К 68

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 62

Л.С.Коробейников, Л.М.Курдадзе, А.П.Онучин,
С.Г.Попов, Г.М. Тумайкин.

Получение монохроматических γ-квантов на электронном накопителе

БИБЛИОТЕКА
ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ
СО АН СССР

НОВОСИБИРСК 1966

А Н Н О Т А Ц И Я

Методом выделения узкого интервала энергий из тормозного спектра получен пучок монохроматических γ - квантов на электронном накопителе ВЭП-I. Мишень и счетчик вторичных электронов находятся в магнитном поле накопителя. Измерения проведены при четырех значениях энергии электронов 43, 70, I00 и I35 Мэв с мишенями толщиной I/20 и I/900 радиационной единицы. Скорость счета γ- квантов и угловые размеры пучка согласуются с расчетом. С помощью данного пучка γ-квантов проведена калибровка счетчиков полного поглощения, использованных в эксперименте по двойному тормозному излучению.

В В Е Д Е Н И Е

Среди известных методов получения γ-квантов /I-6/ практически только метод выделения узкого интервала энергий из тормозного спектра /2,3/ позволяет получать большие интенсивности с плавным изменением энергии в диапазоне десятков и сотен Мэв и с шириной линии ~ I%. Конкурирующий метод аннигиляции позитронов на лету /4/ дает γ-линию, сопровождаемую тормозным спектром; кроме того, выход γ-квантов на I ускоренный электрон на несколько порядков ниже, чем в предыдущем методе.

Сущность метода выделения линии из тормозного спектра состоит в следующем. Пучок моноэнергетических электронов падает на мишень и дает тормозное излучение. Зная энергию первичного электрона и измеряя энергию вторичного электрона, определяют энергию γ-кванта. Регистрируя совпадение между продуктом реакции, вызванной γ-квантом, и вторичным электроном, отождествляют событие с γ-квантом определенной энергии. Энергетическое разрешение определяется разрешающей способностью бета-спектрометра и толщиной мишени. Предел интенсивности выделенного пучка γ-квантов определяется допустимой загрузкой счетчиков электронов и γ- квантов. Линейные и циклические ускорители работают со скважностями порядка $10^4 \div 10^1$. Из-за этого средние интенсивности γ-квантов приходится снижать пропорционально скважности.

В данной работе изучалась возможность использования техники накопителей электронов, развитой в работах со встречными пучками. Основное достоинство накопителя в данном случае заключается в том, что можно сделать пучок электронов почти непрерывным во времени и тем самым повысить среднюю допустимую интенсивность γ- квантов.

Работа проведена на электронном накопителе ИЯФ СО АН СССР на энергию I35 Мэв /7/. Принцип эксперимента показан на рис.I. В момент инжекции электронов равновесная орбита (2) расположена в середине апертуры. Затем с помощью коррекции магнитного поля и частоты ускоряющего напряжения равновесная орбита сдвигается (3) к мишени (4) так, что основная гибель электронов происходит на мишени. Мишень и сцинтилляционный счетчик (5) расположены в области однородного магнитного поля и представляют собой спектрометр с фокусировкой на 180^0. Отношение радиуса кривизны рассеянного электрона к радиусу равновесной орбиты равно 0,06. Энергетический разброс

регистрируемых электронов, определяемый радиальным размером β -счетчика (5мм), составляет $\pm$ 5%. Таким образом, при энергии первичного электрона 100 Мэв энергия γ -кванта равна 94 Мэв и ширина линии должна составлять $\pm$ 0,3 Мэв. Размер мишени в радиальном направлении составляет I мм и не вносит вклада в ширину линии. Толщина мишени, в основном, ограничивается разбросом потерь энергии и многократным рассеянием вторичных электронов. Измерения были проведены с мишенями толщиной 0,I мм алюминия (I/900 Xo) и 0,I мм платины (I/20 Xo).

Аппаратура

Схема расположения элементов эксперимента показана на рис.2. Мишень (2) и сцинтиллятор (3) β -счетчика вводятся через 13 мм щели в магните. Мишень можно плавно перемещать в радиальном направлении без нарушения вакуума.

Сцинтиллятор сделан из полистирольной пластмассы размерами 5 x 20 x 8 мм^3 соответственно в радиальном, аксиальном и азимутальном направлениях. Для вывода света от сцинтиллятора и отделения сцинтиллятора от вакуума накопителя используется трубка из нержавеющей стали. Толщина стенки трубки перед сцинтиллятором составляет 0,2 мм. Чтобы не ограничивать рабочую апертуру накопителя, трубка сделана с двумя прямоугольными коленами. Вывод света из такой системы представил значительные трудности. В районе сцинтиллятора и части 4 трубка внутри покрыта белой краской, а дальше свет передается с помощью световода из плексигласа (5) длиной 0,5 метра. Измерения с Co^{60} показали, что коэффициент собирания света составляет, примерно, I%. Это означает, что от проходящего электрона через сцинтиллятор в ФЭУ должно выделяться около I0 фотоэлектронов. В β -счётчике использовался фотоумножитель ФЭУ-30 при повышенном напряжении, чтобы обеспечить необходимую амплитуду I в на 75-омный кабель. Рабочие импульсы по амплитуде были сравнимы с собственными шумами ФЭУ.

Для определения эффективности регистрации электронов была измерена форма спектра амплитуд импульсов с β -счетчика, результаты измерений представлены на рис.3. Стрелкой указан порог регистрации дискриминатора D_β (Рис.4). По соотношению площадей видно, что эффективность регистрации, обусловленная электроникой, составляет $\varepsilon_э \simeq 40\%$.

Регистрация γ -квантов производилась сцинтилляционным счетчиком с кристаллом иодистого натрия цилиндрической формы диаметром I5 см и высотой I5 см /8/. Свет собирался на фотоумножитель ФЭУ-65. Счетчик окружен свинцовой защитой толщиной I5 см с коллиматором для прохождения γ - квантов. В работе использовались два коллиматора с диаметром отверстия 9 и 3 см. После коллиматора стоит пластмассовый сцинтилляционный счетчик, включенный в режим антисовпадений для исключения регистрации заряженных частиц.

Блок-схема электроники приведена на рис.4. Использован быстро-медленный вариант. Разрешающее время схемы совпадений от Co^{60} составляет 2τ = 7 нсек.

Толщина мишени

Перед тем, как обсуждать результаты измерений, рассмотрим качественно зависимость интенсивности интересующих нас γ -квантов от толщины мишени.

Если рассматривать одно прохождение через мишень и большие размеры β -счетчика, то зависимость будет представлена прямой линией с загибом при больших толщинах из-за вторичных процессов. Для конечного размера β -счетчика многократное рассеяние вторичных электронов приводит к снижению скорости счета, и при больших толщинах зависимость имеет вид $\sim\sqrt{t}$ (Здесь t - толщина мишени), причем многократное рассеяние в радиальном направлении приводит к уширению γ -линии.

При малых толщинах зависимость тоже отличается от линейной, так как появляется большая вероятность того, что электрон пройдет через мишень несколько раз. Число прохождений определяется углом многократного рассеяния от одного прохождения θ_1 и максимально допустимым углом θ_{max} по бетатронным колебаниям. У нас оказалось удобно из соображений уменьшения фона ввести специальное ограничение апертуры по радиусу на определенном азимуте. При этом максимальный угол равен $\theta_{r\,max} = A\sqrt{1-n}/R$, где A - допустимая амплитуда колебаний, n = 0,6 - показатель спада магнитного поля, R - радиус равновесной орбиты. В области малых толщин мишени, когда $\theta_1 \ll \theta_{max}$, выход γ -квантов N_γ/N_e не зависит от толщины мишени. Многократное рассеяние и потери

энергии в мишени приводят к бетатронным колебаниям. Если амплитуда колебаний меньше рабочей амплитуды, то в среднем через три оборота электрон снова заденет за мишень. Точный расчет полного числа прохождений не производился. Для грубых оценок среднего числа прохождений можно пользоваться углом многократного рассеяния после N прохождений через мишень $\theta_{max} = \sqrt{N}\,\theta_1$. В нашем случае ограничивающий апертуру пробник располагался на расстоянии четверти длины радиальных бетатронных колебаний после мишени и в 10 мм от пучка. При этом максимально допустимый угол составляет $\theta_{r\,max} = 0{,}8^0$. При энергии электронов 100 Мэв и толщине мишени 0,1 мм алюминия $\theta_1 \approx 0{,}2^0$. Таким образом, среднее число прохождений электрона через мишень должно составлять $N \approx 15$. Для второй мишени толщиной 1/20 Хо условия соответствуют положению на участке $\sim\sqrt{t}$.

Две толщины мишени были выбраны для выяснения экспериментальных условий работы с малыми и большими толщинами. Под экспериментальными условиями в данном случае понимается выход γ-квантов N_γ/N_e и соотношение эффект-фон. Источником фона, кроме случайных совпадений, являются коррелированные события двух типов. Во-первых, те случаи, когда энергия вторичного электрона, вышедшего из мишени, больше требуемой и этот электрон в результате рассеяния на стенах камеры попадает в β-счетчик. Во-вторых, события, которые дает электрон в результате соударения со стенками камеры, а не с мишенью. Эти события в основном вызываются электронами, вышедшими из пучка за счет соударения с мишенью и продолжающими совершать обороты. Ясно, что при больших толщинах мишени должны преобладать фоновые эффекты первого типа, а при малых толщинах - фоновые эффекты второго типа. По-видимому, для получения оптимальных условий соотношения эффекта и фона толщину мишени следует выбирать такой, чтобы при данных размерах β-счетчика эффективность регистрации вторичных электронов, обусловленная многократным рассеянием в мишени, была близка к 100%.

Приведем теперь для указанных выше толщин мишени ожидаемый выход γ-квантов. Для удобства рассмотрим работу при энергии 100 Мэв. Вероятность рождения γ-кванта с энергией 94 ± 0,3 Мэв на 1 Хо составляет $W_1 = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$. Мишень подводится к пучку на такое расстояние, что время жизни пучка падает в два раза, т.е. половина всех электронов гибнет в результате соударения с мишенью ($W_M = 1/2$). В случае мишени $t = 1/900$ Хо угол многократного

рассеяния вторичных электронов меньше размера счетчика, поэтому эффективность регистрации вторичных электронов $\varepsilon_\beta = 1$. Эффективность регистрации электроники $\varepsilon_э = 0{,}4$. С учетом 15-кратного прохождения через мишень выход γ-квантов равен

$$N_\gamma/N_e = W_M \cdot W_1 \cdot t \cdot N \varepsilon_\beta \varepsilon_э \approx 10^{-5} \qquad (1)$$

Точность этой цифры, по-видимому, около 2, из-за плохого знания N. Для мишени $t = 1/20$ Хо многократное рассеяние приводит к $\varepsilon_\beta \approx 1/3$ и

$$N_\gamma/N_e \approx 10^{-5} \qquad (2)$$

Результаты измерений

Измерения проведены при четырех значениях энергии первичных электронов 43, 70, 100 и 135 Мэв. Инжекция в накопитель ведется при энергии 43 Мэв, затем увеличением магнитного поля накопителя электроны ускоряются до нужной энергии. Рассмотрим для определенности работу при 100 Мэв с мишенью 0,1 мм алюминия. После подъема энергии с помощью коррекции магнитного поля и частоты ускоряющего напряжения пучок сдвигается к мишени на расстояние 5 мм, при этом время жизни пучка составляло около 70 сек. В отсутствие мишени время жизни равнялось, примерно, 200 сек. Для уменьшения ада-эффекта /9/ пучок искусственно раскачивался по радиусу до 3 мм.

Измерения начинались при токе 1 ма ($6 \cdot 10^7$ электронов) и занимали около 150 сек. Затем цикл повторялся снова. Работу при больших токах ограничивала схема формирования временного импульса в γ-счетчике. Установка позволяет поднимать токи до 100 ма. При токе 1 ма загрузка γ-счетчика для порога 3 Мэв составляла 10кгц, загрузка β-счетчика для рабочего порога (рис.3) - около 0,5 мгц. При этом загрузка от собственных шумов ФЭУ β-счетчика лежала в диапазоне от 3 до 15 кгц (изменение во времени). Кривая задержанных совпадений приведена на рис.5. Как видно из рисунка, случайные совпадения составляют около 20%.

На рис.6 представлены результаты измерения угловых размеров пучка. Измерения делались с коллиматором d = 30 мм. В ширину кри-

вой дают вклад три эффекта:

I) естественный угловой размер тормозного спектра /I0/

$$d\sigma/d\Omega \sim \frac{1}{[1+(\gamma\theta)^2]^2}$$

2) бетатронные колебания первичных электронов дают смещение до 20мм в радиальном направлении и I9 мм в аксиальном направлении,

3) ширина щели коллиматора. С учетом этих эффектов экспериментальные результаты находятся в согласии с расчетом.

На рис.7 приведены спектры амплитуд импульсов со счетчика $NaJ(Tl)$. Фон случайных совпадений не вычтен, так как он дает малый вклад. Подъем кривой в области малых каналов обусловлен корреляционным фоном, источники которого уже обсуждались ранее. На рис.7б приведены графики зависимости амплитуды от энергии γ-квантов, построенные по результатам калибровки (кривая I) и в предположении I00% поглощения энергии (кривая 2). Из сравнения этих графиков видно, что в $NaJ(Tl)$ поглощается около 70% энергии. Отклонение от линейного закона при энергии выше I00 мэв обусловлено заметным выходом энергии в задний торец. Эти данные согласуются с результатами Канца и Хофштадтера по измерению развития ливней /II/. Ширина линий на полувысоте согласуется с оценками флюктуаций энергии, выходящей из кристалла.

На рис.8 приведен спектр с коллиматором φ = 30 мм. Видно, что разрешение стало лучше. Сужение кривой обусловлено тем, что теперь исключились ливни, которые начинались у края кристалла и давали большие потери энергии.

В спектрах, измеренных с мишенью толщиной I/20 Хо, больше фона в области малых каналов. В остальном они аналогичны рассмотренным (рис.9).

Полное число отсчетов за I цикл равнялось 700 для алюминиевой мишени и I000 - для платиновой, что хорошо согласуется с расчетом (I,2).

Таким образом, видно, что выход γ-квантов и угловые размеры пучка соответствуют расчету. Для измерения энергетической ширины γ-линии нужна работа с парным спектрометром.

Рассмотрим в заключение вопрос о том, какую максимальную интенсивность γ-квантов можно иметь на данной установке. За счет

увеличения радиального размера β-счетчика до I5 мм выход γ-квантов вырастет в 3 раза, при этом ширина γ-линии будет составлять $\pm$ I%. С помощью другой конструкции световода β-счетчика можно увеличить собирание света и довести эффективности электроники до I. Уменьшая расстояние от пучка до мишени, можно сократить время жизни пучка и на мишень заводить не половину начальных электронов, а почти все. Эти изменения на порядок поднимут выход γ-квантов. И два порядка дает работа с током I00 ма. Таким образом, за один цикл можно иметь 10^6 γ-квантов с шириной линии $\pm$ I%. Цикл будет занимать около I00 сек. При этом около половины времени будет уходить на измерение, а оставшееся - на накопление частиц и опускание и подъем поля. В случае работы при энергии инжекции около 90% времени может занимать измерение и средняя интенсивность γ-квантов будет в несколько раз выше.

Литература

1. О.Б.Богданович, Ф.А.Николаев. Работа с пучком тормозного излучения. Атомиздат, 1964.
2. J.S. O'Connell, P.A Tipper, P. Axel, Phys. Rev. 126, 228 (1962)
3. В.П.Агафонов, Б.Б.Говорков и др. Приборы и техника эксперимента, 5, 47 (1962).
4. К.Тзара. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, 1957 г., стр.482.
5. Überall H. Phys. Rev., 103, 1055 (1956)
6. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. УФН, 83, 3 (1964).
7. Г.И.Будкер, А.А.Наумов и др. Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963 г., стр.274.
8. Г.И.Будкер, В.А.Кушниренко и др. Ат.энергия, 19, 498 (1965).
9. Онучин А.П., Попов С.Г., Сидоров В.А. Двойное тормозное излучение в электронных столкновениях. Доклад на конференцию в Орсе, 1966.
10. Экспериментальная ядерная физика под редакц.Сегре, т.I. Иностранная литература, 1955.
11. Kautz A., Hofstadter R., Nucleonics 12, N3, 36, 1954.

Подписи к рисункам

Рис.I. Принцип метода:
I - сечения магнитов, 2 - равновесная орбита в момент инжекции электронов (радиус 43 см), 3 - рабочая равновесная орбита, 4 - мишень, 5 - счетчик электронов, 6 - защита электронного счетчика.

Рис.2. Расположение элементов эксперимента:
I - магниты накопителя, 2 - мишень, 3 - сцинтиллятор, 4 - трубка световода, 5 - плексигласовый световод, 6 - кристалл NaJ(Tl), 7 - ФЭУ-65, 8 - корпус счетчика, 9 - магнитный экран, I0 - свинцовая защита, II - коллиматор, I2 - пластмассовый сцинтилляционный счетчик размерами 200 x 200 x 30 мм^3, I3 - стекло толщиной I0 мм.

Рис.3. Спектр амплитуд импульсов с β-счетчика, собственные шумы ФЭУ вычтены. Измерения сделаны с помощью одноканального дифференциального анализатора. При измерениях использовался пучок электронов нижней дорожки.

Рис.4. Блок-схема электроники: β - счетчик вторичных электронов, γ - счетчик γ-квантов с кристаллом NaJ(Tl), С - пластмассовый счетчик, А и Д - выходы с анода и динода ФЭУ соответственно для временного и амплитудного анализа, БС - быстрая схема совпадений, МС - схема тройных совпадений с разрешающим временем I мксек, ЛЗ - линия задержки с шагом 0,5 нсек, D_γ и D_β - интегральные дискриминаторы по каналам γ и β-счетчиков, СП - схема пропускания I + $\bar{2}$, D_1 - выход для амплитудного анализа. Выход N_4 используется для внешнего управления многоканального анализатора АН-I00.

Рис.5. Кривая задержанных совпадений при энергии I00 мэв. Нормировка делалась на начальный ток. Время измерения точки I00 сек.

Рис.6. Угловые размеры пучка γ -квантов при энергии 100 Мэв с мишенью 1/900 Хо:
1 - сдвиг счетчика в радиальном направлении, 2 - сдвиг счетчика в аксиальном направлении. Расстояние от счетчика до мишени 210 см.

Рис.7. а) Спектры амплитуд импульсов со счетчика $NaJ(Tl)$, измеренные с мишенью 0,1 мм Al, коллиматор $\varnothing$ 90 мм. Цифры на кривых указывают энергию начальных электронов.
б) 1 - зависимость амплитуды от энергии γ -квантов, построенная по данным 8а, 2 - зависимость амплитуды от энергии γ -квантов в случае 100% поглощения энергии в кристалле, построенная по данным измерений с Zn^{65}.

Рис.8. Спектры амплитуд импульсов со счетчика $NaJ(Tl)$; мишень 0,1 мм Al:
1 - с коллиматором $\varnothing$ = 90 мм,
2 - с коллиматором $\varnothing$ = 30 мм.

Рис.9. Спектр амплитуд импульсов со счетчика $NaJ(Tl)$; мишень 0,1 мм Pt.

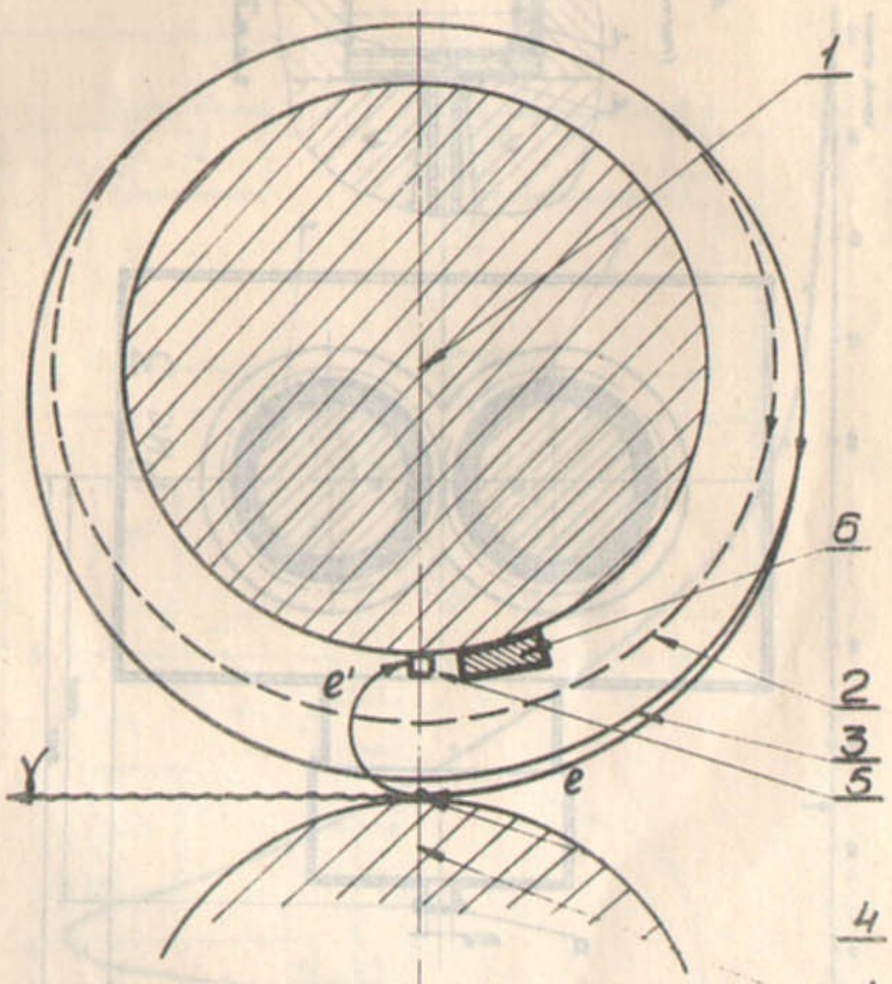

Рис. 1

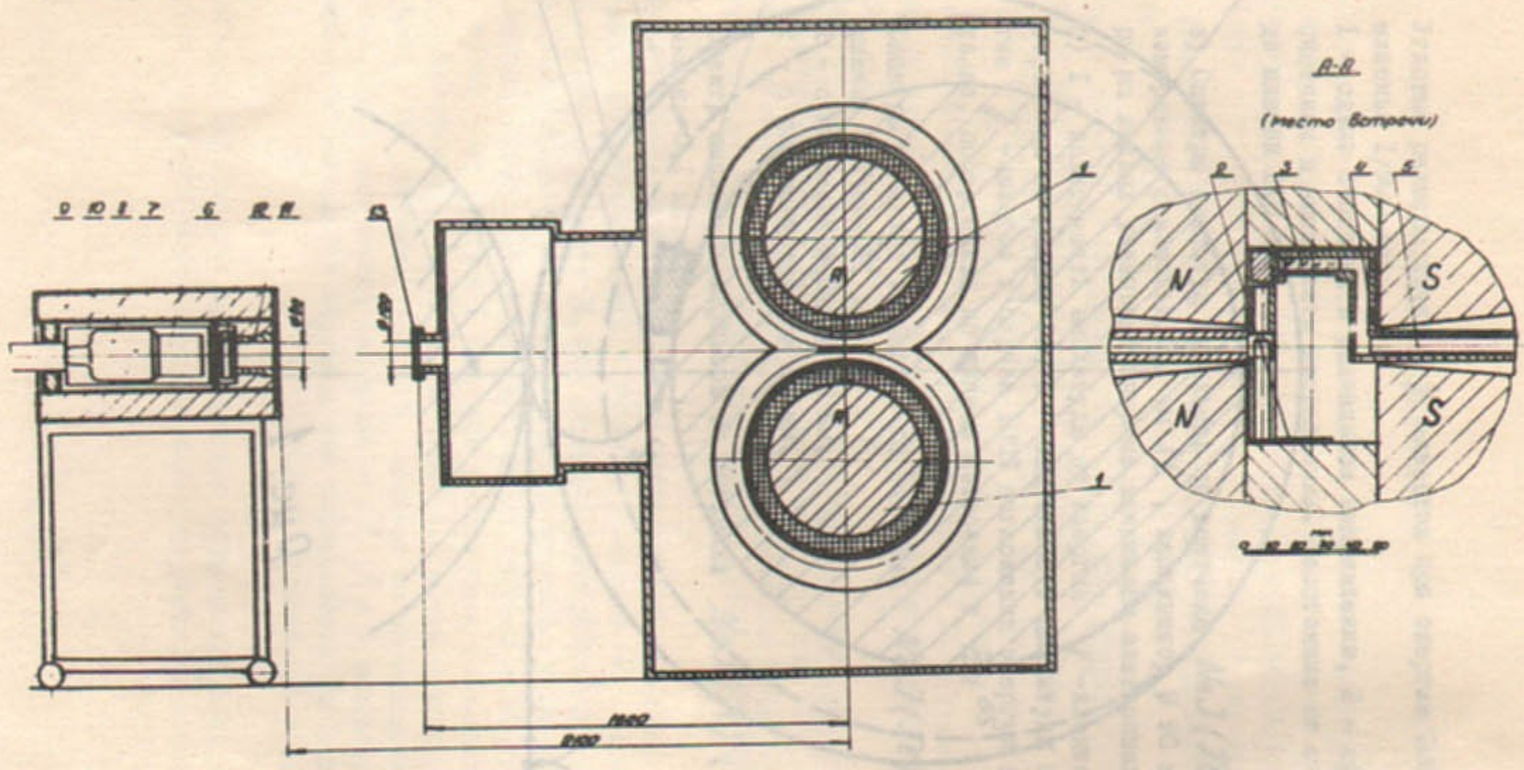

Рис. 2

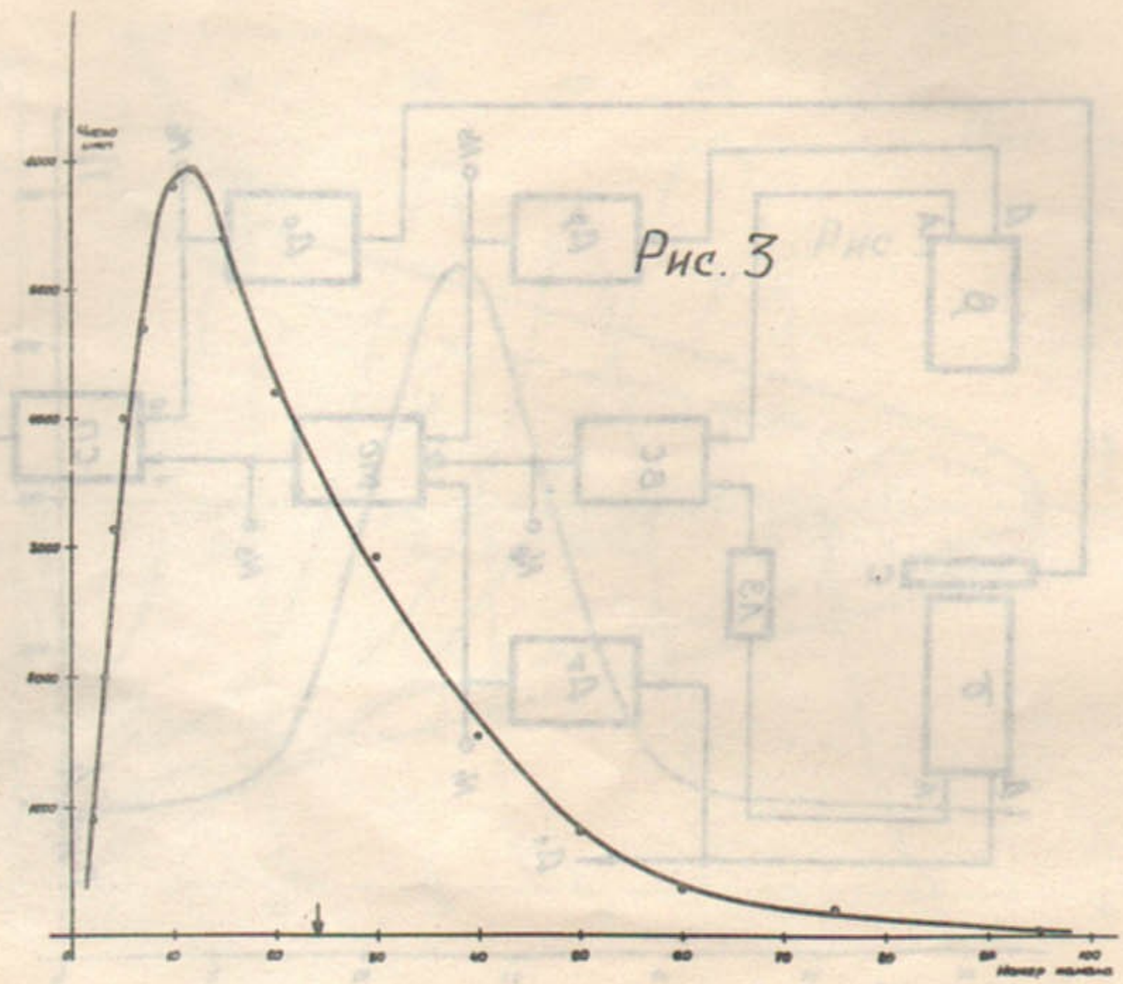

Рис. 3

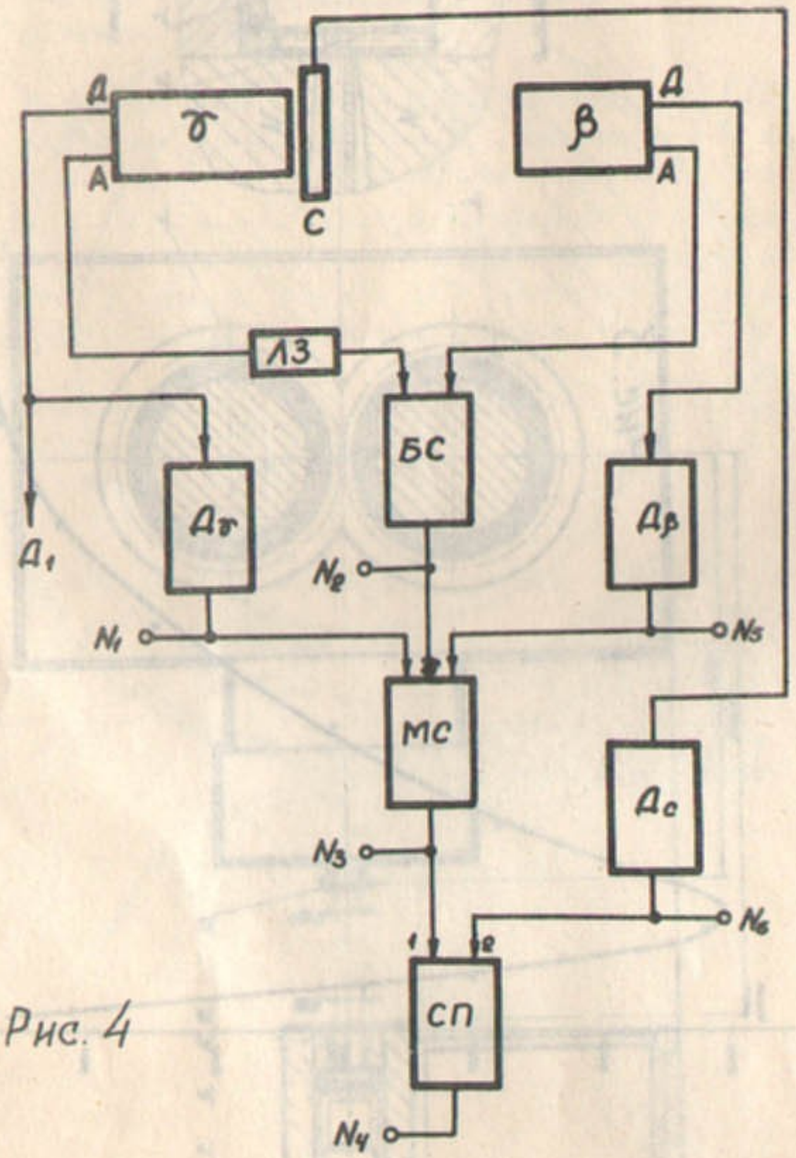

Рис. 4

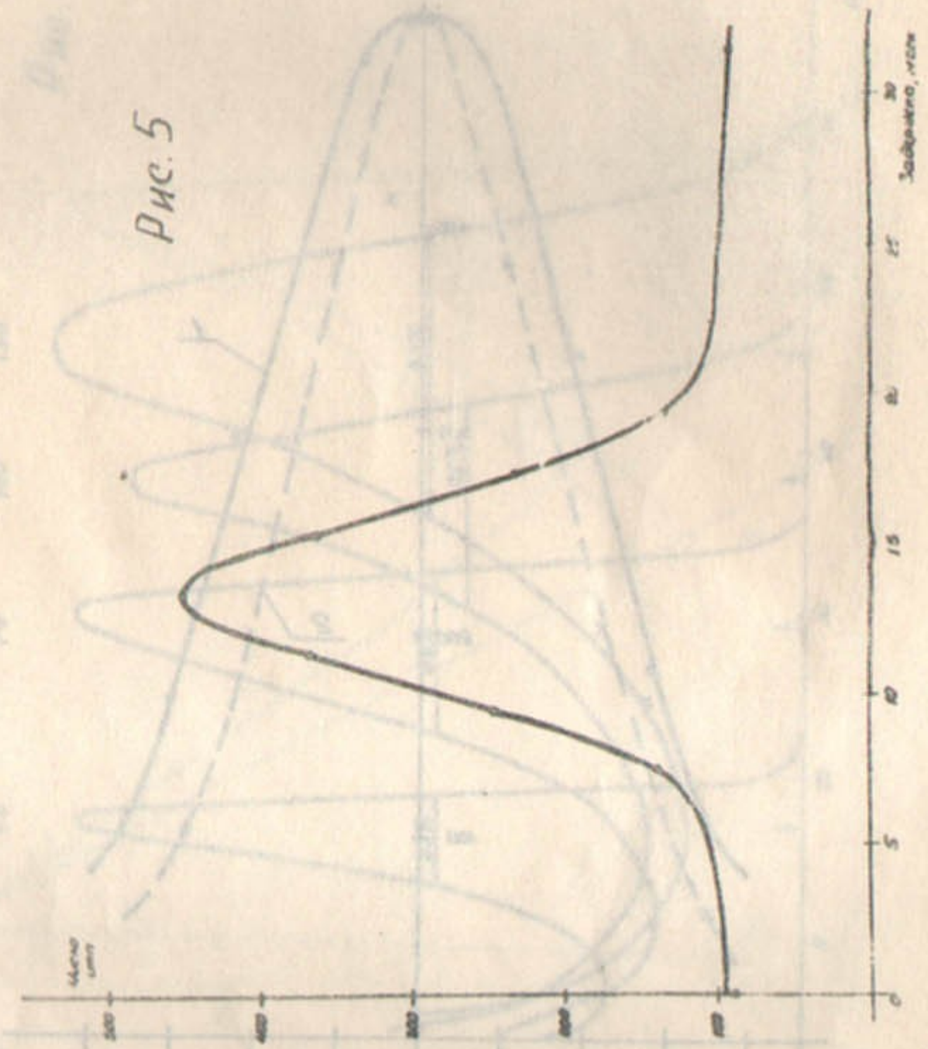

Рис. 5

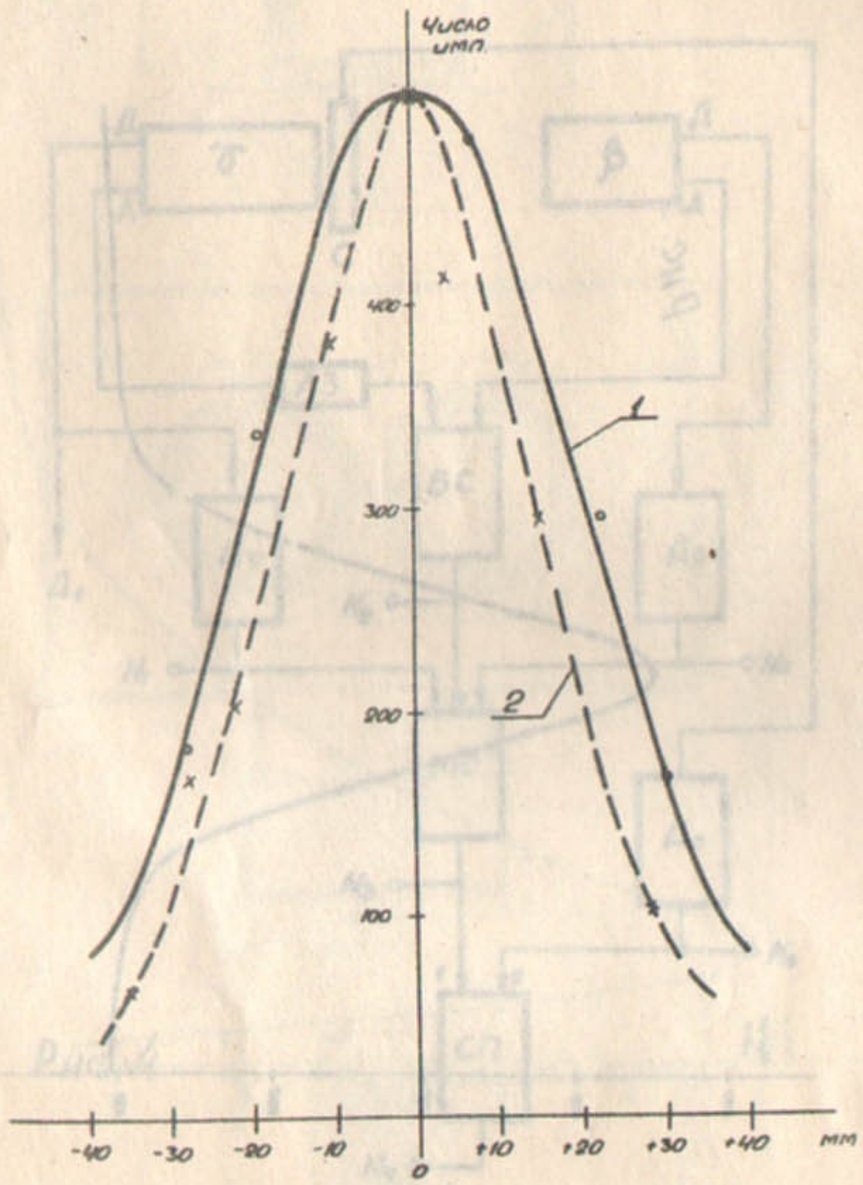
Число имп.
400
300
200
100
1
2
-40
-30
-20
-10
0
+10
+20
+30
+40
мм

Рис. 6

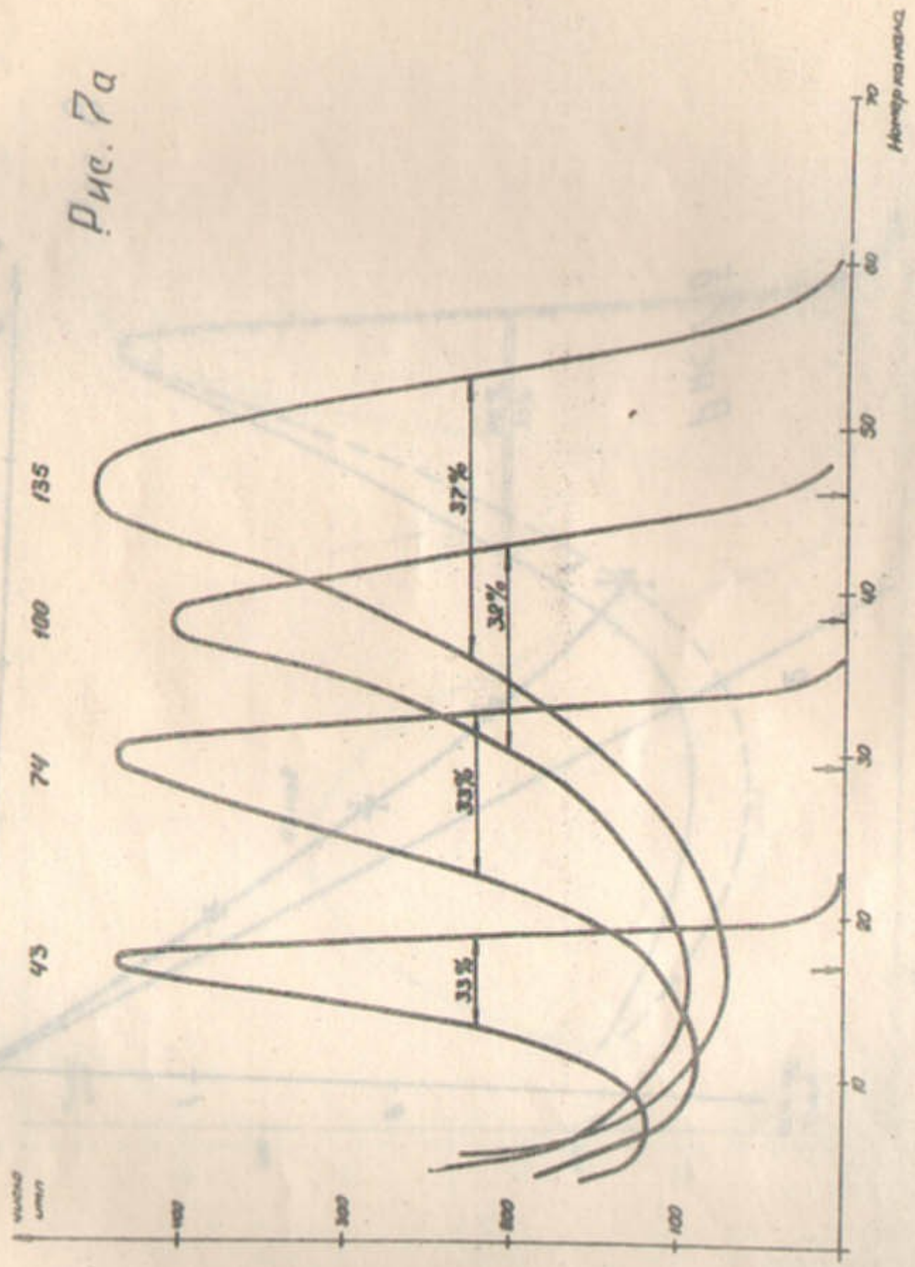
Число имп.
400
300
200
100
43
74
100
135
33%
33%
38%
37%
10
20
30
40
50
60
70
Номер канала

Рис. 7а

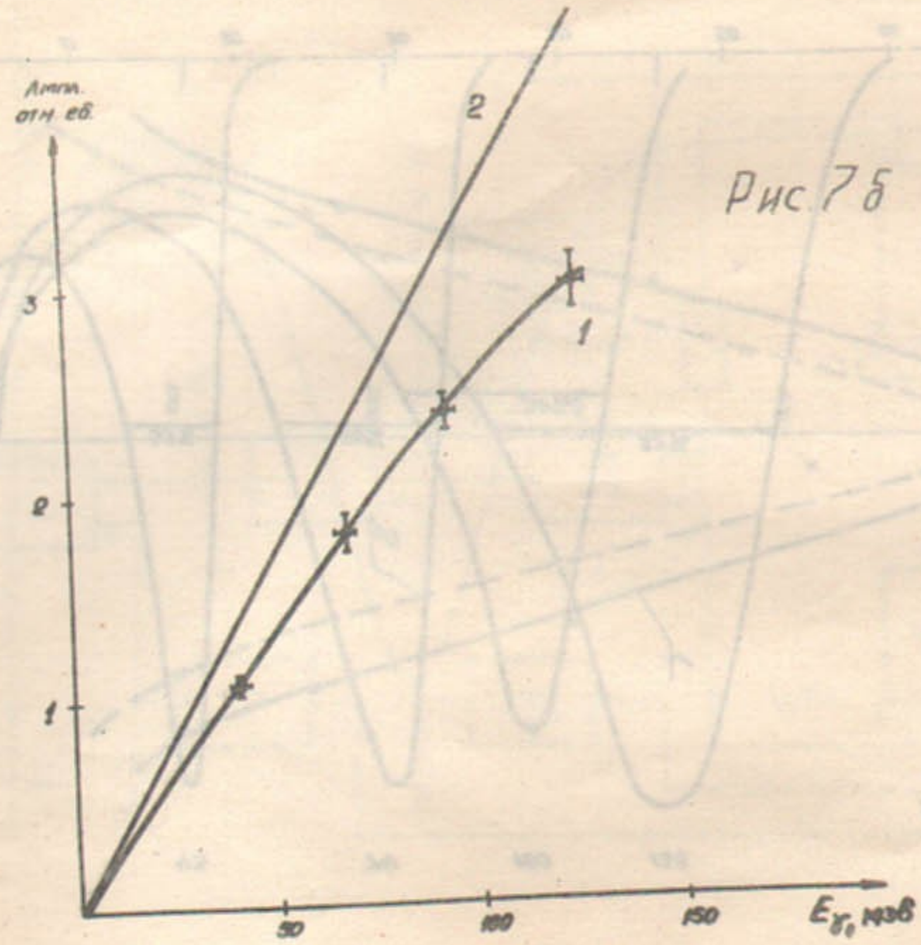
Ампл.
отн. ед.
3
2
1
2
1
50
100
150
E_γ, мэв

Рис. 7б

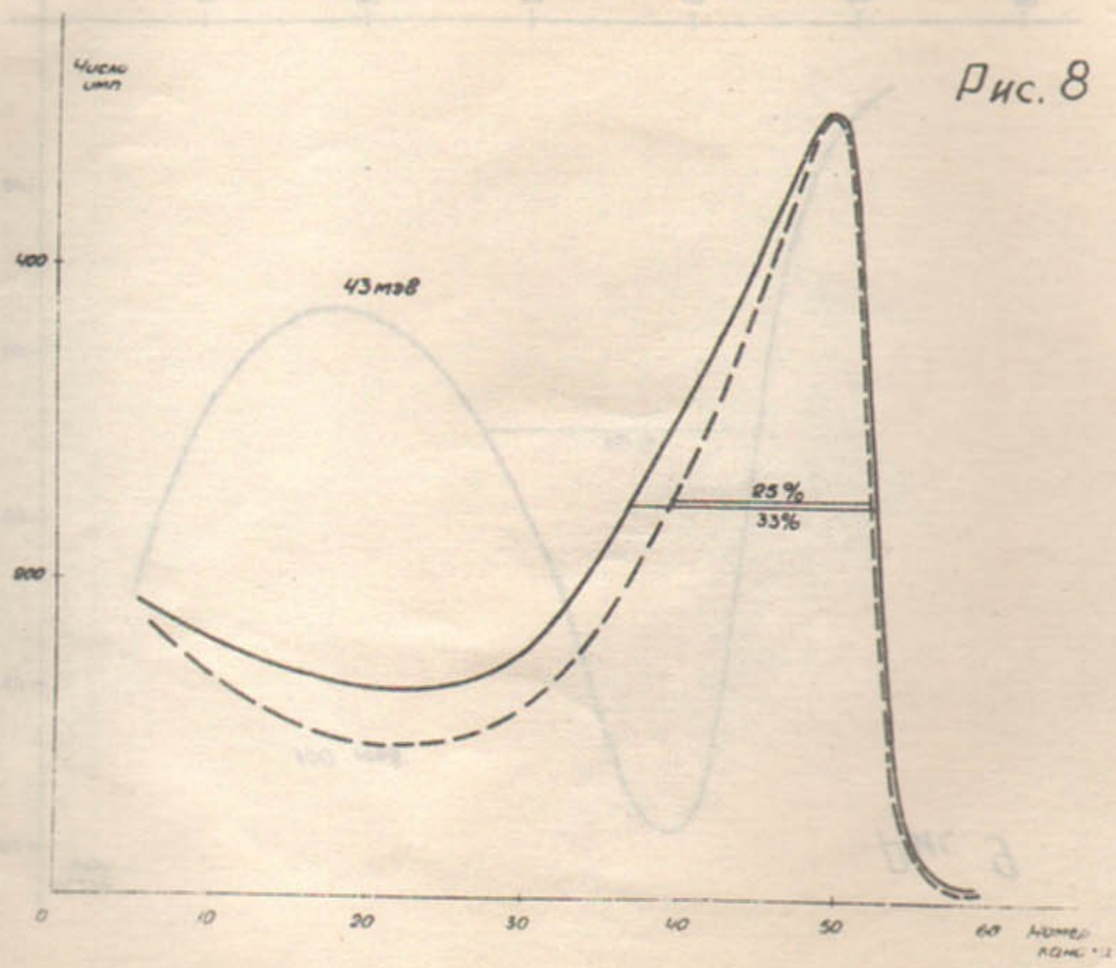
Число
имп
400
200
43 мэв
25%
33%
0
10
20
30
40
50
60
Номер
канала

Рис. 8

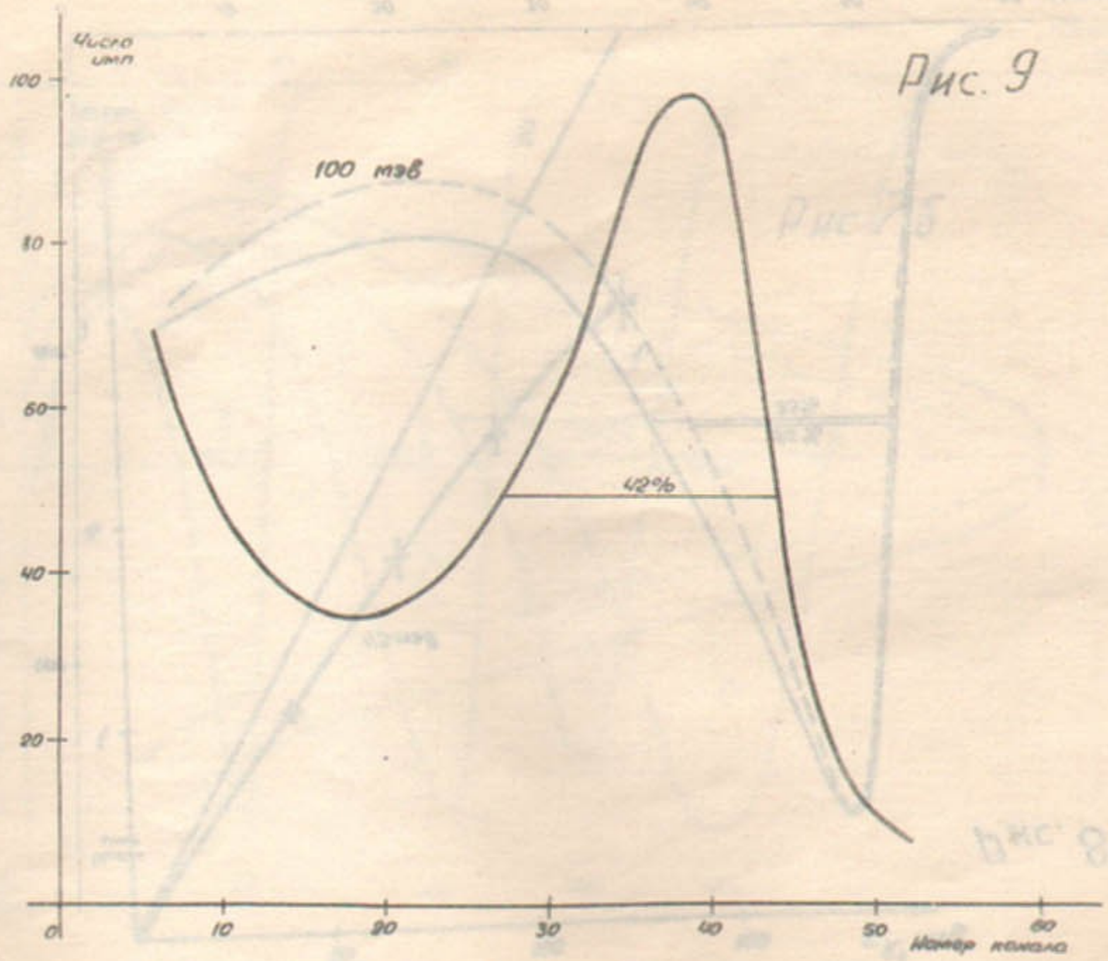
Число имп
100
80
60
40
20
0
10
20
30
40
50
60
Номер канала
100 мэв
42%

Рис. 9