

G. 62

Опущен

препринт 73

П.И.Голубничий, А.П.Опущин,
С.Г.Попов, В.А.Сидоров

Двойное тормозное излучение в
рассеянии электронов на электронах
при энергии до 2×160 Мэв

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИЧБ, 73

На встречных электронных пучках накопителя ВЭИ-1 изучался процесс двойного тормозного излучения в рассеянии электронов на электронах. Измерения велись при трех значениях энергии электронов 2x45, 2x135 и 2x160 Мэв. В эксперименте использованы два счетчика полного поглощения на кристаллах NaI (Tl). Полное сечение процесса, а также энергетическое распределение γ -квантов согласуются с результатами теоретических работ В.Н.Байера и В.М.Галицкого.

Угловое распределение тормозного излучения ультрарелятивистских электронов имеет резкий максимум в направлении их движения. Симметричный процесс рассеяния электронов на электронах в системе центра инерции дает два таких максимума, направленных в противоположные стороны. Образование в одном акте рассеяния двух γ -квантов, разлетающихся в противоположные стороны, получило название двойного тормозного излучения.

В экспериментах на встречных пучках система центра инерции совпадает с лабораторной, поэтому двойное тормозное излучение легко выделяется при помощи двух счетчиков, включенных на совпадения. Большое сечение этого процесса позволяет использовать его в качестве мониторирующего. Интерес к двойному тормозному излучению связан также с тем, что в работе на встречных позитрон-электронных пучках этот процесс будет фоновым при наблюдении двухквантовой аннигиляции.

Теоретическое изучение двойного тормозного излучения впервые проведено в работах Байера и др. /1-4/. Эксперимент по изучению этого процесса поставлен на установке со встречными электронными пучками ВЭИ-1 Института ядерной физики Сибирского отделения АН СССР /5,6/.

Эффективное сечение двойного тормозного излучения удобно записать в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{8z_0^2 \alpha^2}{\pi} \cdot z_1 \cdot F\left(\frac{E_1}{E_0}\right) \cdot F\left(\frac{E_2}{E_0}\right) \cdot \frac{dE_1}{E_1} \cdot \frac{dE_2}{E_2},$$

где

$$F(x) = 1 - x + \sqrt{\frac{z_2}{z_1}} \cdot x^2$$

z_0 - классический радиус электрона, α - постоянная тонкой структуры, E_0 - начальная энергия электрона, E_1 и E_2 - энергии γ -квантов. Коэффициенты z_1 и z_2 /4/ зависят только от $u = \theta_0 \gamma$, где θ_0 - угловая апертура счетчика, а γ - релятивистский фактор начального электрона.

Заметим, что приведенный вид записи эффективного сечения отличается от выражения Байера и др. /4/ меньше, чем на 1%. Но в таком представлении видно, что форма энергетического спектра для одного кванта не зависит от энергии второго кванта. Этот факт легко проверяется экспериментально.

Следует отметить еще одно характерное обстоятельство. Зависимость коэффициентов η_1 и η_2 от угловой апертуры счетчиков такова, что при изменении U их отношение меняется слабо (в интересующих нас условиях изменение $\sqrt{\eta_2/\eta_1}$ не превышает 10%). Это означает, что форма энергетического спектра слабо зависит от угловой апертуры счетчиков.

На рис. I представлено интегральное сечение процесса, соответствующее энергии обоих γ -квантов большей E_{min} , для случая достаточно большой апертуры счетчика $U \gg 1$ (в этом случае $\eta_1 = 2,30$ и $\eta_2 = 1,05$). Для конечной апертуры счетчиков практически меняется лишь масштаб шкалы ординат. В нашем случае, когда апертура счетчиков $2\theta_0 = 3^\circ$, для начальной энергии электронов 2×160 Мэв сечение уменьшается в 1,4 раза.

Геометрическая схема эксперимента показана на рис. 2. Регистрация γ -квантов производится с помощью кристаллов NaJ(Tl) цилиндрической формы диаметром и высотой 15 см. Свет собирается на фотоумножитель ФЭУ-65 с диаметром фотокатода 15 см. Счетчик со всех сторон окружен свинцовой защитой толщиной 15 см. В передней стенке защиты имеется коллиматор с диаметром отверстия 3 см. После коллиматора стоит пластмассовый счетчик антисовпадений. Электронная схема имеет два идентичных канала быстро-медленных совпадений, один из которых используется для измерения фона случайных совпадений.

Для приведенной геометрии эксперимента вычислим сечение регистрации

$$Z_p = Z_0 \delta \varepsilon$$

где Z_0 - эффективное сечение, проинтегрированное по телесному углу счетчиков для центра области взаимодействия, δ - коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия, ε - эффективность регистрации.

Расчет сечения регистрации в нашем случае осложнен тем, что движение электронов в области встречи происходит по круговым орбитам. Поэтому лишь для центра области встречи касательные к траектории электронов направлены в центр апертур счетчиков. Для любой другой точки области взаимодействия принятое расположение счетчиков не оптимально. Для точного вычисления коэффициента усреднения δ необходимо знать форму области взаимодействия в ази-

мутальном направлении, определение которой представляет значительные трудности. Грубые оценки показывают, что для нашей геометрии $\delta \approx 0,3$.

Эффективность регистрации одного γ -кванта, обусловленная, главным образом, ослаблением на пути до сцинтиллятора, составляет около 0,75 и сохраняется постоянной для всей рабочей области энергии с точностью не хуже 10%.

Расчетное значение сечения регистрации для порога дискриминации 10 Мэв $Z_p = 1,5$ мкбарн при энергии электронов 43 Мэв и $Z_p = 16$ мкбарн при энергии 160 Мэв.

Измерение абсолютной величины сечения изучаемого процесса в экспериментах на встречных пучках - задача довольно трудная из-за плохой точности определения светимости установки [7]. Поэтому в эксперименте проведено измерение отношения сечений процессов двойного тормозного излучения и электрон-электронного рассеяния на большие углы [8]. Но и в этом случае остается принципиальная трудность точного определения отношения коэффициентов δ для этих процессов, связанная с плохим знанием геометрии области взаимодействия пучков.

Основной вклад в фон дают случайные совпадения γ -квантов от процессов однократного тормозного излучения на остаточном газе в камере накопителя. Сечение тормозного излучения на воздухе Z_2 приведено на рис. I.

Для эффективного разрешающего времени схемы совпадений $2\tau = 1/f$ (f - частота ускоряющего напряжения накопителя) отношение эффекта n к фону случайных совпадений n_{ca}

$$\frac{n}{n_{ca}} = \frac{1}{S_{exp}} \cdot \frac{Z_0 \delta}{Z_2} \cdot \frac{1}{(Nd)^2}$$

где S_{exp} - эффективная площадь поперечного сечения области взаимодействия [7], N - число атомов воздуха в 1 см^3 и d - эффективная длина орбиты, с которой попадают γ -кванты в счетчик.

Отметим, что при данном значении S_{exp} отношение эффекта к фону не зависит от токов в пучках и обратно пропорционально квадрату остаточного давления газа в камере накопителя.

Для рабочих условий эксперимента при энергии 43 Мэв и вакууме $7 \cdot 10^{-8}$ тор $S_{exp} = 0,05 \text{ см}^2$, $n/n_{ca} \approx 0,5$. Для энергии 160 Мэв

$n/n_{ca} \approx 1$, так как площадь поперечного сечения пучка в 5 раз меньше и работа велась при вакууме $3 \cdot 10^{-8}$ тор. В реальных условиях эксперимента отношение эффект-фон было в 2-4 раза хуже, чем эти величины. Это связано с тем, что в счетчики попадают γ -кванты, рожденные не только на остаточном газе в месте встречи, но и на различных конструктивных элементах вакуумной камеры.

Эксперименты проводились при трех значениях энергии электронов: 2×43 Мэв (режим инъекции), 2×135 Мэв (номинальный режим), 2×160 Мэв (форсированный режим). При средней светимости установки $I/L = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ для энергии электронов 160 Мэв скорость счета эффекта составляла около 300 отсчетов за час. При энергии 43 Мэв скорость счета была в 20 раз ниже.

Проверка фоновых условий с пучками, разведенными по азимуту (фаза сгустка электронов) и по положению их траекторий, показала, что фон от коррелированных во времени событий пренебрежимо мал.

Результаты измерений абсолютного сечения σ_0 для порога регистрации 10 Мэв сведены в таблицу

Энергия электронов Мэв	Сечение σ_0 мкбарн	
	расчет	эксперимент
2×43	4,2	6 ± 3
2×135	66	70
2×160	83	80

Экспериментальные значения, как уже указывалось, получены нормировкой по электрон-электронному рассеянию на большие углы θ . Для энергии 43 Мэв приведена статистическая ошибка измерений. Для энергии 135 и 160 Мэв статистическая ошибка пренебрежимо мала. Систематическая ошибка, связанная с неточным учетом отношения коэффициентов \mathcal{J} , по нашим оценкам, может составлять 30%.

Для определения энергетического распределения γ -квантов двойного тормозного излучения использовался специальный двухканальный анализатор импульсов.

Калибровка счетчиков была проведена с помощью монохроматических γ -квантов, полученных на этой же установке [9]. Использовался известный метод выделения узкого интервала энергии из тормозного спектра электронов. Геометрическая схема метода показана на рис.3. После подъема энергии электронов в накопителе до нужного значения равновесная орбита сдвигается к мишени настолько, что время жизни электронов уменьшается в несколько раз из-за их гибели на мишени. Мишень и счетчик вторичных электронов находятся в области однородного магнитного поля и представляют собой спектрометр с фокусировкой на 180° .

На рис.4 приведены спектры амплитуд импульсов от монохроматических γ -квантов, измеренные тем же амплитудным анализатором. Подъем кривых в области малых амплитуд обусловлен фоном. Пунктиром указан график функции, которой интерполировалась форма калибровочного спектра при вычислении поправок теоретической кривой на конечное разрешение счетчика.

На рис.5 приведены экспериментальные результаты распределения γ -квантов по энергии, полученные при энергии электронов 2×135 Мэв. Полное число зарегистрированных событий составляет около 30 тысяч. Две серии экспериментальных точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта. Граница между диапазонами вырана так, чтобы количество событий в сериях было одинаковым. Как видно, экспериментальные точки обеих серий ложатся на общую кривую; что подтверждает независимость формы спектра от энергии второго γ -кванта.

Сплошной линией на рисунке приведена расчетная форма спектра. Пунктирная кривая не содержит поправок на конечное разрешение счетчика. Расчетные кривые нормированы на экспериментальные точки в области энергии около 20 Мэв. Видно, что экспериментальные результаты и расчетная кривая находятся в хорошем согласии. Некоторое расхождение в жесткой части спектра лежит в пределах точности калибровки счетчиков.

Аналогичные результаты, полученные при энергии электронов 2×160 Мэв, приведены на рис.6. Полное число зарегистрированных событий составляет около 50 тысяч. Калибровочная кривая в область

энергии выше 130 Мэв проведена экстраполяцией.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность большому коллективу сотрудников, работающих на установке ВЭП-I.

Подписи к рисункам

Рис.1. Полное сечение с энергией γ -квантов большей E_{min} для двойного тормозного излучения и тормозного излучения на воздухе. E_0 - начальная энергия электрона. Цифры на кривых указывают E_0 в Мэв.

Рис.2. Геометрическая схема эксперимента:
1 - поворотный магнит, 2 - элементы канала, 3 - магниты накопителя, 4 - коллиматор, 5 - счетчик антисовпадений, 6 - кристалл $NaJ(Tl)$, 7 - фотоумножитель, 8 - корпус счетчика, 9 - свинцовая защита, 10 - магнитный экран, 11, 12, 13 - стеклянные окна.

Рис.3. Принцип получения монохроматических γ -квантов:
1 - сечение магнитов, 2 - равновесная орбита в момент инжекции электронов, 3 - рабочая равновесная орбита, 4 - мишень, 5 - счетчик вторичных электронов, 6 - защита счетчика электронов.

Рис.4. Калибровочные спектры амплитуд импульсов со счетчика $NaJ(Tl)$. Диаметр коллиматора перед счетчиком 9 см. Цифры на кривых указывают энергию γ -квантов в Мэв. Пунктиром проведена интерполяционная функция.

Рис.5. Энергетические спектры γ -квантов при энергии электронов 2×135 Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта. Сплошная линия - расчетная форма спектра. Пунктирная кривая - форма спектра без учета конечного разрешения счетчика.

Рис.6. Энергетические спектры γ -квантов при энергии электронов 2×160 Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта. Сплошная линия - расчетная форма спектра.

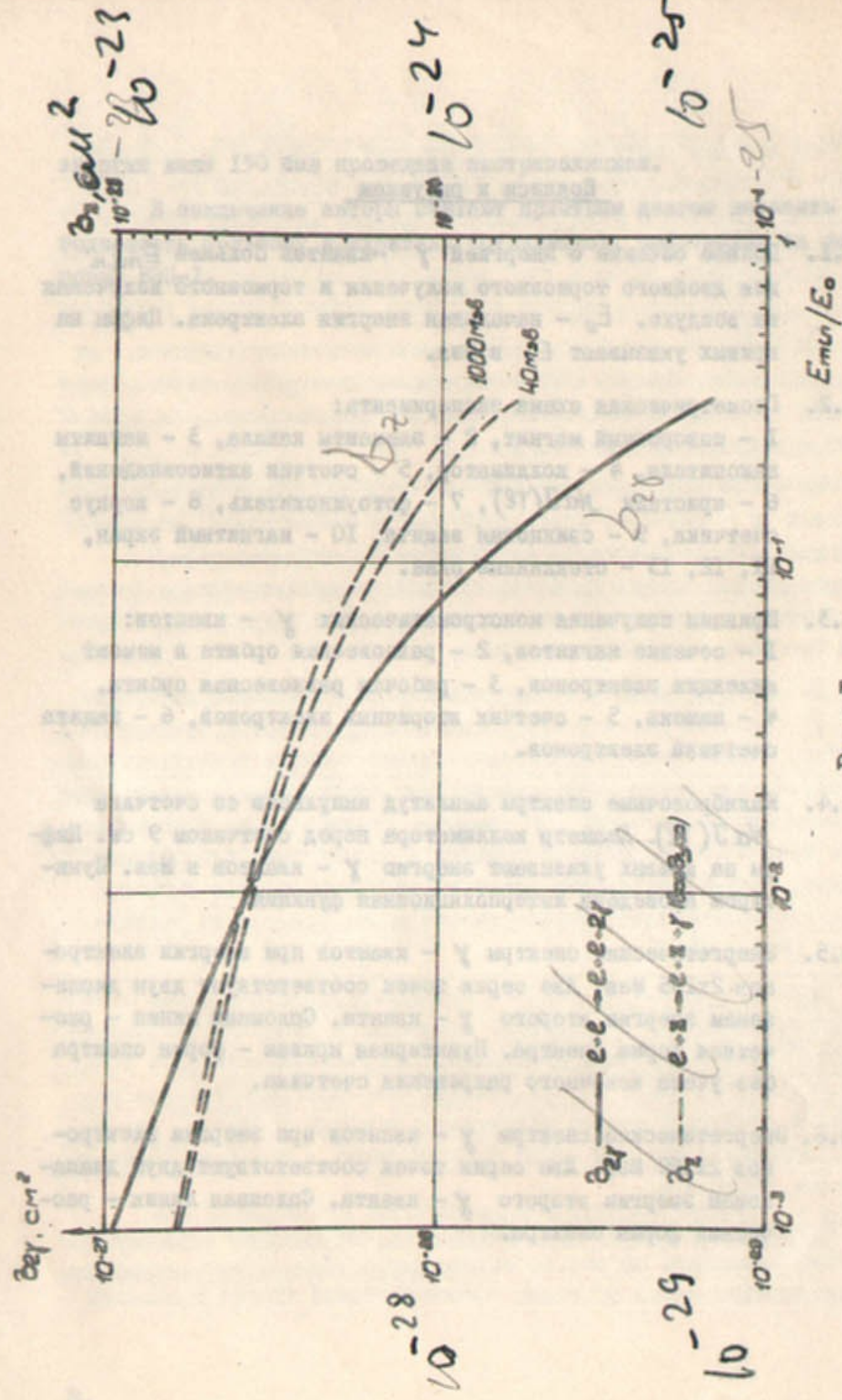


Рис.1

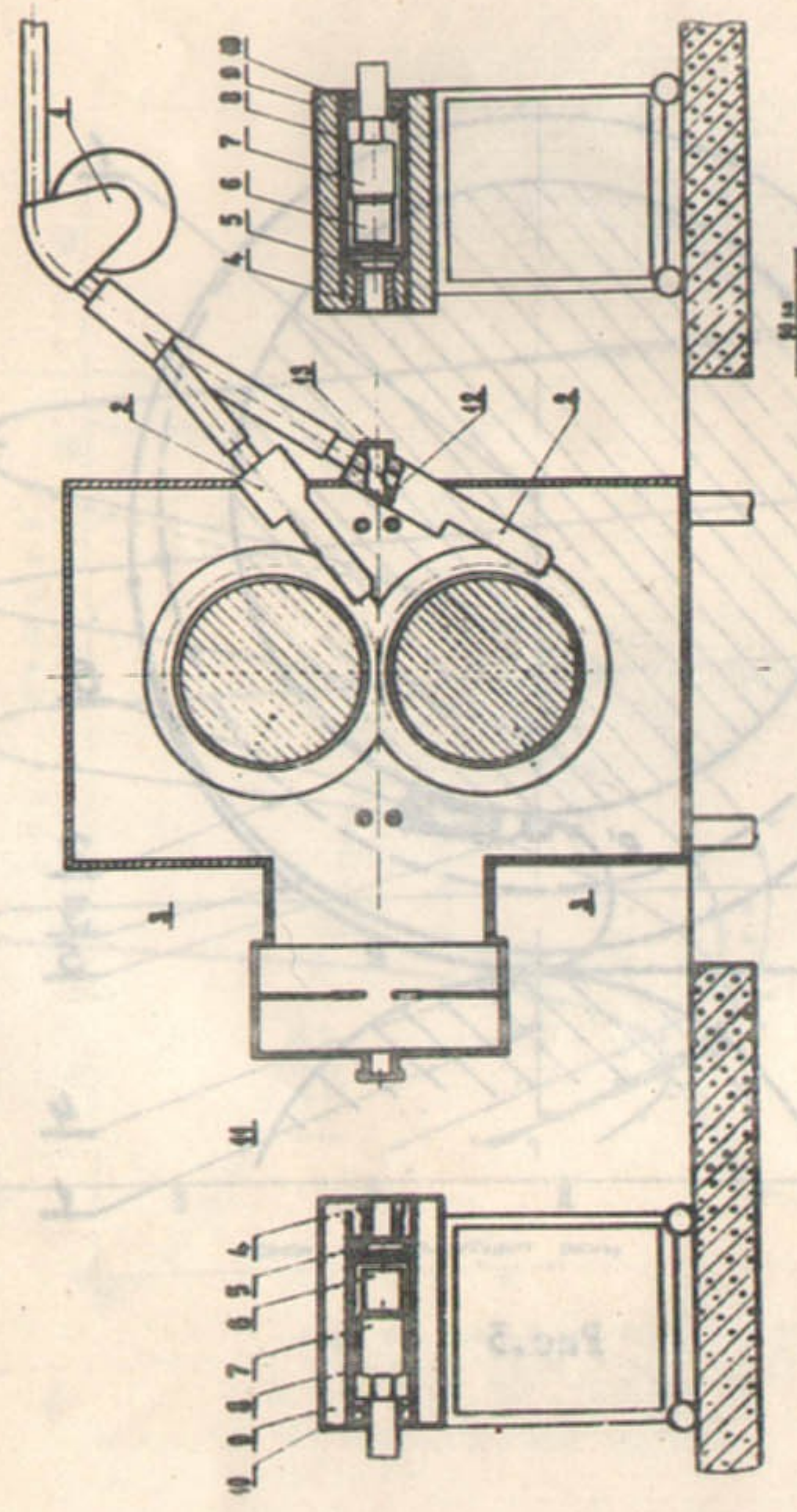


Рис.2

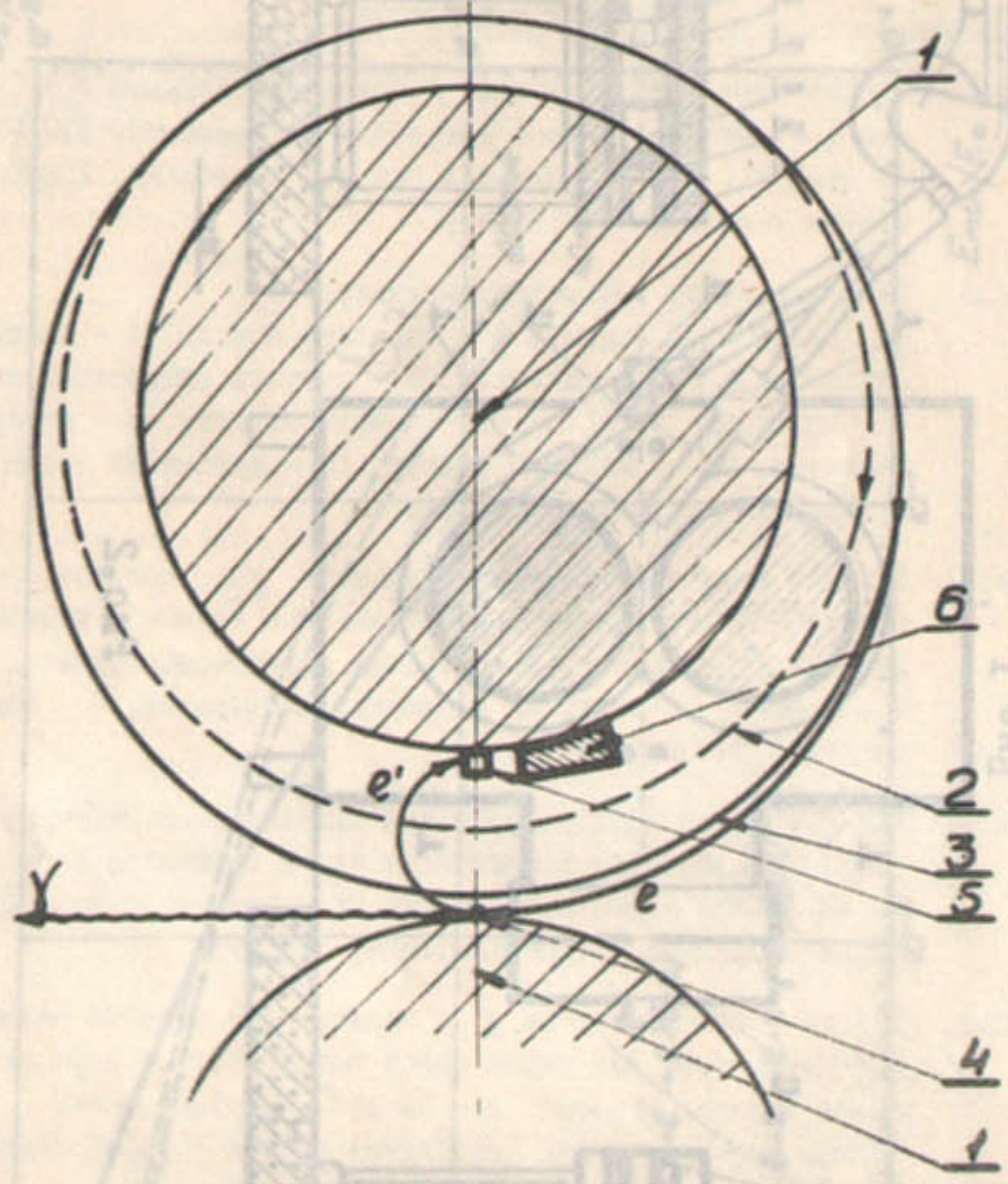


Рис.3

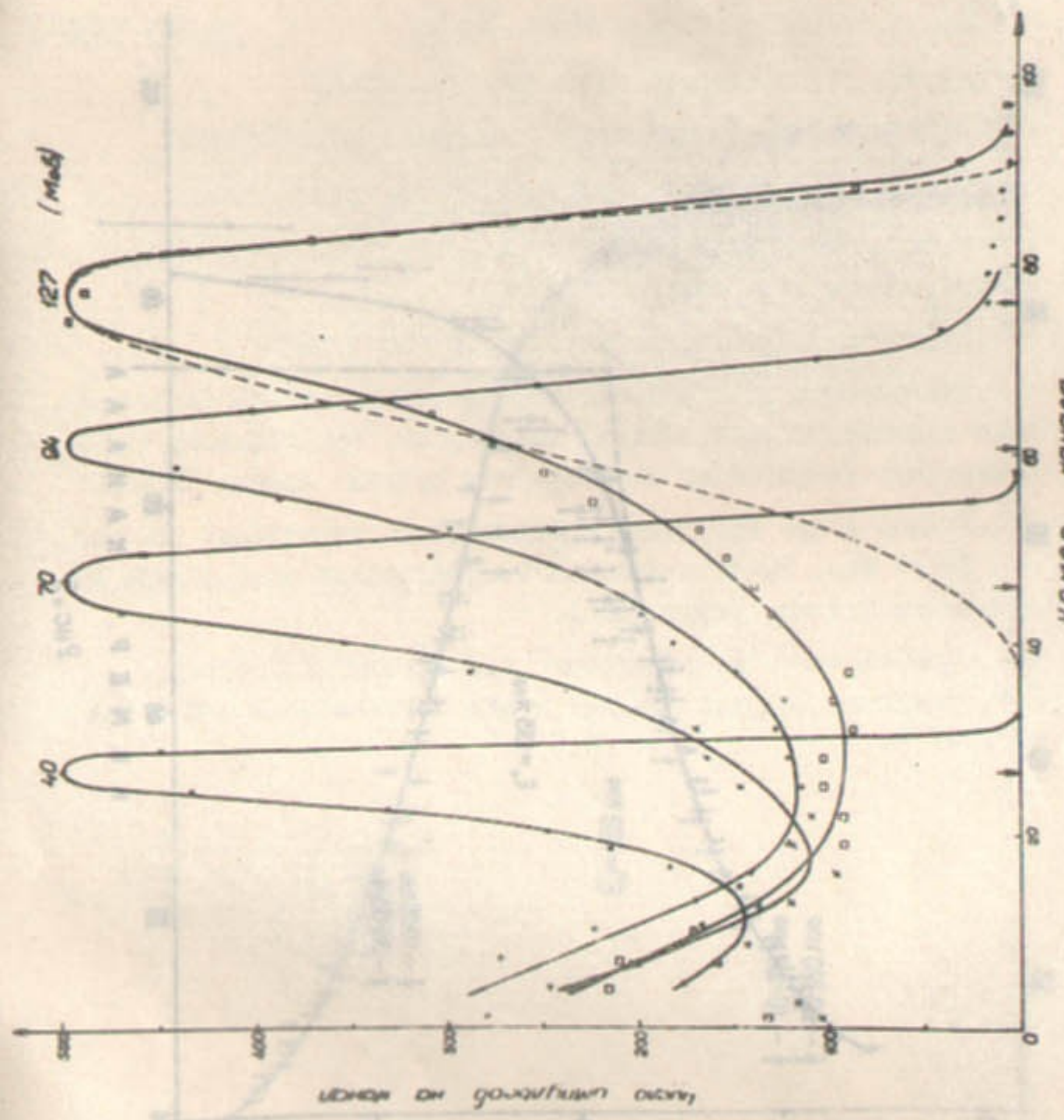
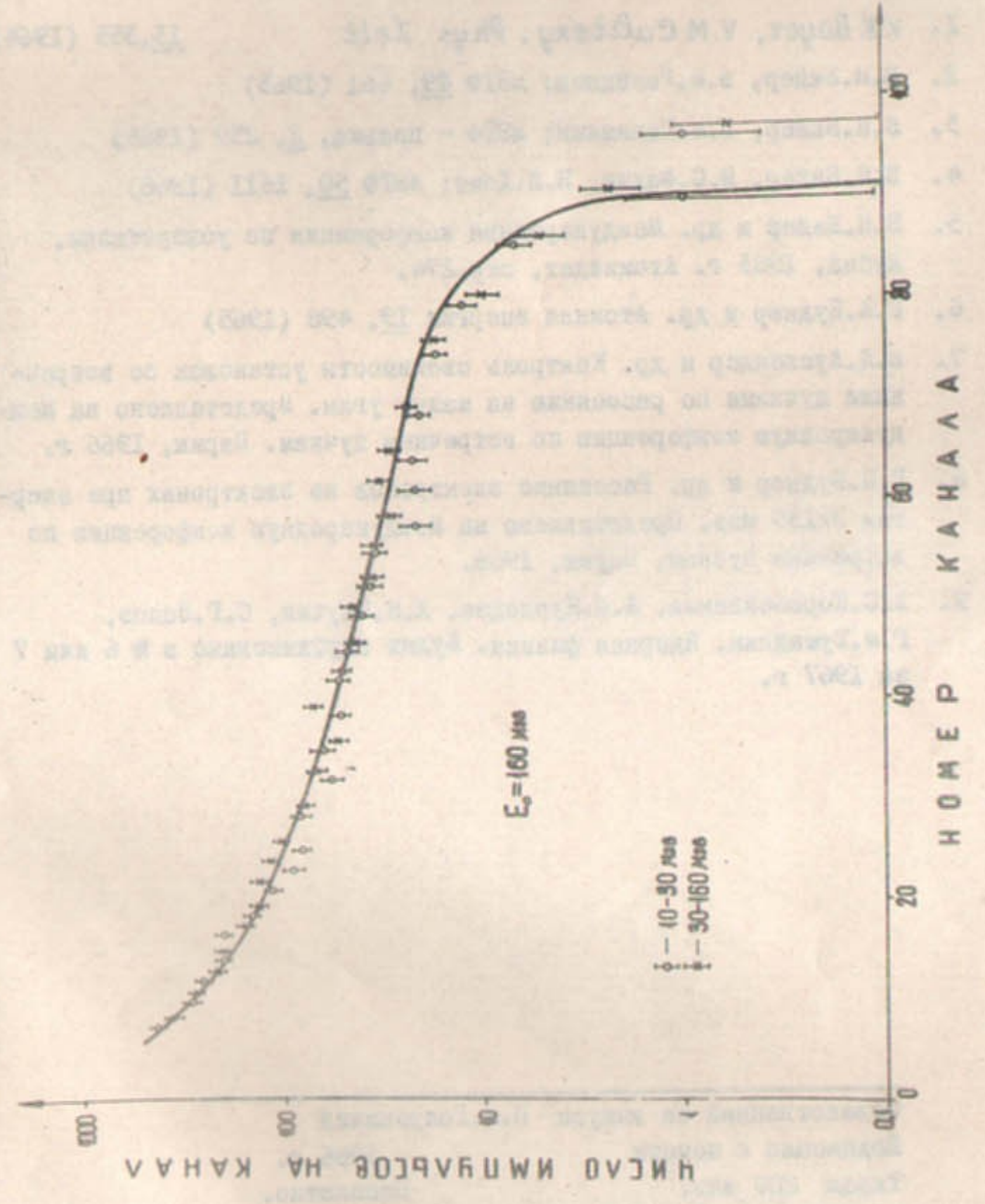
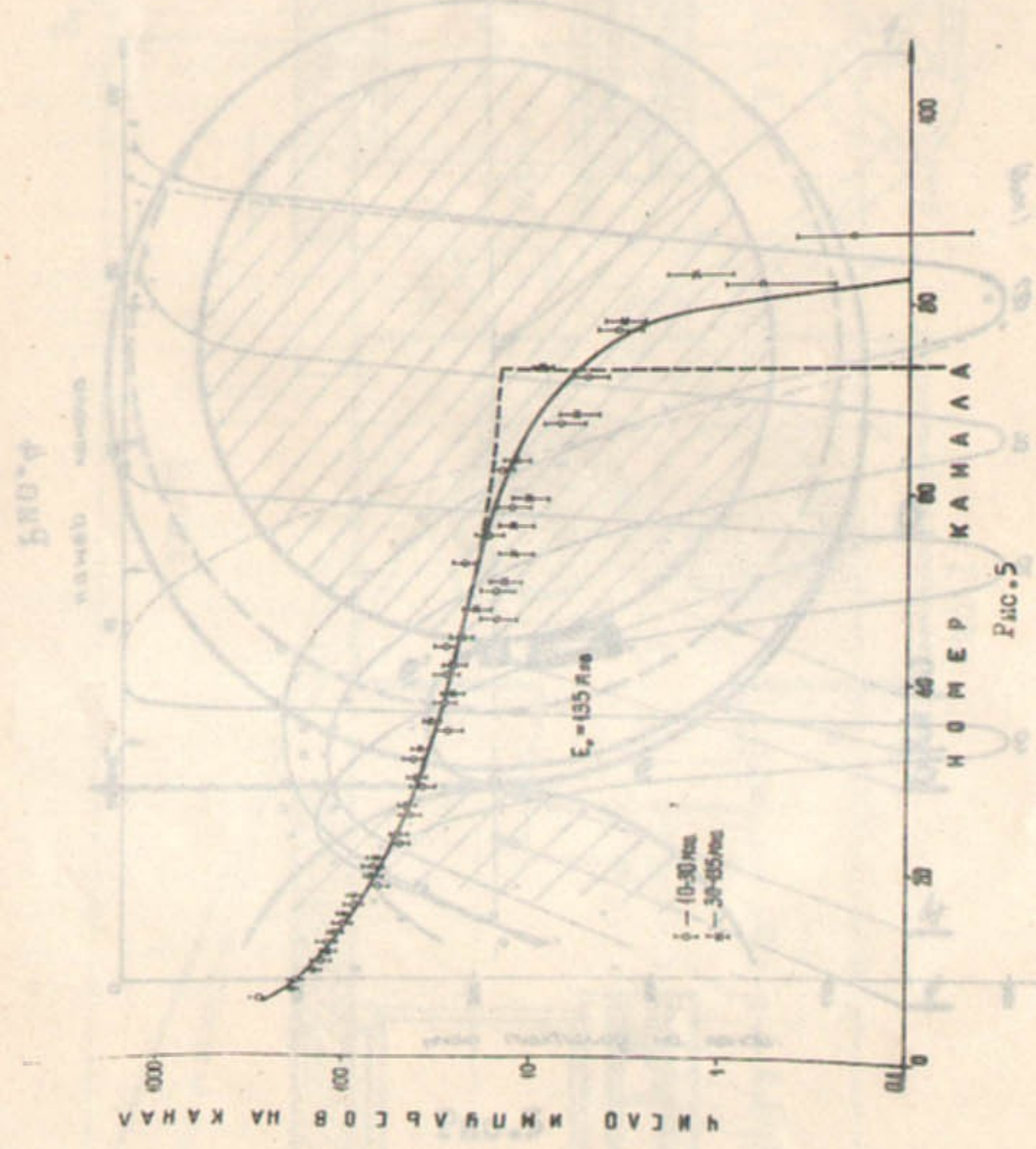


Рис.4



Л и т е р а т у р а

1. V.N. Baryez, V.M. Galitsky; *Phys. Lett.* 13, 355 (1964)
2. В.Н. Байер, В.М. Галицкий; *ЭТФ* 49, 661 (1965)
3. В.Н. Байер, В.М. Галицкий; *ЭТФ - письма*, 2, 259 (1965)
4. В.Н. Байер, В.С. Фадин, В.А. Хозе; *ЭТФ* 50, 1611 (1966)
5. В.Н. Байер и др. Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963 г. Атомиздат, стр. 274.
6. Г.И. Будкер и др. Атомная энергия 19, 498 (1965)
7. В.Л. Ауслендер и др. Контроль светимости установок со встречными пучками по рассеянию на малые углы. Представлено на Международную конференцию по встречным пучкам. Париж, 1966 г.
8. Г.И. Будкер и др. Рассеяние электронов на электронах при энергии 2×135 МэВ. Представлено на Международную конференцию по встречным пучкам, Париж, 1966.
9. Л.С. Коробейников, Л.М. Курдадзе, А.И. Онучин, С.Г. Попов, Г.И. Тумайкин. Ядерная физика. Будет опубликовано в № 6 или 7 за 1967 г.

Ответственный за выпуск П.И. Голубничий

Подписано к печати 1966 г.

Тираж 200 экз. Бесплатно.

Отпечатано на ротаприфте в ИИФ СО АН СССР. нв.