

3494

Экз. чит. зал

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 3494



И. Бачо, Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ИЗМЕРЕНИЕ  $\beta^+$  - p - СОВПАДЕНИЙ  
ДЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЯ  
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ  $Te^{111}$

1967.

**Р6 - 3494**

И. Бачо, Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров

ИЗМЕРЕНИЕ  $\beta^+$  -  $\rho$  -СОВПАДЕНИЙ  
ДЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЯ  
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ  $Te^{111}$

Направлено в ЯФ  
и в Nucl. Physics

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

В наших предыдущих работах исследовались излучатели запаздывающих протонов с периодами полураспада (4,3±0,2) сек и (19,5±0,5) сек, которые получались при облучении молибдена ионами неона и палладия ионами углерода. Эти излучатели были идентифицированы как  $Te^{109}$  и  $Te^{111}$  /1-3/. Те же самые протонные активности наблюдались и исследовались Макфарланом /4/.

В нашей работе /2/ был проведен расчет усредненной формы протонного спектра. Расчетный спектр хорошо описывает экспериментальный для  $Te^{111}$  в предположении, что  $\langle M^2 \rangle \rho = const$ , где  $\langle M^2 \rangle$  - усредненный квадрат матричного элемента  $\beta^+$ -перехода,  $\rho$  - плотность уровней дочернего ядра со спинами и четностями, отвечающими разрешенному переходу. Сравнение расчетного спектра и экспериментального позволило определить максимальную энергию запаздывающих протонов ( $E_{p\ max}$ ) для  $Te^{111}$ . Для величины  $E_{p\ max}$  справедливы следующие соотношения:

$$E_{p\ max} = Q_0 - B_p = M_1(Z, N) - M_2(Z-2; N+1) - m_H, \quad (1)$$

где  $Q_0$  - полная энергия  $\beta^+$ -перехода, <sup>x)</sup>  $B_p$  - энергия связи протона в дочернем ядре,  $M_1$  и  $M_2$  - массы исходного и внучатого атомов (в нашем случае это  $Te^{111}$  и  $Sr^{110}$ ),  $m_H$  - масса водорода.

Таким образом, экспериментальное определение  $E_{p\ max}$  дает величину  $M_1 - M_2$ , которая может быть использована для проверки правильности предсказаний на основе различных полуэмпирических формул для масс ядер. Это было сделано для  $Te^{111}$  в /2/.

---

x)  $Q_0$  - равно энергии К-захвата.

Нам представляется полезной утилизация спектров запаздывающих протонов для проверки расчетов по массовым формулам в области ядер с большим нейтронным дефицитом. Сейчас известно несколько различных подходов для описания массы ядра. Различия между ними в области изотопов, близких к дорожке стабильности, незначительны и не могут быть основанием для предпочтения одной формулы другим. Однако по мере удаления от дорожки стабильности тонкие детали становятся более заметными. Таким образом, только проверка в области значительного нейтронного дефицита позволит выбрать формулы для наиболее корректного предсказания энергий связи и распада ядер с избытком протонов.

В настоящей работе величина  $Q_0 - V_p$  определена для пары  $Te^{111} - Sb^{111}$  путем измерения спектра протонов в совпадении с позитронами. Суть метода заключается в следующем. Запаздывающие протоны появляются в результате разрешенного позитронного распада и К-захвата в протоннонестабильные состояния. Введение  $\beta^+ - p$ -совпадений выделяет только позитронную ветвь перехода. Известно, что для разрешенного  $\beta^+$ -перехода  $\frac{W_K}{W_{\beta^+}}$ -отношение вероятностей К-захвата и  $\beta^+$ -распада не зависит от ядерных матричных элементов, а целиком определяется энергией перехода  $Q$  при фиксированном  $Z$ .

Это означает, что отношение интенсивностей протонов с данной энергией в совпадении с позитронами и без совпадений будет равно

$$N_{\beta^+}(E_p) / N_p(E_p) = \omega_{\beta^+} / (1 + \frac{W_K}{W_{\beta^+}}), \quad (2)$$

т.е. будет известной функцией парциальной энергии  $\beta^+$ -перехода  $Q$ . Нетрудно видеть, что  $Q = Q_0 - V_p - E_p$ . Таким образом, отношение интенсивностей описывается известной функцией энергии, зависящей от двух параметров:  $Q_0 - V_p$  и  $\omega_{\beta^+}$ -эффективности регистрации  $\beta^+$ -частиц. Величина  $\omega_{\beta^+}$  может быть измерена экспериментально, и определение  $Q_0 - V_p$  сводится к нахождению значения параметра, соответствующего наилучшему согласию экспериментального отношения  $N_{\beta^+} / N_p$  с расчетным. Такие измерения и анализ были проделаны для  $Te^{111}$ . Для величины  $Q_0 - V_p$  получено значение  $(5,07 \pm 0,07)$  Мэв.

## 2. Экспериментальная методика

Опыты проводились на выведенном пучке 300-сантиметрового циклотрона ОИЯИ. Мишень из разделенного изотопа  $Pd^{102}$  ( $\approx 40\%$ ) облучалась ионами  $C^{12}$  с энергией, соответствующей максимуму сечения реакции  $Pd^{102}(C^{12}, 3n)Te^{111}$  ( $\approx 65$  Мэв).

Использовался метод собирания ядер отдачи с помощью газовой струи, разработанный Р. Макфарланом и Р. Грифоеном<sup>15/</sup>. Схема нашей установки показана на рис. 1<sup>x/</sup>. Мишень помещалась на входе в небольшую цилиндрическую камеру, заполненную гелием при давлении 1 атм. Ядра отдачи, вылетавшие из мишени, тормозились и увлекались газом, который вытекал в виде струи через отверстие ( $\phi = 0,4$  мм) в другую камеру, находившуюся под непрерывной откачкой. Струя разбивалась об алюминиевый сборник толщиной 6,5 мк, и ядра отдачи адсорбировались на его поверхности. Сборник периодически поворачивался на угол  $45^\circ$ , и собранная активность помещалась между кремниевым поверхностно-барьерным детектором протонов (площадь  $2 \text{ см}^2$ ,  $r = 2.000 \text{ ом.см}$ ) и сцинтилляционным счетчиком  $\beta$ -частиц. До попадания в счетчик  $\beta$ -частицы проходили 13 мк Al. Время экспозиции сборника под струей и время обсчета составляло 40 сек. Электронная аппаратура была собрана по схеме быстрых совпадений. С полупроводникового детектора бралось два импульса. Импульс напряжения с  $p$ -слоя направлялся в спектрометрический тракт, состоявший из лампового предусилителя, транзисторного усилителя с экспандером, многоканального анализатора АИ-4086. Токовый импульс с  $p$ -слоя подавался на вход быстрой схемы совпадений через быстрые предусилитель и усилитель. На второй вход быстрой схемы совпадений приходил импульс от сцинтилляционного счетчика через быстрые катодный повторитель и усилитель. Импульс с выхода схемы совпадений поступал на блок управления многоканального анализатора.

Вход анализаторов блокировался на время подачи высокочастотного напряжения на дуанты циклотрона. Одновременно измерялись два спектра протонов: в совпадении с позитроном и без совпадений.

Время нарастания импульсов на входах схемы совпадений было  $\approx 20$  нсек. Разрешающее время схемы совпадений выбрано равным  $\approx 30$  нсек. Это должно было обеспечить независимость эффективности регистрации совпадений от соотношения амплитуд импульсов на входе. Электроника проверялась по  $\alpha - \gamma$ -совпадениям от  $U^{235}$ . Было показано, что увеличение разрешающего времени схемы совпадений до величины, большей 30 нсек, не приводит к увеличению скорости счета.

x/ Детальное описание установки с собиранием ядер отдачи приведено в работе<sup>12/</sup>.

В качестве сцинтиллятора в  $\beta$ -счетчике использовался диск из люминесцирующей пластмассы диаметром 40 мм и толщиной 1 мм. Малая толщина пластика обеспечивала низкую эффективность к фону  $\gamma$ -лучей и делала незначительной перегрузку умножителя в условиях регистрации мягких электронов на фоне интенсивного потока энергичных  $\beta$ -частиц. Использовался фотоумножитель типа М-12 FS 60 (производства ГДР).

На рис. 2 показан спектр импульсов от конверсионных электронов

$\text{Ce}^{138}$  ( $E_\gamma = 165$  кэВ), измеренный на входе схемы совпадений. Этот источник использовался для определения энергетического порога схемы совпадений по  $\beta$ -каналу. Измерения дали величину (15-20) кэВ.

На рис. 3 представлена относительная эффективность регистрации  $\beta$ -частиц с различной максимальной энергией, измеренная со схемой совпадений, когда на оба входа подавался импульс с  $\beta$ -тракта. В этих измерениях схема совпадений использовалась, по существу, как быстрый дискриминатор, порог которого менялся с помощью делителя. Таким образом были получены спектры импульсов от источников с различной максимальной энергией. Приведенные значения эффективностей учитывают ослабление потока  $\beta$ -частиц после прохождения 13 мк Al (сборник ядер отдачи + отражатель на сцинтиляторе) и влияние порога схемы совпадений. Измерения проводились в рабочей геометрии с  $\beta$ -источниками  $\text{Co}^{60}$  (309 кэВ),  $\text{Cs}^{137}$  (520 кэВ),  $\text{Na}^{24}$  (1400 кэВ).

### 3. Результаты измерений

На рис. 4 и 5 приведены спектры запаздывающих протонов  $\text{Te}^{111}$ , измеренные в совпадении с позитронами и без совпадений. Поскольку скорость счета совпадений была невелика, на рис. 5 произведено усреднение по интервалам в 100 кэВ. Возрастание счета в области малых амплитуд ( $< 2,0$  МэВ) связано с  $\beta$ - и  $\gamma$ -фоном. Опыты с алюминиевым поглотителем толщиной 150 мк показали, что  $\beta$ - $\gamma$ -фон незначителен в области энергий  $> 2$  МэВ. Для определения вклада случайных совпадений использовалась следующая процедура. Регулярно во время облучения перед протонным детектором помещался калибровочный источник  $\alpha$ -частиц ( $\text{Po}^{210}$ ). Одновременное измерение спектра  $\alpha$ -частиц в режиме совпадений и без совпадений с импульсами от сцин-

тилляционного счетчика давало отношение числа случайных совпадений к числу импульсов с полупроводникового детектора -  $(N_\alpha)_{\text{с.с.}}/N_\alpha$ . Вклад в  $(N_\alpha)_{\text{с.с.}}$  истинных совпадений между  $\alpha$ -частицей и  $\gamma$ -квантом с первого уровня ротационной полосы пренебрежимо мал. Совпадения  $\alpha$ -частиц с конверсионными электронами нацело исключались, поскольку подложка  $\alpha$ -источника полностью поглощала мягкие электроны. Спектр случайных совпадений получался умножением спектра протонов без совпадений на усредненный по времени фактор  $(N_\alpha)_{\text{с.с.}}/N_\alpha$ . Во время облучения предпринимались специальные меры для поддержания постоянства потока ионов. По нашим оценкам, точность определения случайных совпадений, таким образом, не хуже 10%. Прямые опыты по измерению случайных совпадений (введение линии задержки) дали согласующиеся результаты. Интенсивность пучка выбиралась такой, чтобы случайные совпадения были на уровне 10% от числа истинных для протонов с энергией, соответствующей максимуму в спектре совпадений.

На рис. 5, где представлены суммарные данные по нескольким опытам, хорошо видна разница в форме двух спектров. В режиме совпадений спектр протонов имеет максимум при меньшей энергии, относительная интенсивность в области 3,5-5 мэВ подавлена. Это естественный результат того, что по мере приближения к максимальной энергии протонного спектра падает энергия  $\beta$ -перехода и возрастает относительная вероятность К-захвата, практически не дающего вклад в спектр совпадений.

На рис. 6 приведено отношение интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений  $(N_{\beta p}(E_p)/N_p(E_p))$  после вычета  $\beta$ -фона и случайных совпадений.

Для определения парциальных энергий  $\beta$ -распада отношение  $N_{\beta p}(E_p)/N_p(E_p)$  сравнивалось с расчетной функцией

$$F = (\omega_\beta + \omega_k \frac{w_k}{w_{\beta+}}) / (1 + \frac{w_k}{w_{\beta+}}). \quad (3)$$

Эта функция отличается от (2) введением поправки  $\omega_k \frac{w_k}{w_{\beta+}}$ , которая учитывает вклад совпадений между протоном и характеристическим излучением после К-захвата. Эта поправка невелика, в пределах спектра совпадений она меняется от 0,002 до 0,004. Относительный ход эффективности регистрации пози-



тронов с данной максимальной энергией брадся из рис. 3. Геометрический фактор  $\omega_{\beta_0}$  (дающий абсолютное значение  $\omega_{\beta}$ ) считался свободным параметром. Следует отметить, что кривая на рис.3 построена на основании измерений с  $\beta^-$ -источниками. Переход к  $\beta^+$ -излучению может несколько изменить  $\omega_{\beta}$  за счет изменения формы спектра. Однако оценки показывают, что за счет низкого порога схемы совпадений по  $\beta$ -каналу относительный ход  $\omega_{\beta}$  практически не меняется в интересующем нас диапазоне энергий.

Отношение вероятностей  $K$ -захвата и позитронного распада ( $\frac{W_k}{W_{\beta^+}}$ ) в функции парциальной энергии перехода  $Q = Q_0 - V_p - E_p$  рассчитывалось согласно работе Цвайфеля<sup>/8/</sup>. В величину  $\frac{W_k}{W_{\beta^+}}$  была введена также поправка на  $L$ -захват. Расчеты Цвайфеля проделаны для разрешенных переходов. Сравнение с экспериментальными значениями  $\frac{W_k}{W_{\beta^+}}$ , проведенное рядом авторов (см., например, <sup>/7/</sup>), показало, что расчетные величины согласуются с экспериментальными в основном в пределах 10%.

Таким образом, функция  $F$  зависит от двух параметров:  $Q_0 - V_p$  и  $\omega_{\beta_0}$ . При изменении параметров теоретическая кривая линейно смещается по оси абсцисс и ординат соответственно. Оптимальные значения параметров находились из экспериментальных данных для  $N_{\beta_p} / N_{\beta}$  методом наименьших квадратов. Для установления погрешности в определении параметров рассчитывалась матрица ошибок и находились ее диагональные члены<sup>/8/</sup>. Точность определения  $Q_0 - V_p$  зависит не только от статистической ошибки, но и от погрешности при калибровке энергетической шкалы. Эта компонента ошибки также была учтена. Окончательный результат следующий:  $Q_0 - V_p = (5,07 \pm 0,07)$  Мэв.

Значение второго параметра  $\omega_{\beta_0} = 0,25 \pm 0,02$  согласуется с прямыми оценками абсолютной эффективности. Кривая на рис. 5 является расчетной и соответствует оптимальным значениям параметров.

Для того чтобы убедиться в правильности учета относительной эффективности регистрации  $\beta$ -частиц, были проведены специальные опыты с повышенным порогом в  $\beta$ -тракте (60 кэв). Кроме того, на пути  $\beta$ -частиц вместо 13 мк Al было помещено 75 мк. Измеренные спектры были обработаны описанным выше образом (с учетом несколько изменившейся величины  $\omega_{\beta}$ ). Полученное значение оказалось равным  $(5,04 \pm 0,08)$  Мэв.

На рис. 6 демонстрируется отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой. Разброс точек относительно нулевой линии согласуется со статистической точностью измерений.

## Обсуждение результатов

1. Мы рассматриваем настоящую работу прежде всего как проверку метода позитрон-протонных совпадений для определения такой энергетической характеристики ядер, как  $Q_0 - V_p$  (1). Действительно, эта величина может быть определена достаточно точно.

2. К настоящему времени имеется целый набор широко известных полуэмпирических формул для масс ядер. В табл. 1 проведено сравнение полученного нами значения для  $Q_0 - V_p$  с предсказаниями различных авторов.

Таблица 1  
 $Q_0 - V_p = M(\text{Te}^{111}) - M(\text{Sn}^{110}) - m_H$  Мэв

Экспер.	Камерон <sup>/9/</sup>	Сиггер <sup>/10/</sup>	Святецкий <sup>/11/</sup> Майерс <sup>/11/</sup>	Винг Варли <sup>/12/</sup>	М.Хилман <sup>/13/</sup>	Зельдес <sup>/14/</sup>	Гарви, Келсон <sup>/15/</sup>	
	5,07±0,07	6,7	6,0	6,15	2,5	3,1	4,9	5,0

Наиболее близки к эксперименту расчеты по Зельдесу и Гарви-Кельсону. По-видимому, таблицы Зельдеса и массовое соотношение Гарви и Кельсона могут быть использованы для наиболее реалистических предсказаний для пересыщенных протонами ядер в районе олова.

3. В нашей предыдущей работе<sup>/2/</sup> величина  $Q_0 - V_p$  для  $\text{Te}^{111} - \text{Sb}^{111}$  определялась из формы протонного спектра. Расчет исходил из предположения, что  $\langle M^2 \rangle \rho = \text{const}$ . Было получено, что  $Q_0 - V_p = (5,0 \pm 0,3)_{-0,1}^{\phantom{0,3}}$  Мэв. Это значение согласуется с определенным в настоящей работе. Отсюда следует, что при расчете усредненной формы протонного спектра<sup>/2/</sup> использовались правильные предпосылки. Условие  $\langle M^2 \rangle \rho = \text{const}$  означает, что вероятность  $\beta$ -распада в данный интервал энергии возбуждения дочернего ядра является только функцией энергии перехода и не зависит от плотности уровней ядра.

Спин  $\text{Te}^{111}$ , по-видимому, 5/2. В протонном распаде будут участвовать возбужденные состояния  $\text{Te}^{111}$  со спинами 3/2<sup>+</sup> и 5/2<sup>+</sup>. Если в  $\beta$ -переходе будут заселяться состояния 7/2<sup>+</sup>, то они будут распадаться в основном радиационным путем, так как протонная ширина будет подавлена центробежным барьером. По оценкам на основе статистической модели, число уровней  $\text{Sb}^{111}$  со спинами 5/2<sup>+</sup> и 3/2<sup>+</sup> в диапазоне энергий возбуждения, соответствующем наблюдаемому спектру протонов, равно нескольким сотням. Это уровни сложной структуры. В процессе  $\beta$ -распада они будут заселяться неодинаково. При

данной парциальной энергии  $\beta$ -распада вероятность заселения уровня будет определяться вкладом той компоненты волновой функции, которая соответствует разрешенному переходу.

Уменьшение усредненного квадрата матричного элемента с ростом плотности уровней отражает тот факт, что вклад этих компонент в среднем уменьшается по мере усложнения состояний возбужденного ядра.

В протонном спектре наиболее четко будут проявляться уровни с максимальным вкладом волновых функций, подобных волновой функции исходного ядра. Пики в спектре  $Te^{111}$ , по-видимому, связаны с распадом неразрешившихся уровней, которые группируются около состояний с наиболее "чистой" структурой. Дополнительная модуляция в интенсивности протонных групп может появиться также из-за флуктуаций относительной протонной ширины  $\Gamma_p / \Gamma$ .

Вывод, что  $\langle M^2 \rangle \rho = const$ , представляет известный интерес также при рассмотрении запаздывающих нейтронов. Это соотношение должно быть одинаково справедливо и для  $\beta^-$ -распада с высокой энергией. До сих пор во всех расчетах спектров и вероятностей испускания запаздывающих нейтронов исходили из предположения о постоянстве среднего квадрата матричного элемента:  $\langle M^2 \rangle = const$ . Это допущение заведомо некорректно. Возможно, что некоторые противоречия в интерпретации данных по запаздывающим нейтронам связаны с этим и картина прояснится, если будет использовано более правильное соотношение  $\langle M^2 \rangle \rho = const$ .

В заключение авторы выражают признательность проф. Г.Н. Флерову за интерес к работе, В.Г. Субботину и Д. Матэ - за помощь в вопросах электроники, Г.М. Тер-Акопьяну - за участие в обсуждениях, циклотронной группе, руководимой Б. Загером, - за обеспечение облучений.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.А. Карнаулов, Г.М. Тер-Акопьян, Л.С. Вертоградов, Л.А. Петров. ЯФ, 4, 457 (1966); Nucl. Phys., A90, 23 (1967).
2. Д. Богданов, Ш. Даропи, В.А. Карнаулов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопьян, Препринт ОИЯИ - ЕВ 3142; ЯФ (в печати).
3. Д.Д. Богданов, И. Бачо, В.А. Карнаулов, Л.А. Петров. Препринт ОИЯИ Р6-3138, Дубна, 1967; ЯФ (в печати).
4. R.Macfarlane. Доклад на конференции в Люскиле в 1966 г., Arkiv för Fysik (в печати).

5. R.D.Macfarlane, R.D.Griffioen. Nucl.Instr. Meth. 24, 461 (1963).
6. P.F.Zweifel. Phys.Rev., 96, 1572 (1954); 107, 329 (1957).
7. D.Berenyi. Nuclear Phys., 48, 121 (1963).
8. Н. Клепиков, С. Соколов. Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия. Изд. "Наука", 1964.
9. A.G.W.Cameron. At.Energy Can. Ltd.Repot CRL-41, 1957.
10. P.Seeger. Preprint LA-3380, 1965.
11. W.Mayers, W.J.Swiatecki. Preprint UCRL-11980, 1965.
12. J.Wing, J.D.Varley. Preprint ANL-6886, 1964.
13. M.Hillman. Preprint BNL-846 (T-333), 1964.
14. N.Zeldes. Таблицы масс, частное сообщение, 1966.
15. G.T.Garvey, I.Kelson. Phys.Rev.Lett., 16, 197 (1966).
16. A.Gilbert, A.G.N.Cameron. Can. J. Phys., 43, 1446 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 августа 1967 г.

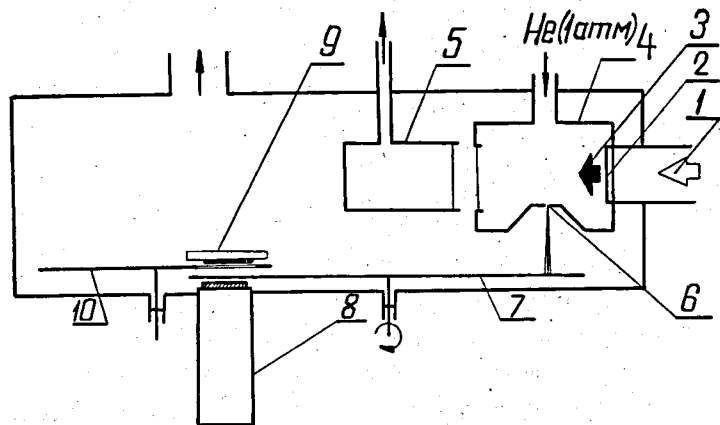


Рис. 1. Схема установки:  
 1-пучок ионов  $C^{12}$ ; 2-мишень; 3-ядра-отдачи; 4-камера торможения;  
 5-вакуумный цилиндр Фарадея; 6-отверстие в камере торможения;  
 7-сборник ядер отдачи; 8-сцинтилляционный счётчик  $\beta$ -частиц;  
 9-поверхностно-барьерный детектор протонов; 10-диск с поглотителями  
 и калибровочным альфа-источником.

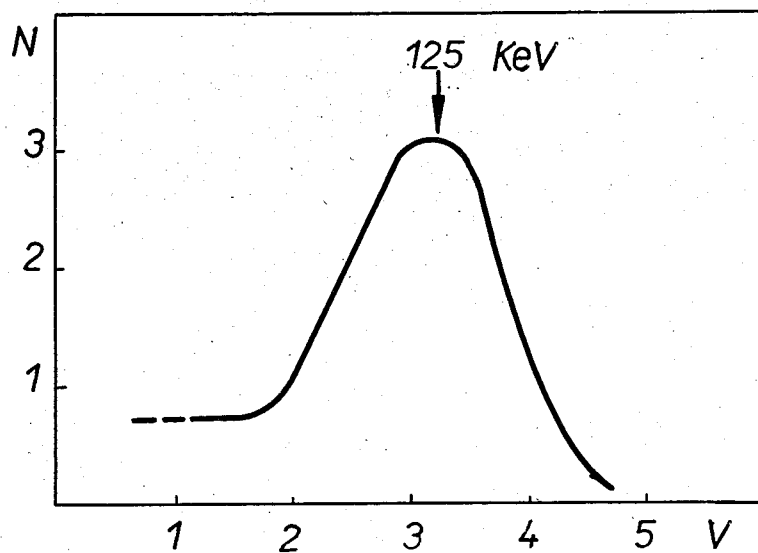


Рис. 2. Спектр импульсов сцинтилляционного  $\beta$ -счётчика для конверсионных  
 электронов  $Ce^{139}$  ( $E_{\gamma} = 165$  кэв).

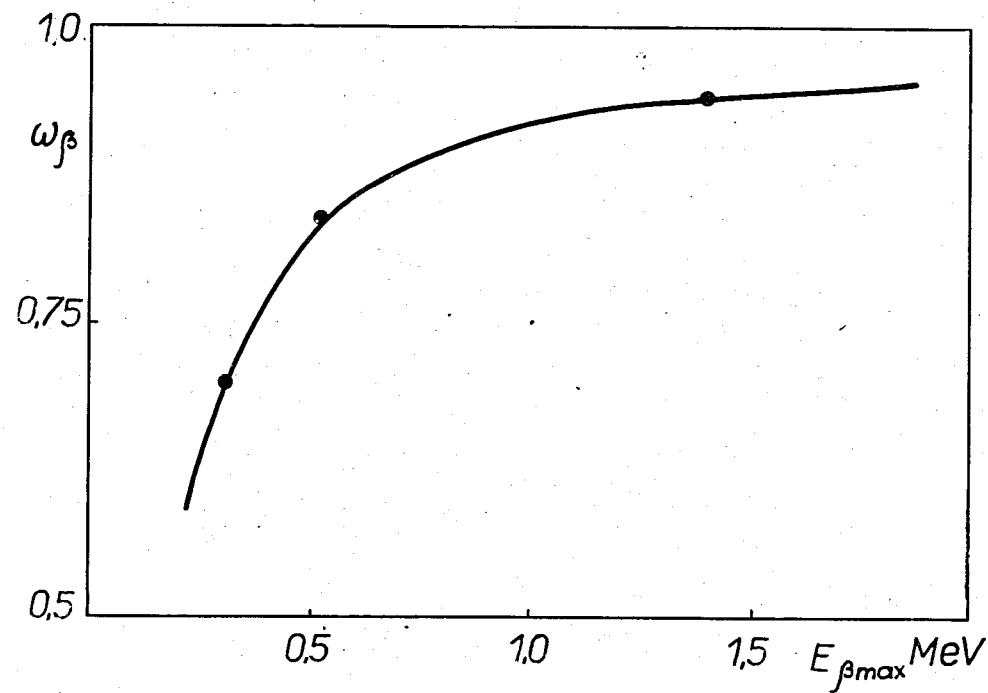


Рис. 3. Относительная эффективность сцинтилляционного счётчика для регистра-  
 ции  $\beta$ -частиц с различной максимальной энергией.



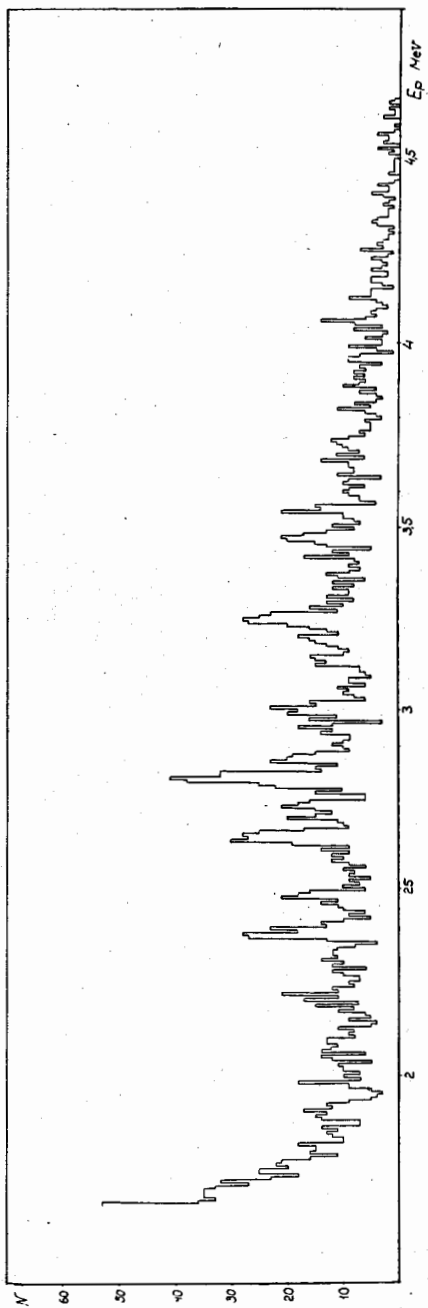


Рис. 4. Результаты одного из опытов по измерению спектра западывающих протонов  $Te^{111}$ . Энергетическое разрешение  $\approx 30$  кэв.

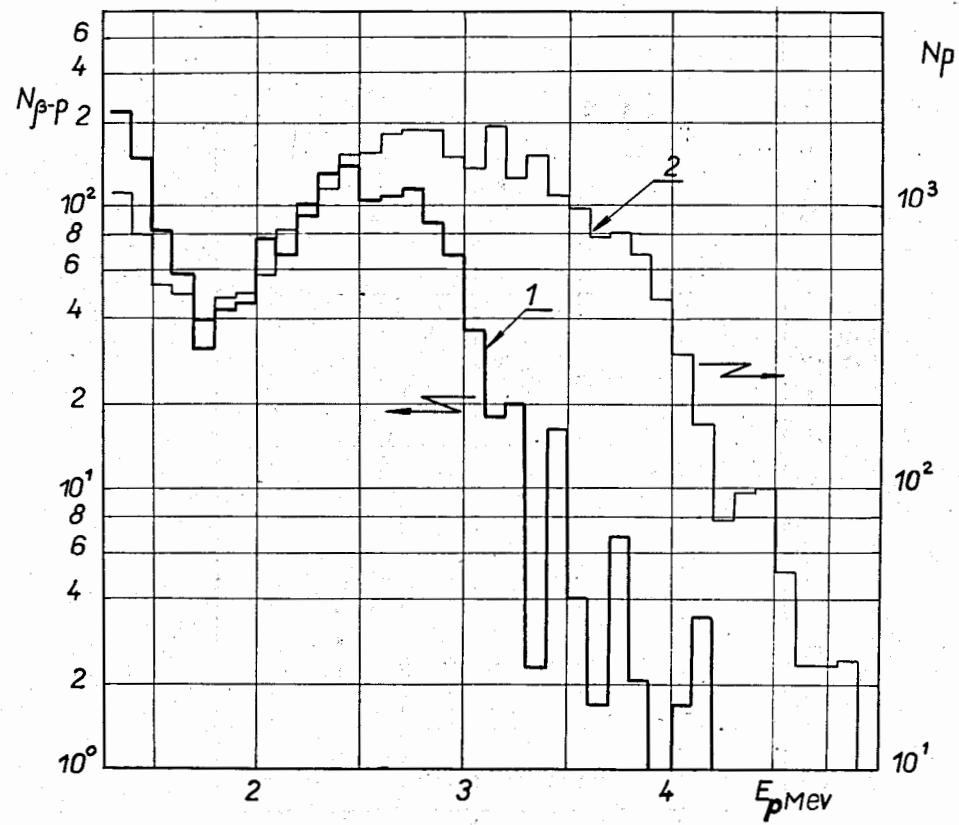


Рис. 5. Усредненные спектры протонов в совпадении с позитронами (1) и без совпадений (2) (случайные совпадения вычтены).

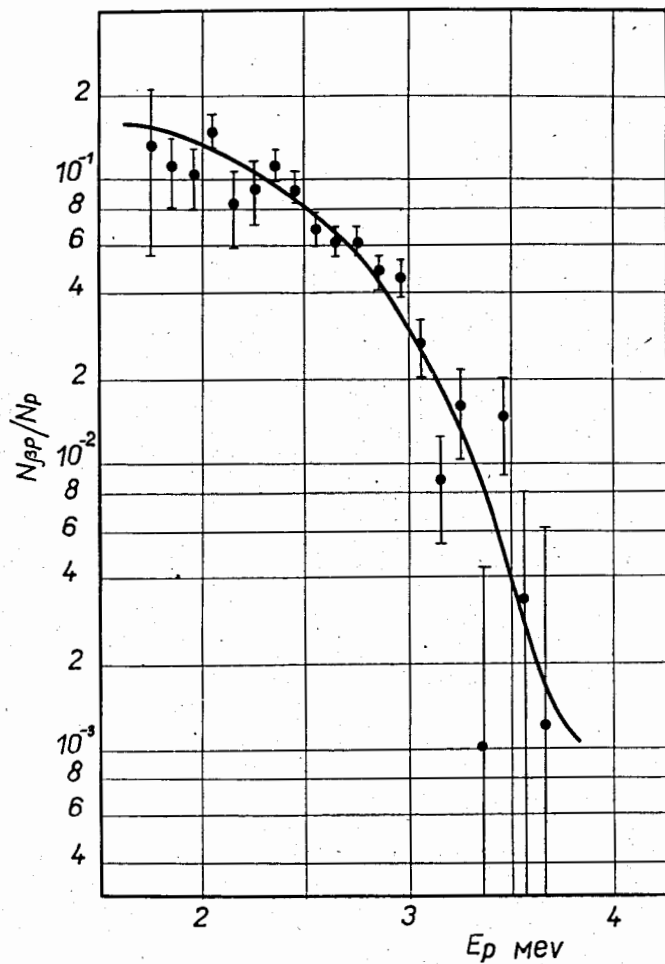


Рис. 6. Отношение интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений в функции энергии протонов ( $\beta$ - $\gamma$ -фон и случайные совпадения вычтены). Кривая является расчётной, соответствующей оптимальным значениям параметров.

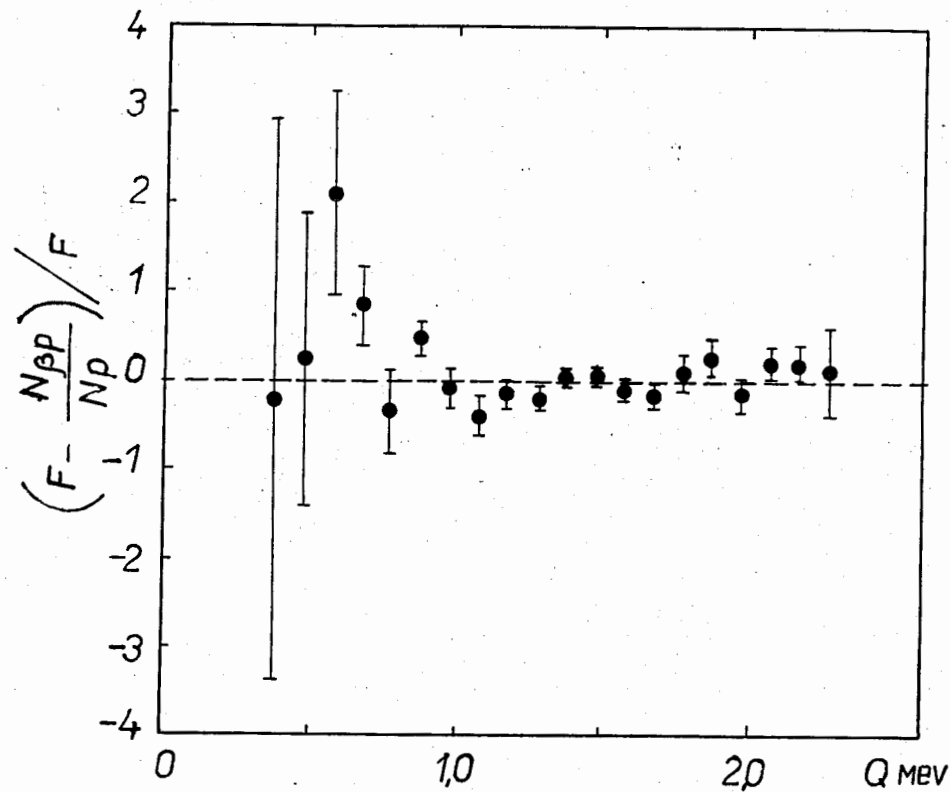


Рис. 7. Сравнение экспериментальных данных для отношения интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений ( $\frac{N_{pp}}{N_p}$ ) с теоретическим значением  $F$  в функции частичной энергии  $Q$   $\beta$ -перехода.