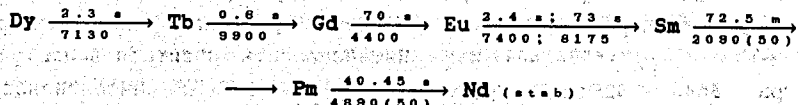
Условия измерений: I. Время облучения и накопления активности-120 с, время измерения- 3 x 2 мин + 3 x 10 мин. Количество источников-1.

II. Время облучения и накопления активности - 2 с, время измерения - 5 x 2 с. Количество источников - 100.

В суммарном спектре трех временных интервалов первого эксперимента (10 мин x 3) проявился компонент с $E_{\beta^+ гр.} = 2981(60)$ кэВ (рис. 5). Скорость счета позитронов в области 2500-2800 кэВ убывала с $T_{1/2} \approx 10$ мин, что позволяет приписать этот компонент распаду ^{141}Sm ($T_{1/2} = 10.8$ мин). Идентификация подтверждается наблюдением в γ - и χ -спектрах интенсивных при распаде этого нуклида γ -лучей 324, 404, 438 и 1292 кэВ и χ -лучей Pm . С учетом схемы распада [12] вычисляем разность масс $^{141}\text{Sm} - ^{141}\text{Pm} - Q_{\text{Ec}} = 4420(80)$ кэВ.

В результате обработки суммарного по всем временным интервалам спектра позитронов второго эксперимента определена граничная энергия жесткого компонента: $E_{\beta^+ гр.} = 5043(60)$ кэВ (рис. 8). Скорость счета позитронов при $E_{\beta^+} = 4100 + 4700$ кэВ убывала с периодом полураспада более 15с. В γ - и χ -спектрах наблюдаются известные из распада ^{141}Eu (40 с) переходы 234, 369, и 394 кэВ и $\text{K}\chi$ -лучи Sm (см. рис. 6, 7). Мы относим этот компонент к распаду ^{141}Eu (40 с) и вычисляем для него $Q_{\text{Ec}} = 6065(60)$ кэВ. Полученные значения Q_{Ec} для ^{141}Sm и ^{141}Eu согласуются с [9]. Мы используем их для тестирования нашей методики.

A-142



Условия измерений: I. Время облучения, накопления активности - 2 с, время измерения - 6 x 2 с. Количество источников - 100. II. Время облучения и накопления активности - 30 с, время измерения - 6 x 15 с. Количество источников - 65.

При исследовании позитронных спектров массовой цепочки $A=142$ была поставлена задача измерения Q_{Ec} при распаде изомера ^{142}Eu ($T_{1/2} \approx 2.4$ с). Энергия позитронов при распаде другого изомерного состояния ^{142}Eu (1.22 мин) измерена в [9] и равна $E_{\beta^+ гр.} = 4782(50)$ кэВ. Было поставлено два эксперимента.

Результаты анализа суммарного позитронного спектра, измеренного в первом эксперименте (6 x 2 с), представлены на рис. 9. Хорошо виден компонент с $E_{\beta^+ гр.} = 6651(70)$ кэВ. Вычитание жесткого компонента позволяет оценить граничную энергию второго компонента $E_{\beta^+ гр.} \approx 4750(120)$ кэВ. Спад интенсивности позитронов в области $E_{\beta^+ гр.} = 4.7+5.8$ МэВ происходит с $T_{1/2} = 2.6(0.3)$ с (см. вставку на рис. 9), в области 3.2+4.4 МэВ с $T_{1/2} \approx 4.1$ с и в области $E_{\beta^+} < 3.5$ МэВ - с $T_{1/2} > 20$ с. В спектре γ -лучей (рис. 10), измеренном 50 см³ Ge(Li)-детектором в том же эксперименте,

мы наблюдали самые сильные γ -переходы, известные из распада ^{142}Eu ($T_{1/2} \approx 1.22$ мин): 556, 768 и 1023 кэВ. В спектре, измеренном HP Ge -детектором (рис. 11), наряду с позитронами наблюдались $\text{K}\alpha$ и $\text{K}\beta$ - χ -лучи Sm и γ -переходы 556 и 768 кэВ. Убывание интенсивности всех этих пиков ($\text{K}\chi$ и γ) происходило медленно, с эффективным $T_{1/2} > 20$ с; короткая (2.4 с) составляющая не проявилась. Интенсивность аннигиляционного пика спадала в этом эксперименте с $T_{1/2} \approx 10$ с.

Результаты анализа суммарного позитронного спектра цепочки $A=142$ во втором эксперименте ($T_{\text{м}} = 6 \times 15$ с) представлены на рис. 12. Видны два компонента с граничными энергиями $E_{\beta^+ гр.} = 4756(60)$ кэВ и $E_{\beta^+ гр.} = 6648(30)$ кэВ. В γ -спектрах (рис. 13, 14) наблюдаются $\text{K}\chi$ -лучи Sm и γ -лучи с энергиями 556, 768 и 1023 кэВ. Интенсивность позитронов на всех участках β -спектра и пиков γ -лучей и $\text{K}\chi$ -лучей убывала с $T_{1/2} \approx 60+90$ с.

Мы даем следующую интерпретацию полученным результатам. Жесткий компонент β -спектра с $E_{\beta^+ гр.} = 6648(30)$ кэВ возникает при распаде изомера ^{142}Eu ($T_{1/2} \approx 2.4$ с) в основное состояние ^{142}Sm . Хотя известный в цепочке $A=142$ изотоп ^{142}Dy имеет близкий $T_{1/2} = 2.3$ с, отнести этот компонент к распаду ^{142}Dy или его дочерних продуктов нельзя, т.к. тогда должен наблюдаться еще более жесткий компонент такой же интенсивности из распада ^{142}Tb (0.6 с) с граничной энергией по систематике Валстра [1] около 8900 кэВ. Компонент с граничной энергией 4756±60 кэВ во втором эксперименте мы, как и в [8], связываем с распадом изомера ^{142}Eu (1.22 мин) на возбужденное состояние 7⁺ 2372 кэВ ^{142}Sm . Компонент с близкой энергией в первом эксперименте, возможно, идентичен ему. Схемы распада изомеров ^{142}Eu известны (рис. 15). Интенсивности в процентах на распад γ -лучей 768 кэВ и $\text{K}\chi$ -лучей при распаде 2.4 с изомера ^{142}Eu в несколько раз меньше соответствующих интенсивностей при распаде 1.2 мин изомера. По этой причине мы не наблюдали короткой составляющей в кривых распада линий в первом эксперименте. Мы не наблюдали γ -переходов между изомерными состояниями 8⁻ и 1⁺ в ^{142}Eu . Возможно, разрядка состояния 8⁻ идет через два или несколько сильно конвертированных γ -переходов. Возможно также, что изомерное состояние 1⁺ ^{142}Eu заселяется во втором эксперименте главным образом при распаде ^{142}Gd (70 с).

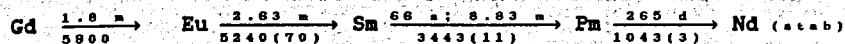
Экспериментальные данные о граничных энергиях β -спектров изомеров ^{142}Eu позволяют вычислить полные энергии распада - Q_{Ec} этих изомеров:

$$Q_{\text{Ec}} \text{ } ^{142}\text{Eu} (1.22 \text{ мин}) = 4756 + 2372 + 1022 = 8150 \pm 60 \text{ кэВ};$$

$$Q_{\text{Ec}} \text{ } ^{142}\text{Eu} (2.7 \text{ с}) = 6648 + 1022 = 7670 \pm 30 \text{ кэВ};$$

и энергию изомерного состояния 8⁻ в $^{142}\text{Eu} \approx 480$ кэВ.

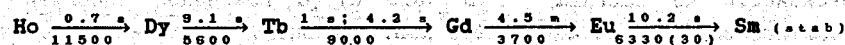
A-143



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 50 с, время измерения - (3 x 3 мин + 3 x 6 мин). Количество источников - 2.

Данные об энергиях β^+ -распада ^{143}Eu ($T_{1/2} = 2.63$ мин) и ^{143}Sm ($T_{1/2} = 8.83$ мин) известны из литературы с хорошей точностью, поэтому измеренные β^+ -спектры (рис.16,17) использовались для тестирования применяемой функции отклика. В χ - и γ -спектрах (рис.18) наблюдались как $K\chi$ -линии Eu и Sm, так и γ -линии 107.7 кэВ от распада ^{143}Eu и 754 кэВ от распада ^{143}Sm ($T_{1/2} = 66$ с). Для определения граничной энергии β^+ -спектра ^{143}Sm измерения проводились с задержкой 21 мин. В результате обработки измеренных β^+ -спектров получены следующие значения граничных энергий распада ядер ^{143}Eu и ^{143}Sm соответственно: 4214(30) и 2439(40) кэВ.

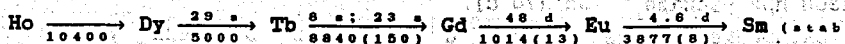
A-144



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 2 с, время измерения - 6 x 2 с. Количество источников - 40.

В β^+ -спектре наблюдается компонент с граничной энергией $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 5265(30)$ (рис.19). Этот компонент мы с уверенностью относим к распаду ^{144}Eu ($T_{1/2} = 10.2$ с), так как в γ -спектре мы наблюдаем самые сильные γ -лучи 817 и 1660 кэВ, $K\chi$ -лучи ^{144}Sm (рис.20,21). Интенсивность этих пиков убывает с тем же периодом полураспада. Граничная энергия этого компонента согласуется с известным [9] значением 5310(30) кэВ, и мы используем ее для уточнения калибровки спектрометра.

A-146

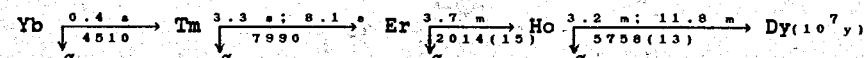


Условия измерений: время облучения и накопления активности - 4 с, время измерения - (6 x 4 с + 2 x 30 с). Количество источников - 160.

На рис.22 показан β^+ -спектр цепочки A=146. Число позитронов, зарегистрированных на всех участках спектра, убывает с $T_{1/2} = 30(2)$ с. Полученные сведения о γ - и χ -спектрах (рис.23,24) подтверждают

присутствие в источниках: ^{146}Dy (29 с), ^{146}Tb (8 с) и ^{146}Tb (23 с). Граничная энергия жесткого компонента спектра - 7288(50) кэВ совпадает с измеренной ранее для ^{146}Tb (8 с) 7220(150) кэВ [9]. В спектре проявляется более мягкий компонент с $E_{\beta^+ \text{ гр.}}$ приблизительно равный 5100 кэВ. Мы не располагаем экспериментальными данными для однозначной интерпретации этого компонента. Он может быть связан с распадом ^{146}Dy (29 с), ^{146}Tb (23 с).

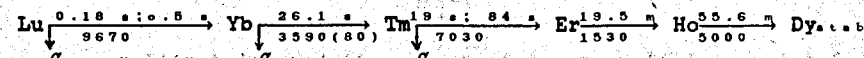
A-154



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 4 с, время измерения - 6 x 4 с. Количество источников - 100.

В суммарном по первой и второй временной зоне позитронном спектре обнаружен жесткий компонент (рис.25) с граничной энергией 4882(80) кэВ. Скорость счета позитронов с энергией 4100-4500 кэВ убывала с $T_{1/2} = 4$ с. Измеренный γ -спектр (рис.26) весьма сложен. Наблюдаются γ -лучи ^{154}Ho ($T_{1/2} = 3.2$ мин) и ^{150}Ho (24 с), образующегося при α -распаде ^{154}Tm (3.3 с). В χ -спектре (рис.27) наблюдаются $K\chi$ -лучи Er, Ho, Dy и γ -лучи 29.6 кэВ ^{154}Er ($T_{1/2} = 3.7$ мин). В γ - и χ -спектрах не наблюдали γ -линий, известных при распаде ^{154}Ho (11.8 мин) и ^{150}Ho (84 с). Все эти экспериментальные данные позволяют считать, что обнаруженный β -компонент с энергией 4882(80) кэВ принадлежит распаду ^{154}Tm ($T_{1/2} = 3.3$ с). Принимая во внимание известные [14] сведения о схеме распада этого нуклида, вычисляем $Q_{\beta^+} = 4882 + 1022 + 2329 = 8233(80)$ кэВ. Сравнивая это значение Q_{β^+} для β -переходов между основными состояниями ядер, можно оценить энергию изомерного состояния ^{154}Tm с $T_{1/2} = 3.3$ с: ≈ 250 кэВ.

A-156

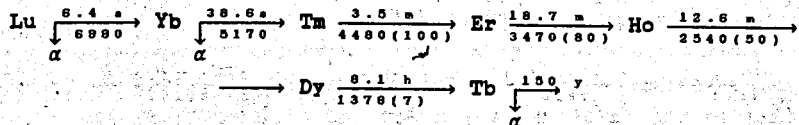


Условия измерений: время облучения и накопления активности - 10 с, время измерения - 5 x 60 с. Количество источников - 3.

В позитронном спектре наблюдаются два компонента $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 6091(80)$ кэВ и 4647(100) кэВ (рис.28). Их интенсивность спадает с $T_{1/2} = 80$ с. В γ - и χ -спектрах (рис.29,30) наблюдаются наиболее интенсивные γ -переходы, возникающие при распаде ^{156}Yb , $T_{1/2} = 26(3)$ с: $E_{\gamma} = 115$ кэВ [15], ^{156}Tm , $T_{1/2} = 84(5)$ с: $E_{\gamma} = 344.6$ кэВ, 452.9 кэВ, 586 кэВ и др.,

^{156}Er , $T_{1/2} = 19$ мин: $E_{\gamma} = 35.2$ кэВ, 29.9 кэВ и ^{156}Ho $T_{1/2} = 56$ мин: $E_{\gamma} = 137.8$ кэВ, 265 кэВ, 365 кэВ. В спектре К α -лучей преобладают К α -лучи Ho и Dy (распад ^{156}Er и ^{156}Ho), но в области линии $K_{\beta 2}$ Er их интенсивность спадает с $T_{1/2} = 95$ с, - т.е. К α -лучи при распаде ^{156}Tm (84 с) мы видим. Полученные данные позволяют нам отнести обнаруженные компоненты β^+ -спектра к распаду ^{156}Tm , $T_{1/2} = 84$ с.

A-157

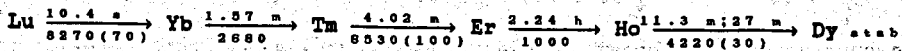


Условия измерений: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - (4 x 30 с + 4 x 120 с). Количество источников - 12.

В β^+ -спектрах наблюдаются жесткие компоненты с граничными энергиями 4052(100) кэВ и 3460(100) кэВ (рис. 31, 32). Скорости убывания этих компонентов ($T_{1/2}$) равны ≈ 35 с и ≈ 3.5 мин соответственно. Измеренные γ - и α -спектры весьма сложны (рис. 33, 34). Наблюдаются известные наиболее интенсивные γ -переходы изотопов цепочки A=157: Yb (38.6 с): 69.4 кэВ; Tm (3.5 мин): 241.4, 347, 357, 457 кэВ; Er (18.6 мин): 391, 549 кэВ; Ho (12.6 мин): 193, 280, 340, 685.5, 896.6 кэВ; и Dy (8.14 ч): 326.6 кэВ. Идентифицированы K_{α} и K_{β} лучи Ho , Dy , и Tb ($T_{1/2} > 10$ мин), Er ($T_{1/2} \approx 3.5$ мин), Tm ($T_{1/2} \approx 40$ с) и Yb ($K_{\beta 1}$, $T_{1/2} < 15$ с). Эти экспериментальные факты позволяют приписать β^+ -спектры с $E_{\beta^+ \text{ гр.}}$ 4052(100) и 3460(100) кэВ распаду Yb и Tm соответственно.

Схемы распада этих нуклидов весьма сложны [16]. Энергии β -распада для них вычислены в таблице 1 в предположении распада в основные состояния дочерних ядер. Полученные значения согласуются с систематикой Валстра [1]. При разложении второго β^+ -спектра на компоненты получено $E_{\beta^+ \text{ гр.}}$ для ^{157}Er , равное 2525(100) кэВ, рис. 32

A-158



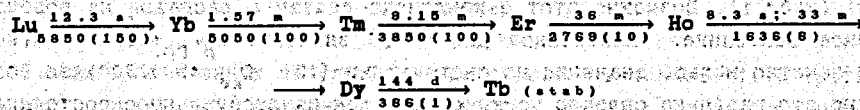
Условия измерений: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - (4 x 1 мин + 4 x 2 мин). Количество источников - 4.

Граничная энергия позитронного спектра ^{158}Tm (4.02 мин) (рис. 35) получена равной $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 5410(60)$ кэВ. Скорость убывания отсчетов в разных точках спектра получена равной $T_{1/2} = 4.8$ мин. В измеренных γ - и

α -спектрах (рис. 36, 37) наблюдаются известные при распаде ^{158}Tm интенсивные γ -переходы, а также переходы, возникающие при распаде других изотопов цепочки A=158: Yb , Er и Ho .

В соответствии с имеющимися сведениями о схеме распада ^{158}Tm [17] наблюдаемый нами компонент β^+ -спектра следует направить на уровень 2^+ , 192.1 кэВ ^{158}Er . Интенсивность β^+ -распада ($\text{EC} + \beta^+$) на этот уровень - 31%, основное состояние заселяется слабо, уровень 4^+ 527.2 кэВ - 8.6%. Полученное значение $Q_{\text{EC}} = 5410 + 1022 + 192 = 6624(60)$ кэВ сравниваем со значением из работы [19]: 6530(100) кэВ.

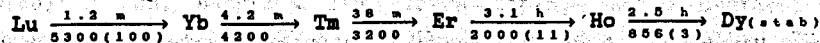
A-159



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - (2 x 15 с + 3 x 100 с + 3 x 5 мин). Количество источников - 3.

На рисунках 38 + 40 представлены графики Кюри β^+ -спектров ^{159}Lu ($T_{1/2} = 12.3$ с), ^{159}Yb (1.4 мин) и ^{159}Tm (9.15 мин). Интенсивность позитронов с энергией больше 3.6 МэВ убывала с периодом полураспада 11 с. Интенсивность позитронов на участках спектров, по которым проведены графики Кюри (рис. 39 и 40), убывала с $T_{1/2} \approx 2.8$ мин и ≈ 9 мин, соответственно. Значения Q_{EC} для изотопов цепочки A=159 в таблице 1 вычислены: для ^{159}Tm - в предположении распада в основное состояние [15], для ^{159}Yb - учитывая схему распада [18] и для ^{159}Lu - в предположении распада в основное состояние, т.к. схема распада неизвестна. Отметим, что значение Q_{EC} для ^{159}Yb согласуется со значением систематики Валстра (4640 \pm 290) и заметно отличается от приведенного в таблице 1 экспериментального значения Алхазова и др. [19]. На рис. 41 представлен спектр γ -лучей изотопов цепочки A=159.

A-161



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 40 с, время измерения - (5 x 1 мин). Количество источников - 30.

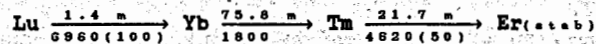
В результате обработки суммарного спектра позитронов по первым 3 зонам (рис. 42) определена граничная энергия $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 3866(60)$ кэВ.

Интенсивность позитронов в диапазоне энергий 3000-3800 кэВ спадает с периодом $T_{1/2} \approx 1.5$ мин. В γ - и χ -спектре (рис. 43, 44) наблюдаются переходы 100, 110.8 кэВ, известные при распаде ^{161}Lu , и K_{α} и K_{β} рентгеновские лучи Yb . Таким образом, этот компонент β^+ -спектра уверенно относим к распаду ^{161}Lu .

Обработка последней временной зоны спектра позитронов (рис. 45) дает граничную энергию компонента $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 2563(80)$ кэВ. Экспериментальные данные указывают на принадлежность этого компонента распаду ^{161}Yb .

Схемы распада ^{161}Lu и ^{161}Yb неизвестны. Энергия β^+ -распада, соответствующая компоненту с $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 3866(60)$ кэВ и равная 4888(60) кэВ, отличается от $Q_{\text{эс}} = 5300(100)$ кэВ, сообщаемой для ^{161}Lu Алхазовым и др. [19], (табл. 1). Возможно, этот β -компонент связан с распадом на возбужденное состояние. Вычисленное для ^{161}Yb значение $E_{\beta^+ \text{ гр.}} + 1022 = 3585(80)$ кэВ заметно меньше значения из систематики [12]: $Q_{\text{эс}} = 4280(300)$ кэВ. Возможно, это различие связано также с распадом на возбужденное состояние.

A-162

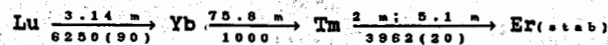


Условия измерений: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - (3 x 1 мин + 3 x 3 мин). Количество источников - 6.

Получены (рис. 46, 47) следующие значения граничных энергий: ^{162}Lu - $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 6006(120)$ кэВ и ^{162}Tm $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 3768(50)$ кэВ. В γ - и χ -спектрах (рис. 48, 49) цепочки A=162 мы наблюдали $K\chi$ -лучи и известные сильные γ -переходы, возникающие при распаде изотопов Lu, Yb и Tm с A=162. Измеренные периоды полураспада сильных линий в спектрах и отдельных участков β^+ -спектра подтверждают указанную интерпретацию результатов.

Известные данные о схемах распада ^{162}Lu и ^{162}Tm [20] свидетельствуют о том, что значительная часть их распадов идет в основные состояния ^{162}Yb и ^{162}Er . Величина $Q_{\text{эс}}$ вычислена с учетом этого факта.

A-164



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 120 с, время измерения - 2 x 60 с + 8 x 120 с. Количество источников - 3.

В позитронном спектре цепочки A=164 наблюдались компоненты с граничными энергиями 5191(120) кэВ и 2944(50) кэВ (рис. 50, 51). Число позитронов, зарегистрированных в жесткой (4.0-5.5 МэВ) части спектра,

убывало с $T_{1/2} \approx 3.3$ мин. Скорость убывания числа позитронов в области энергий меньше 3.0 МэВ можно охарактеризовать периодом полураспада большим 20 мин. В χ - и γ -спектрах (рис. 52, 53) наблюдаются $K\chi$ -лучи и известные ранее интенсивные γ -переходы, возникающие при распаде изотопов Lu, Yb и Tm с A=164. Эти факты дают основание для приписания компонента с $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 5191(120)$ кэВ распаду ^{164}Lu (3.1 мин) и компонента с $E_{\beta^+ \text{ гр.}} = 2944(50)$ кэВ - распаду ^{164}Tm , находящегося в равновесии с ^{164}Yb (75 мин). Значения $Q_{\text{эс}}$ в таблице 1 вычислены с учетом известного факта, что указанные компоненты β^+ -спектра связаны с распадом в основные состояния дочерних ядер.

Заключение

Сводка полученных результатов представлена в таблице 1. В третьем столбце приведены измеренные в настоящей работе граничные энергии жестких компонентов позитронных спектров - $E_{\beta^+ \text{ гр.}}$. Основания для их идентификации (столбец 1) обсуждены выше. Точные значения периодов полураспада нуклидов в настоящей работе не измерялись, приведены литературные данные из соответствующих выпусков Nuclear Data Sheets. Измерены граничные энергии позитронных спектров для 25 нуклидов, из них 12 впервые. Полученные значения разностей масс ядер ($Q_{\text{эс}}$) сравниваются с другими экспериментальными значениями или со значениями $Q_{\text{эс}}$ из систематики Вапстра и Ауди [1]. Согласие, как правило, хорошее. Отмеченные выше разногласия для ^{161}Lu и ^{161}Yb могут быть объяснены распадом в возбужденное состояние.

Представляет интерес сделать оценки величины систематической погрешности, которую вносит использованная процедура измерения граничных энергий позитронных спектров. На рис. 54 представлены разности значений граничных энергий β^+ -спектров, измеренных нами и полученных из других работ в зависимости от самих значений граничных энергий. На рисунке указаны только погрешности литературных данных. Видно, что величины разностей располагаются около нулевого значения. Это относится и к наиболее точным измеренным ранее значениям $E_{\beta^+ \text{ гр.}}$: ^{143}Sm , 3447(11) кэВ; ^{164}Tm , 3962(20); ^{139}Pr , 4540(40); ^{143}Sm , 5950(40); ^{144}Eu , 6330(30) кэВ. Таким образом, можно считать, что систематические погрешности в наших измерениях меньше полных погрешностей, указанных в колонке 3 таблицы 1.

Представленные результаты позволяют нам заключить, что на экспериментальном Изоль-комплексе ЯСНАПП-2 поставлена новая методика точных измерений граничных энергий позитронных спектров короткоживущих нуклидов.

Таблица 1. Граничные энергии и величины Q_{EC} (кэВ)

Литература

A	Z	$T_{1/2}$	E_{β^+} гр. настоящая работа	Q_{EC}	Q_{EC} Литерат. данные
1	2	3	4	5	6
139	₆₁ Pm	4.15 мин	3474 (60)	4496 (60)	4540 (40) [9]
141	₆₃ Eu	40 с	5043 (60)	6065 (60)	5960 (40) [9]
	₆₂ Sm	10.2 мин	2981 (60)	4420 (80) ¹⁾	4460 (55) [10]
142	₆₃ Eu	1.22 мин	4756 (60)	8150 (60) ²⁾	8175 (50) [9]
	₆₃ Eu	2.4 с	6648 (30) [*]	7670 (30) [*]	7400 (100) [1]
143	₆₃ Eu	2.61 мин	4214 (30)	5236 (30)	5240 (70) [19]
	₆₂ Sm	8.83 мин	2439 (40)	3461 (40)	3443 (11) [1]
144	₆₃ Eu	10.2 с	5265 (30)	6287 (30)	6330 (30) [9]
146	₆₅ Tb	8.1 с	7288 (50)	8310 (50)	8240 (150) [9]
154	₆₉ Tm	3.3 с	4882 (80) [*]	8233 (80) ^{* 3)}	7980 (300) [1]
156	₆₈ Tm	84 с	6091 (80) [*]	7113 (80) [*]	7030 (220) [1]
157	₇₀ Yb	37 с	4052 (100) [*]	5074 (100) [*]	5170 (300) [1]
	₆₉ Tm	3.7 мин	3460 (100) [*]	4482 (100)	4480 (100) [19]
	₆₈ Er	18.5 мин	2525 (100)	3547 (100)	3470 (80) [1]
158	₆₉ Tm	4.02 мин	5410 (60) [*]	6624 (60) ⁴⁾	6530 (100) [19]
159	₇₁ Lu	12.3 с	4781 (150) [*]	5803 (150)	5850 (150) [19]
	₇₀ Yb	1.4 мин	3143 (100) [*]	4334 (100) ⁵⁾	5050 (200) [19]
	₆₉ Tm	9.15 мин	2648 (100) [*]	3670 (100)	3850 (100) [19]
161	₇₁ Lu	1.2 мин	3866 (60) [*]	4888 (60)	5300 (100) [19]
	₇₀ Yb	4.2 мин	2563 (80) [*]	3585 (80) [*]	4280 (300) [1]
162	₇₁ Lu	1.2 мин	6006 (120) [*]	7028 (120)	6960 (100) [19]
	₆₉ Tm	21.7 мин	3768 (50) [*]	4790 (50)	4820 (50) [21]
164	₇₁ Lu	3.14 мин	5191 (120) [*]	6213 (120)	6250 (90) [19]
	₆₉ Tm	2 мин	2944 (50)	3966 (50)	3962 (20) [22]

*) Экспериментальные значения E_{β^+} гр. и Q_{EC} получены впервые.

1) - 5). Рассматриваемый компонент β^+ - спектра связан с распадом на уровень: 1) 420 кэВ; 2) 2372 кэВ; 3) 2329 кэВ; 4) 192 кэВ; 5) 169 кэВ дочернего ядра.

1. Wapstra A.H., Audi G., Nucl. Phys. A432, 1, (1985).
2. Kalinnikov V.G. et al. NIM B 70(1992) 62-68.
3. Instruments for Research and Applied Sciences, E686, ORTEC, 1985, Catalog.
4. Лушинский Р. и др. Препринт ОИЯИ Р13-85-947, Дубна, 1985.
5. Георгиев А. и др. Препринт ОИЯИ Р10-88-381, Дубна, 1988.
6. Decker R. et al. NIM B 192(1982) 261.
7. Rehfield D.M. et al. NIM B 178(1980) 565.
8. Rehfield D.M. et al. NIM B 157(1978) 365.
9. Alkhozov G.D. et al. Z.Phys. A310, (1983), 247.
10. Афанасьев В.П. и др. Препринт ЛЯФ-1083, Л., 1985, 23.
11. Burrows T.W. NDS, V57(1989), 359.
12. Peker L.K. NDS, V45(1985), 47.
13. Fominikh V.I. et al. Preprint JINR, E6-92-228, Dubna, 1992.
14. Helmer R.G. NDS, V52(1987).
15. Helmer R.G. NDS, V65(1992), 65.
16. Helmer R.G. NDS, V55(1988), 95.
17. Lee M.A. NDS, V56(1989), 221.
18. Tlustý P., Venos D. et al. Z.Phys. A341, 435(1992)
19. Alkhozov G.D. et al. Z.Phys. A344, 425, 1993.
20. Helmer R.G. NDS, V64(1991), 99.
21. DE Boer F.W., Goudsmit P.F.A. et al. Nucl. Phys. A236(1974) 349
22. Чумин В.Г. и др. Изв.АН ССР (сер. физ.) 24(1960)278.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1993 года.

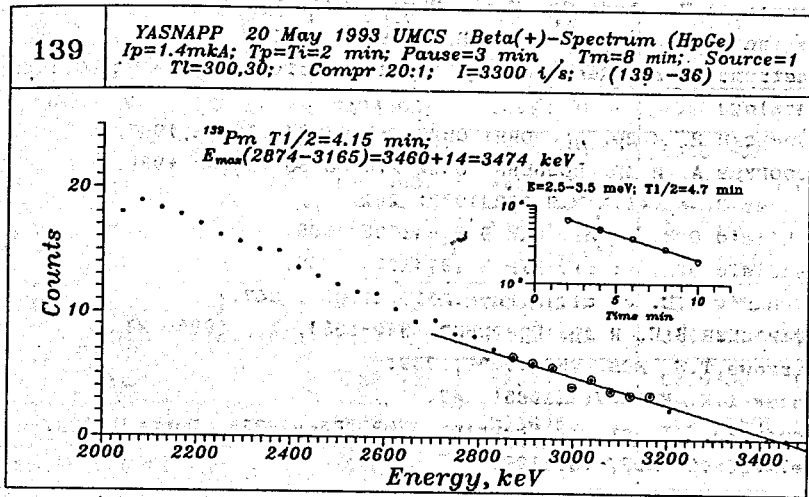


Рис 1. График Кюри ^{139}Pm (4.15 мин)

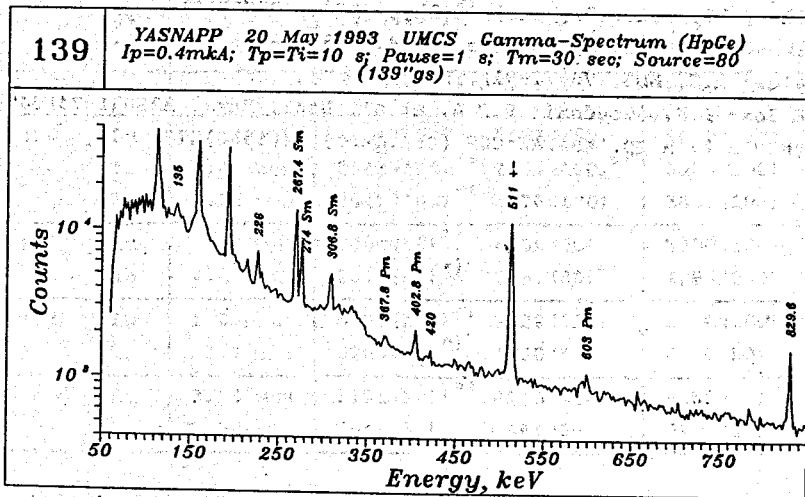


Рис 2. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=139$

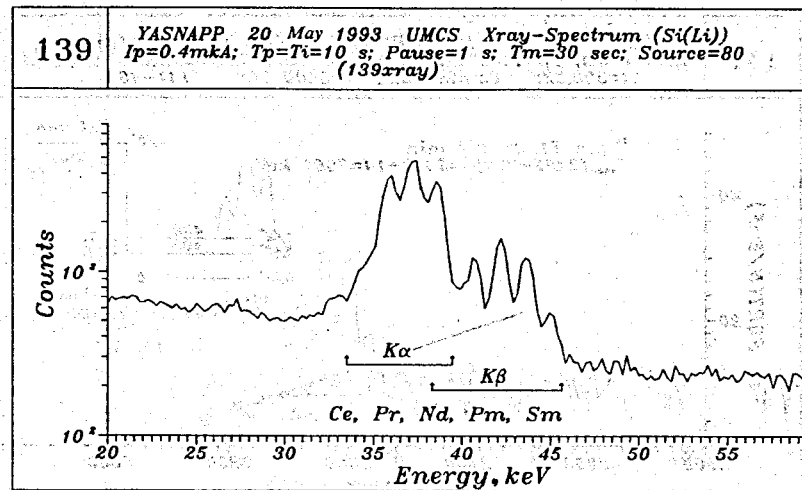


Рис 3. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=139$

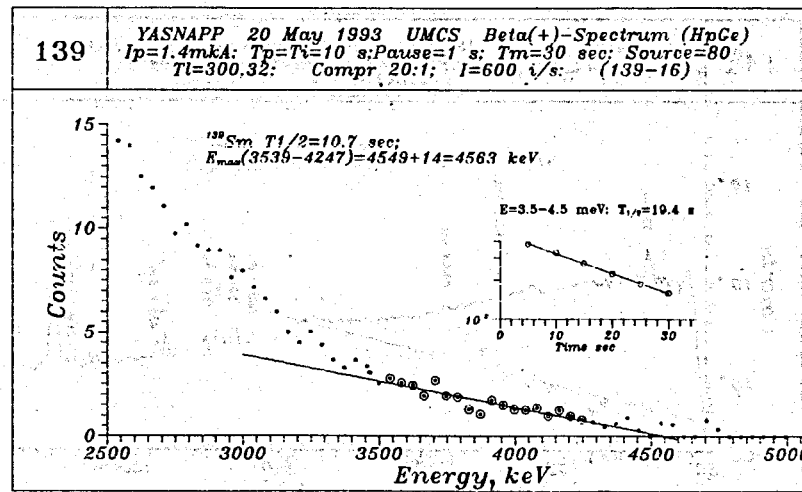


Рис 4. График Кюри ^{139}Sm (10.7 с)

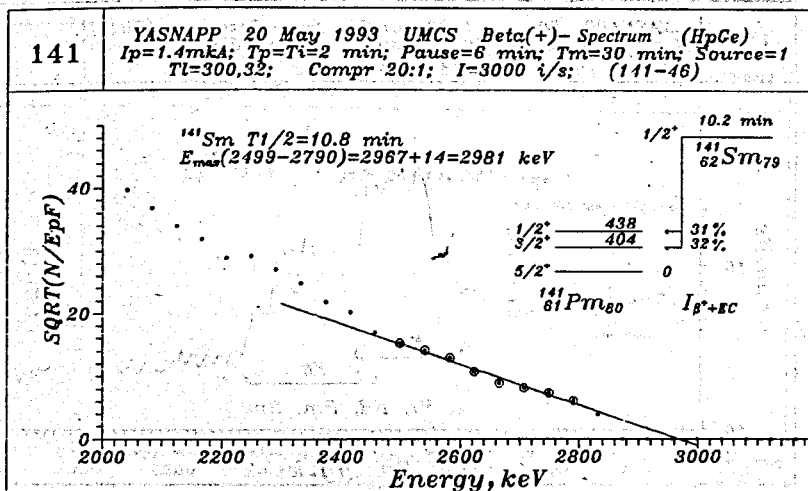


Рис 5. График Кюри ^{141}Sm (10.2 мин)

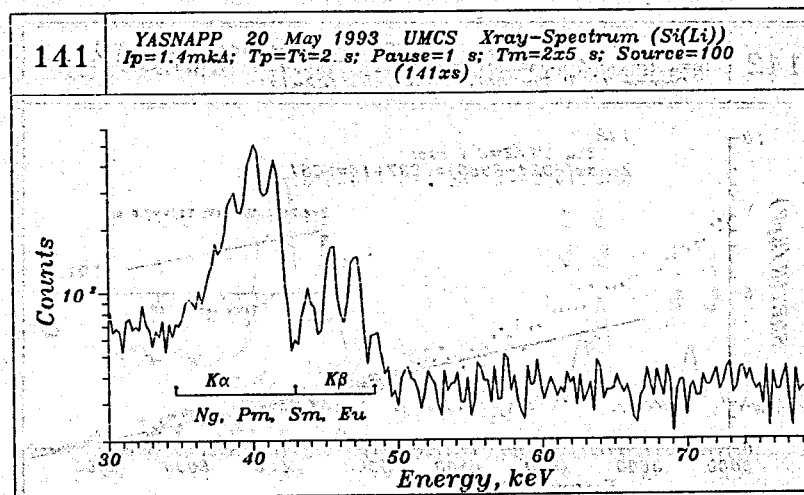


Рис 7. Спектр X-лучей изотопов цепочки A=141

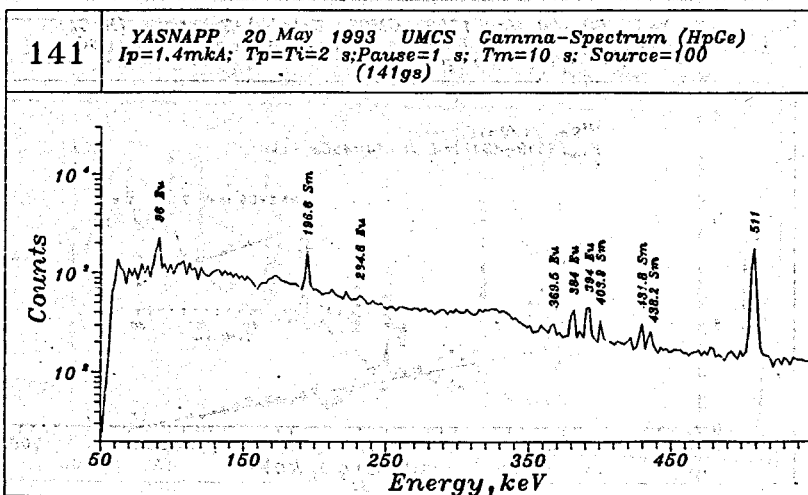


Рис 6. Гамма-спектр изотопов цепочки A=141

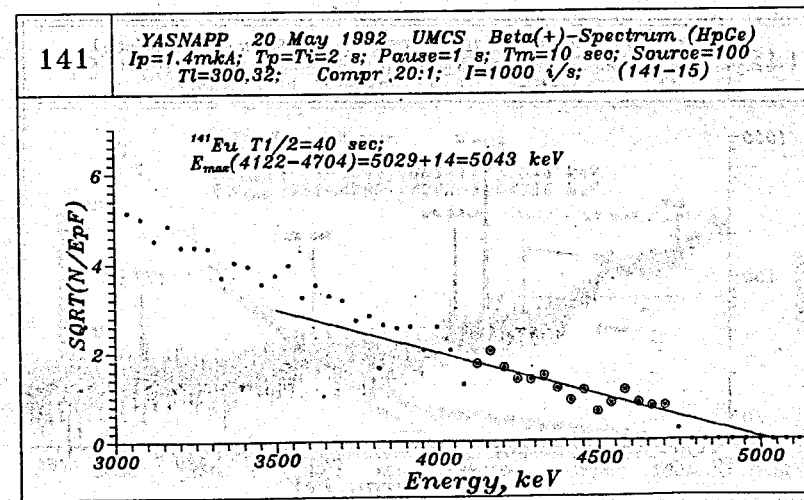


Рис 8. График Кюри ^{141}Eu (40 с)

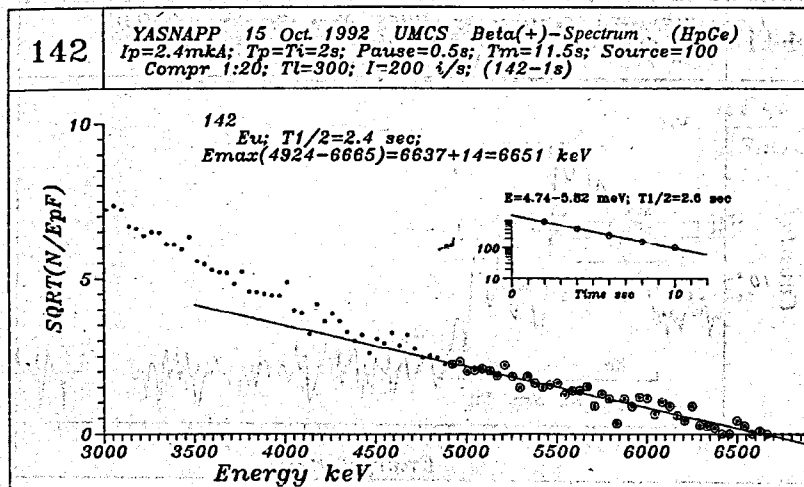


Рис 9. График Кюри ^{142}Eu (2.4 сек)

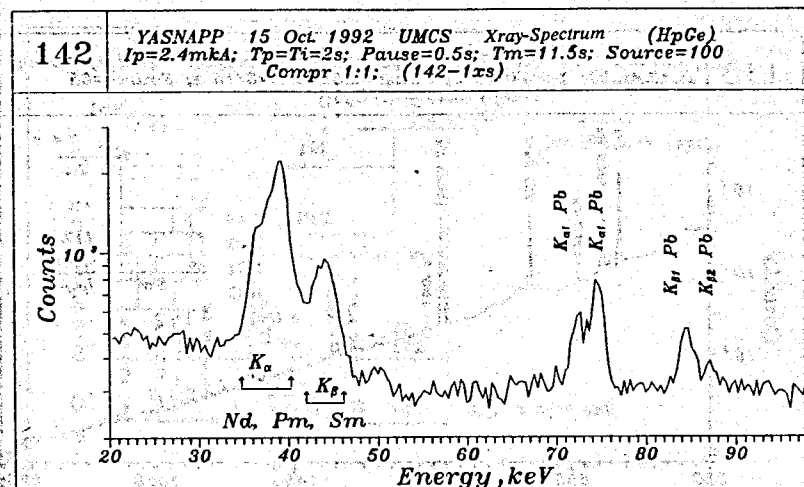


Рис 11. Спектр X-лучей цепочки $A=142$ (2.4 с)

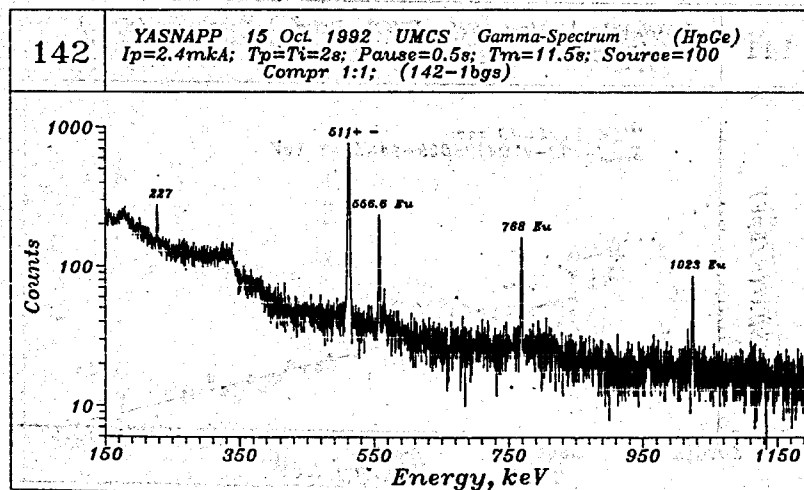


Рис 10. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=142$ (2.4 с)

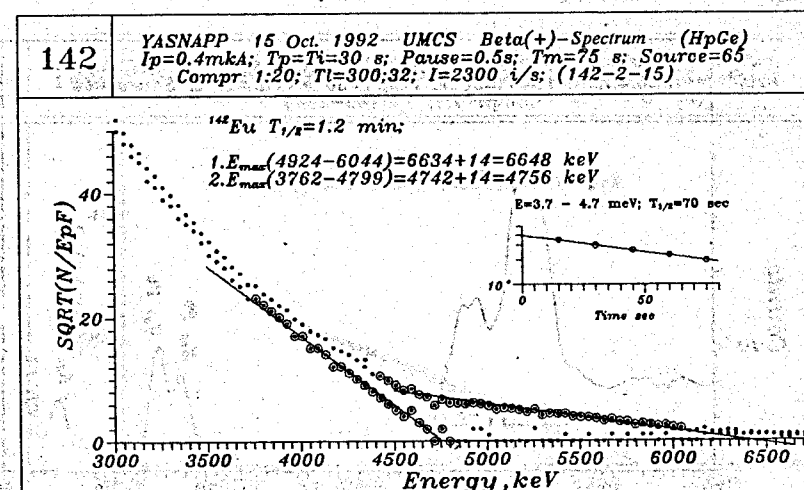


Рис 12. График Кюри ^{142}Eu (1.2 мин)

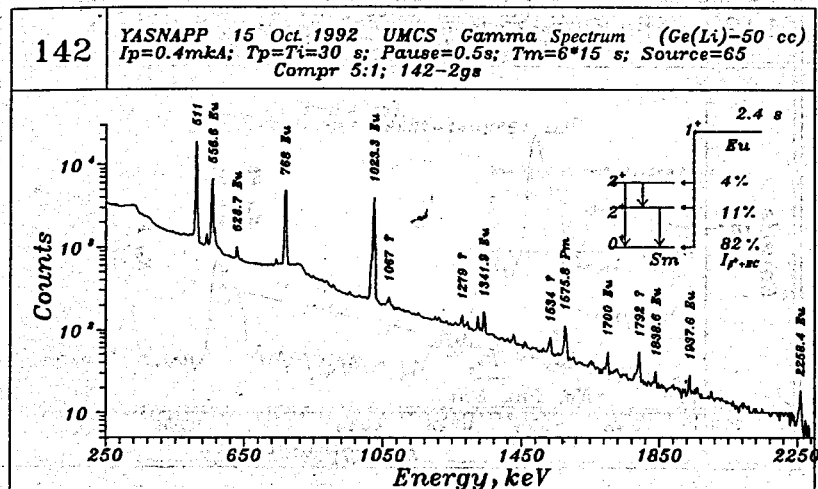


Рис 13. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=142$ (1.2 мин, 2.4 с)

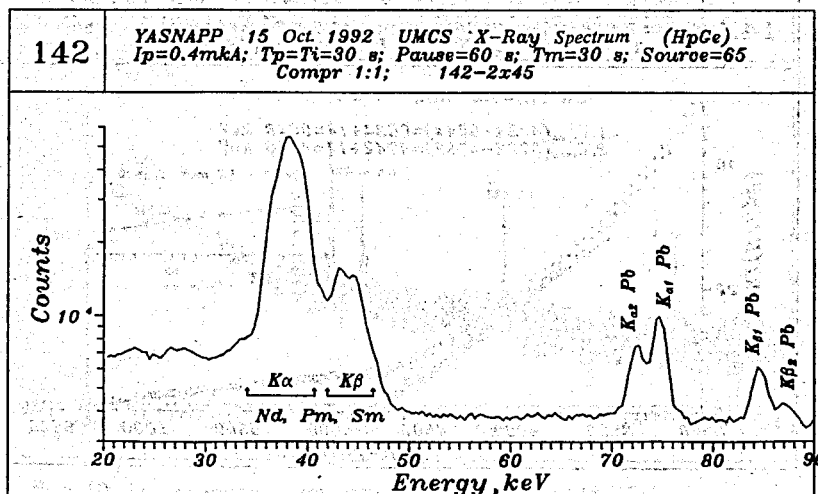


Рис 14. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=142$ (1.2 мин)

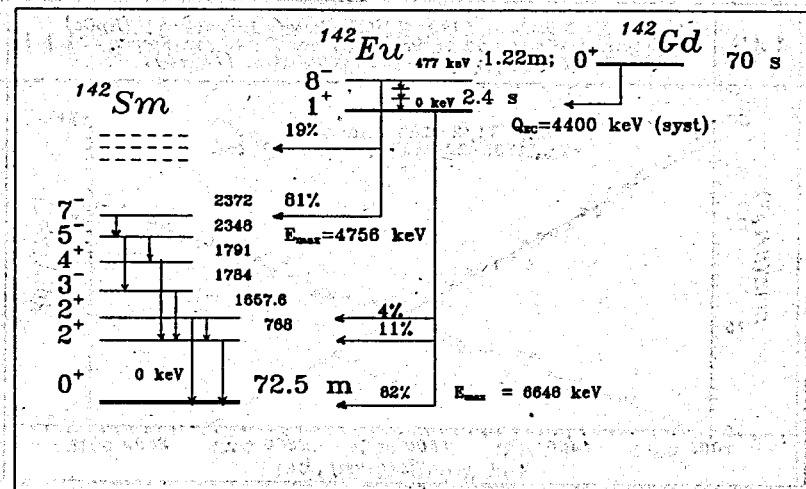


Рис 15. Фрагмент схемы распада изомеров ^{142}Eu .
 Наиболее интенсивные ветви бета-распада

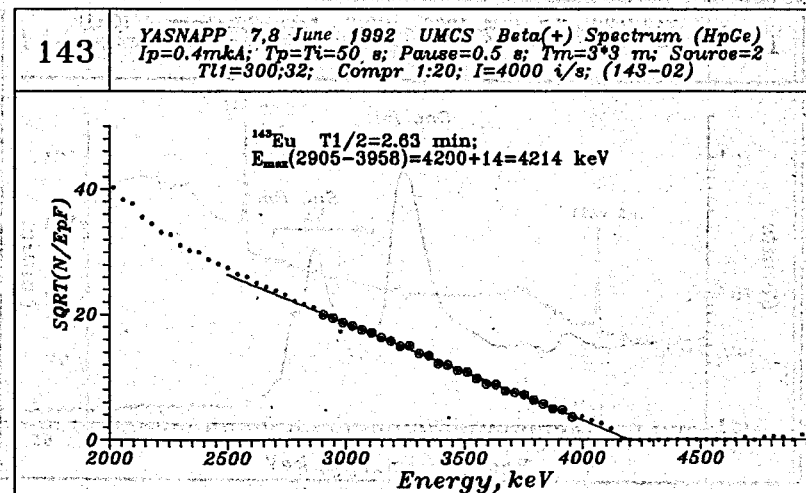


Рис 16. График Кюри ^{143}Eu (2.63 мин)

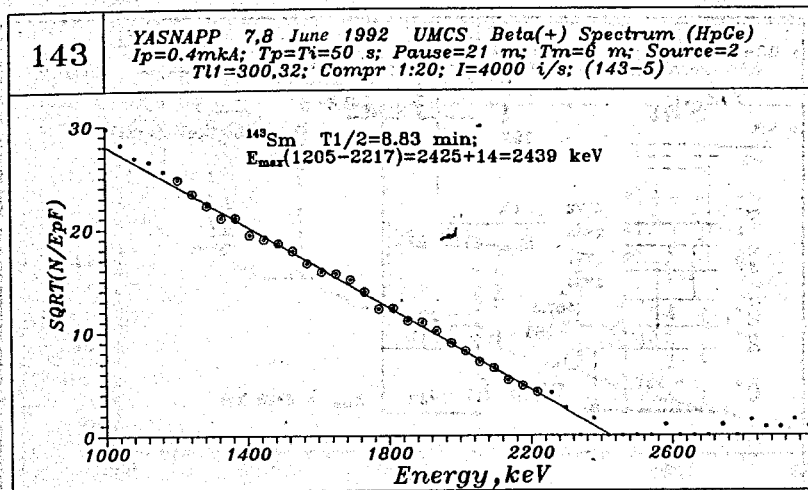


Рис 17. График Кюри ^{143}Sm (8.8 мин)

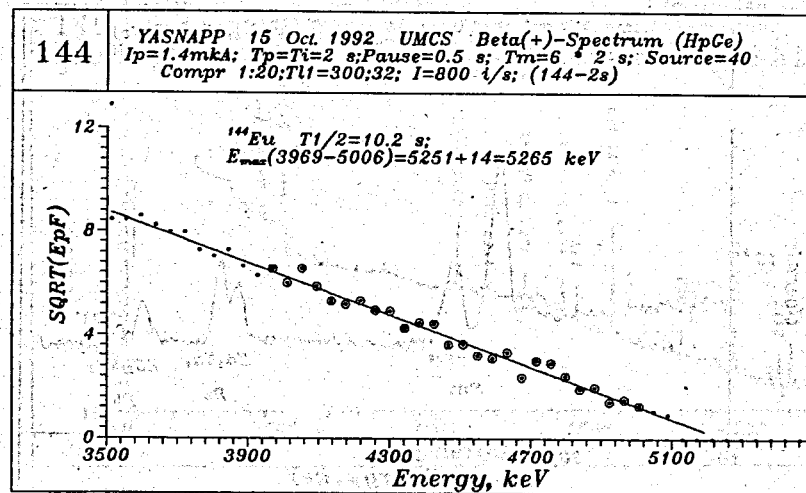


Рис 19. График Кюри ^{144}Eu (10 с)

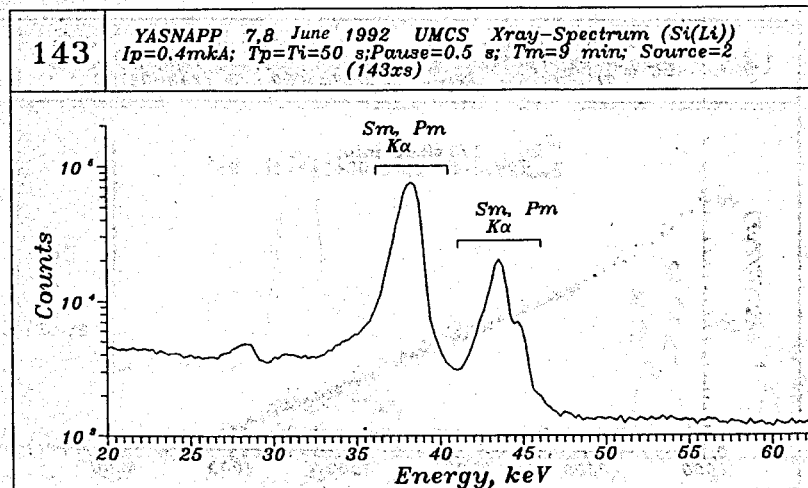


Рис 18. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=143$

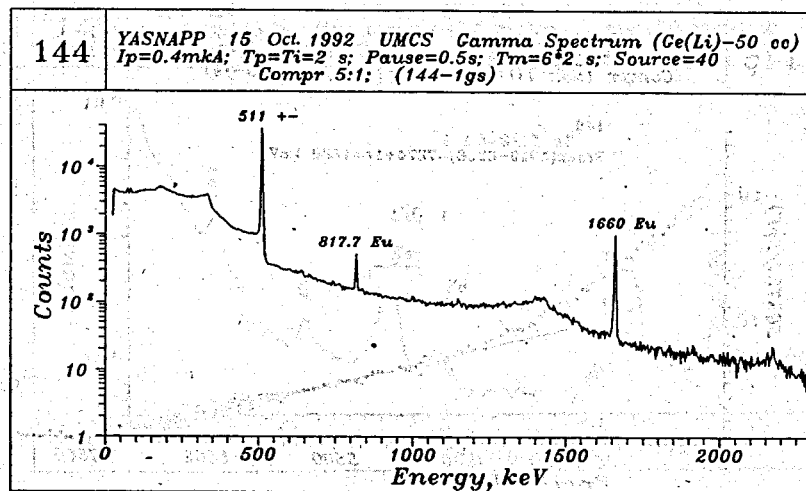


Рис 20. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=144$

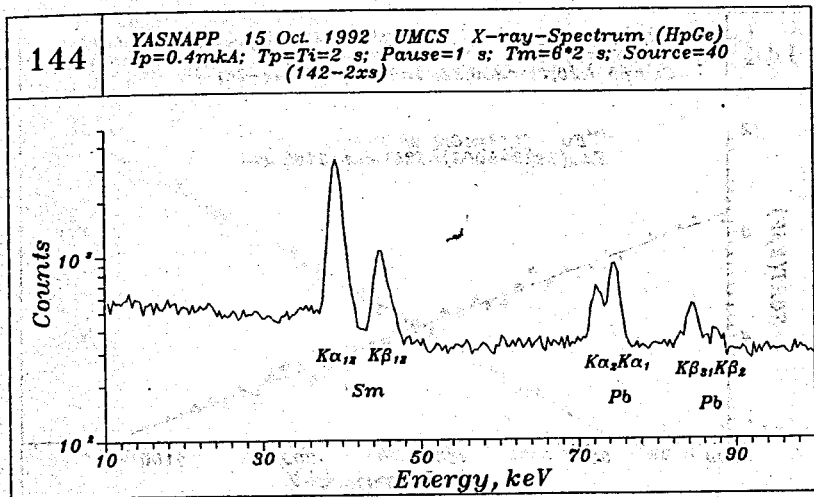


Рис 21 Спектр X-лучей изотопов цепочки A=144

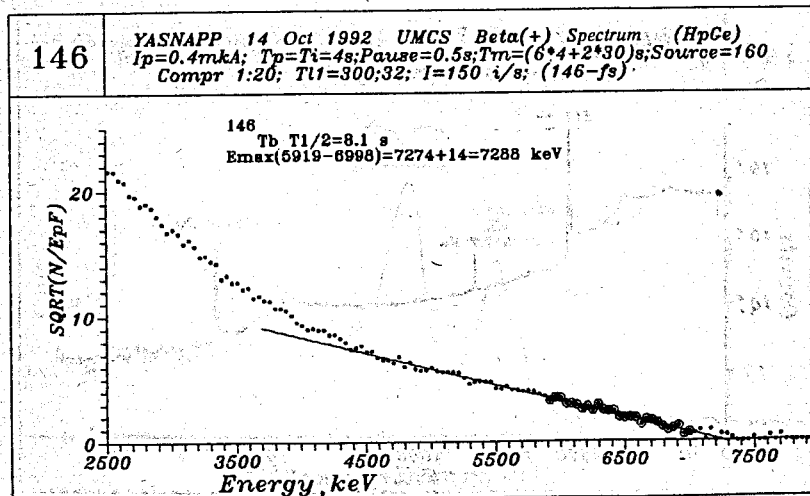


Рис 22. График Кюри ^{146}Tb (8.1 с)

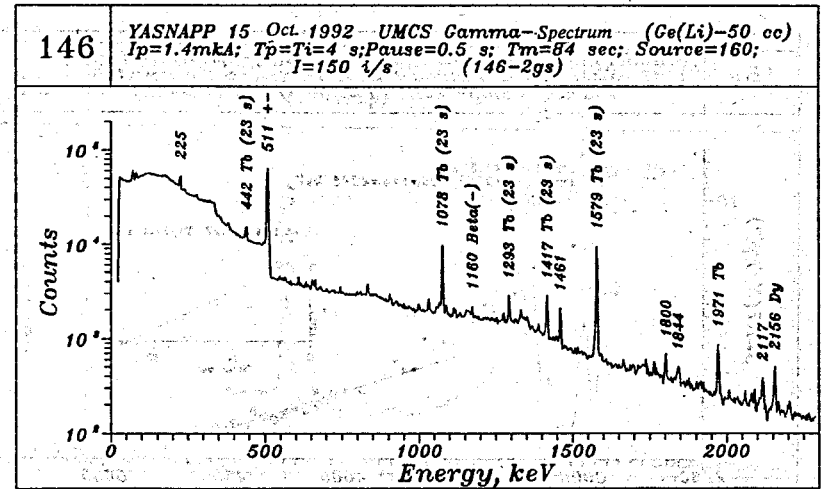


Рис 23. Гамма-спектр изотопов цепочки A=146

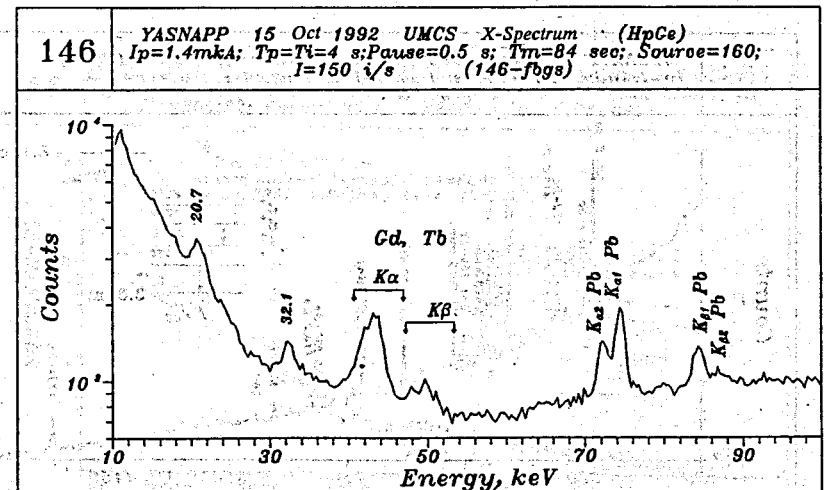


Рис 24. Спектр X-лучей изотопов цепочки A=146

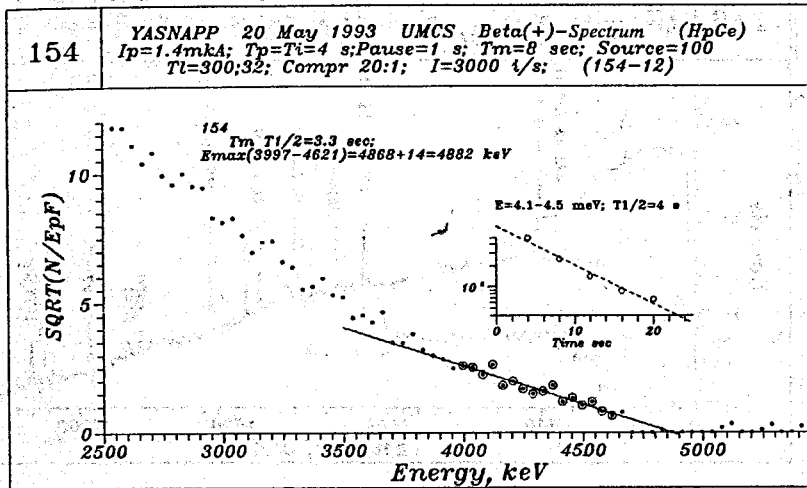


Рис 25. График Кюри ^{154}Tm (3.3 с)

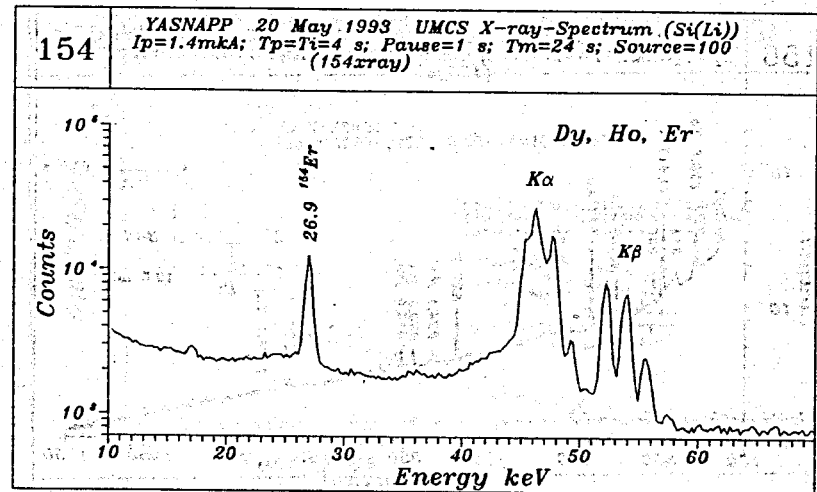


Рис 27. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=154$

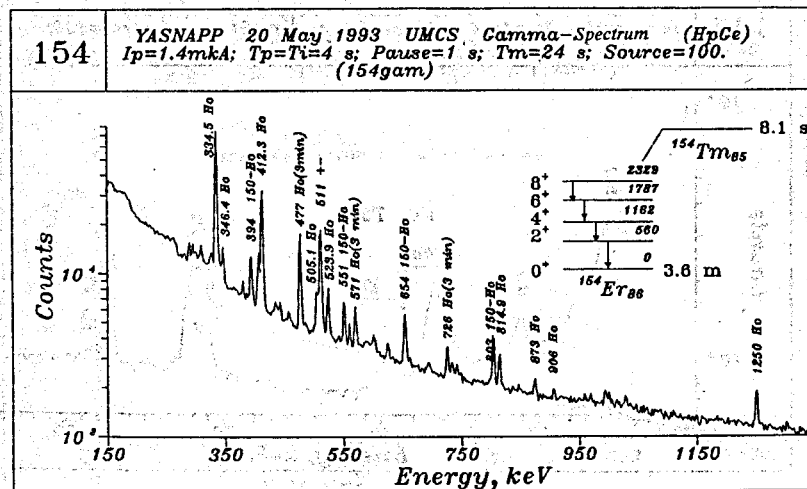


Рис 28. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=154$

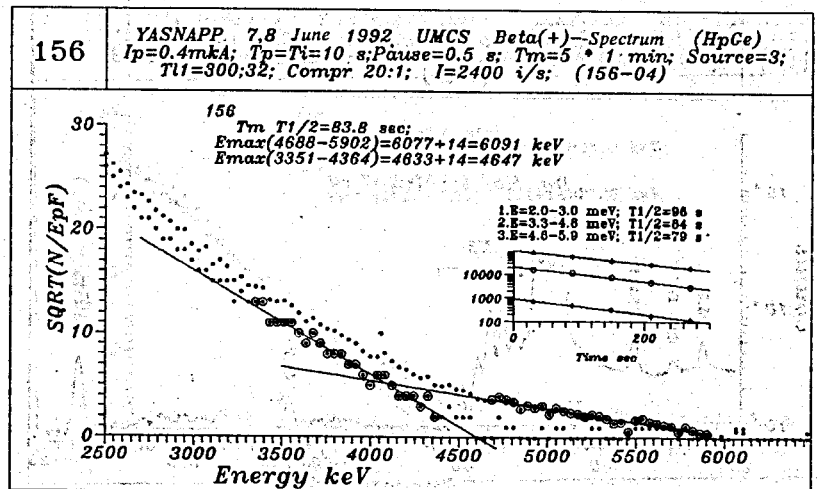


Рис 28. График Кюри ^{156}Tm (84 с)

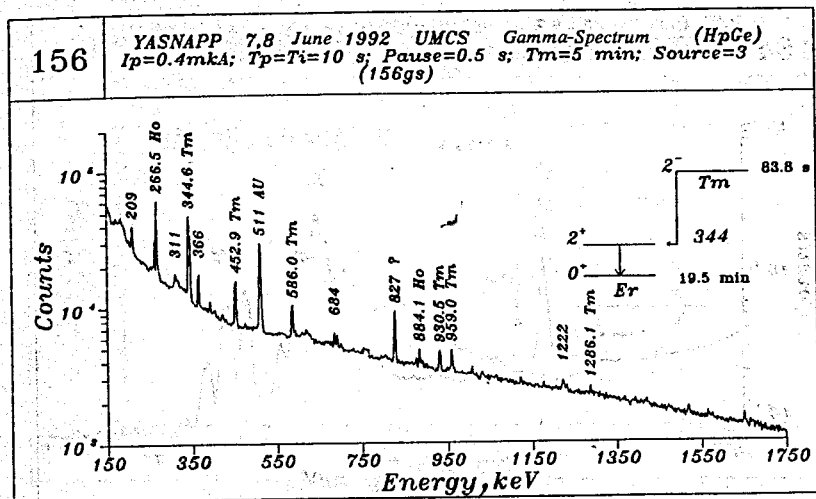


Рис 29. Гамма-спектр изотопов цепочки $A = 156$

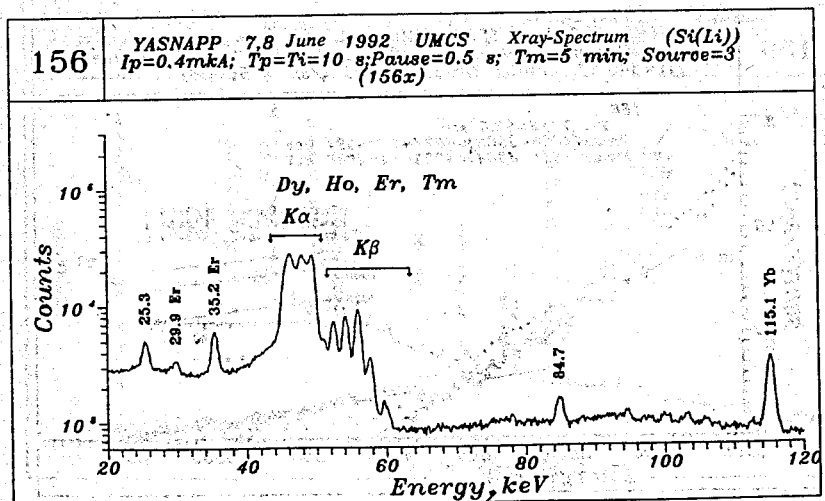


Рис 30. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A = 156$

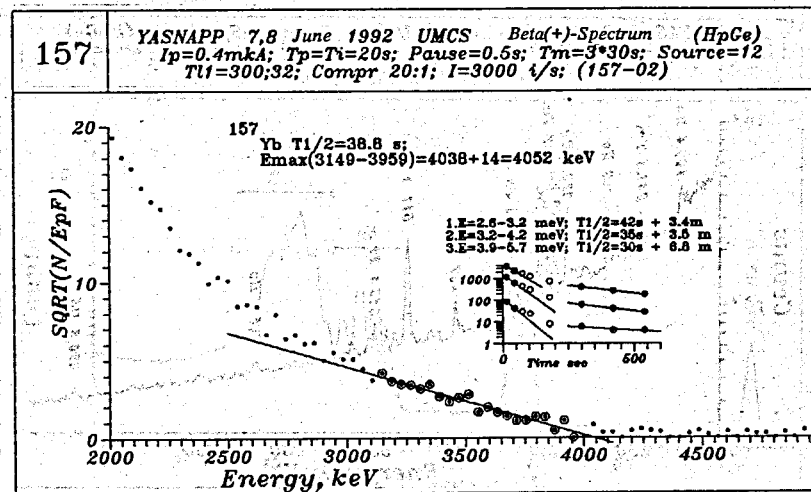


Рис 31. График Кюри ^{157}Yb (38.8 с)

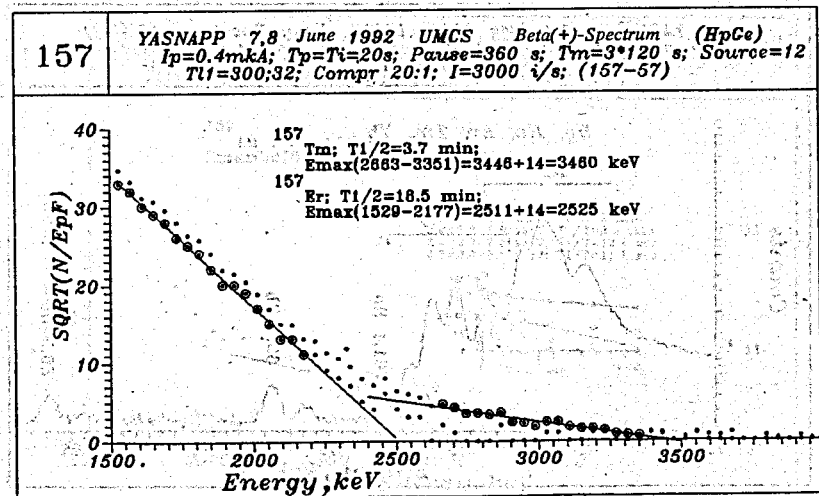


Рис 32. График Кюри ^{157}Tm (3.5 мин), ^{157}Er (18.5 мин)

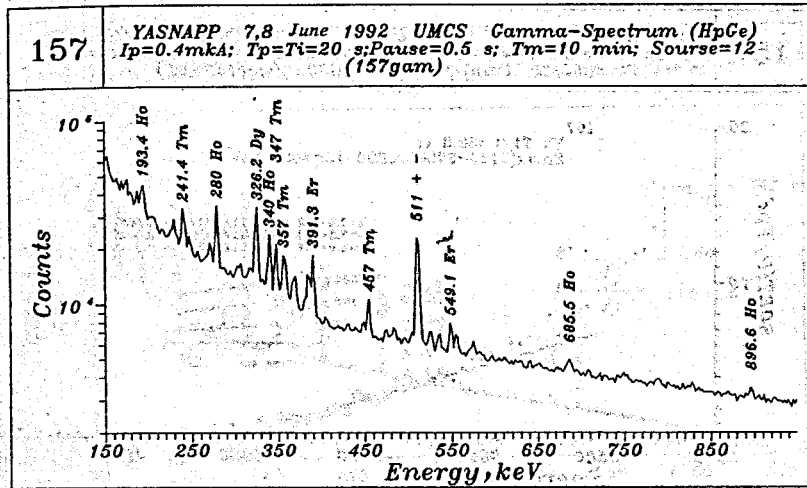


Рис 33. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=157$

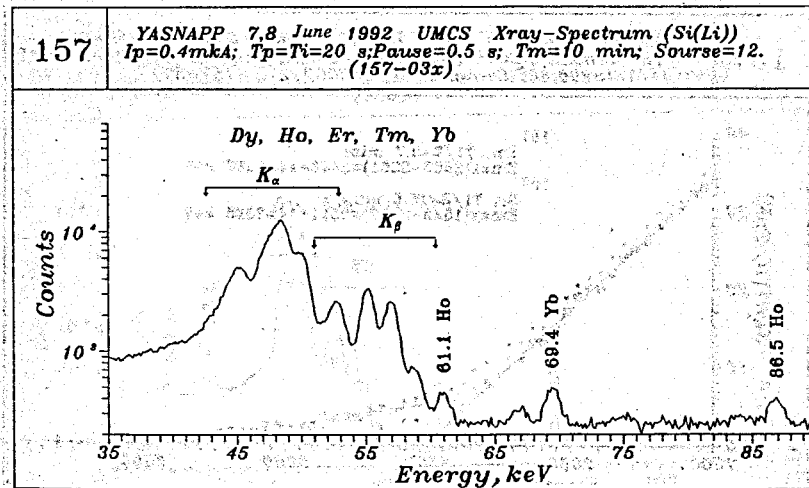


Рис 34. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=157$

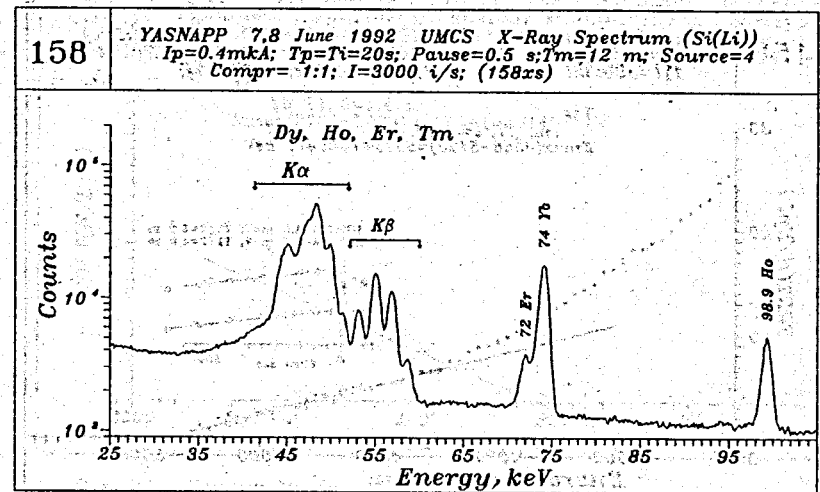


Рис 37. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=158$

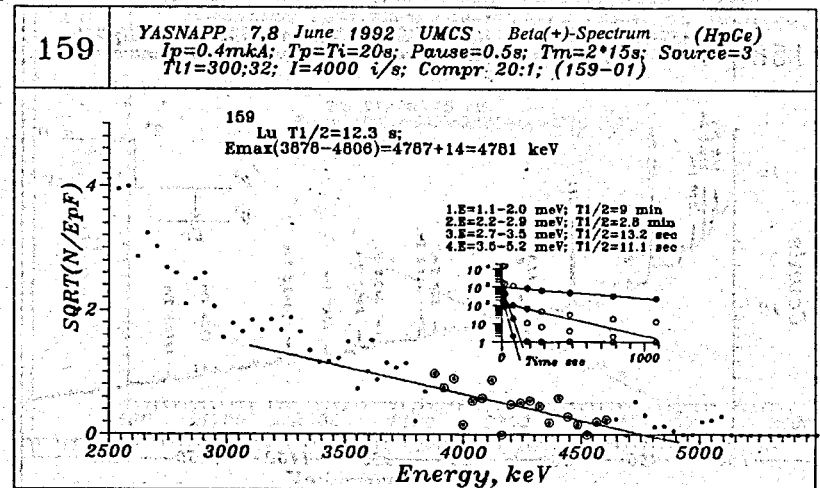


Рис 38. График Кюри ^{159}Lu (12.3 с)

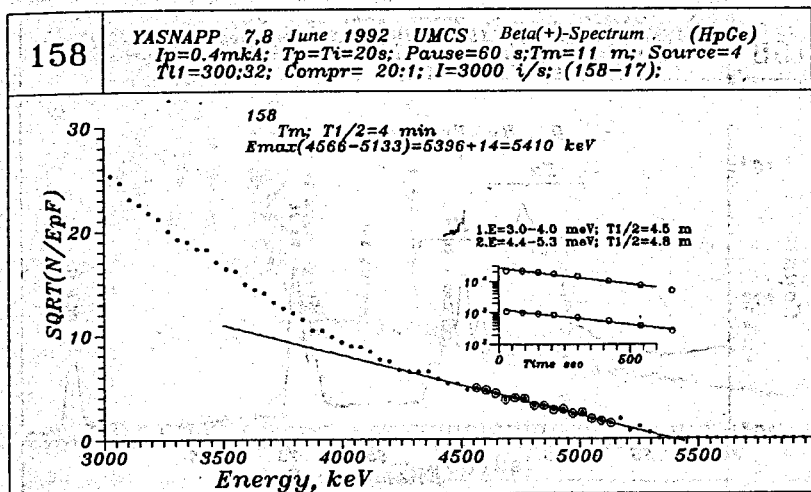


Рис 35. График Кюри ^{158}Tm (4 мин)

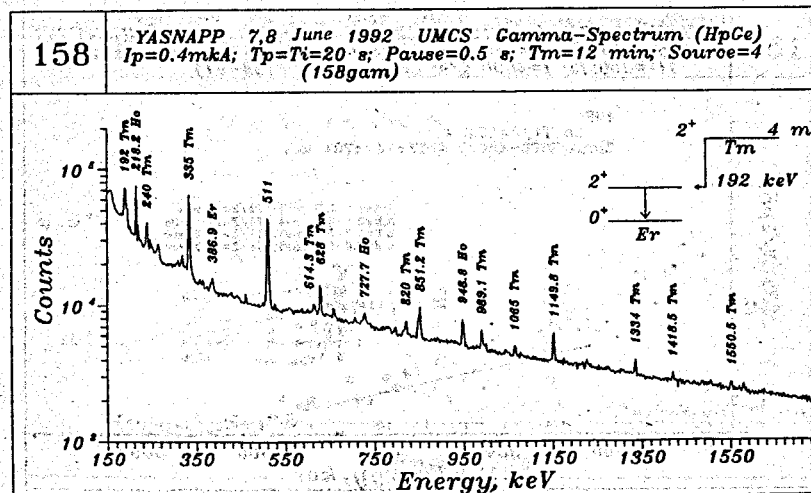


Рис 38. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=158$

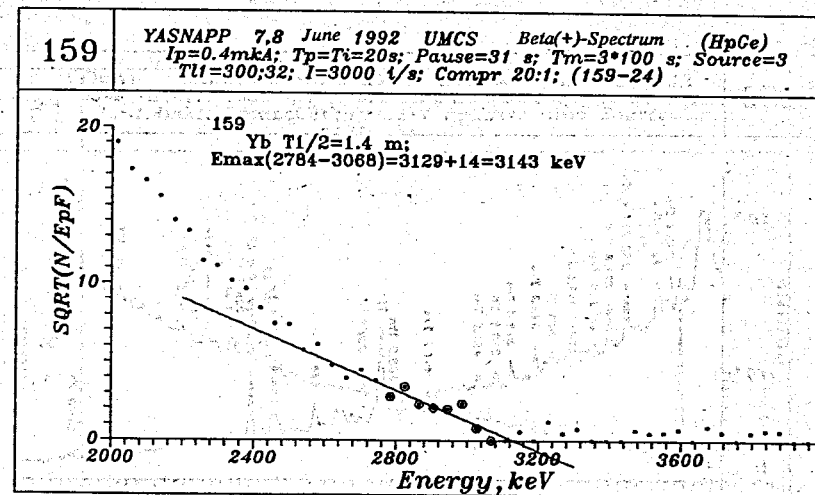


Рис 39. График Кюри ^{159}Yb (1.4 мин)

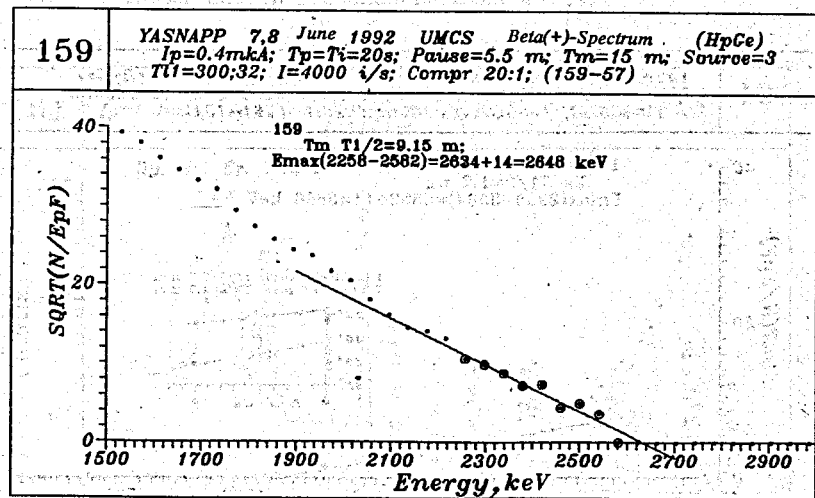


Рис 40. График Кюри ^{159}Tm (9.15 мин)

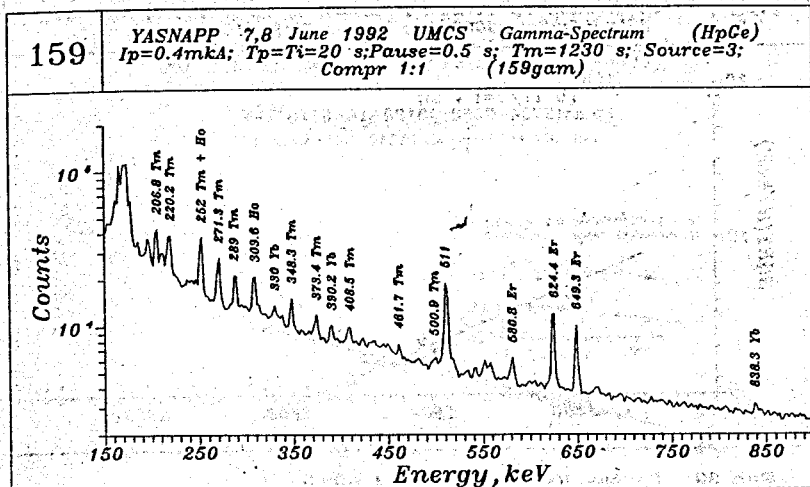


Рис 41. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=159$

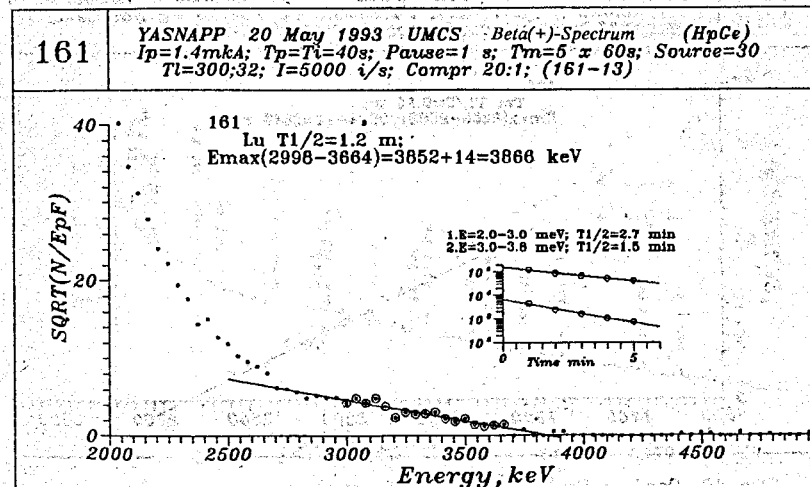


Рис 42. График Кюри ^{161}Lu (1.2 мин)

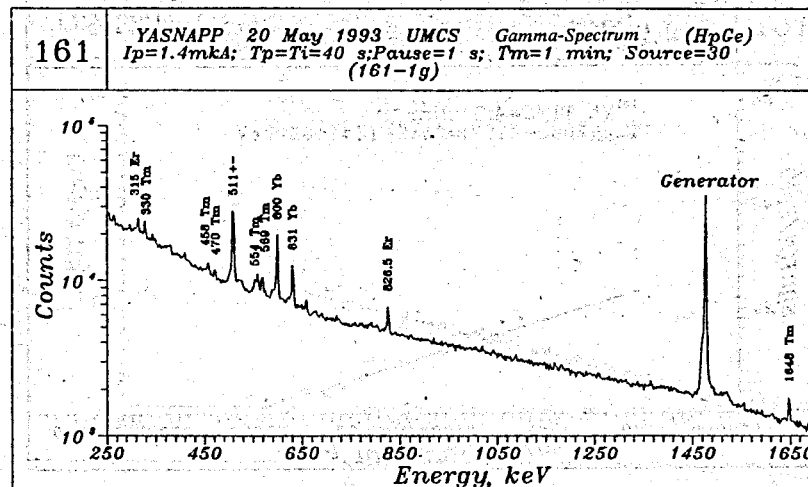


Рис 43. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=161$

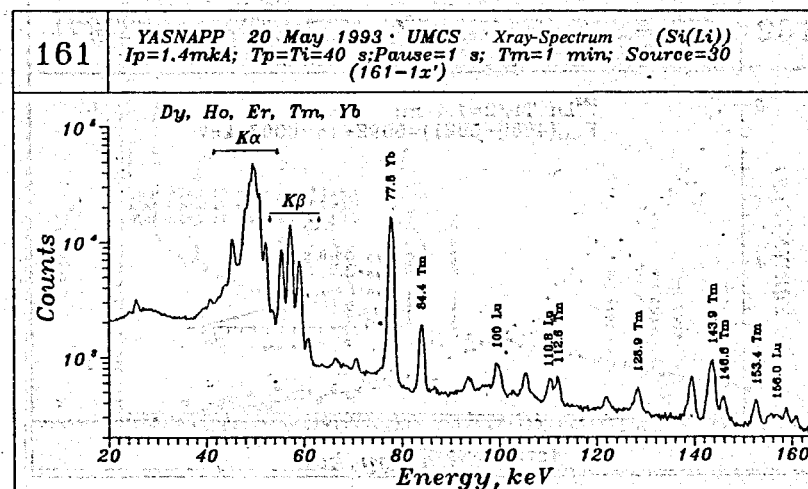


Рис 44. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=161$

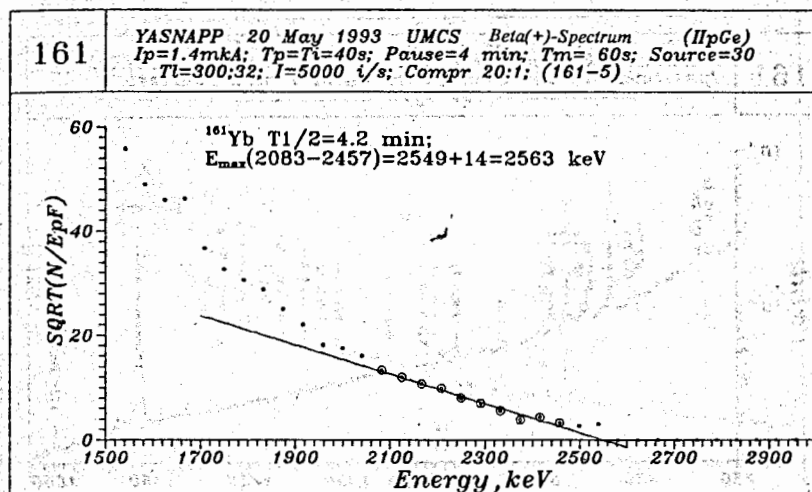


Рис 45. График Кюри ^{161}Yb (4.2 мин)

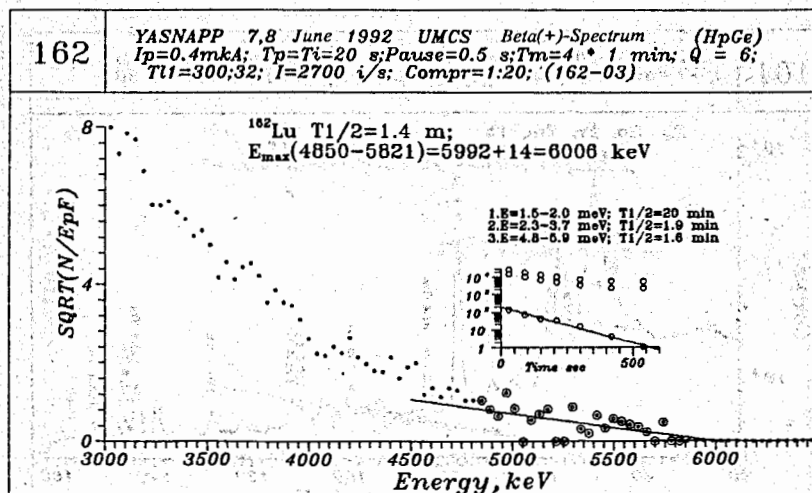


Рис 46. График Кюри ^{162}Lu (1.4 мин)

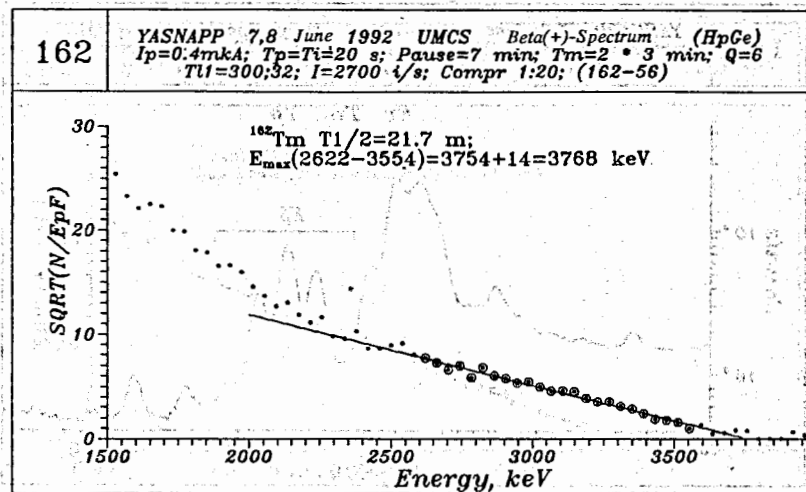


Рис 47. График Кюри ^{162}Tm (21.7 мин)

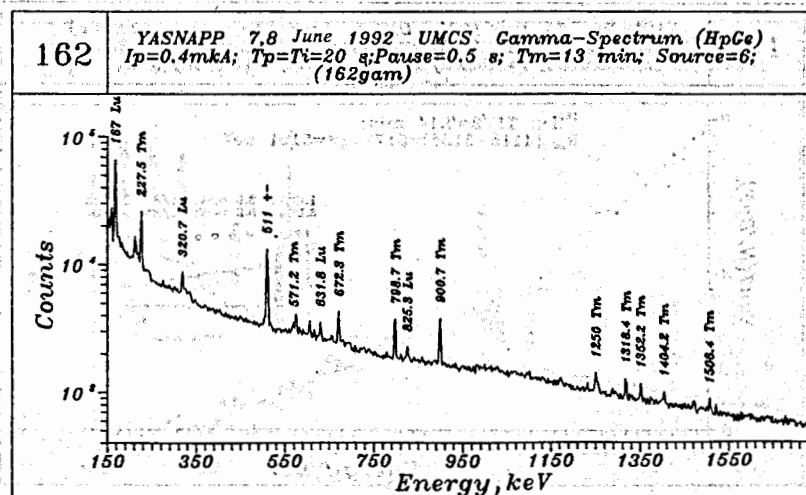


Рис 48. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=162$

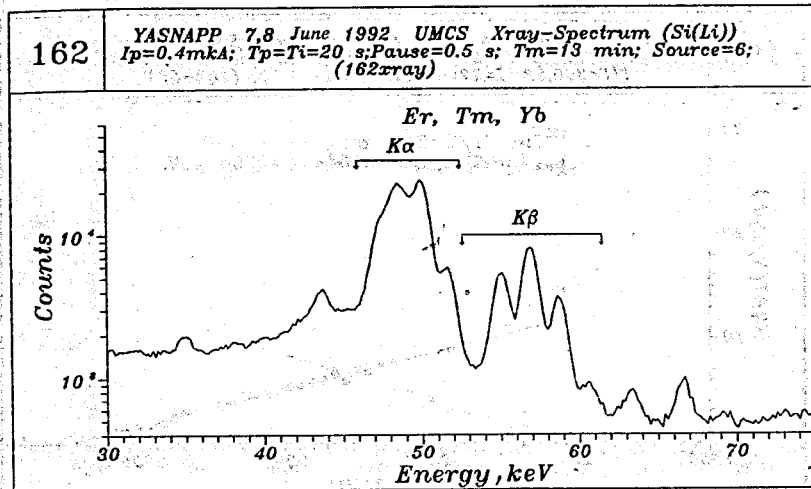


Рис 49. Спектр X-лучей изотопов цепочки $A=162$

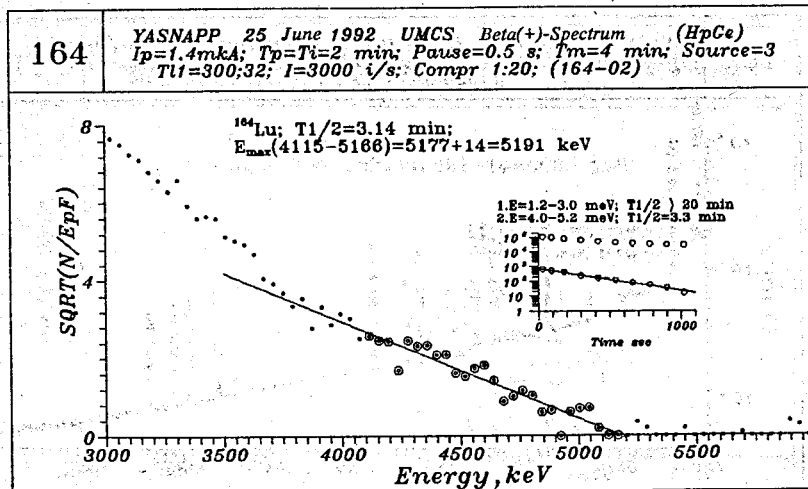


Рис 50. График Кюри ^{164}Lu (3.14 мин)

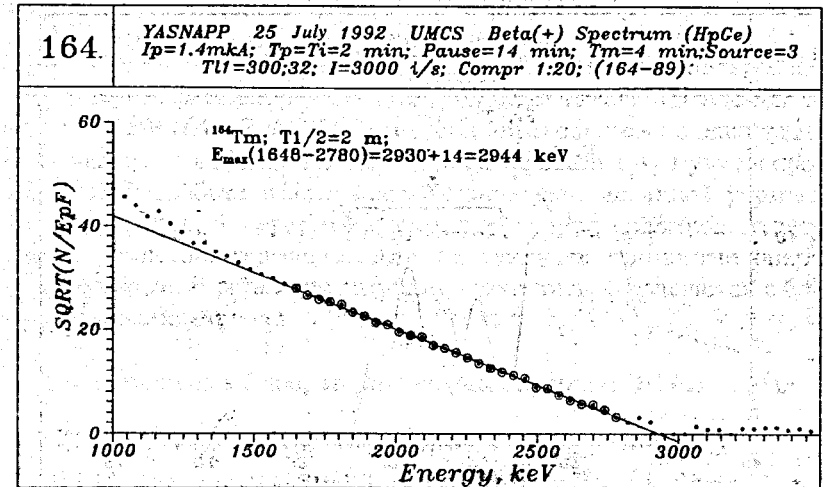


Рис 51. График Кюри ^{164}Tm (2 мин)

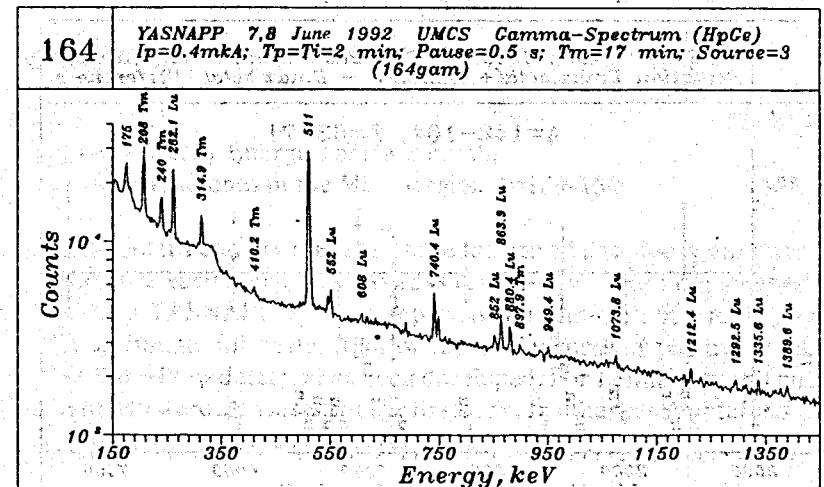


Рис 52. Гамма-спектр изотопов цепочки $A=164$

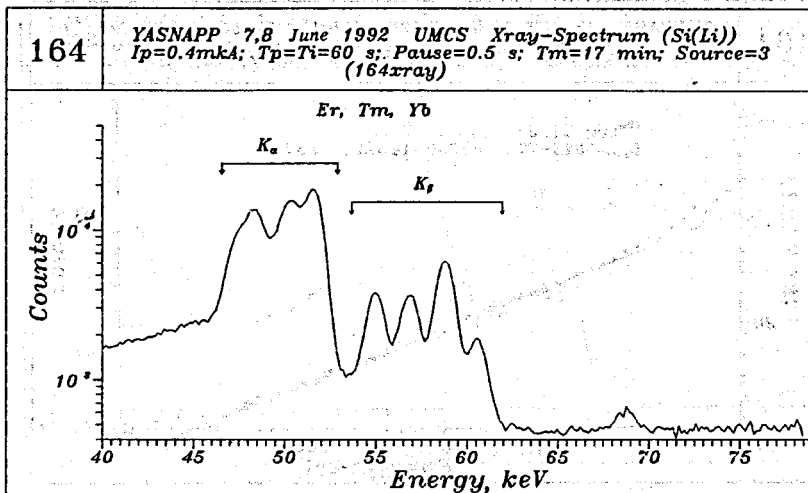


Рис 53. Спектр X-лучей изотопов цепочки A=164

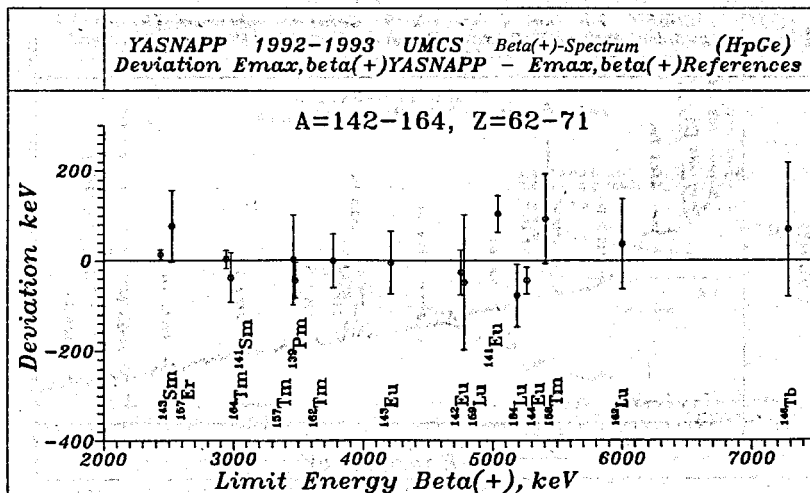


Рис 54. Сравнение полученных значений E_{max} с ранее известными экспериментальными величинами