

Г-874

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2570



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

К. Громов, И. Деметер, Ж. Желев, В. Калинин,
Ким Ен Су, Н. Лебедев, Ф. Мольнар, В. Морозов,
Г. Пфреппер, В. Халкин, Э. Херрманн, Д. Христов

О ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА ^{138}Nd \rightarrow ^{138}Pr \rightarrow ^{138}Ce

1966

К. Громов, И. Деметер, Ж. Желев, В. Калинин,
Ким Ен Су, Н. Лебедев, Ф. Мольнар, В. Морозов,
Г. Пфреппер, В. Халкин, Э. Херрманн, Д. Христов

О ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА ^{138}Nd \rightarrow ^{138}Pr \rightarrow ^{138}Ce

Направлено в Nuclear Physics



4062/2 чф.

Предположение о существовании изотопа ^{188}Nd (с $T_{1/2} \approx 5$ час) было высказано в работе /1/. Экспериментальное подтверждение этому было найдено в работе Громова и др. /2/. В этих двух работах предполагалось, что распад четно-четного ядра ^{188}Nd ($T_{1/2} \approx 5$ час) происходит в состоянии ^{188}Pr с малым спином (вероятно, $1^+/1^-$), а с последнего, в свою очередь, идет β^+ -распад в основное состояние ^{188}Ce (компонента $E_{\text{max}} = 3300$ кэВ). При этом считалось, что период полураспада ^{188}Pr мал. В работе /2/, кроме того, было доказано, что при распаде ^{188}Pr в ядре ^{188}Ce возбуждается уровень со спином 0^+ при энергии 1478 кэВ.

Известно /1/, что существует изомерное состояние ^{188}Pr с периодом полураспада $(2,1 \pm 0,05)$ часа, имеющее высокий спин (7^- или 8^-). При распаде этого изомерного состояния не может возбуждаться состояние ^{188}Pr со спином 1^+ . Состояние ^{188}Pr со спином 7^- или 8^- совершенно не должно возбуждаться при распаде ^{188}Nd (0^+) из-за большой разницы в спинах.

Схема распада 2,1-часового состояния ^{188}Pr довольно хорошо изучена (см. например, /3-6/). Для ее построения были использованы результаты исследования γ -спектра, спектров конверсионных электронов, позитронного распада, γ - γ -совпадений и угловых γ - γ -корреляций.

В настоящей работе решались следующие задачи:

1. Уточнялись значения периода полураспада изотопа ^{188}Nd и граничная энергия позитронного спектра ^{188}Pr .

2. Определялся период полураспада короткоживущего состояния ^{188}Pr (со спином 1^+).

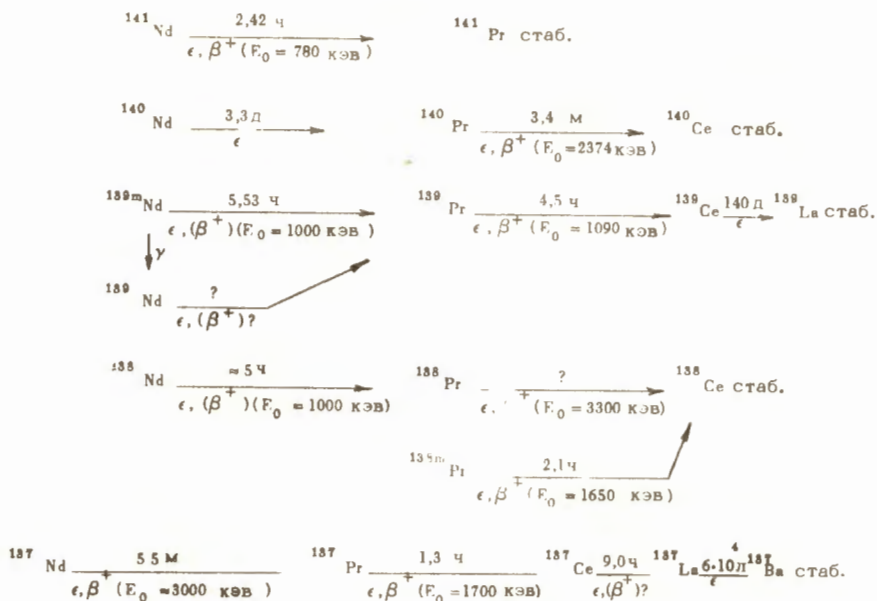
3. Уточнялась схема распада $^{188}\text{Nd} \rightarrow ^{188}\text{Pr} \rightarrow ^{188}\text{Ce}$.

1. Период полураспада ^{188}Nd . Позитроны $^{188}\text{Pr}(1^+)$

а) Препарат. Изотопы неодима получались в результате реакции глубокого расщепления при облучении мишеней из Ta, Gd или Er быстрыми протонами с энергией 660 МэВ. Фракция неодима выделялась хроматографически приблизительно че-

рез 3 часа после конца облучения. Разделение фракции по изотопам не производилось, поэтому использованные нами препараты могли содержать следующие радиоактивные изотопы (см. /1,7/).

Таблица 1



Изотоп ${}^{187}\text{Nd}$ в наших препаратах практически отсутствовал, так как между выходом фракции и началом измерений проходил большой интервал времени (5-6 часов). Препараты для измерений были приготовлены выпариванием неодимовой фракции.

б) Аппаратура. Измерения β^+ -спектра полученных таким образом препаратов производились при помощи магнитного β -спектрометра с трехкратной фокусировкой пучка. Применение такого низкофонового прибора позволяет надежно исследовать β^\pm -спектры изотопов. Параметры нашего магнитного β -спектрометра были следующие: разрешение - 1% и 2%, светосила = 0,05% от 4π , радиус равновесной орбиты - 140 мм.

Кроме того, измерения β^+ -спектра препаратов выполнялись на сцинтилляционном β -спектрометре с пластмассовым сцинтиллятором и со 100-канальным амплитудным анализатором. Размер сцинтиллятора - 5 x 40 мм.

в) Результаты. Из таблицы 1 видно, что наибольшую граничную энергию имеют

β^+ -частицы ^{188}Pr . Граничные энергии позитронных спектров других изотопов значительно меньше ($E_{\text{max}} < 2400$ кэв). Изучен участок β^+ -спектра от энергии 1000 кэв и выше. В этой области энергий позитроны возникают при распаде ^{188}Pr и ^{140}Pr , находящихся в равновесии с ^{188}Nd и ^{140}Nd . График Кюри β^+ -спектра ^{188}Pr (после вычитания вклада β^+ -спектра ^{140}Pr), снятый на магнитном β -спектрометре, приведен на рис. 1. В области рассматриваемых энергий он представляет собой прямую линию, пересекающую абсциссу при значении $E_{\text{max}} = 3440 \pm 40$ кэв. По убыванию позитронной активности определено значение периода полураспада $T_{1/2} = (5,2 \pm 0,1)$ часа (рис. 2). Этот период, несомненно, принадлежит изотопу ^{188}Nd .

Измерения β^+ -спектра фракции Nd , выполненные на сцинтилляционном β -спектрометре, также показали наличие компоненты с $E_{\text{max}} = 3300 \pm 200$ кэв, имеющей период полураспада $T_{1/2} \approx 5$ часов.

На магнитном β -спектрометре было измерено отношение интенсивности позитронов ($E_{\text{max}} = 3440 \pm 40$ кэв) к интенсивности линии (К + L + М) 1478. Это отношение оказалось равным:

$$I_{(K+L+M)_{1478}} / I_{\beta^+_{3440}} = (3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}.$$

2. Период полураспада короткоживущего состояния $^{188}\text{Pr}(1^+)$

а) Приготовление препаратов. В работе Стенстром и Юнга^{8/} дана методика быстрого химического выделения изомерных состояний лантанидов и дочерних изотопов из фталоцианиновых комплексов. С некоторыми изменениями эта методика была использована для решения поставленной выше задачи.

Для исследований использовалась неодимовая фракция, выделенная из облученных протонами с энергией 660 Мэв мишеней из Та или Ер. Через 4-5 часов после выделения неодима фракция непосредственно перед синтезом фталоцианинового комплекса очищалась хроматографически на колонке (2 x 100 мм) с катионитом "Dowex - 50x8. В качестве элюента использовался α -оксиизобутират аммония. При этом неодим выделялся в 5-7 каплях раствора (0,15-0,20 мл).

Очищенный препарат и 0,5 мг неодима (раствор хлористого неодима), используемого в качестве носителя, помещались в пробирку с 50 мг фталодинитрила. Синтез производился при температуре 295-300°C в течение 5 минут.

Полученное вещество при нагревании растворяли в 0,25 мл хинолина и этим раствором пропитывали 0,5 г частично гидрофобизированного силикагеля, который после тщательного перемешивания в виде водной суспензии переносился на колонку. Несвя-

занная в комплекс активность вымывалась 5%-ным раствором цитрата натрия или 0,01 M раствором EDTA, насыщенным хинолином.

Такая колонка является своеобразным генератором короткоживущих продуктов ядерных превращений и может быть использована в течение нескольких дней. Перед каждым накоплением короткоживущей активности для измерений колонка промывалась вышеуказанным раствором (несколько свободных объемов). Накопившиеся продукты вымывались из колонки равными количествами элюента (≈ 2 свободных объема) и через 5-10 сек измерялись на сцинтилляционном γ - или β - спектрометрах.

Более подробное описание экстракционно-хроматографического варианта выделения продуктов ядерных превращений и синтеза фталоцианиновых комплексов будет опубликовано отдельно.

б) Аппаратура. Сцинтилляционный γ -спектрометр имел кристалл NaJ размером 30 x 30 мм (разрешение на линии ^{187}Cs - 8,3%) и 128 -канальный амплитудный анализатор. Применение этого спектрометра позволяло нам исследовать γ -спектр полученных препаратов. Одновременно с использованием многоканального анализатора с помощью одноканальных дискриминаторов измерялось изменение во времени общей активности препаратов (интегральный счет) и интенсивности γ -лучей с энергией 511 кэв (аннигиляционный пик). Позитронные спектры изучались с помощью сцинтилляционного β -спектрометра.

в) Экспериментальные результаты. Препарат, выделенный из комплекса неодима, изучался с помощью сцинтилляционных γ - и β - спектрометров. При анализе кривой распада суммарной активности (интегральный счет на γ -спектрометре) и γ -пика с энергией 511 кэв мы обнаружили неизвестный ранее период полураспада $T_{1/2} = (1,5 \pm 0,15)$ мин (рис. 3). С тем же периодом полураспада изменялась интенсивность позитронного спектра в области энергий выше 2500 кэв. Эти измерения проведены с жидким источником (объем $15 \times 10^2 \text{ мм}^3$), что, естественно, приводило к искажению β^+ -спектра и увеличивало погрешность в определении граничной энергии позитронного спектра. В этих измерениях обнаружена позитронная активность с $E_{\text{гр}} = (3200 \pm 200)$ кэв (рис. 4) и $T_{1/2} = (1,35 \pm 0,3)$ мин.

Если бы новый период полураспада принадлежал основному состоянию ^{189}Nd , то через несколько дней после распада изотопов Nd и Pr мы должны были бы наблюдать характерный γ -спектр ^{189}Ce ($T_{1/2} = 140$ дн., $E_{\gamma} = 165$ кэв). Спустя 20 дней в препарате, выделенном из неодимового комплекса, мы не наблюдали заметного присутствия ^{189}Ce .

Эти факты позволяют считать установленным, что период полураспада состояния ^{189}Pr со спином 1^+ равен $(1,5 \pm 0,15)$ мин.

После того, как все изотопы Nd, за исключением изотопа ^{140}Nd ($T_{1/2} = 3,3$ дни), распались, из комплекса выделялись новые препараты для измерения.

Полученные данные: период полураспада аннигиляционного пика и интегральной активности $T_{1/2} = (3,2 \pm 0,2)$ мин; граничная энергия позитронного спектра $E_{\text{max}} = (2200 \pm 200)$ кэВ и период полураспада позитронов $T_{1/2} = (3,7 \pm 0,3)$ мин показывают, что в этом случае выделялся Pr^{140} .

3. О схеме распада $^{188}\text{Nd} \rightarrow ^{188}\text{Pr} \rightarrow ^{188}\text{Ce}$

Предлагаемая нами схема распада этой цепочки изображена на рис. 5. При ее построении были использованы результаты предшествующих работ. В работе ^{/3/} был возбужден в реакции ($p, 2n$) изомерный уровень ^{188}Ce с энергией 2140 кэВ ($T_{1/2} = 9,2 \times 10^{-3}$ сек), который разряжается каскадом γ -лучей: 300-1040-800 кэВ. Из распада 2,1-часового состояния ^{188}Pr в работах ^{/4-6/} были установлены квантовые характеристики уровней ^{188}Ce $0(0^+)$; $789(2^+)$; $1823(4^+)$; $2121(7^-)$. Уровни с энергиями 2220, 2353 и 3415 кэВ носят предположительный характер.

В настоящей работе показано, что период полураспада основного состояния ^{188}Pr (со спином 1^+) равен $T_{1/2} = (1,5 \pm 0,15)$ мин. При распаде этого состояния, помимо β^+ -перехода на основное состояние ^{188}Ce ($E_{\text{max}} = 3440 \pm 40$ кэВ), происходит возбуждение уровня 0^+ при энергии 1478 кэВ (введенного в работе ^{/2/}). При этом, кроме перехода 1478 кэВ (Е0), этот уровень должен разряжаться каскадом γ -лучей 689-789 кэВ, мультипольность которых должна быть типа Е2.

Действительно, в работе ^{/9/} при распаде неодимовой фракции мы наблюдали конверсионные электроны и γ -лучи переходов с $E_{\gamma} = 690$ и 788 кэВ. Сведения об этих переходах и о переходе 1478 кэВ приведены в таблице 2.

Таблица 2

Данные о ядерных переходах в ^{188}Ce , возникающих при распаде $^{188}\text{Pr}(1^+)$

$h\nu$ кэВ	I_{γ} относит.	I_k относит.	α_k эксп.	Мульти- польность	I полн. относит
690 ± 1	$0,27 \pm 0,03$	$8,5 \pm 2,0$	$(4,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$	E2	1820 ± 430
788 ± 1	$0,33 \pm 0,05$	$10,0 \pm 2,5$	$(4,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$	E2	3345 ± 835
1478 ± 2	"	$25 \pm 5^{*)}$	"	E0	29 ± 6

\times/V в работе ^{/2/} для интенсивности линии К 1478 приводится несколько большее значение $I_{k1478} = 36 \pm 5$.

Приписание переходов 690 и 788 кэв к распаду ^{188}Pr нами сделано на основании выполнения энергетического баланса с точностью

$$+ 2 \text{ кэв} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 + (1478 \pm 2) = (1478 \pm 2) \text{ кэв} \\ (788 \pm 1) + (690 \pm 1) = (1478 \pm 2) \text{ кэв} \end{array} \right.$$

и выводов о мультипольности этих переходов (E2).

Данные из таблицы 2 и отношение $I_{(K+L+M)1478} / I_{\beta^+ 3440}$ позволяют нам сделать баланс интенсивностей при распаде $^{188}\text{Pr} (1^+)$ (см. таблицу 3). При этом считалось, что отношение β^+ / ϵ для β^- -перехода в основное состояние ^{188}Ce равно $3,38^{10,11/}$, как это должно быть для разрешенных переходов. Баланс интенсивностей (табл. 3) позволяет утверждать, что короткоживущее состояние $^{188}\text{Pr} (T_{1/2} = 1,5 \text{ мин})$ имеет спин 1^+ .

Таблица 3
Баланс интенсивностей в схеме распада $^{188}\text{Pr}(1^+) \rightarrow ^{188}\text{Ce}$

Уровень (кэв)	Интенсивность γ-переходов		Интенсивность		lg ft
	приходящих	уходящих	$\beta^+ + \epsilon^-$ переходов (в от.ед.)	$\beta^+ + \epsilon^-$ переходов (в %)x/	
0	3374±840	-	(10,7±1,8)10 ⁴	97	4,63±0,07
789	1820±430	3345±835	1525±1265	1,38±1,14	5,65±0,80 0,30
1478	0	1850±436	1850±436	1,67±0,39	5,40±0,15

Таким образом, нечетно-нечетное ядро $^{188}_{59}\text{Pr}_{79}$ имеет два состояния со следующими квантовыми характеристиками: (7^- , 6^- или 8^-) и 1^+ . Свойства этих состояний определяются, как это следует из модели оболочек, 59-м протоном и 79-м нейтроном. Для 59-го протона по модели оболочек могут осуществляться состояния $d_{5/2}$ или $g_{7/2}$, а для 79-го нейтрона — состояния $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ или $h_{11/2}$. Состояние ^{188}Pr со спином 1^+ можно в рамках модели оболочек интерпретировать, применяя сильное правило Нордгейма^{12/}, как конфигурацию $\{p_1(d_{5/2}), n_1(d_{3/2})\}$. Такая же конфигурация имеет место в ядре ^{140}Pr (состояние со спином 1^+ ($T_{1/2} = 3,4 \text{ мин}$) и, по-видимому, должна осуществляться в ядре ^{188}Pr .

x/ Подсчитано из отношения $I_{(K+L+M)1478} / I_{\beta^+ 3440}$ и теоретического отношения $I_{\beta^+} / I_{\epsilon}$. Делалось предположение, что на указанные три уровня происходит 100% распадов.

Для изомерного состояния ^{188}Pr со спином (7^- , 6^- или 8^-) по модели оболочек можно предположить конфигурацию типа $\{p_1(d_{5/2}), n_1(h_{11/2})\}$. В этом случае из оболочечной модели нельзя однозначно предсказать спин данного состояния.

Разность масс атомов ^{188}Pr (ядро со спином 7^- , 6^- или 8^-) и ^{188}Ce определена в работе /6/. Она равна $Q_1 = 4790 + 20$ кэВ. Из наших данных разность масс атомов ^{188}Pr (ядро со спином 1^+) и ^{188}Ce равна: $Q_2 = 4460 + 40$ кэВ. Таким образом, следует считать, что состояние ^{188}Pr со спином (7^- , 6^- или 8^-) является изомерным, лежащим на $330 + 60$ кэВ выше основного состояния ^{188}Pr со спином 1^+ .

Энергетический интервал между состояниями ^{188}Pr в конфигурациях $\{p_1(d_{5/2}), n_1(d_{5/2})\}$ и $\{p_1(d_{5/2}), n_1(h_{11/2})\}$ интересно сравнить с разностью энергий уровней

$$\Delta E = E_{h_{11/2}} - E_{d_{5/2}} \quad \text{для соседних с } ^{188}\text{Pr} \text{ четно-нечетных ядер с } N = 79.$$

Видно из сравнения, (таблица 4), что влияние в ядре ^{188}Pr протона в состоянии $d_{5/2}$ на энергетическое расщепление состояний нейтрона $d_{3/2}$ и $h_{11/2}$ является не слишком сильным, что находится в согласии с исходными предпосылками оболочечной модели.

Таблица 4

Ядро	Состояние	Энергия (кэВ)	Разность энергий (кэВ)
$^{180}_{80}\text{Nd}_{79}$	$h_{11/2}$	232	232
	$d_{5/2}$	0	
$^{187}_{58}\text{Ce}_{79}$	$h_{11/2}$	254,5	254,5
	$d_{5/2}$	0	
$^{185}_{56}\text{Ba}_{79}$	$h_{11/2}$	265	265
	$d_{5/2}$	0	
$^{188}_{54}\text{Xe}_{79}$	$h_{11/2}$	233	233
	$d_{3/2}$	0	
$^{181}_{52}\text{Te}_{79}$	$h_{11/2}$	182	182
	$d_{3/2}$	0	

Остановимся теперь на интерпретации возбужденных уровней ядра $^{188}_{58}\text{Ce}_{90}$. Это ядро четно-четное, и поэтому его нижние возбужденные уровни следует рассматривать с точки зрения простой вибрационной модели О. Бора для сферических ядер. Первым возбужденным уровнем в ядре ^{188}Ce является уровень с энергией 789 кэВ и со спином 2^+ , и нет сомнения в том, что его нужно считать однофононным уровнем квадрупольного возбуждения ($E = \hbar\omega$). Та же модель О. Бора предсказывает, что при энергии

$E = 2 \hbar \omega$ должны находиться двухфононные колебательные уровни квадрупольного возбуждения (их характеристики $0^+, 2^+, 4^+$). Наблюдаемые в ^{188}Se уровни 1478 кэВ (0^+) и 1823 кэВ (4^+) могли бы быть таковыми, но четкого доказательства для этой возможности мы не имеем.

Если принять, что уровень 1478 кэВ (0^+) является двухфононным колебательным, то у γ -переходы с него — 690 кэВ (E2) и 1478 кэВ (E0) — будут носить соответственно однофононный и двухфононный характер. По вибрационной модели О. Бора для приведенных вероятностей переходов такого типа ожидается отношение $V(E2) / V(E0) = 0,8$. Из наших экспериментальных данных для указанного отношения получается величина $(0,11 \pm 0,05)$.

Для состояния 1823 кэВ (4^+) мы не можем исключить возможность, что оно носит двухчастичный характер. Например, оно может быть связано с разрывом протонной пары на орбите $d_{3/2}$ и переходе одного протона в состояние $d_{5/2}$, т.е. осуществляется конфигурация $\{p_1(d_{3/2}), p_2(d_{5/2})\}$.

Также двухчастичный характер носит состояние 2121 кэВ (7^-). В этом случае разрывается связь между парой нейтронов и имеет место конфигурация $\{n_1(d_{3/2}), n_2(h_{11/2})\}$. У этого состояния в работе ^{13/} измерен период полураспада. Он равен $9,2 \cdot 10^{-3}$ сек. Его величина удовлетворительно согласуется со значением, подсчитанным по формуле Вайс-копфа ($T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{-3}$ сек).

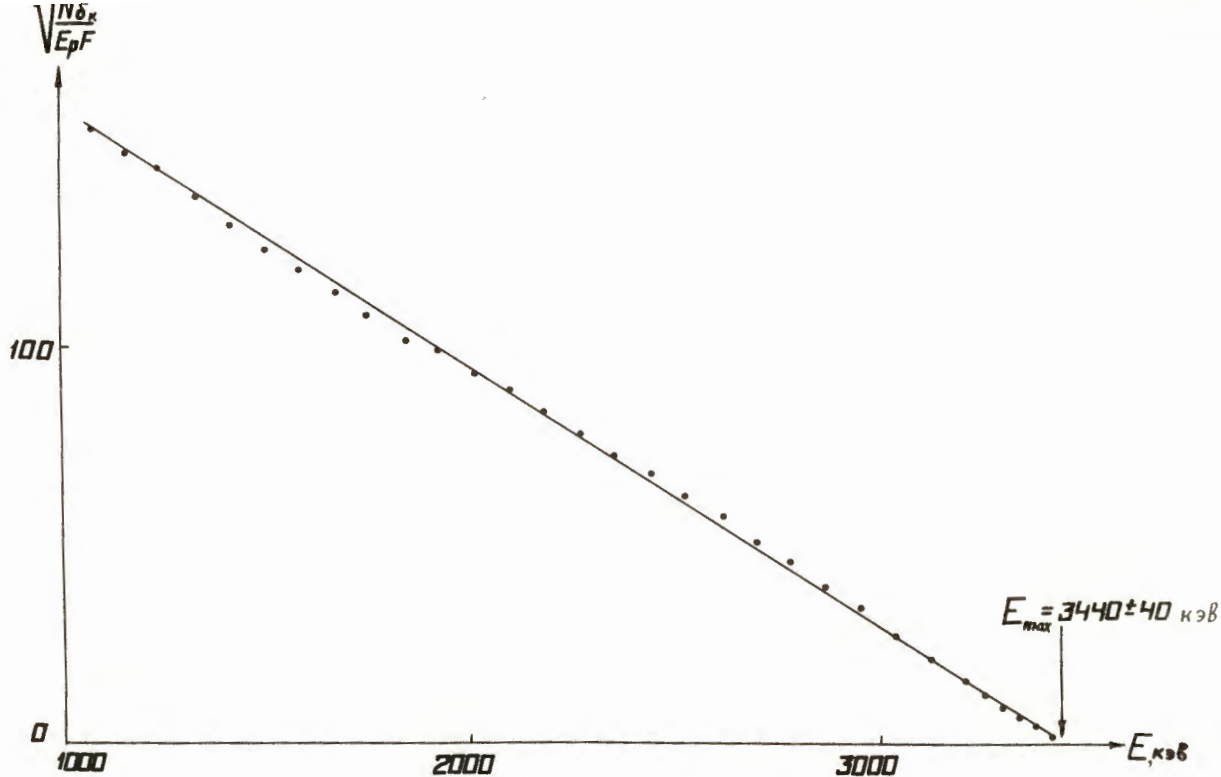
В заключение авторы выражают благодарность Е.П. Григорьеву, В.К. Лукьянову и И. Петкову за полезные советы. В измерениях и обработке результатов принимали участие Г. Адылов, Р. Бабаджанов, В. Бутцев, К. Деметер, В. Кечкин, А. Кудрявцева, за что авторы выражают им искреннюю благодарность.

Л и т е р а т у р а

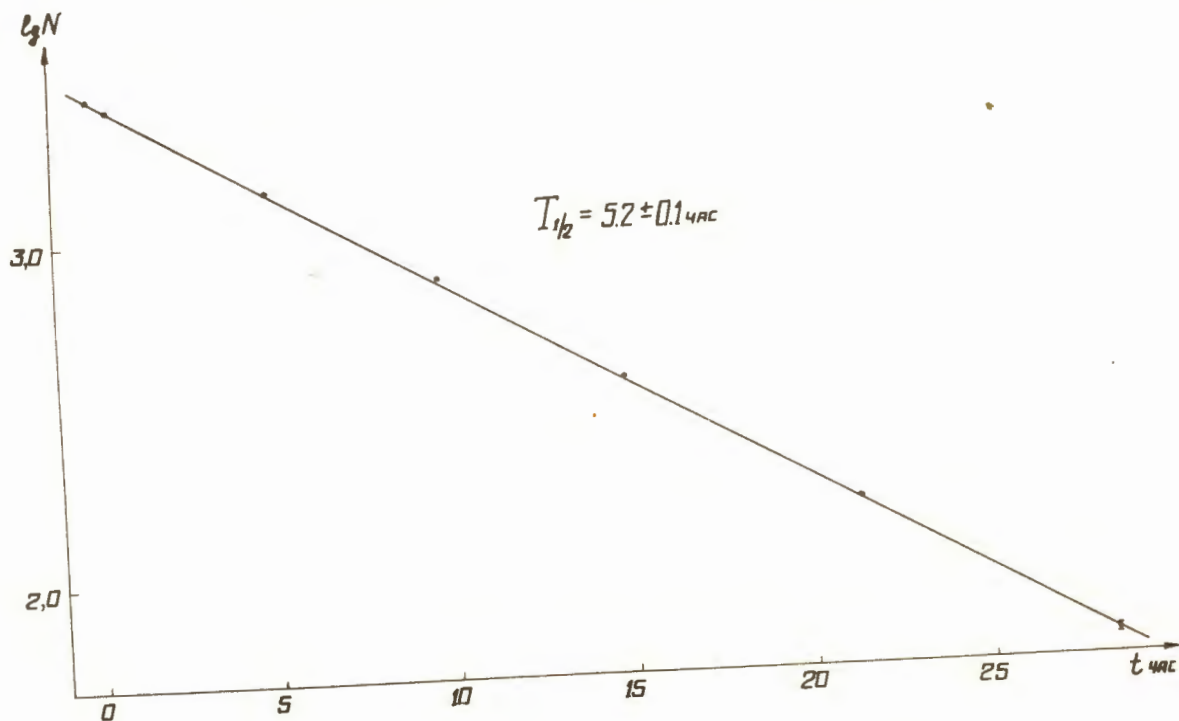
1. Б.С. Дзепелов, Л.К. Пекер, В.О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, М.-Л., 1963.
2. К.Я. Громов, А.С. Данагулян, Л.Н. Никитюк, В.Д. Муравьева, А.А. Сорокин, М.З. Шталь, В.С. Шпинель. ЖЭТФ, 47, 1644 (1964).
3. А.М. Морозов, В.В. Ремаев, П.Я. Ямпольский. ЖЭТФ, 39, 973 (1960).
4. А.С. Басина, Т. Бэдикэ, К.Я. Громов, Б.С. Дзепелов, Н.А. Лебедев, В.А. Морозов, А.Ф. Новгородов. Препринт ОИЯИ, Р-2032, Дубна, 1965.
5. К.Я. Громов, И. Деметер, Е. Наджаков. Препринт ОИЯИ, Р-2040, Дубна, 1965; Изв. АН СССР (сер. физич.), 29, 1094 (1965).
6. M.Fujika, K.Hisataka and K.Takahasi. Nucl. Phys., 60, 294 (1964).
7. K.Gromov, V.Kalinnikov, V.Kuznetsov, N.Lebede, G.Mnsiol, E.Herrmann, Zh. Zhelev, B.Dzheleпов, A.Kudrjavitseva. Nucl. Phys., 73, 65 (1965).
8. T.Stenström, B.Jung. Nucl. Phys., 64, 209 (1965).
9. К.Я. Громов, Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин, Ю.Д. Мареев, Д. Христов. Программа и тезисы докладов на XVI ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Изд. "Наука", М.-Л., 1966.

10. Б.С. Джелепов, Л.Н. Зырянова. Влияние электрического поля атома на бета-распад. Изд. АН СССР, М-Л, 1956.
11. Л.Н. Зырянова. Уникальные бета-переходы . Изд. АН СССР, М.-Л., 1960.
12. M.Goeppert-Mayer, J.H.D.Jensen. Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, New York. John Wiley and Sons. Inc. London. Chapman and Hall, LTD (1955).

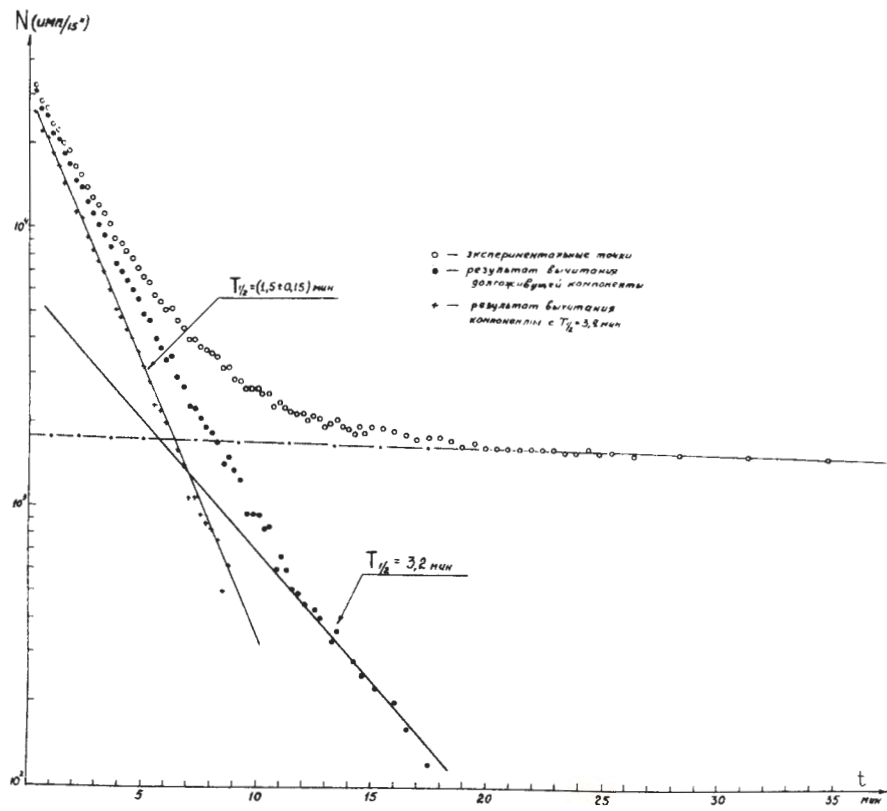
Рукопись поступила в издательский отдел
5 февраля 1966 г.



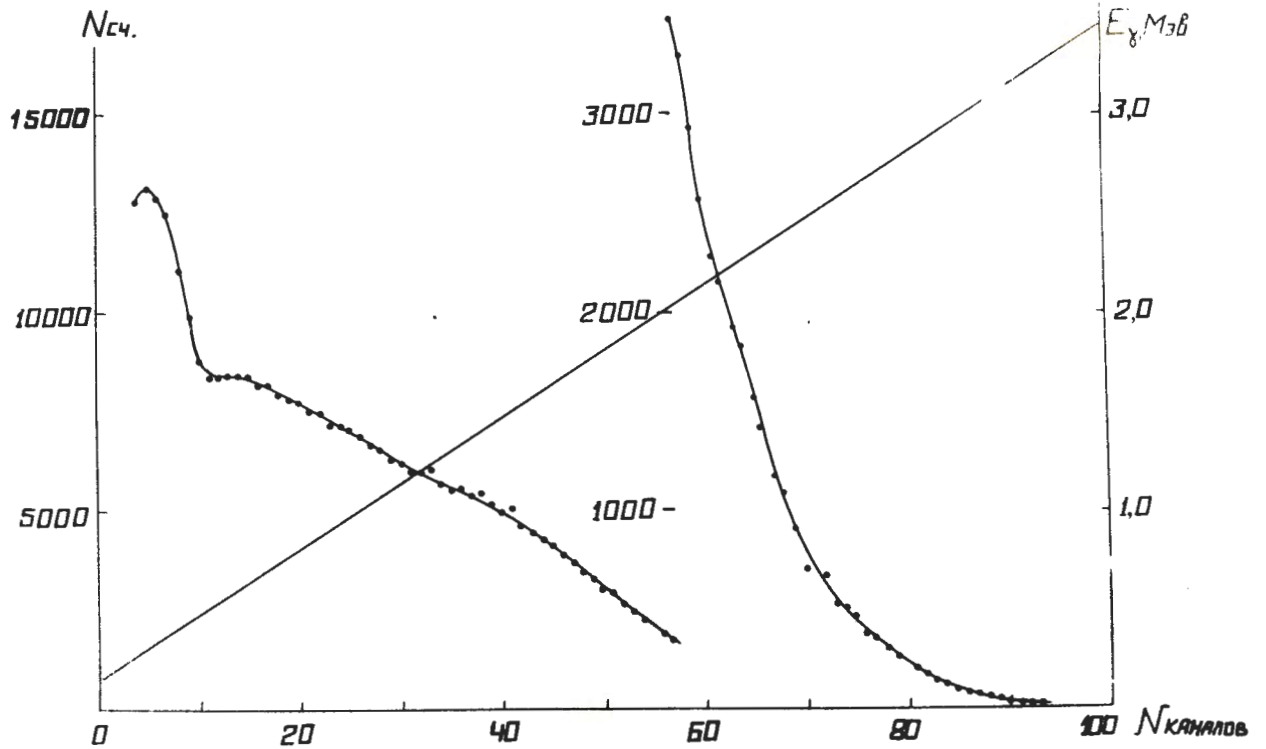
Р и с. 1. График Кюри β^+ -спектра ^{188}Pt в области энергий выше 1000 кэВ (после вычитания вклада β^+ -спектра ^{140}Pt).



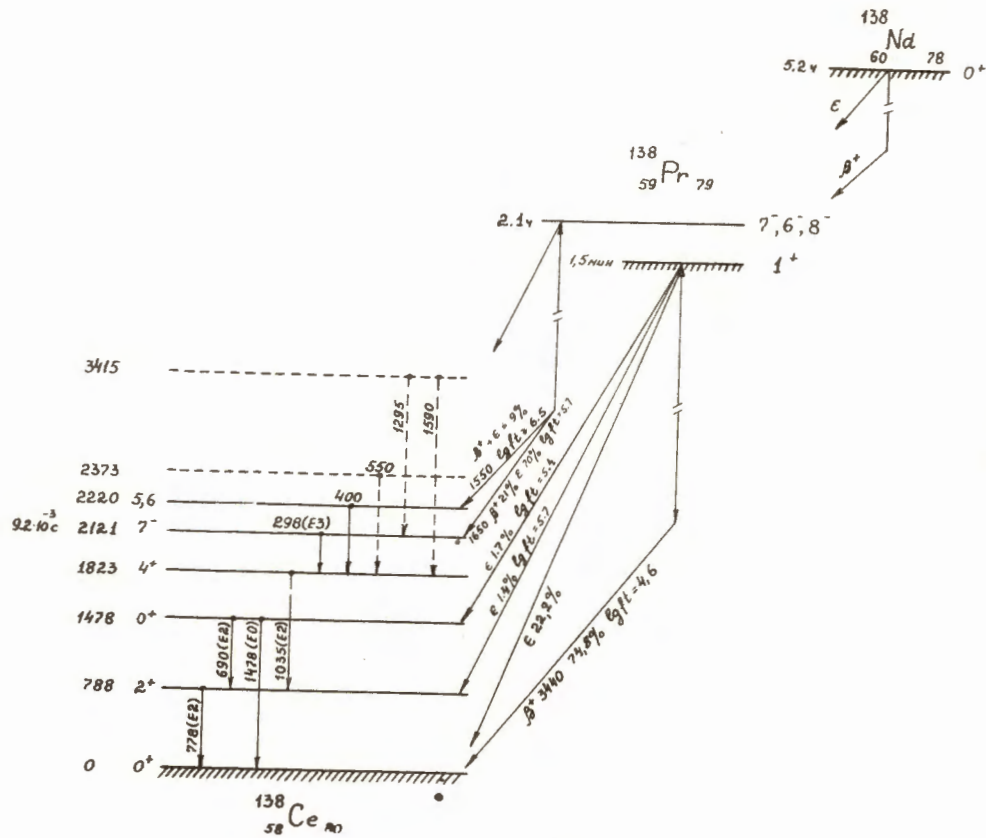
Р и с. 2. Период полураспада изотопа ^{188}Nd , определенный по убыванию позитронной активности дочернего ^{188}Pt .



Р и с. 3. Кривая изменения интенсивности пика 511 кэв препарата, выделенного из неодимового комплекса.



Р и с. 4. Позитронный спектр препарата, выделенного из неодимового комплекса, снятый на сцинтилляционном β -спектретре.

Р и с. 5. Схема распада $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr} \rightarrow ^{138}\text{Ce}$.