



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-257

P6-95-257

Г.В.Веселов<sup>1</sup>, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, Н.Ю.Котовский,  
А.В.Потемпа<sup>2</sup>, В.А.Сергиенко<sup>1</sup>, В.И.Фоминых, М.Б.Юлдашев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИЙ БЕТА-РАСПАДА  
ИЗОТОПОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  
В ДИАПАЗОНЕ МАСС  $A = 134 + 141$

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

<sup>1</sup>НИИФ, СПбГУ, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>ИЯФ, Краков

В настоящей работе продолжены исследования [1]  $\beta^+$ -распада нейтронодефицитных изотопов редкоземельных элементов, удаленных от полосы  $\beta$ -стабильности. Приводятся результаты измерений граничной энергии позитронных спектров для изотопов с массовыми числами  $A=134+141$  и  $Z=59+63$ . Измеренные величины граничных энергий позитронных спектров и вычисленные значения полной энергии распада  $Q_{\beta^+}$  представлены в таблице.

#### 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 при облучении вольфрамовой мишени протонами с энергией 660 МэВ. Ионы образовавшихся нуклидов разделялись масс-сепаратором и высаживались на Al-подложку, которая перемещалась с накопленной активностью к детекторам. Для регистрации позитронов использовался детектор из сверхчистого германия (диаметр 16 мм, толщина 9 мм, входное окно из титана 12 мг/см<sup>2</sup>). Энергетическое разрешение детектора для электронов составило 15 кэВ, а потери во входном окне и мертвом слое детектора - 14 кэВ. Для калибровки детектора по энергии использовались изотопы <sup>24</sup>Na и <sup>66</sup>Ga. Одновременно для контроля за содержанием нуклидов в источнике с помощью Ge(Li)-детектора измерялись  $\gamma$ -спектры.

В эксперименте использовалась спектрометрическая установка [3]. Применение в бета-канале режектора наложений позволило увеличивать загрузку до 5000 имп/с, без заметного эффекта случайного суммирования импульсов. Управление режимом протонных, ионных пучков, устройством транспортировки активности, накоплением и записью спектров обеспечивалось персональным компьютером РС-386-АТ.

### Экспериментальные результаты

Граничная энергия спектров позитронов определялась методом Ферми-Кюри. Измеренный спектр исправлялся на функцию отклика детектора, учитывающую искажения, вносимые боковым и обратным рассеянием позитронов и эффектом суммирования в детекторе амплитуд импульсов от позитронов и аннигиляционного излучения. Описание этой методики опубликовано в работе [4]. По самой жесткой части измеренного позитронного спектра строился график Кюри и определялась граничная энергия. Энергетический интервал для проведения прямой выбирался с учетом схемы распада исследуемого изотопа и условий лучшего фитирования. Измерение и запись всех спектров проводились в нескольких временных интервалах, что позволяло оценивать период убывания активности. В этих экспериментах мы не ставили задачу точного определения периодов полураспада — проводилась только их оценка. В статье мы опираемся на значения  $T_{1/2}$ , измеренные в более ранних работах. Эти значения и приводятся в таблице и на рисунках. Значения, полученные в наших оценках, когда мы их приводим, отмечены знаком  $\#$ . Измерение  $\gamma$ -спектров позволяло получить дополнительную информацию для интерпретации позитронных спектров.

На рисунках представлены графики ферми-Кюри измеренных позитронных спектров и экспериментальные спектры  $\gamma$ -лучей. В верхней части рисунков приводится легенда, фиксирующая условия экспериментов, где  $T_p$  — время облучения протонами,  $T_1$  — время накопления активности,  $T_2$  — время измерения спектров,  $Q$  — число источников. В необходимых случаях приводятся фрагменты схем распада изучаемых нуклидов.

Измеренные в настоящем исследовании значения граничных энергий жестких компонентов позитронных спектров  $E_{\beta^+ \text{max}}$  и соответствующие им энергии бета-распада  $Q_{\text{EC}}$  (разности масс изобаров) представлены в таблице. В первых трех колонках таблицы указаны  $A$ ,  $Z$ , и  $T_{1/2}$  нуклида, к которому мы относим измеренные  $E_{\beta^+ \text{max}}$  и  $Q_{\text{EC}}$ .

Ниже мы приводим аргументы, позволившие идентифицировать соответствующие  $E_{\beta^+ \text{max}}$  с указанным нуклидом. Обсуждение результатов по каждому  $A$  предваряется известными данными о каждой почке распада:  $T_{1/2}$  изотопов (изомеров) и  $Q_{\text{EC}}$ . С погрешностью даются экспериментальные значения  $Q_{\text{EC}}$ ; без погрешности - значения  $Q_{\text{EC}}$ , заимствованные из таблицы Ванстра и Луиди [14], о которых нет экспериментальных данных.

Таблица

Граничные энергии позитронных спектров и энергии бета-распада для нуклидов Pm, Pr, Sm и Eu.

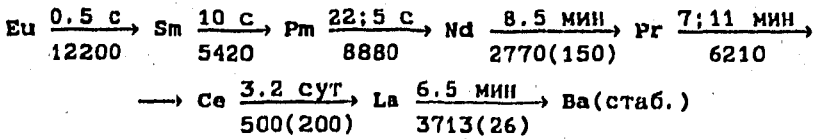
A	Z		$T_{1/2}$	$E_{\beta^+ \text{max}}^*$	$Q_{\text{EC}}^*$	$Q_{\text{EC}}^{**}$	
134	61	Pm	22.6 с	7360 (200)	9200 (200)	8880	[14]
134	59	Pr	11 мин	4120 (90)	6200 (90)	6210	[14]
135	61	Pm	49 с	4920 (150)	6050 (200)	6020	[14]
137	62	Sm	45 с	4880 (70)	5900 (70)	6050	[14]
137	61	Pm	2.4 мин	4110 (60)	5640 (60)	5580	[14]
138	61	Pm	10 с	6060 (60)	7080 (60)	7090 (100)	[15]
139	63	Eu	17.9 с	4600 (50)	6080 (50)	6680	[14]
139	61	Pm	4.2 мин	3450 (50)	4480 (50)	4540 (40)	[15]
140	63	Eu	1.5 с	7450 (50)	8470 (50)	8400	[14]
140	61	Pm	9.2 с	5000 (30)	6020 (30)	6090 (40)	[15]
141	63	Eu	40 с	4960 (40)	5980 (40)	5950 (40)	[15]

\*) Результаты настоящей работы.

\*\*) Литературные данные:

- (с погрешностью), экспериментальные данные более ранних измерений;

- (без погрешности), экспериментальная величина  $Q_{\text{EC}}$  определена впервые, сравнение проводится с систематикой Ванстра и Луиди [14].



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 30 с, время измерения  $8 \times 10$  с, количество источников - 20.

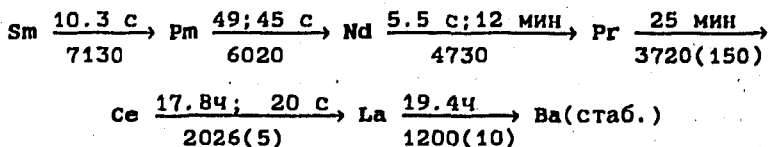
${}^{134}_{61}\text{Pm}_{73} \longrightarrow {}^{134}_{60}\text{Nd}_{74}$ . Существуют [5, 6] два изомера  ${}^{134}\text{Pm}$  с периодами полураспада 22.6 с и около 5 с. Распад низкоспинового изомера  $2^+$ , 22.6 с, происходит на низлежащие  $2^+$ ,  $3^+$  уровни  ${}^{134}\text{Nd}$ . Бета-распад высокоспинового ( $5^+$ ) изомера идет, в основном, на уровни с энергией 789.3 кэВ (28%) и 1313.7 кэВ (15%).

В измеренном  $\gamma$ -спектре наблюдаются интенсивные  $\gamma$ -переходы, образующиеся при распаде  ${}^{134}\text{Pm}$  ( $E=294.4$  кэВ, 494.9 кэВ),  ${}^{134}\text{Nd}$  и  ${}^{134}\text{Pr}$  (рис. 1а, б). В позитронном спектре четко проявились два компонента. Интенсивность жесткого компонента в диапазоне энергии  $4.5 \div 6.5$  МэВ спадала с периодом полураспада около 23 с. Интенсивность позитронов на участке спектра  $2.5 \div 3.5$  МэВ убывала с периодом полураспада больше 1 мин. В результате обработки суммы первых двух временных зон и вычитания жесткого компонента мы определили граничные энергии для каждого компонента  $E_{\beta^+_{\max}} = 7360(200)$  кэВ и  $4160(100)$  кэВ (рис. 2). Дополнительно была обработана восьмая временная зона, в которой основную часть составляют позитроны, образованные при распаде  ${}^{134}\text{Nd}$  и  ${}^{134}\text{Pr}$ . Значение полученной граничной энергии -  $4070(120)$  кэВ. Принимая во внимание наблюдаемые нами периоды полураспада  $T_{1/2} \approx 23$  с для  $\gamma$ -переходов 294 кэВ и 495 кэВ  ${}^{134}\text{Pm}$  и  $T_{1/2} \approx 23$  с для жесткой части  $\beta^+$ -спектра, считаем, что компонент с граничной энергией  $E_{\beta^+_{\max}} = 7360$  кэВ относится к распаду высокоспинового изомера  ${}^{134}\text{Pm}$ . С учетом схемы распада этого изомера определяем  $Q_{\text{EC}} = 7360 + 1022 + 789 = 9200(200)$  кэВ.

${}^{134}_{59}\text{Pr}_{75} \longrightarrow {}^{134}_{58}\text{Ce}_{76}$ . Выбранный временной режим не позволял оценить период полураспада  $\gamma$ -излучения  ${}^{134}\text{Pr}$ . Отсутствие в спектре жестких  $\gamma$ -переходов, которыми сопровождается распад низкоспинового изомера  $J^{\pi} = 2^-$ , означает, что мы наблюдаем распад изомерного состояния

$J^\pi = 5^-$ . Поэтому, учитывая систематику Вапстра, приписываем второй компонент в позитронном спектре распаду этого изомера. Используя среднее взвешенное по двум измерениям значение энергии этого компонента и учитывая схему распада [7]  $^{134}\text{Pm}$ ,  $5^-$ , определяем величину полной энергии бета-распада  $Q_{\text{EC}} = 4120 + 1022 + 1048 = 6190(90)$  кэВ.

А - 135



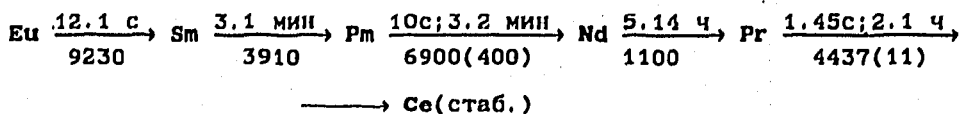
Условия измерений: Время облучения и накопления активности - 20 с,

время измерения  $4 \times 5$  с +  $4 \times 20$  с. Количество источников - 10.

$^{135}_{61}\text{Pm}_{74} \rightarrow ^{135}_{60}\text{Nd}_{75}$ . Распад  $^{135}_{61}\text{Pm}_{74}$  изучался в работах [6, 8, 9], из которых следует, что  $^{135}\text{Pm}$  имеет два изомерных состояния со спинами  $J^\pi = 11/2^-$  ( $T_{1/2} = 49$  с) и  $J^\pi = 5/2^+$  ( $T_{1/2} = 45$  с). Из низкоспинового состояния  $^{135}\text{Pm}$  распад в основном идет [6] на изомерный уровень 64.9 кэВ ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 14\%$ ) и на уровни 193.7 кэВ ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 14\%$ ) и 371.1 кэВ ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 23\%$ )  $^{135}\text{Nd}$ . В распаде высокоспинового изомера  $^{135}\text{Pm}$  заселяется основное состояние  $^{135}\text{Nd}$  ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 12\%$ ) и уровни с энергией 198.8 кэВ ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 14\%$ ) и 1176.7 кэВ ( $I_{\beta^+, \text{EC}} \approx 41\%$ ).

В наших измерениях наблюдались  $\gamma$ -лучи распада  $^{135}\text{Pm}$ ,  $^{135}\text{Nd}$ ,  $^{135}\text{Pr}$  и  $^{135}\text{Ce}$ . В  $\gamma$ -спектре (рис. 3а, 3б) мы видим ряд переходов  $^{135}\text{Pm}$ , относящихся к распаду высокоспинового состояния (эти переходы отмечены на рисунке знаком (\*)). При обработке суммарного позитронного спектра по всем временным зонам мы получили для жёсткого компонента значение граничной энергии  $E_{\beta^+ \text{max}} = 4920(150)$  кэВ (рис. 4). Интенсивность позитронов в диапазоне энергий 3.5-5 МэВ спадала с  $T_{1/2} \approx 43$  с. Мы не можем разделить  $\beta^+$ -составляющие, идущие на основное состояние и уровень 198 кэВ  $^{135}\text{Nd}$ . Поэтому при определении полной энергии распада  $^{135}\text{Pm}$  мы добавляем к  $E_{\beta^+ \text{max}}$  величину 100(50) кэВ и получаем  $Q_{\text{EC}} = 4920 + 1022 + 100 = 6050(200)$  кэВ.





Условия измерений: время облучения и накопления активности - 10 с,  
время измерения  $4 \times 10$  с, количество источников - 20.

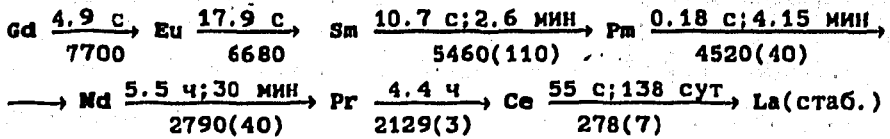
$^{138}_{61}\text{Pm}_{77} \longrightarrow ^{138}_{60}\text{Nd}_{78}$ . Существуют два изомерных состояния  $^{138}\text{Pm}$ : низкоспиновое  $1^+$ , 10 с, и высокоспиновое  $3^+$ , 3.24 мин. Распад высокоспинового изомера происходит на возбужденные уровни  $^{138}\text{Nd}$  [12]. При распаде низкоспинового изомера в 100% случаев заселяется основное состояние  $^{138}\text{Nd}$  [13].

В спектре  $\gamma$ -лучей (рис.9) мы наблюдали  $\gamma$ -переходы, возникающие при распаде  $^{138}\text{Eu}$ ,  $^{138}\text{Sm}$  и  $^{138}\text{Pm}$ . Позитронные спектры во всех временных зонах простирались до  $E_{\beta^+ \text{ max}} \sim 6$  МэВ; позитронов с энергией больше 6 МэВ не наблюдалось. Счет на участке позитронного спектра от 4.5 до 5.5 МэВ уменьшился на  $\sim 20\%$  во второй временной зоне и не изменялся от второй до четвертой зоны. Очевидно, в первой временной зоне замечен вклад в позитронный спектр позитронов от распада  $^{138}\text{Eu}$ , 12.1 с, тогда как в последующих зонах этот вклад мал. Хотя по систематике Валстра [14] энергия  $\beta$ -распада  $^{138}\text{Eu}$  9230(590) кэВ, отсутствие позитронов с энергией больше 6 МэВ согласуется с имеющимися сведениями [5] о распаде  $^{138}\text{Eu}$ : его высокоспиновое ( $7^+$ ), 12.1 с, состояние распадается на высоковозбужденные уровни  $^{138}\text{Sm}$ .

Чтобы исключить вклад позитронов от  $^{138}\text{Eu}$ (12.1 с), был обработан суммарный позитронный спектр третьей и четвертой временных зон (рис.10). Полученное значение  $E_{\beta^+ \text{ max}}$  мы, как и авторы работы [15], относим к распаду  $^{138}\text{Pm}(1^+, 10 \text{ с})$ , находящемуся в равновесии с  $^{138}\text{Sm}(3.1 \text{ мин})$ . Значение энергии бета-распада составило 7080(60) кэВ. Это значение согласуется и со значением  $Q_{\text{ЕС}}$ , полученным в [12] в экспериментах по  $\beta^+$ - $\gamma$ -совпадениям.

Уверенно выделить компонент  $\beta^+$ -спектра, связанный с распадом  $^{138}\text{Eu}$ , и определить энергию  $\beta^+$ -распада  $^{138}\text{Eu}$  оказалось невозможным.





Условия измерений:

I эксперимент: время облучения и накопления активности 15 с, время измерения -  $4 \times 10$  с, количество источников - 20.

II эксперимент: время облучения и накопления активности 120 с, время измерения  $1 \times 60$  с +  $5 \times 120$  с; количество источников - 1.

${}^{139}_{63}\text{Eu}_{76} \longrightarrow {}^{139}_{62}\text{Sm}_{77}$ . При распаде  ${}^{139}\text{Eu}$  ( $J^\pi=11/2^-$ ,  $T_{1/2}=17.9$  с) интенсивно заселяются изомерное  $11/2^-$ , 457 кэВ состояние (10.7 с) и уровни 1158 кэВ и 1176 кэВ  ${}^{139}\text{Sm}$  [16]. Изомерное  $11/2^-$ , 457 кэВ состояние  ${}^{139}\text{Sm}$  распадается в основное  $1/2^+$  состояние через каскады  $\gamma$ -переходов: 112, 155, 190 и 267 кэВ. Бета-распад из изомерного состояния не обнаружен.

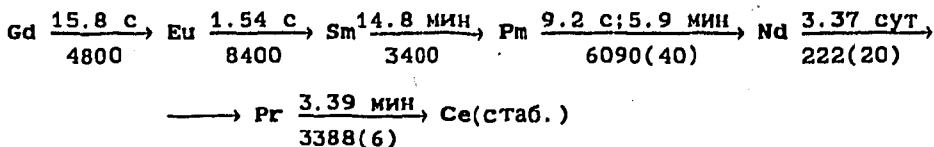
В  $\gamma$ -спектре наблюдались  $\gamma$ -лучи от распада  ${}^{139}\text{Eu}$ ,  ${}^{139\text{m}}\text{Sm}$  и  ${}^{139}\text{Pm}$  (рис.11). График Кюри суммарного ( $4 \times 10$  с) спектра позитронов представлен на рис.12. Хорошо виден компонент с энергией  $E_{\beta^+ \text{max}}=4600(50)$  кэВ. Спад интенсивности позитронов в области  $3.5+4.5$  МэВ происходил с периодом полураспада около 20 с. Интенсивность  $\gamma$ -переходов  ${}^{139\text{m}}\text{Sm}$  спадала с периодом полураспада 13-14 с, несколько большим 10.7 с, что объясняется накоплением  ${}^{139\text{m}}\text{Sm}$  из  ${}^{139}\text{Eu}$  (17.9 с).

Компонент позитронного спектра с  $E_{\beta^+ \text{max}}=4600(50)$  кэВ и  $T_{1/2}=20$  с мы приписываем распаду  ${}^{139}\text{Eu}$  и определяем разность масс  ${}^{139}\text{Eu} \longrightarrow {}^{139}\text{Sm}$   $Q_{\text{EC}}=4601+457+1022=6080(50)$  кэВ. Позитроны при распаде  ${}^{139\text{m}}\text{Sm}$  (10.7 с) мы не наблюдали.

${}^{139}_{61}\text{Pm}_{78} \longrightarrow {}^{139}_{60}\text{Nd}_{79}$ . Анализ спада интенсивности позитронного спектра, измеренного во втором эксперименте, показывает, что в диапазоне энергии  $E_{\beta^+}=2.5+3.0$  МэВ распад происходит с периодом  $T_{1/2}=2.7+4.5$  мин. Это указывает на присутствие в спектре позитронов от распада  ${}^{139}\text{Sm}$  и  ${}^{139}\text{Pm}$ , что подтверждается наличием в

$\gamma$ -спектры переходов, возникающих при распаде этих изотопов. На рис.13 представлен  $\gamma$ -спектр, измеренный в последней временной зоне. При обработке  $\beta^+$ -спектра, измеренного в этой временной зоне, где, как следует ожидать, позитронов от распада  $^{139}\text{Sm}$  уже мало, мы получили значение граничной энергии для  $^{139}\text{Pm}$   $E_{\beta^+ \text{max}} = 3450(50)$  кэВ (рис.14) и определили полную энергию распада  $^{139}\text{Pm}$   $Q_{\text{PC}} = 4480(50)$  кэВ. Заметим, что вычитание жесткого компонента в позитронном спектре первого эксперимента (рис.12) позволяет оценить для второго компонента значение  $E_{\beta^+ \text{max}} = 3480(80)$  кэВ, совпадающее с определенным во втором эксперименте  $E_{\beta^+ \text{max}}$  для  $^{139}\text{Pm}$ .

А - 140



Условия измерений:

- I эксперимент: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - 4x15 с, количество источников - 20.
- II эксперимент: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения - 3x5 с + 3x15 с, количество источников - 20.
- III эксперимент: время облучения и накопления активности - 3 с, время измерения - 4x2 с, количество источников - 60.

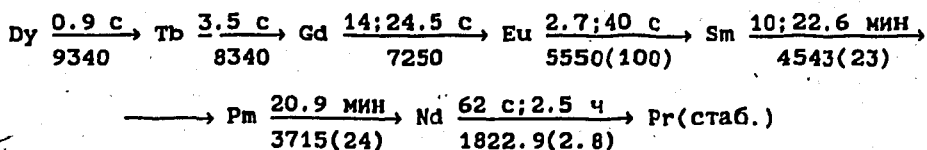
$^{140}_{63}\text{Eu}_{77} \longrightarrow ^{140}_{62}\text{Sm}_{78}$ . Согласно [5,17] имеется два изомерных состояния: основное с  $J^{\pi}=1^{+}$  и  $T_{1/2}=1.54$  с и возбужденное с  $J^{\pi}=5^{-}$  и  $T_{1/2}=0.125$  с с энергией возбуждения около 200 кэВ. Состояние с  $T_{1/2}=0.125$  с в наших экспериментальных условиях не наблюдается. Бета-распад основного состояния  $^{140}\text{Eu}$  в 70% случаев происходит в основное состояние  $^{140}\text{Sm}$  и в 20% случаев на уровень 530.9 кэВ,  $2^{+}$ .

Анализ гамма-спектра, измеренного в третьем эксперименте (4x2 с), обнаруживает переходы, возникающие при распаде  $^{140}\text{Eu}$  ( $T_{1/2}=1.54$  с),  $^{140}\text{Sm}$  и  $^{140,140\text{m}}\text{Pm}$  (рис.15). Результаты обработки спектра позитронов, измеренного в первой и второй временных зонах, приведены на рис.16. Спад активности в жесткой части бета-спектра характеризуется  $T_{1/2} \approx 1.4$  с. График Кюри построен в диапазоне

энергии 6.3+6.8 МэВ, где основной вклад составляют позитроны, возникающие при распаде в основное состояние  $^{140}\text{Sm}$ . Полученное значение граничной энергии  $E_{\beta^+_{\text{max}}} = 7450(50)$  кэВ и вычисленное значение  $Q_{\text{EC}} = 7450 + 1022 = 8470(50)$  кэВ относим к распаду  $^{140}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 1.54$  с).

$^{140}_{61}\text{Pm} \longrightarrow ^{140}_{60}\text{Nd}_{\text{в.о.}}$ . Результаты анализа суммы позитронных спектров в первом и втором экспериментах ( $3 \times 15$  с) представлены на рис.17. Интенсивность позитронов с энергией 3.2+4.7 МэВ убывала с  $T_{1/2} > 7$  мин. В  $\gamma$ -спектре наблюдались переходы, относящиеся только к распаду  $^{140}\text{Sm}$  и  $^{140}\text{Pm}$  (рис.18). Измеренное значение граничной энергии  $E_{\beta^+_{\text{max}}} = 5000(30)$  кэВ мы приписываем  $^{140}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 9.2$  с), который образуется при распаде  $^{140}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 14.8$  мин). Полученное значение разности масс  $^{140}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 9.2$  с) и  $^{140}\text{Nd}$  составляет  $Q_{\text{EC}} = 6020(30)$  кэВ.

А - 141



Условия измерений: время облучения и накопления активности - 20 с, время измерения -  $4 \times 20$  с, количество источников - 50.

$^{141}_{63}\text{Eu} \longrightarrow ^{141}_{62}\text{Sm}_{79}$ . В работе [18] исследовался распад изомерных состояний  $^{141}\text{Eu}$ : основного низкоспинового  $J^{\pi} = 5/2^{+}$  ( $T_{1/2} = 40$  с) и возбужденного высокоспинового  $J^{\pi} = 11/2^{-}$  ( $T_{1/2} = 2.7$  с) с энергией возбуждения 96.4 кэВ. При распаде основного состояния  $^{141}\text{Eu}$  идет интенсивное заселение уровня 158 кэВ  $^{141}\text{Sm}$  ( $I_{\beta^+, \text{EC}} = 60\%$ ). Распад изомера с  $T_{1/2} = 2.7$  с происходит на изомерный  $J^{\pi} = 11/2^{-}$  уровень 175.8 кэВ  $^{141}\text{Sm}$  ( $I_{\beta^+, \text{EC}} = 65.3\%$ ).

Результаты обработки позитронного спектра представлены на рис.19. Спад интенсивности в диапазоне 3.5+5.0 МэВ происходит с  $T_{1/2} = 40$  с. В  $\gamma$ -спектре (рис.20) присутствуют переходы, возникающие при распаде  $^{141}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 40$  с) и  $^{141}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 22.6$  мин и 10.2 мин).

Полученное значение  $E_{\beta^+ \text{ макс}} = 4960(40)$  кэВ мы приписываем  $^{141}\text{Eu}$  (40 с) и определяем энергию распада для этого изотопа  $Q_{\text{EC}} = 4960 + 1022 = 5980(40)$  кэВ.

#### Заключение

В таблице полученные значения  $Q_{\text{EC}}$  сравниваются со значениями из систематики Вапстра и Луди [14] или с более ранними экспериментальными измерениями, если они имеются. Для 7 нуклидов экспериментальные величины энергии бета-распада получены впервые. Отметим, что для шести из них измеренные  $Q_{\text{EC}}$  совпадают с предсказаниями [14] в пределах наших экспериментальных погрешностей. Только для  $^{139}\text{Eu}$  наше значение  $Q_{\text{EC}}$  меньше предсказываемого в [14] на 0,6 МэВ, но и в этом случае разница не больше авторских погрешностей таблиц  $Q_{\text{EC}}$  [14] в этой области: 400÷700 кэВ.

В двух случаях ( $^{134}\text{Pm}$  и  $^{135}\text{Pm}$ ) погрешности измерений заметно превышают оценки возможных систематических погрешностей (~ 30 кэВ) применяемой методики [4], и если для  $^{134}\text{Pm}$  увеличение статистики может уменьшить погрешность измерений до 40–50 кэВ, то в случае  $^{135}\text{Pm}$  способ его распада не позволяет определить  $Q_{\text{EC}}$  в измерениях одиночных позитронных спектров с точностью лучшей ~100 кэВ.

Алхазов и др. [19], используя метод полного поглощения  $\gamma$ -лучей, получили  $Q_{\text{EC}} = 5550(100)$  кэВ для  $^{141}\text{Eu}$ , заметно отличающееся от нашего значения 5980(40) кэВ. Граничная энергия позитронного спектра  $^{141}\text{Eu}$  измерялась в [15] –  $Q_{\text{EC}} = 5950(40)$  кэВ. Авторы [18] изучали спектр позитронов  $^{141}\text{Eu}$ , совпадающих с  $\gamma$ -квантами 394.0 и 395.6 кэВ, и определили  $Q_{\text{EC}}$  для  $^{141}\text{Eu}$  – 6030(100) кэВ. Таким образом, для энергии бета-распада  $^{141}\text{Eu}$ , по-видимому, следует принять среднее взвешенное значение измерений одиночных спектров: нашего и [15, 18],  $Q_{\text{EC}} = 5965(30)$  кэВ.

Авторы глубоко признательны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы (код проекта 94-02-04828а)

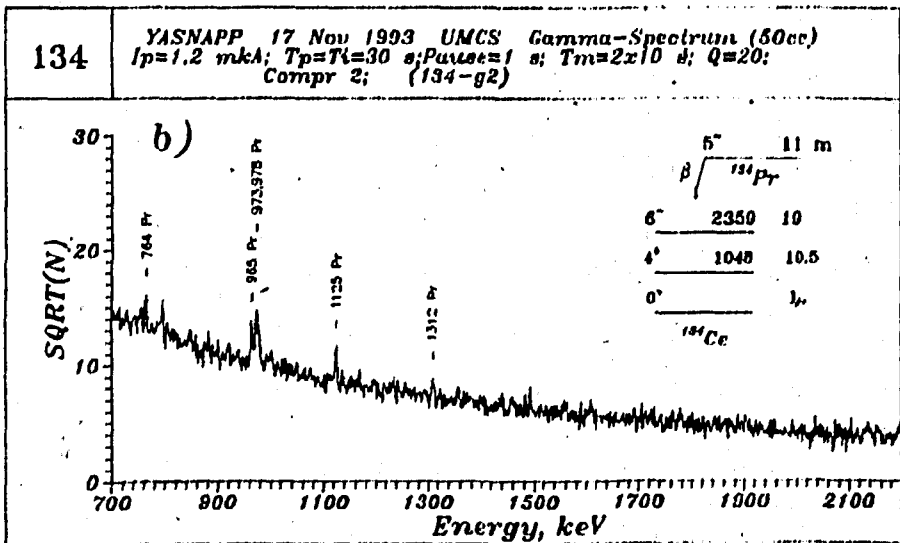
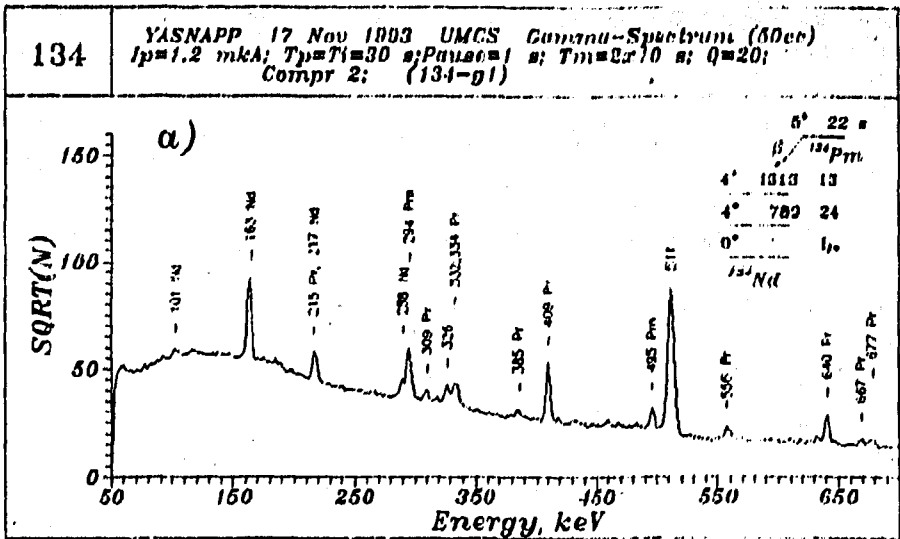


Рис. 1а, б. Гамма-спектр изотопов цепочки A=134

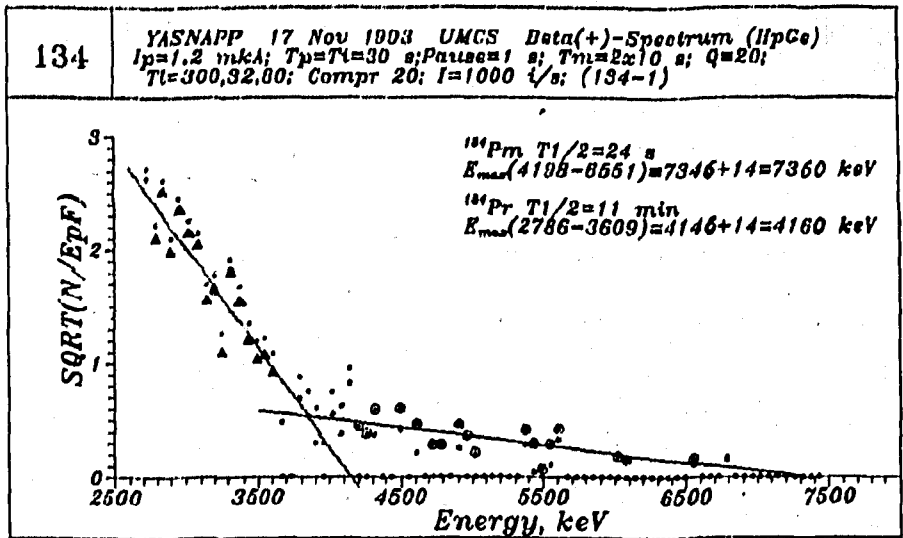


Рис. 2. График Кюри  $^{134}\text{Pr}$  (11 м) и  $^{134}\text{Pm}$  (24 с)

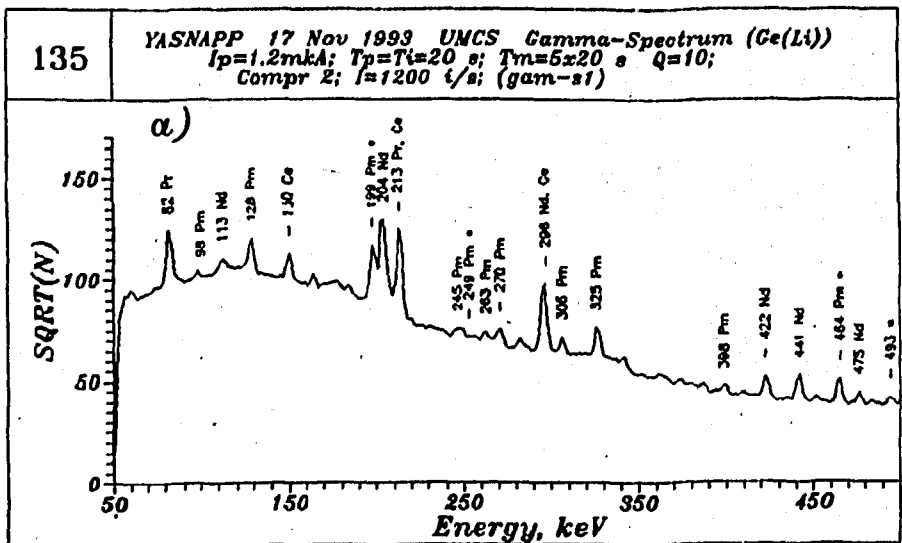


Рис. 3а. Гамма-спектр изотопов цепочки  $A=135$   
в диапазоне 50+500 кэВ

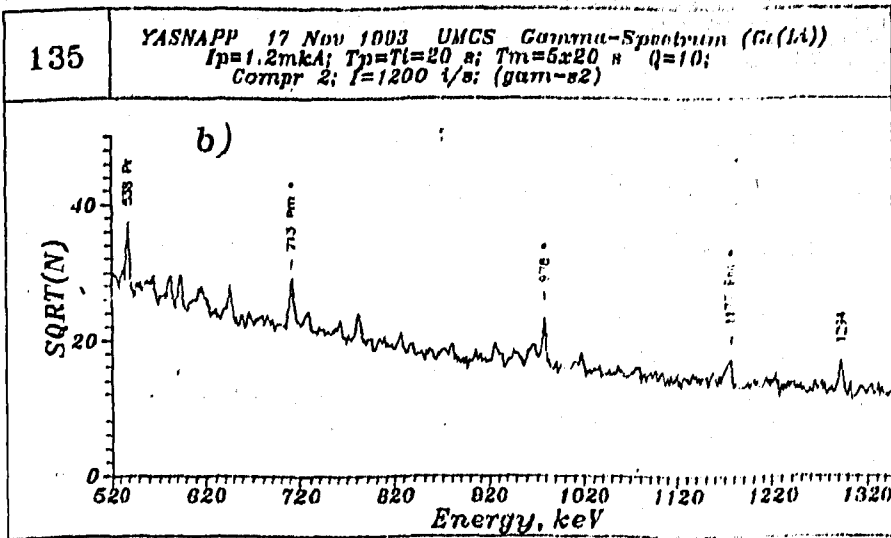


Рис. 36. Гамма-спектр изотопов цепочки  $A=135$   
в диапазоне 500+1330 кэВ

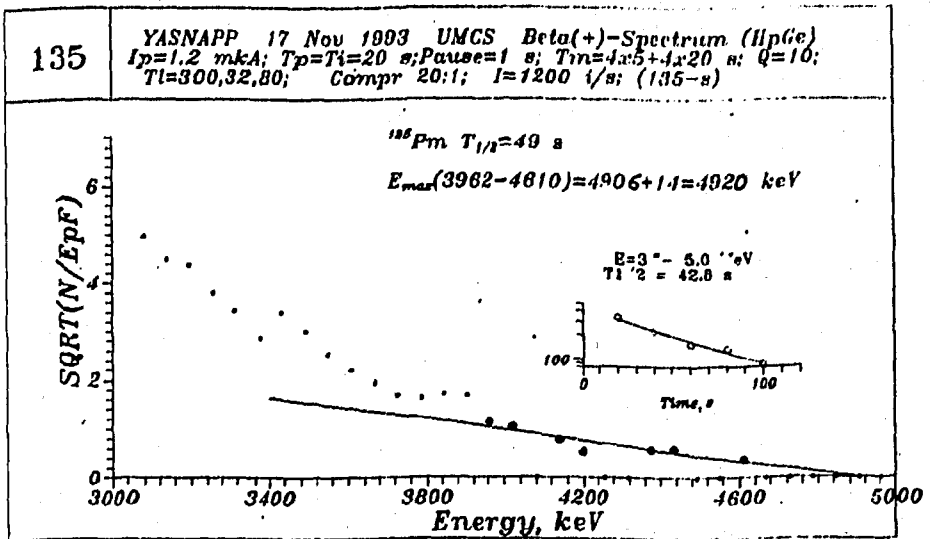


Рис. 4. График Кюри  $^{135}\text{Prm}$  (49 с)

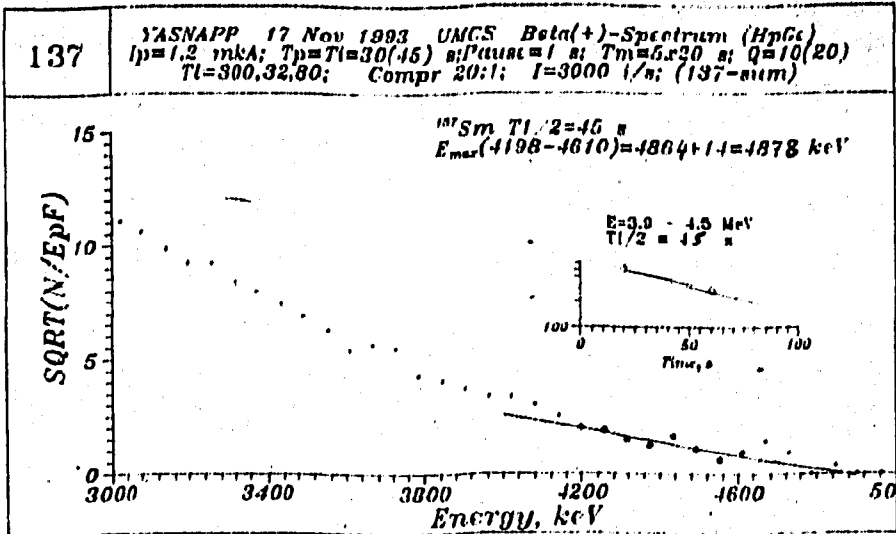


Рис. 5. График кюри  $^{137}\text{Sm}$  (45 с)

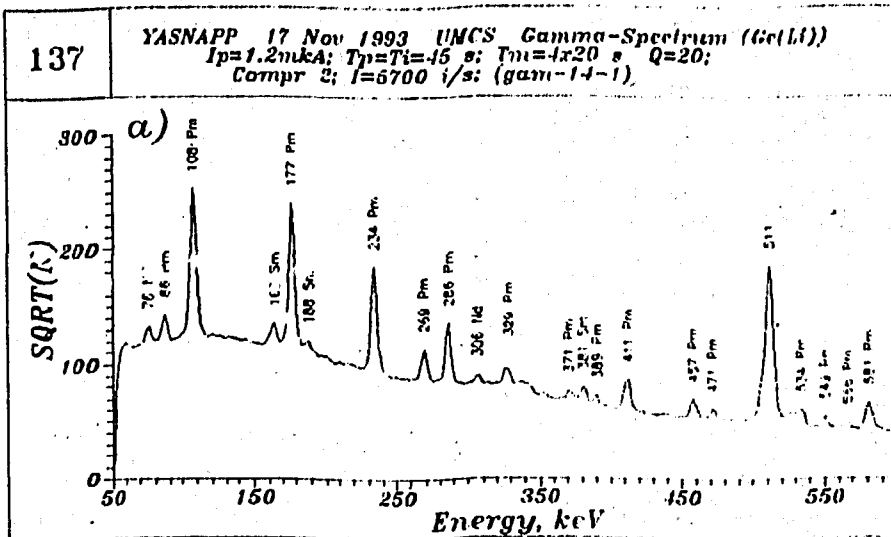


Рис. 6а. Гамма-спектр изотопов цепочки A=137  
в диапазоне 50+600 кэВ



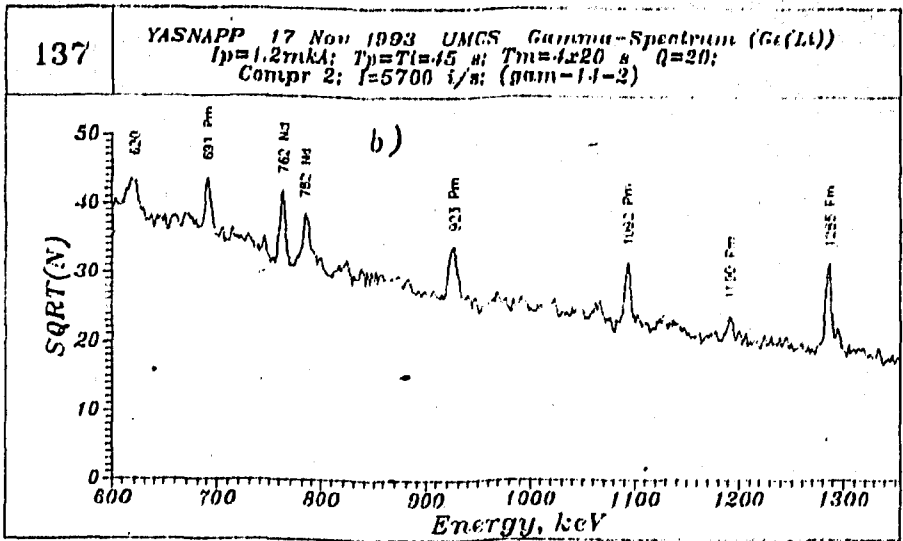


Рис. 6б. Гамма-спектр изотопов цепочки  $\Lambda=137$   
 в диапазоне 600÷1350 кэВ

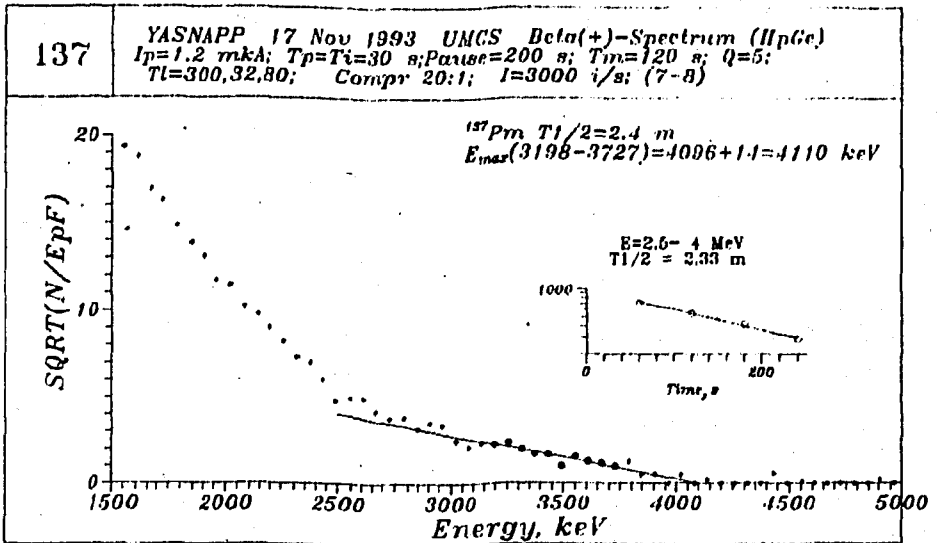


Рис. 7. График юри  $^{137}\text{Pm}$  (2.4 мин)

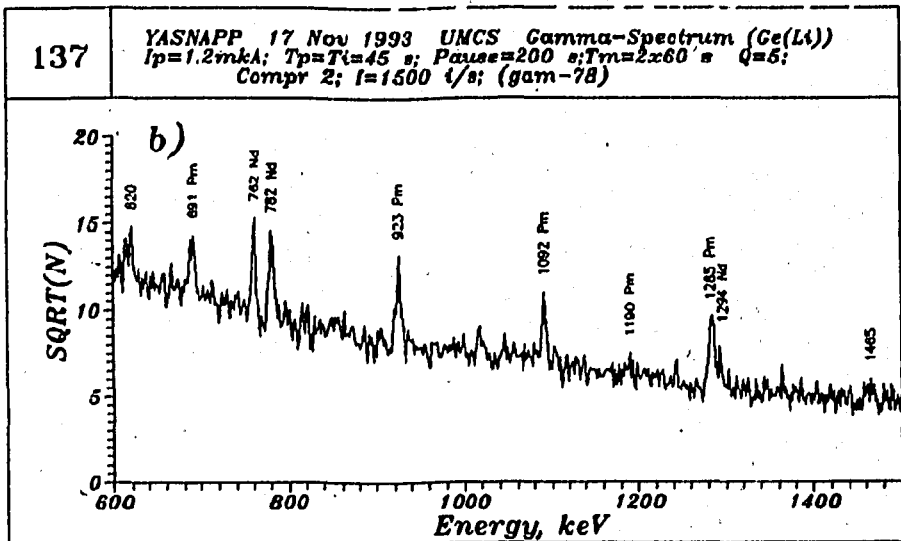
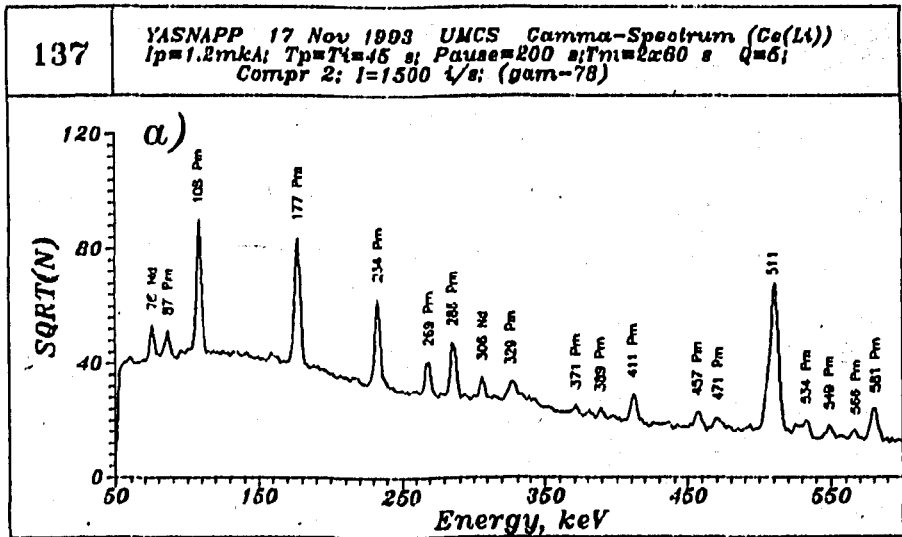


Рис. 8а, б. Гамма-спектр изотопов цепочки А=137

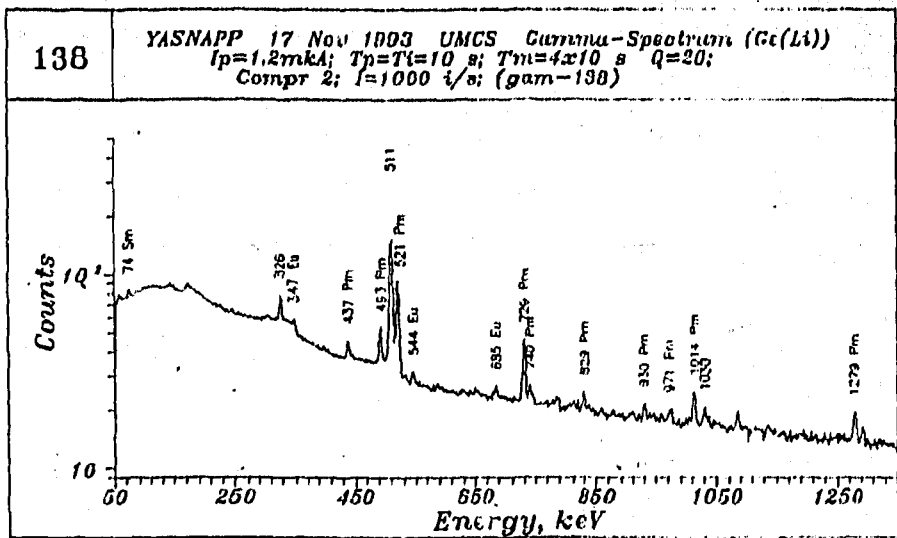


Рис. 9. Гамма-спектр изотопов цепочки A=138

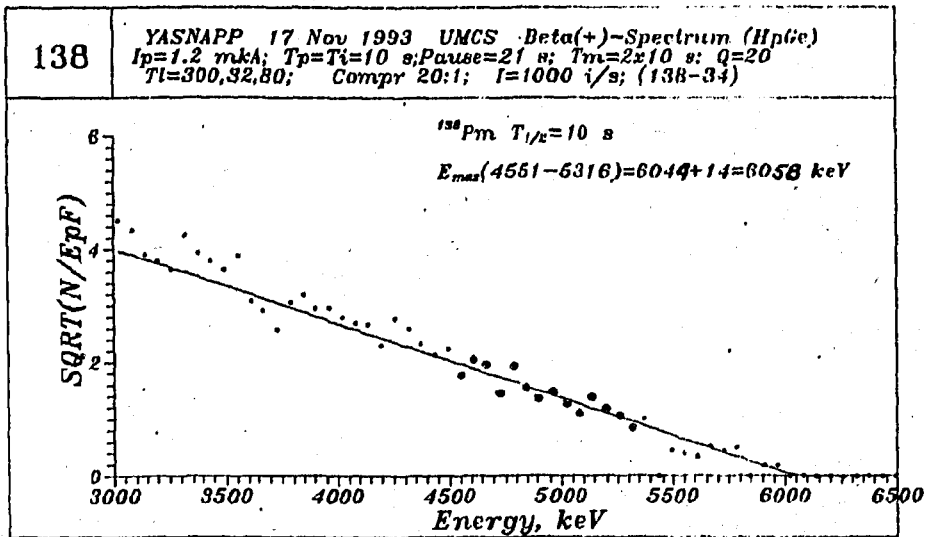


Рис. 10. График Кюри  $^{138}\text{Pm}$  (10 с)

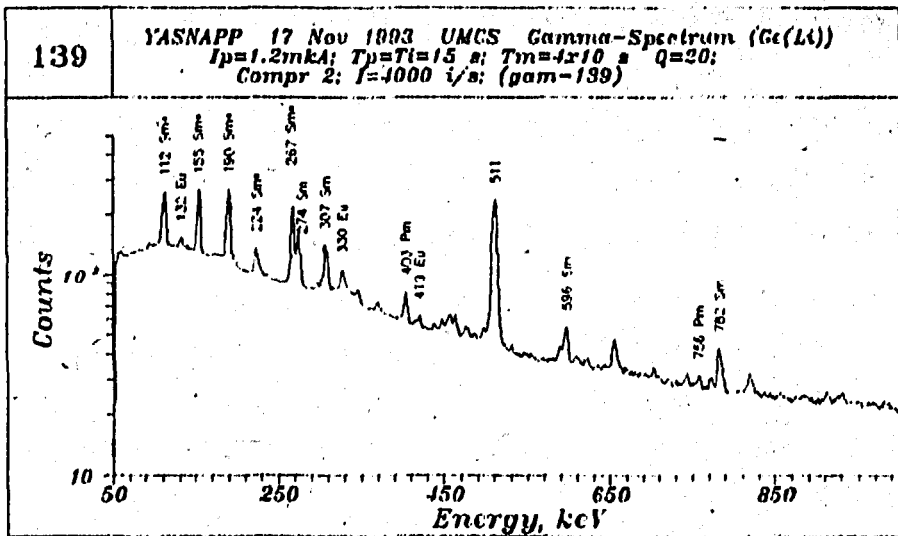


Рис. 11. Гамма-спектр изотопов цепочки A=139

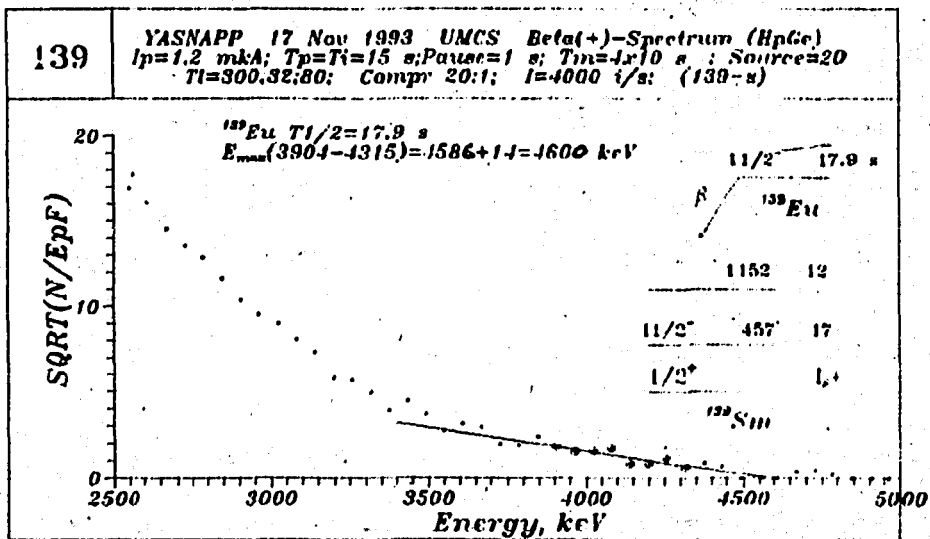


Рис. 12. График Кюри  $^{139}\text{Eu}$  (17.9 с)

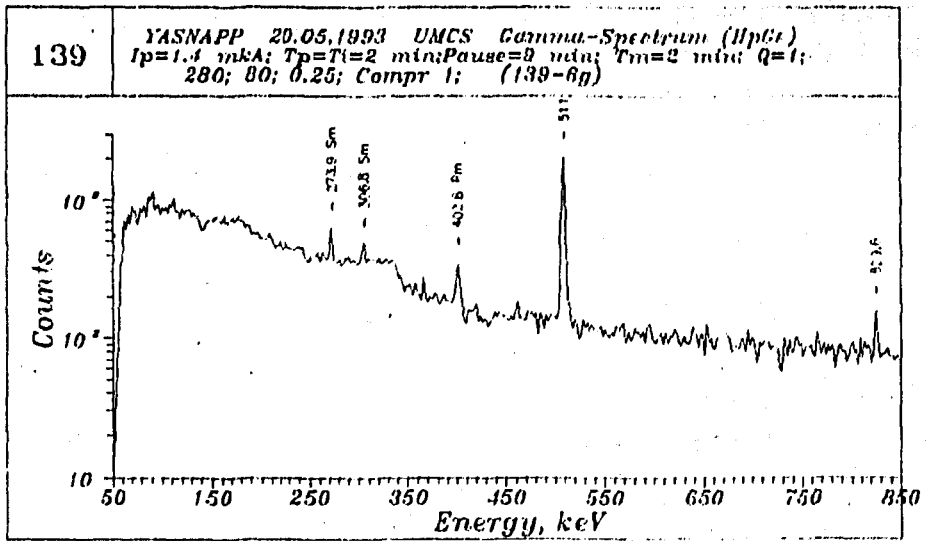


Рис. 13. Гамма-спектр изотопов цепочки A=139

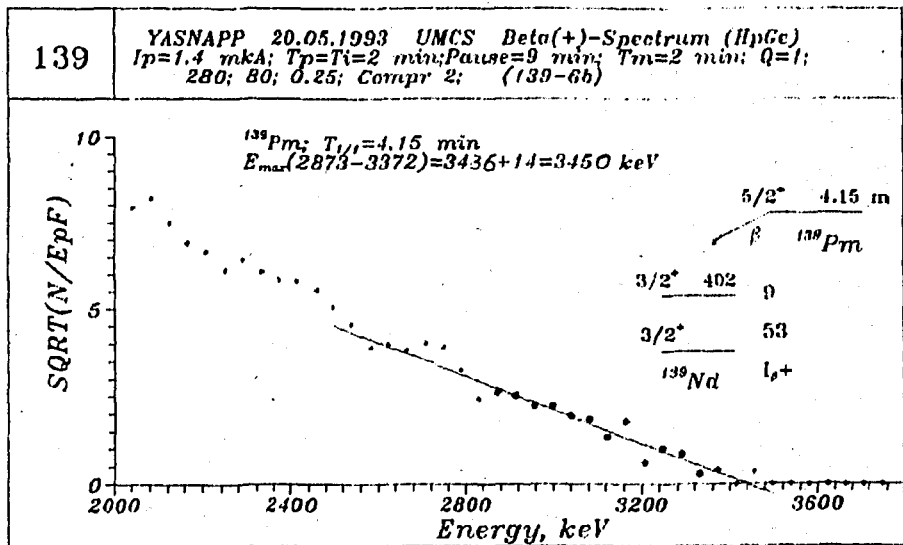


Рис. 14. График Кюри  $^{139}\text{Pm}$  (4.15 мин)

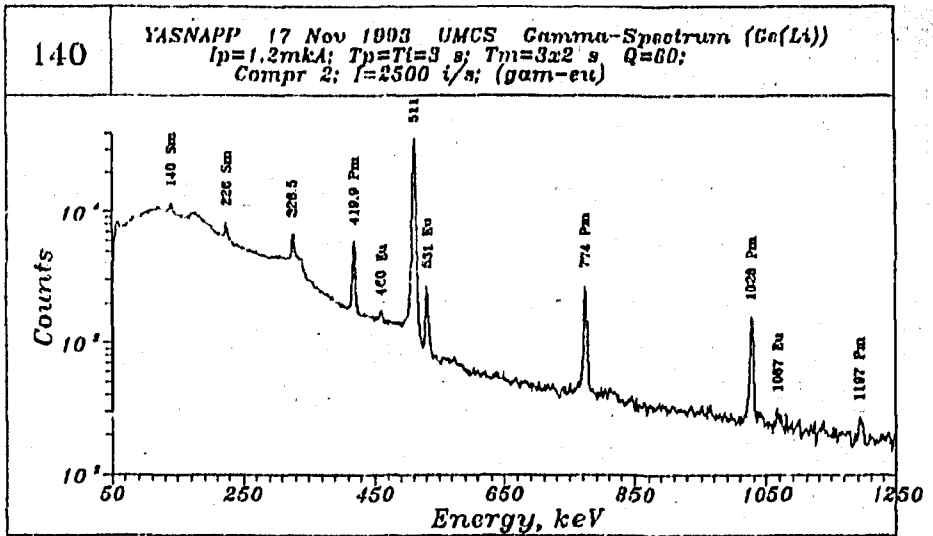


Рис. 15. Гамма-спектр изотопов цепочки  $A=140$

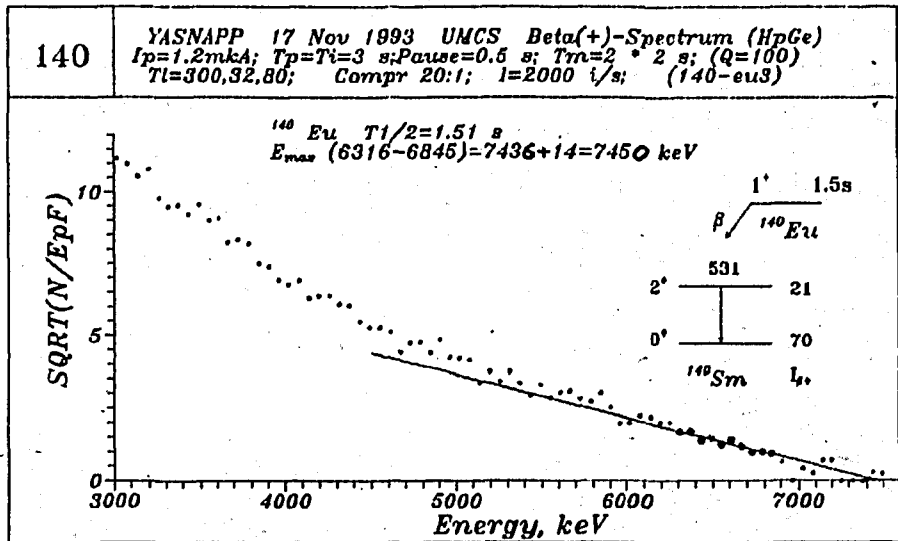


Рис. 16. График кюри  $^{140}\text{Eu}$  (1.51 с)

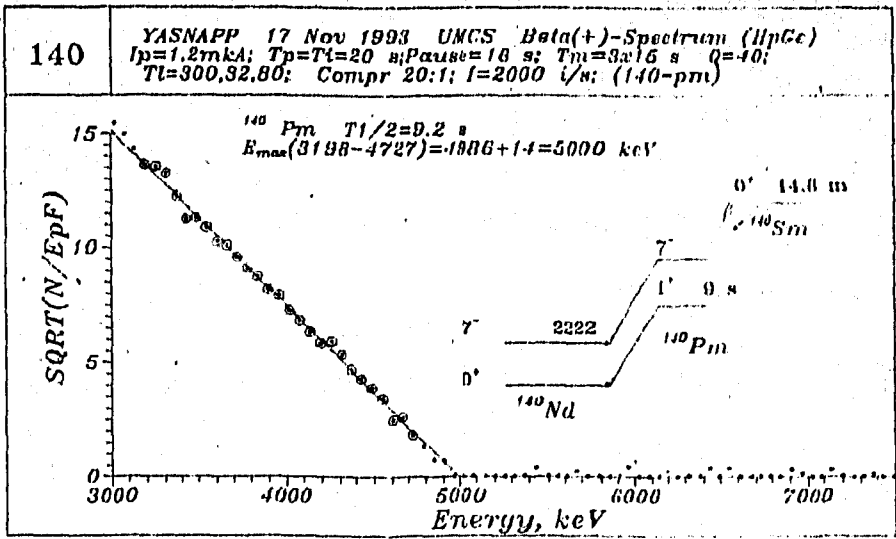


Рис. 17. График кюри  $^{140}\text{Pm}$  (9.2 с)

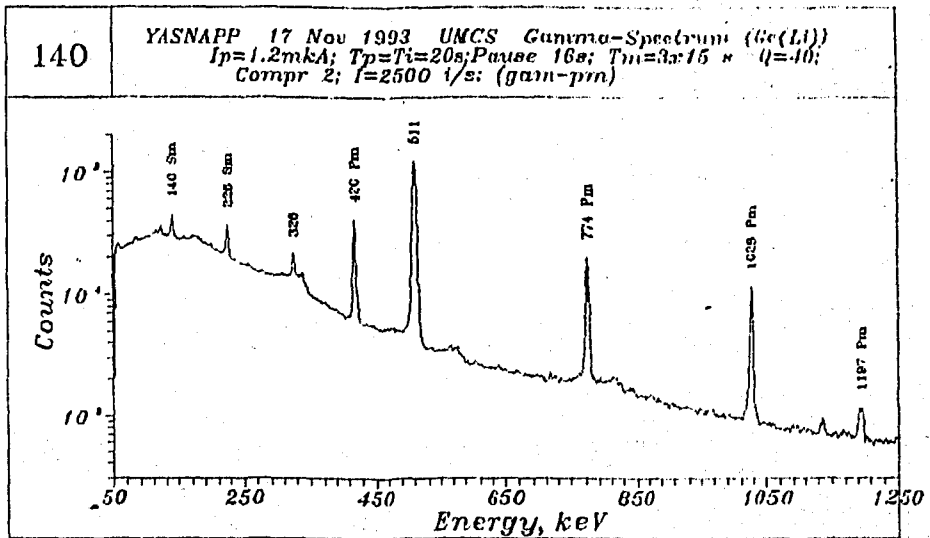


Рис. 18. Гамма-спектр изотопов цепочки A=140

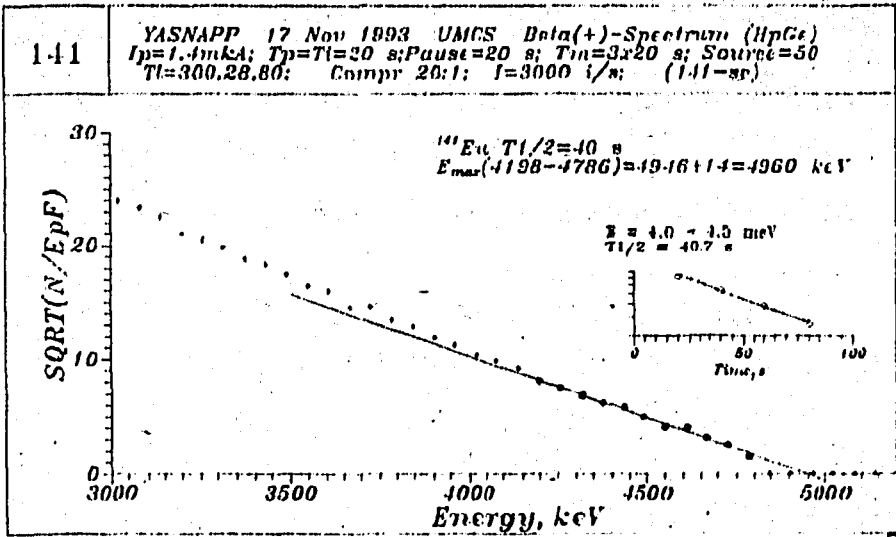


Рис. 19. График Кюри  $^{141}Eu$  (40 с)

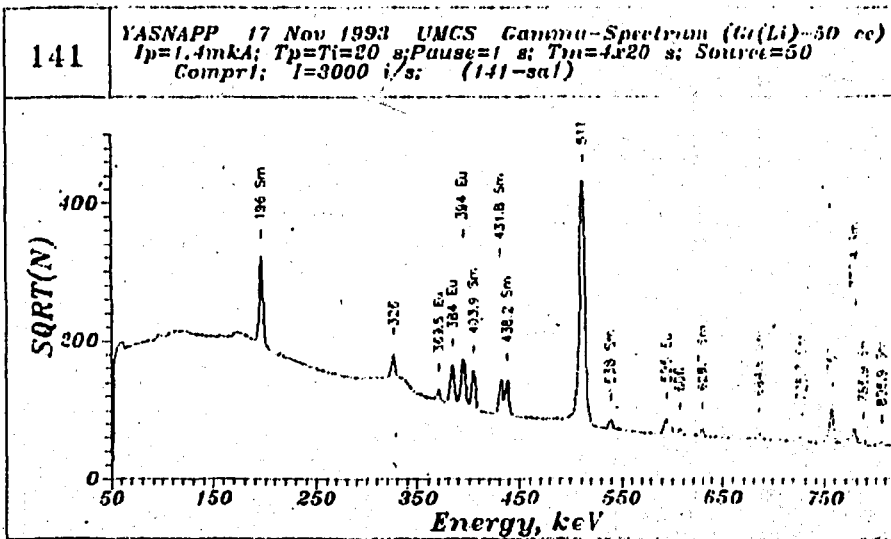


Рис. 20. Гамма-спектр изотопов цепочки A=141



## Литература

1. А.В.Потемпа и др. Изв. РАН, сер. физ., 1994, т.58, N5, с.41.
2. V.G.Kalinnikov et al. NIM, 1992, В 70, p.62.
3. В.И.Фоминых и др.Препринт ОИЯИ Р13-94-394, Дубна 1994.
4. Г.В.Веселов и др. Изв.РАН, сер. физ., 1995, т.59, N1,с.39.
5. B.D.Kern et al. Phys. Rev., C 36, 1987, p.1514.
6. K.S.Viernen et al. Nucl.Phys., A 499, 1989, p.1.
7. J.K.Tuli et al. Nucl.Data Sh., V 71, N 3, 1994, p.1.
8. G.D.Alkhazov et al. 32nd Ann.Conf.nuclear spectroscopy on structure of atomic nuclei, Kiev, 1982, p.78.
9. J.Gizon et al. Nucl. Phys., A 322, 1974, p.557.
10. N.Redon et al. Z.Phys., A 325, 1986, p.127.
11. G.P.Nowicki et al. Nucl.Phys., A 249, 1975, p.76.
12. J.Deslauriers et al. Z.Phys., A 303, 1981, p.151.
13. N.Ganbaator et al. 33nd Ann.Conf.nuclear spectroscopy on structure of atomic nuclei, Moskow, 1983, p.90.
14. G.Audi, A.H.Wapstra, Nucl.Phys., A 565, 1993, p.1.
15. G.D.Alkhazov et al. Z.Phys., A310, 1983, p.247.
16. J.Deslauriers et al. Z.Phys, A325, 1986, p.421.
17. R.B.Firestone et al. Phys. Rev., C 43, 1991, p.1066.
18. J.Deslauriers et al. Z.Phys., A283, 1977, p.33.
19. G.D.Alkhazov et al. Z.Phys., A344, 1993, p.425.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 июня 1995 года.