

18
H62

18



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий

В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов

1086

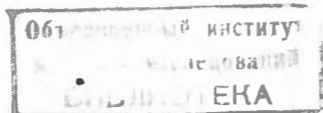
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
НАСТРОЙКИ КАНАЛА
 π^- - МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 3,8 БЭВ/С

В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов

1086

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
НАСТРОЙКИ КАНАЛА
 π^- - МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 3,8 БЭВ/С

1692/1, 43



Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Работа выполнена полтора года назад. Стимулом для ее публикации было довольно большое количество вопросов, с которыми к авторам обращались экспериментаторы, имеющие дело с пучками заряженных частиц.

Описываются некоторые вопросы настройки магнитного канала, формирующего пучок π^- -мезонов с импульсом 3,8 Бэв/с. Сообщаются результаты измерений магнитных параметров некоторых типов квадрупольных линз /МЛ-5, МЛ-20 и др./, приводятся результаты измерения геометрии пучка π^- -мезонов. В 40 м от мишени интенсивность мезонов составляла 120 см^{-2} на 10^9 протонов в камере синхрофазотрона.

В в е д е н и е

В эксперименте, для которого проектировался магнитный канал, требовалось, чтобы сопровождение пучка π^- -мезонов фоновыми частицами было минимальным.

Фон непучковых частиц мог попадать в регистрирующую аппаратуру из зала синхротрона, из коллиматоров, выделяющих интервал импульсов и ограничивающих размеры пучка. Поэтому камера, регистрирующая взаимодействия, должна размещаться на достаточно большом расстоянии от ускорителя и коллиматоров. Камера находилась за восьмиметровой бетонной стеной на расстоянии 40 м от мишени. Для того, чтобы не было фона от толстых стенок камеры, пучок необходимо вводить и выводить из камеры только через окна, закрытые тонкой мейларовой пленкой. Размеры окон 300 x 105 мм - они задают в этом месте допустимые размеры сечения пучка.

Магнитный канал проектировался для π^- -мезонов с импульсом ~ 4 Бэв/с. Для эксперимента было необходимо, чтобы в камеру попадало несколько тысяч мезонов за цикл. Допустимый разброс импульсов $\frac{\Delta p}{p}$ составлял $\pm 5\%$. Выбор варианта оптической схемы и типа магнитных линз в сильной степени определялся ограниченным местом около ускорителя, необходимым для монтажа канала.

Магнитный канал

План расположения линз и поворотных магнитов показан на рис. 1. Источником является мишень /на рисунке обозначена буквой Т/ из $A^{x/}$ размерами 12x20x200 мм. Координаты мишени: $R = 27800$ мм, расстояние от среза ярма магнита ускорителя до мишени равно 2550 мм, так что предварительный анализ по импульсу осуществляется полем ускорителя. Первый фокусирующий объектив состоял из 2-х линз МЛ-7, обозначенных условно стрелочками /внутри - фокусирует, наружу - дефокусирует/. На рисунке 1 показана полярность линз в горизонтальной плоскости. Полярность линз первого объектива определяется геометрией выходного окна в камере ускорителя и выреза в ярме магнита ускорителя, через который проходит пучок после линз: при включении обратной полярности апертура будет "зарезана" стенками окна и выреза.

В вырезе ярма существует магнитное поле, которое на оси пучка на пачке $2,5 \text{ сек}^{xx/}$ достигает величины 800 гаусс. Такое клинообразное поле для частиц является призмой, дефокусирующей пучок в горизонтальной и фокусирующей за счет большой бочкообразности магнитного поля в вертикальной плоскости. Однако из-за большой неоднородности магнитного поля призма получается весьма сложной.

^{x/} Заметим, что переход от мишени из Be размерами 40x50x200 мм к алюминиевой существенно меньшего размера не уменьшил выход мезонов. Этот экспериментальный факт полезен с той точки зрения, что позволяет существенно уменьшить габариты роторной мишени и тем самым, возможно, снимет вопрос о "съедании" ими части ускоряемого пучка протонов.

^{xx/} На пачке 2,5 сек по оси канала идут π^- -мезоны с импульсом $\sim 3,8$ Бэв/с.

Есть две возможности устранить влияние выреза: либо пытаться компенсировать его хотя бы в нулевом приближении работой линз /в частности, линз 1 объектива/, либо за счет потери части апертуры ставить магнитный экран в вырез. В конечном варианте канала был сделан экран из 2-х труб прямоугольного сечения с апертурой 100x200 мм. Поле напряженностью 1000 эрстед экран уменьшает в ~ 25 раз.

Поворотный магнит СП-57 отклоняет пучок на угол 5° . Второй объектив, состоящий из 10 линз типа МЛ-5, фокусирует пучок на камеру Вильсона, расположенную в центре магнита СП-41.

Для нашего магнитного канала, состоящего из 2-х объективов линз, были рассмотрены две оптические схемы: схемы "полевого" варианта /источником для второго объектива является выходная апертура первого объектива/ и схемы с промежуточным изображением. Очевидным преимуществом "полевого" варианта перед промежуточным является простота настройки канала. Вариант с промежуточным изображением привлекателен малыми размерами конечного изображения, малым разбросом импульсов / $\frac{\Delta p}{p} \leq \pm 3\%$ /. Обе эти важнейшие характеристики /размер пучка на выходе и $\frac{\Delta p}{p}$ / зависят от размера коллиматора, формирующего промежуточное изображение. В исследованном нами варианте промежуточный коллиматор имел размеры 3x5 см и был расположен на расстоянии 13 м от последней линзы МЛ-7/. В этом варианте канала анализ пучка по импульсам происходит далеко от регистрирующего прибора, поэтому на выходе следует ожидать минимальный фон. В случае полевого варианта коллиматор нигде не имел размеров меньших, чем 70x140 мм.

Формировка промежуточного изображения иллюстрируется на рис. 2. На этом рисунке даны изображения мишени, соответствующие разным импульсам π^- -мезонов. Сдвиг изображений по оси "x" есть следствие хроматической аберрации первого объектива. Развертка изображений по оси "y" объясняется анализирующим действием магнита ускорителя.

На рис. 3а приведена оптическая схема канала в полевом варианте. Отметим, что 10 линз во втором объективе включены по схеме 2-2-3-3 /т.е. объектив состоит из групп по 2 и 3 линзы, работающие в одинаковом режиме/. Для сравнения приведены два варианта включения линз во втором объективе - $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$ и $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$ /здесь и дальше введены обозначения: \emptyset -линза фокусирует, \emptyset -дефокусирует/. В варианте $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$ коэффициенты увеличения в обеих плоскостях $\sim 0,5$, тогда как в варианте $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$ в одной плоскости коэффициент увеличения достигает 1. Входные апертуры для одной из плоскостей одинаковы в обоих вариантах, в другой плоскости в варианте $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$ апертура больше на 40%, чем в варианте $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$. Оптимальным вариантом для нашего канала оказался вариант $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$. В разделе V приведены экспериментальные результаты для него.

На рис. 3б дана оптическая схема канала с промежуточным изображением с включением второго объектива в варианте $\emptyset \emptyset \emptyset \emptyset$. По расчету она имеет наилучшие параметры пучка на выходе. Площадь изображения мишени без учета некогерентности пучка равна 28x32 мм, если мишень имеет в сечении размеры 12x20 мм.

Магнитная квадрупольная линза фокусирует заряженные частицы в одной плоскости и дефокусирует в другой. Поэтому для создания фокусирующего в обеих плоскостях объектива необходимо не меньше 2-х линз. Расчет объектива из магнитных квадрупольных линз принципиально не отличается от расчета любой оптической системы. Особенностью является лишь то, что 2 взаимно-перпендикулярные плоскости линзы имеют различные значения фокусных расстояний и поэтому после получения уравнений для каждой плоскости в отдельности надо их решить совместно. Рассмотрим систему из линз. Для каждой линзы существует оптическое уравнение

$$\frac{1}{\alpha_i} - \frac{1}{\alpha'_i} = \frac{1}{f_i} \quad i = 1, \dots, n. \quad /1/$$

α_i ; α'_i - соответственно расстояния от источника и от изображения до ближайшей главной плоскости линзы, α_i и α'_i больше нуля, если источник и изображение лежат справа от линзы, и меньше нуля, если слева. f_i - фокусное расстояние линзы. Для фокусирующей линзы $f_i > 0$, для дефокусирующей $f_i < 0$. Изображение i -ой линзы будет служить источником для $i+1$ линзы. Следовательно, есть еще $n-1$ уравнение вида

$$\alpha_{i+1} = \alpha'_i - d_i \quad /2/$$

где d_i - расстояние между $i+1$ и i линзами^{x/}. Обычно еще бывают заданы α_1 и α'_n . Итак, есть $2n-1$ уравнение и $3n-1$ неизвестных. Решая их, можно получить зависимость одного из f через остальные. Аналогичное уравнение получается для второй плоскости. Условие совместности снимает еще одну степень свободы и два из фокусных расстояний определяются через $n-2$ остальных. Для примера приведем формулы связи для системы из 2-х линз и из 4-х линз.

Для 2-х линз в каждой из 2-х плоскостей уравнение имеет вид

$$\Phi'' = \frac{1}{\alpha'_2} - \left[\left(\Phi' + \frac{1}{\alpha_1} \right)^{-1} - d_1 \right]^{-1}; \quad /3/$$

Φ_i - оптическая сила i -ой линзы. Решение системы 2-х таких уравнений проводится графически. Для 4-х линз аналогичное уравнение выглядит более громоздким:

$$\left\{ \left[\left(\frac{1}{\alpha'_4} - \Phi^{IV} \right)^{-1} + d_3 \right]^{-1} - \Phi''' \right\} = \left\{ \left[\left(\Phi' + \frac{1}{\alpha_1} \right)^{-1} - d_1 \right]^{-1} + \Phi'' \right\}^{-1} - d_2. \quad /4/$$

Наконец, приведем формулу для коэффициента увеличения системы 4-х линз:

$$K = \frac{\alpha'_4}{\alpha_1} \frac{1}{\left(1 - \frac{d_1}{\alpha'_1} \right) \left(1 - \frac{d_2}{\alpha'_2} \right) \left(1 - \frac{d_3}{\alpha'_3} \right)} \quad /5/$$

Здесь

$$\frac{1}{\alpha'_i} = \Phi' + \frac{1}{\alpha_i}$$

^{x/} Точнее говоря, d_i есть расстояние между соседними главными плоскостями линз.

$$\frac{1}{a'_2} = \Phi'' + (\sigma'_1 - d_1)^{-1}$$

$$\frac{1}{a'_3} = \Phi''' + (\sigma'_2 - d_2)^{-1}$$

Измерение фокусных расстояний магнитных линз

Для создания сфокусированного пучка частиц с помощью квадрупольных магнитных линз очень важно хорошо знать фокусы линз как функции токов в них. В настоящем разделе рассматриваются методы измерения фокусов, которыми мы пользовались.

Прежде всего, полезно сказать несколько слов о работе квадрупольной магнитной линзы. Линза представляет собой систему двух магнитных диполей. Эта система имеет ось симметрии /магнитная или оптическая ось линзы/ и две плоскости симметрии. На рисунке 4 дано сечение линзы, перпендикулярное ее оси. Стрелочками указан приближенный ход магнитных силовых линий. Такой квадруполь замечателен тем, что на его оси поле равно нулю, а при удалении от оси по радиусу напряженность поля растет линейно. Градиент магнитного поля зависит от тока, протекающего в обмотках линзы, и является основной характеристикой данного квадруполь. Уравнения движения заряженной частицы в магнитной линзе записываются в виде:

$$\frac{d^2 z}{dy^2} + kz = 0 \quad \text{в линзе}$$

$$\frac{d^2 z}{dy^2} = 0 \quad \text{вне линзы}$$

$$\frac{d^2 x}{dy^2} - kx = 0 \quad \text{в линзе}$$

$$\frac{d^2 x}{dy^2} = 0 \quad \text{вне линзы.}$$

$$k = \frac{300 \nabla H(I)}{\rho c}$$

Эти уравнения написаны в предположении, что проекция импульса частицы на ось линзы меняется мало за время прохождения частицы через линзу. На практике это всегда выполняется. Если не учитывать рассеянного поля на краях линзы, т.е. считать, что $k = \text{const}$ всюду внутри линзы и $H = 0$ всюду вне линзы, то легко проанализировать решения написанных уравнений и убедиться, что пучок параллельных частиц, движущихся в плоскости yz фокусируется линзой в точку, а пучок параллельных частиц, летящих в плоскости yx , -дефокусируется^{х/}. Для этих двух плоскостей можно записать выражения для фокусных расстояний

$$f_{\text{фок.}} = \frac{1}{\sqrt{k}} \text{ctg} \sqrt{k} \ell + \frac{\ell}{2} \approx \frac{\rho}{300 \nabla H \cdot \ell} + \frac{\ell}{6}, \quad /7/$$

^{х/}Выражаясь языком оптики, можно сказать, что одна квадрупольная линза обладает сильным астигматизмом. Но, как было показано в предыдущих разделах, используя несколько квадрупольных линз, можно получить оптическую магнитную систему без астигматизма.

$$f_{\text{деф.}} = \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{cth} \sqrt{k\ell} - \frac{\ell}{2}, \quad /7/$$

где ℓ — эффективная длина линзы. f отсчитывается от средней плоскости линзы.

Заметим, что $f_{\text{фок.}}/$ и $f_{\text{деф.}}/$ не совпадают. Разлагая в ряд $\operatorname{ctg} \sqrt{k\ell}$ и $\operatorname{cth} \sqrt{k\ell}$, можно получить

$$\Delta = f_{\text{фок.}} - f_{\text{деф.}} \approx \frac{\ell}{3} > 0.$$

Например, для МЛ-7 $\Delta \approx 0,4$ м; для МЛ-5 $\Delta \approx 0,1$ м. Уравнения /6/ дают также расстояние между главными плоскостями линзы

$$d \approx \frac{k\ell^3}{12}. \quad /8/$$

Из этой формулы видно, что используемые сейчас линзы с $\ell \approx 1$ и $H \approx 500$ гаусс.см⁻¹ имеют расстояние между главными плоскостями 3 — 5 см и во многих задачах могут считаться тонкими. Зная $H = \nabla H(I)$ из измерений магнитного поля линзы, по формулам /7/ можно вычислить фокусные расстояния линзы. Неточность такого расчета заключается в том, что параметр ℓ заранее плохо известен. Поэтому расчет фокусов по формулам /7/ может дать лишь ориентировочное значение оптической силы линзы.

В нашей работе по формированию пучка мы использовали тройки и двойки линз типа МЛ-5, включенные так, что фокусирующие /соответственно-дефокусирующие/ плоскости всех линз внутри тройки или двойки совпадали. Расстояние между линзами в двойке /или в тройке/ выбиралось минимально возможным. В этом случае тройка /или двойка/ линз может рассматриваться как одна квадрупольная линза с эффективной длиной $L \approx 3/2 \cdot \ell$. Расстояние между главными плоскостями такой линзы, составленной из трех /двух/ линз, может быть найдено по обычным правилам оптики. Например, для тройки МЛ-5 при $\nabla H \approx 450$ гаусс.см⁻¹ и расстоянии между центрами линз ≈ 47 см $a \approx 14$ см, т.е. тройка еще очень близка по своим свойствам к тонкой линзе.

Необходимую для расчета канала информацию об оптических параметрах магнитной квадрупольной линзы можно получить, как видно из уравнений /7/, различными способами. Например, можно измерить $\nabla H(I)$ и $f_{\text{фок.}}(I, p_0)$, здесь I — ток в линзе, либо измерить $f(I, p_1)$ и $f(I, p_2)$ для 2-х значений импульсов p_1 и p_2 , либо найти $p = p(I, f)$ для 2-х значений $f_{\text{фок.}}$. Очевидно наиболее "классическим" был бы способ измерения, приведенный на рис. 5а: нить с током устанавливается на входе в линзу параллельно оптической оси линзы и измеряются для различных I фокусные расстояния. Этим способом можно измерить также положение главных плоскостей линзы. Однако этот способ требует много времени, специального стенда и т.д. Есть более простые и быстрые, дающие достаточную точность, способы получения информации о линзе. На 2-х из них коротко остановимся.

Мы использовали схему измерения, показанную на рис. 5б. Токонесущая нить

$M_1' M_2'$ в пропускательной способности /двойке/ линз, в точке А она перебрасывается через блок и на ее конец подвешивался груз /0,5 кг/, обеспечивающий постоянное натяжение нити. Фокус $f_{\text{фок.}}$ тройки находится из уравнений $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$

$$a = 0,3; \quad b = \frac{M_2 M_2'}{M_2 M_2' - M_1 M_1'} \cdot 0,4 M_2 + M_2 O.$$

Смысл обозначений указан на рис. 5б. Величины $M_1 M_2$ и $M_1' M_2'$ измеряются с помощью микроскопов M_1 и M_2 с точностью $0,1 \text{ мм}^x$.

Направление АО в идеальном случае должно совпадать с магнитной осью линз^{xx/}.

Практически за направление АО можно принять геометрическую ось линз. Однако последнюю трудно найти с точностью большей, чем $\pm 0,5 \text{ мм}$. Кроме того, заранее не ясно, с какой точностью совпадают геометрическая и магнитная оси для данной линзы. Поэтому мы выбирали направление АО следующим образом. Точки А и В выставлялись приблизительно / $\pm 0,3 \text{ см}$ / на геометрическую ось линз. В нить давался максимальный ток. Тогда при включении тока в линзе нить выбрасывалась к полюсам линзы^{xxx/}. Сдвигая точку А или В, всегда можно найти такое начальное положение нити АВ, при котором она с равной вероятностью выбрасывается влево или вправо. Оказывается, что x -координаты точек А и В, удовлетворяющих этому условию, определяются с точностью не хуже $0,1 \text{ мм}$. Для определения z -координаты этих точек достаточно изменить направление тока в нити. Тогда она будет двигаться в плоскости yz , и все сказанное выше будет относиться к этой плоскости. Найденное таким образом направление /обозначенное на рис. 5 как АО/ мы и принимали за ось отсчета при измерении f . АО по своему определению проходит через магнитный центр линзы и, вообще говоря, составляет с магнитной осью некоторый угол $\approx 0,5 - 0,25^\circ$. Наличие этого угла несущественно для измерений f .

Описанный здесь метод применим, если расстояние между главными плоскостями линзы d невелико: $d \ll a$; $d \ll b$. При этом f , измеренное этим методом, отсчитывается от средней плоскости линзы. Если d сравнимо с a и b , то формулы /8/ необходимо переделать, учитывая d . В нашем случае ошибка в определении f , возникающая из-за того, что линза считается тонкой, не превосходит 1%.

Аналогичный метод можно использовать и для измерения $f_{\text{деф.}}$ квадрупольной линзы. Для этого нужно изменить направление тока в нити и точку А /рис. 5-б/ отнести дальше от оси АО так, чтобы угол α изменил знак. Расчеты остаются прежними. Мы не делали этого и ограничились вычислением разницы $\Delta = f_{\text{фок.}} - f_{\text{деф.}}$ по формулам /7/, используя приближенные значения f и ∇H .

^{x/} Можно обойтись без микроскопа M_2 , если пренебречь люфтом в блоке А.

^{xx/} Напомним, что магнитной осью квадрупольной линзы мы называем прямую, на которой поле всюду равно нулю.

^{xxx/} Если нить не выбрасывается, нужно либо уменьшить натяжение, либо увеличить ток.

Простым и быстрым способом измерения параметров линзы является способ "выбрасывания" токонесущей нити /этим способом измеряются кривые $\rho = \rho(l, f_{\text{фок.}})$. Суть его можно понять из рис. 5в. Нить с током установлена вдоль магнитной оси линзы. На нее действуют 2 силы: магнитная сила стремится увести нить на край апертуры линзы и сила натяжения, пропорциональная кривизне нити, стремится вернуть нить на ось. Только в одном случае, если $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, силы будут уравновешены и нить будет устойчива /если $\nabla H(x) = \text{const}$ $\rho(x) = \text{const}$ / для любого x . Для простоты выбирают $a = b$. Тогда, если $f < \frac{a}{2}$, магнитная сила будет больше силы натяжения и нить вылетит на край апертуры; в противном случае она останется на оси. Однако на практике небольшие колебания нити начинаются несколько раньше достижения условия $f = \frac{a}{2}$, что связано с неточностью положения нити на оптической оси. Тем не менее точность определения момента перехода от колебаний к "выбрасыванию" хорошая /см рис. 6/.

На рис. 7 представлены результаты измерения фокусных расстояний линз МЛ-5 /тройка/. Оба способа измерений дают совпадающие с хорошей точностью / $\approx 1\%$ / результаты. Там же приведены рассчитанная для $\ell = 32$ см по формулам /7/ кривая $f(l)$ с использованием измеренных датчиком Холла значений $\nabla H(l)$ /рис. 8/. Следует отметить, что абсолютное значение эффективной длины линзы при больших токах мало: при длине полюсов $= 30$ см и апертуре $d = 14$ см, эффективная длина составляет всего 32 см, тогда как раньше считалось, что $\rho_{\text{эф}} \sim \rho_{\text{полюса}} + d$.

На рис. 9 приведены предварительные результаты измерения фокусных расстояний линз МЛ-20 и 2МЛ-5, включенных двойками /между центрами линз 47 см/, а на рис. 9а $f(l)$ — для линзы МЛ-8.

Параметры пучка

Индикация пучка π^- -мезонов осуществлялась, в основном, телескопами из 2-х или 3-х сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадение, один из которых /так называемый "бегающий"/ мог плавно менять свою координату в диапазоне 0-250 мм. Этот счетчик имел дистанционную систему привода и отсчета координаты. Потенциометрический датчик обеспечивал точность отсчета координаты 1 мм. Размер пластика "бегающего" счетчика в сечении, перпендикулярном пучку, был 5×70 мм². При измерении распределения частиц в пучке бегающий счетчик с тонким пластиком включался на совпадение со счетчиком, пластик которого размером 300×500 мм² в одном направлении перекрывал весь пучок. Для измерения импульсного распределения частиц в пучке в качестве анализатора импульсов использовался магнит СП-41. Телескоп состоял из 3-х счетчиков с тонкими пластиками /1 см/. Расстояние между первыми двумя, задающими направление входа в СП-41, было 8 м, третий счетчик /"бегающий"/ располагался за СП-41 /на рис. 1 счетчики s_4, s_5, s_6 /. При фиксированном токе в магните СП-41 определялась зависимость счета тройных совпадений от положения "бегающего" счетчика. Переход от этого распределения к распределению частиц по импульсам осуществлялся градуировкой отклоняющей силы магнита с помощью токонесущей нити. Мониторирование осуществлялось телескопом s_1, s_2, s_3 /рис. 1/.

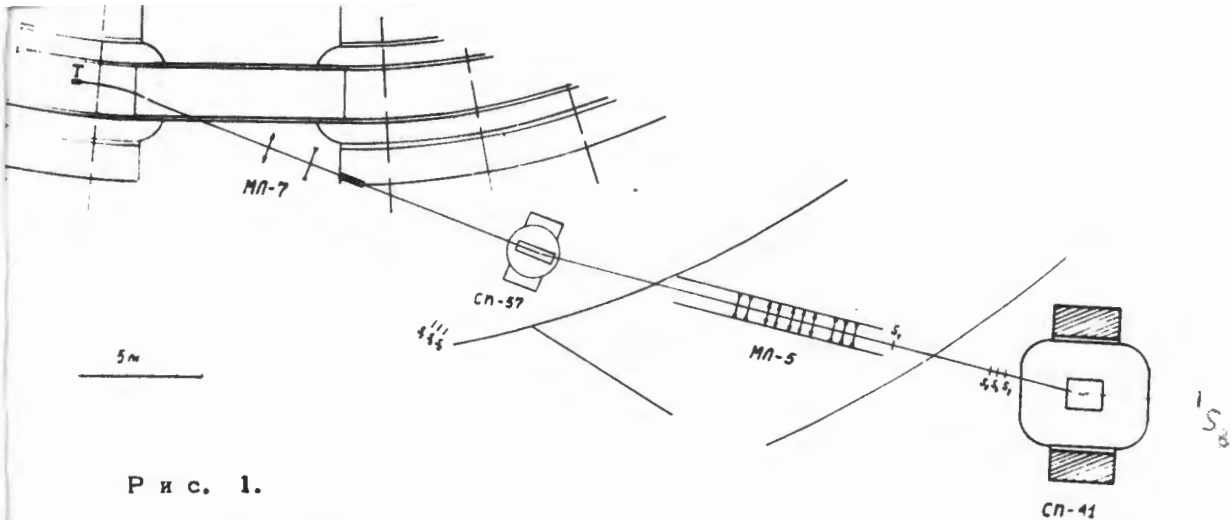
Форму пучка перед СП-41 в случае "полевого" варианта канала /второй объектив - $\varnothing \text{DDQ}$ / можно увидеть на рис. 10-а, 10-б. Представленные распределения есть изображения апертуры магнитного экрана^{х/} в x и z плоскостях, соответственно. Кривая 2 на рис. 10-б изображает апертуру, уменьшенную снизу на 4 см. Интенсивность в максимуме, отнесенная на 10^9 протонов, падающих на мишень, около 120 мезонов на 1 см^2 . Отметим, что с выключением первого и второго объективов интенсивность уменьшается в 15 - 20 раз.

Чтобы проиллюстрировать работу первого объектива из 2-х линз МЛ-7, приведено измеренное с помощью фотоэмульсии распределение плотности пучка по z , координате в точке, отстоящей от последней линзы на расстоянии 8,5 м. Там же указаны расчетные размеры изображения без учета хроматизма пучка.

Результаты измерения импульсного распределения пучка в полевом варианте с 2-мя тройками линз МЛ-5 приведены на рисунке 12 /кривая 1/; полуширина кривой $\pm 5\%$. Средний импульс равен 3,8 Бэв/с. Кривая 2 есть импульсное распределение частиц, идущих по направлению оси линз первого объектива, если он выключен. Кривая 3 соответствует импульсному распределению частиц, если включен только первый объектив. Видно, что линзы являются хорошим анализатором пучка по импульсу.

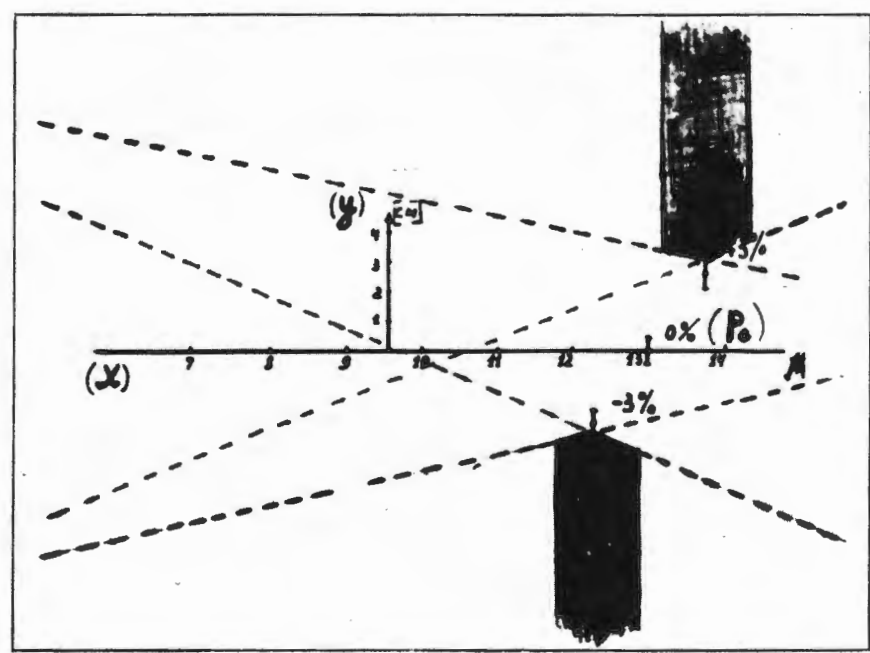
Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1962 г.

^{х/} Апертура магнитного экрана 100 x 200 мм определяет, как отмечалось ранее, выходную апертуру 1-го объектива, которая служит источником для 2-го объектива.



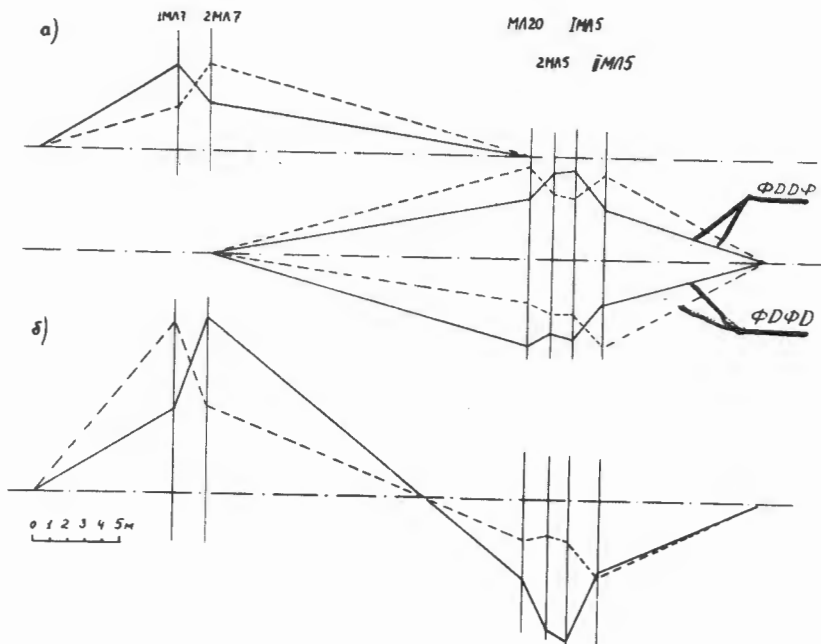
Р и с. 1.

План магнитного канала для пучка π^- -мезонов импульса 3,8 Бэв/с.



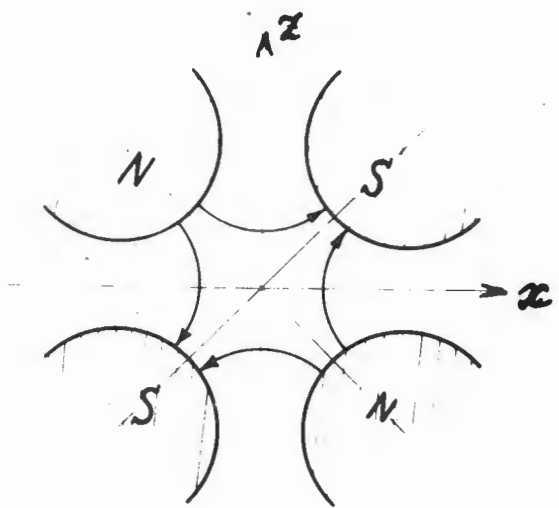
Р и с. 2.

Хроматическая aberrация системы магнит ускорителя - пара МЛ-7. По вертикали М 1:1. По горизонтали отложено расстояние в метрах от средней плоскости последней линзы МЛ-7. Коэффициент увеличения $K = 0,8$.



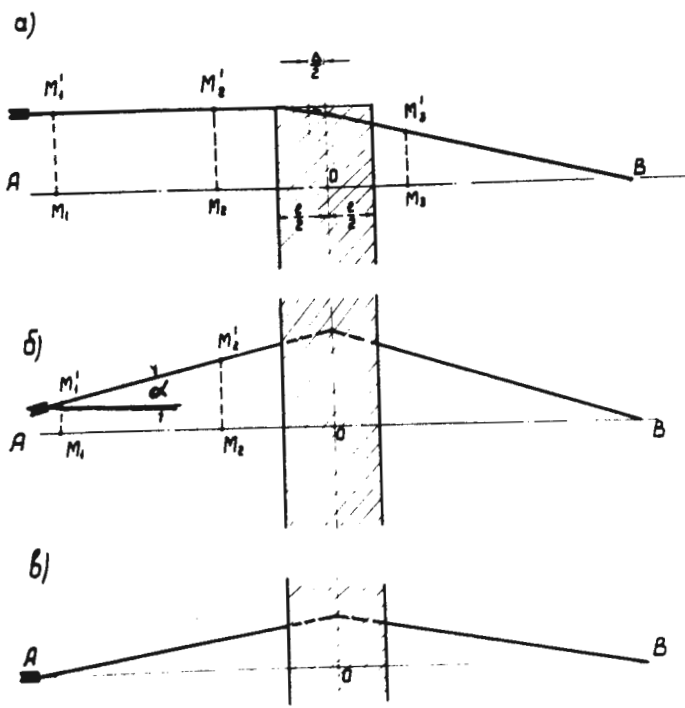
Р и с. 3.

Оптические схемы канала: а/“полевой” вариант, б/вариант с промежуточным изображением. Сплошная линия относится к горизонтальной плоскости, пунктирная - к вертикальной.



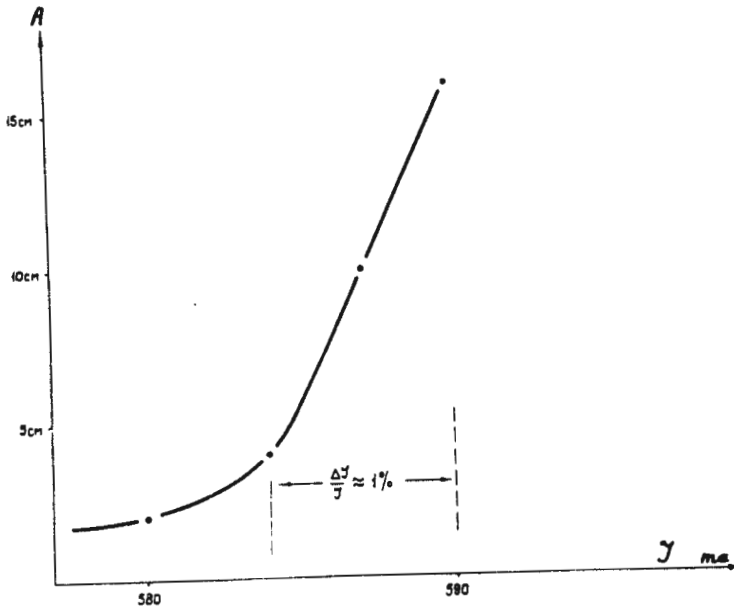
Р и с. 4.

Магнитное поле в квадрупольной магнитной линзе /ось линзы перпендикулярна плоскости рисунка/.



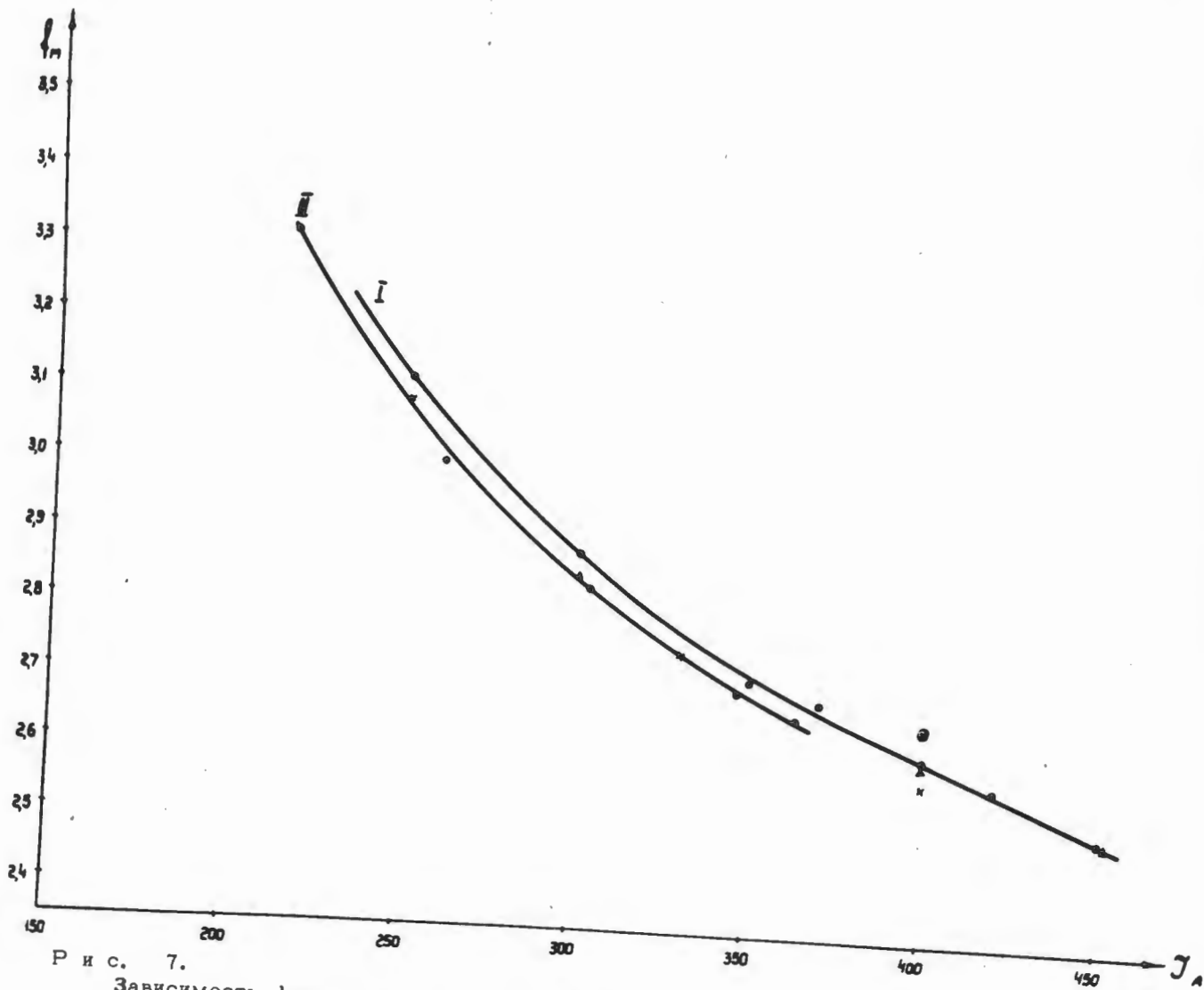
Р и с. 5.

Измерение фокусных расстояний квадрупольных линз с помощью токонесущей нити.
 а/Нить входит в линзу параллельно оптической оси. б/Нить непараллельна оптической оси. в/Способ "выбрасывания" нити за апертуру линзы.



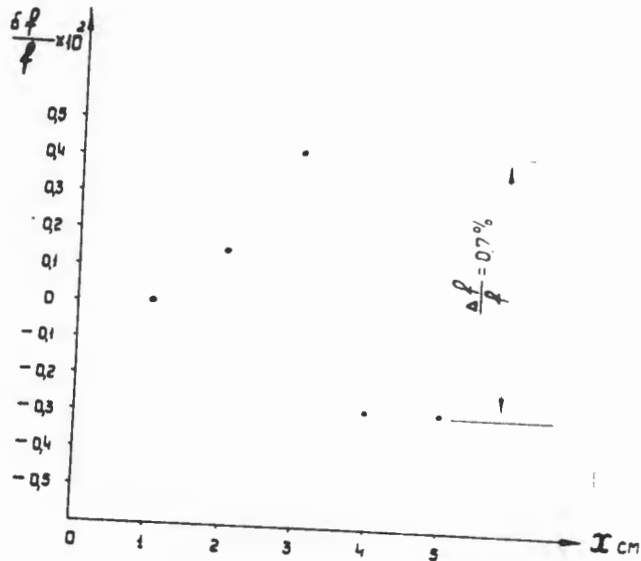
Р и с. 6.

Зависимость амплитуды колебаний нити с током от величины тока в нити при изменении способом "выбрасывания".



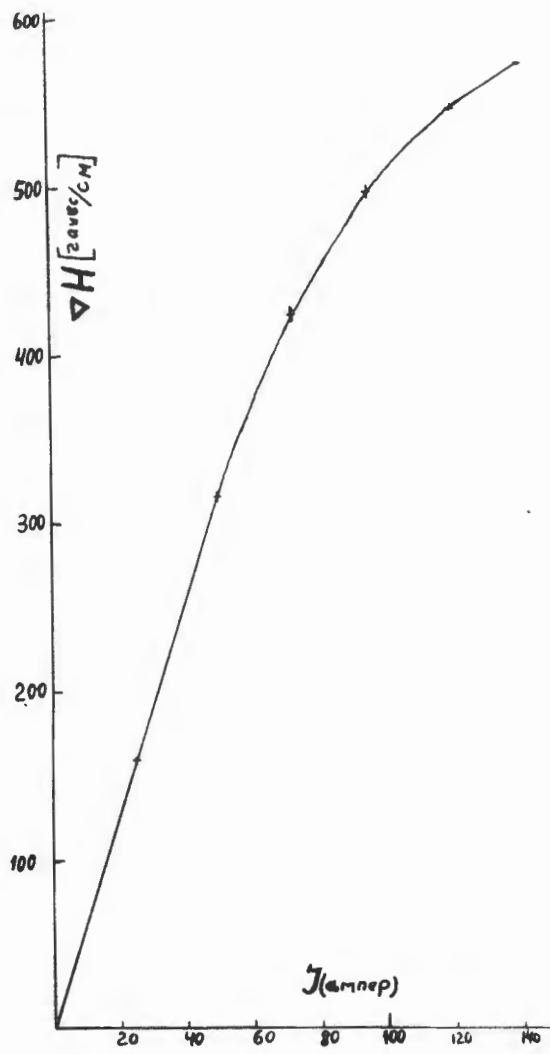
Р и с. 7.

Зависимость фокусных расстояний для импульса 3,8 Бэв/с тройки линз МЛ-5 от тока в тройке /для фокусирующей плоскости/. I - измерения по "выбрасыванию" нити, II - с помощью микроскопов. Точки, обозначенные x и o соответствуют рассчитанным значениям фокусного расстояния с использованием зависимости $\nabla H(I)$ для $l = 32$ см и $l_{эф.} = 31$ см.



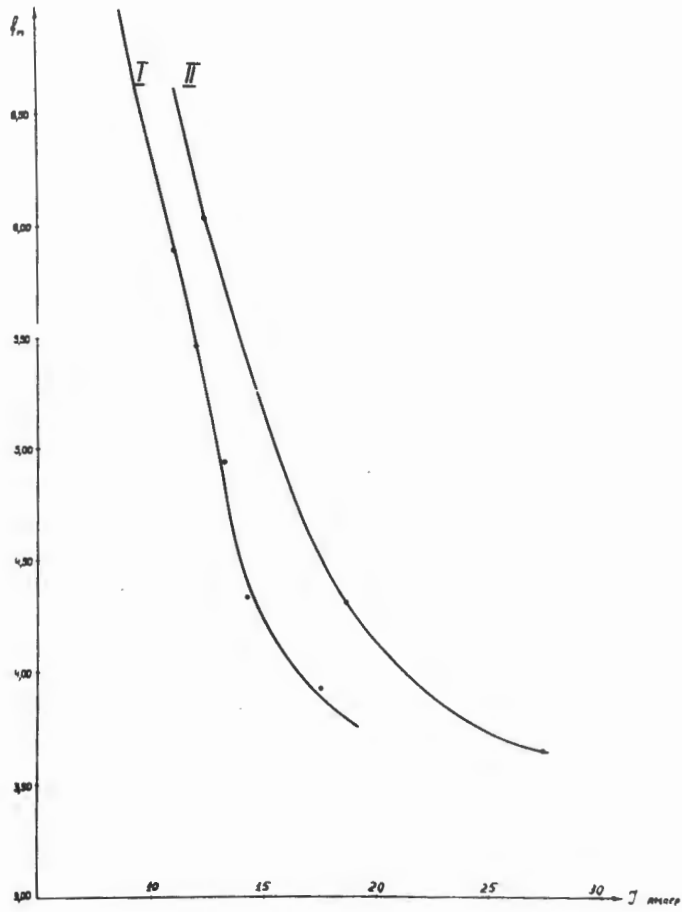
Р и с. 7а.

"Сферические" aberrации тройки линз МЛ-5. /Изменение фокусного расстояния линзы как функция расстояния нити с током от оси линзы/.



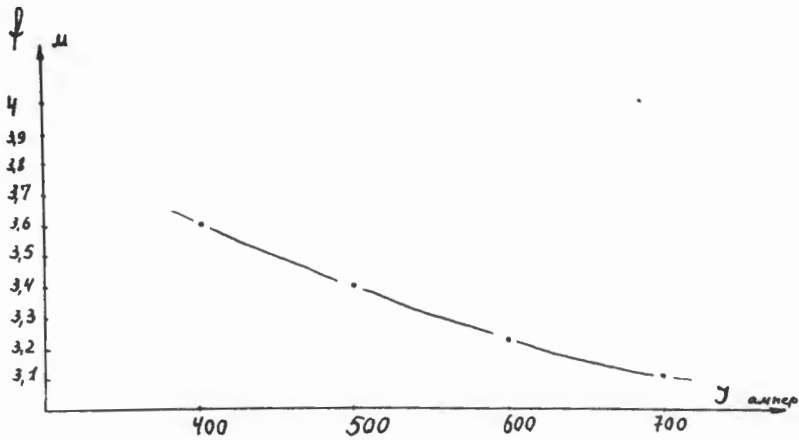
Р и с. 8.

Зависимость $\Delta H(I)$ для линзы МЛ-5 от тока в линзе.

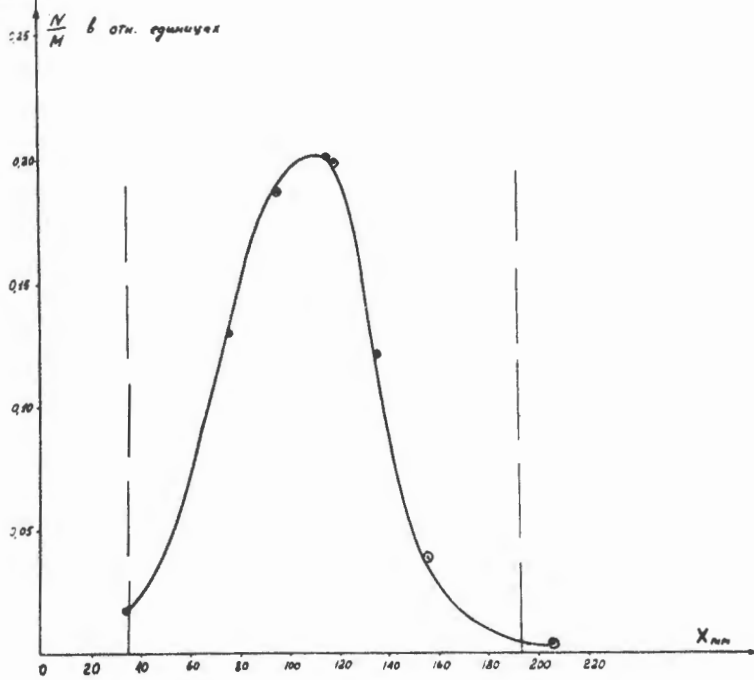


Р и с. 9.

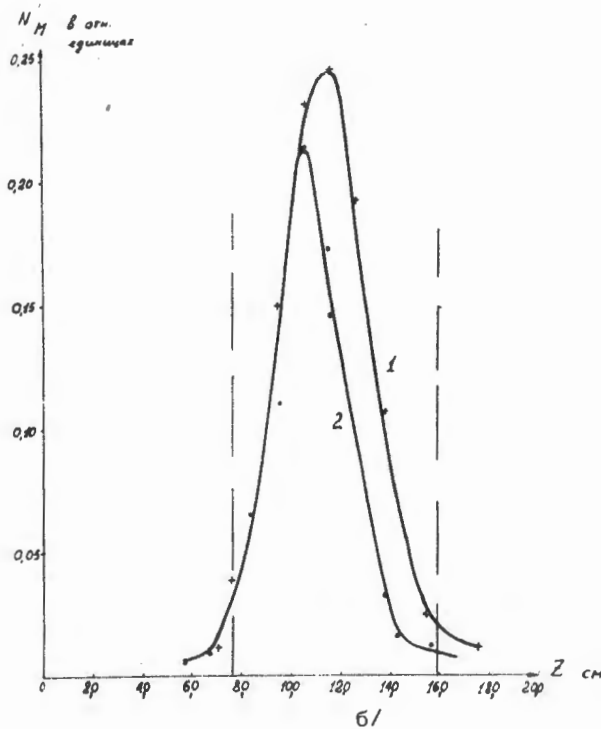
Зависимость $f(I)$ для фокусирующей плоскости для двоек линз МЛ-20 /кривая I/ и 2МЛ-5 /кривая II / /предварительные данные/. В электрической схеме линзы в двойке включались параллельно.



Р и с. 9а. $f(I)$ для фокусирующей плоскости для линзы МЛ-8 /предварительные данные/.

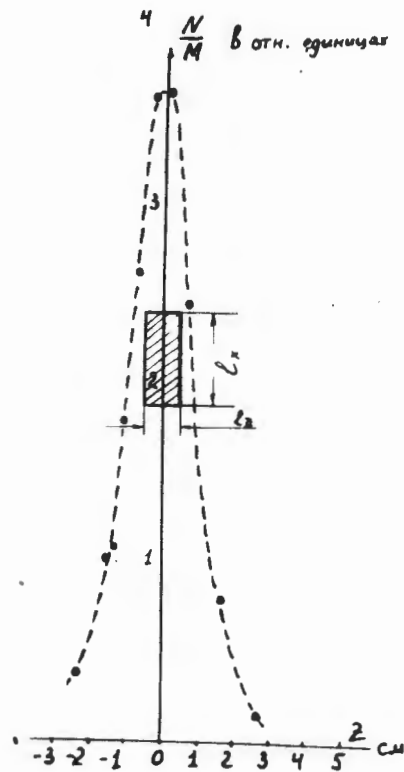


а/



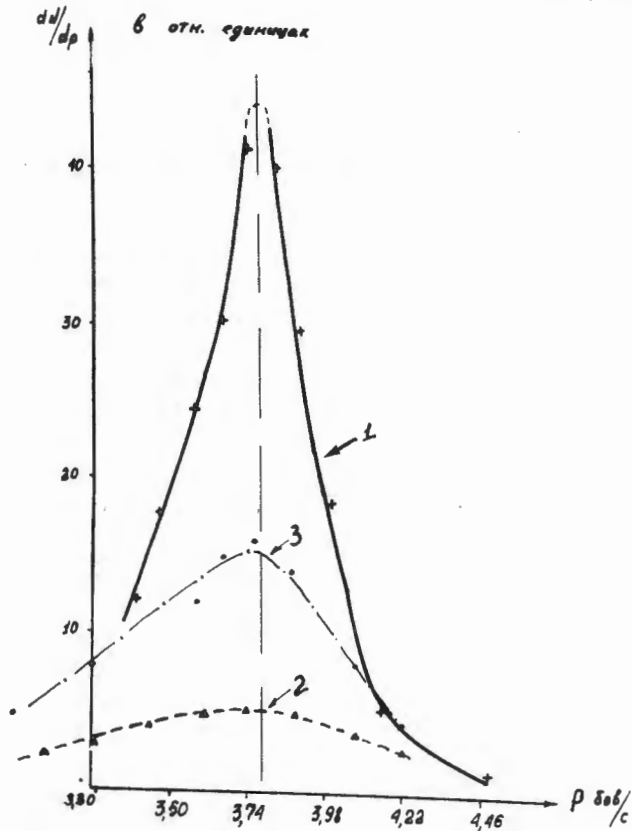
Р и с. 10.

Распределение в случае полевого варианта π^- -мезонов в пучке: а/ по горизонтали, б/ по вертикали: кривая 1 соответствует полной апертуре магнитного экрана; кривая 2 получена при закрытой снизу на 4 см апертуре. Пунктиром показаны границы коллиматора.



Р и с. 11.

Изображение мишени, даваемое 1 объективом в x -плоскости /получено с помощью фотоэмульсии/. Прямоугольник соответствует расчетному изображению мишени без учета хроматизма.



Р и с. 12.

Импульсные распределения пучка в случае: 1/ включен весь канал в полевом варианте, 2/ все линзы в канале выключены, 3/ включен только 1 объектив из линз МЛ-7.