

С 345

К-835

Кропич А.А. ✕

Б1-1613

" Утверждаю "

Директор Лаборатории ядерных
проблем ОИЯИ-

В. П. Желепов.

"__" октября 1957 г.

Б1-1613

С 345
14.10.57

Кропич А. А.

ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ОТ ШЕСТИМЕТРОВОГО СИНХРОЦИКЛОТРОНА СИЛЬНО-
ФОКУСИРУЮЩИМИ ЛИНЗАМИ.

Главный инженер Лаборатории-

Замолодчиков

/Замолодчиков Б.И./

Начальник сектора № 13
кандидат физико-матем. наук-

Дмитриевский

/Дмитриевский В.П./

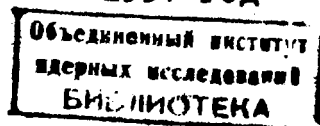
Исполнитель работы-

Кропич

/Кропич А.А./

Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных проблем

- 1957 год -



2153-69

В в е д е н и е

Ускорители заряженных частиц, представляющие собой один из наиболее эффективных инструментов ядерной физики, обеспечивают широкие возможности получения высокоинтенсивных пучков заряженных частиц различных энергий. Однако проведение разнообразных физических экспериментов с пучками заряженных частиц требует в большинстве случаев высокоинтенсивных пучков, свободных от сопутствующих излучений. Это же условие вызывает необходимость выполнения экспериментов на больших расстояниях от ускорителей за защитными устройствами, где плотности пучков падают пропорционально квадрату расстояний. Чтобы сохранить или даже увеличить плотности частиц в пучках применяются разнообразные системы фокусирующих устройств. Одним из наиболее удобных фокусирующих устройств являются устройства, основанные на использовании принципа жесткой фокусировки. Предложение Куранта, Ливингстона и Снайдера ¹⁾ о применении гиперболических электромагнитных полей для фокусировки пучков заряженных частиц от ускорителей открыло новые удобные возможности в более эффективном их использовании. Они показали, что пара квадрупольных магнитов с гиперболическими полюсами и встречными магнитными потоками может подобно собирающей оптической линзе концентрировать пучок ускоренных частиц на значительных расстояниях от ускорителей. Так, например, Корк и Заец ²⁾ применили подобное устройство из двух пар линз к пучку дейтронов с энергией в 20 Мэв от циклотрона в Беркли, увеличив плотность частиц в пучке в 30 раз. Шулл и др. из Вашингтонского Университета увеличили плотность частиц в пучке с энергией 8 Мэв

на расстоянии 4 м от циклотрона в 8 раз³⁾. Применяя аналогичную систему из двух малогабаритных квадрупольных электромагнитов с апертурой в 4 см для фокусировки протонного пучка в 680 Мэв от шестиметрового синхроциклотрона в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований удалось увеличить плотность части пучка на расстояниях до 20 м от ускорителя в 4,5 раза. Таким образом около 20% всех частиц в пучке были сконцентрированы в измерительном павильоне на расстоянии 15 м от ускорителя на площади не более 10 см² с плотностью 10⁹ протонов/см².сек. Концентрация протонного пучка вдали от ускорителя расширила также и возможности получения интенсивных пучков Π^+ -мезонов и поляризованных протонов, образованных при взаимодействии внешнего протонного пучка с ядрами вещества мишени. Полученные пучки вторичных частиц в свою очередь фокусировались устройством из шиммирующих пластин в зазоре отклоняющего электромагнита,^{*)} аналогичным устройству, применяемому для повышения плотности протонного пучка в зоне рассеянного поля основного электромагнита ускорителя⁴⁾. Такая методика позволила получить в измерительном павильоне пучки Π^+ -мезонов с плотностью около 1000 мезонов/см².сек при энергии в 330 Мэв и пучок поляризованных протонов с плотностью 4.10⁵ прот./см².сек с энергией в 600 Мэв.

**) Это было предложено Даниловым В.И. и экспериментально осуществлено первоначально Негановым Б.С. и Савченко О.В., а затем Мухомовым А.И. и Васильевым В.*

I. МАГНИТНАЯ ЛИНЗА С ПОСТОЯННЫМ ГРАДИЕНТОМ.

Четырехполюсный магнит с гиперболической формой полюсов образует плоское неоднородное магнитное поле с постоянным градиентом. Для удобства расчетов положим, что $\frac{dH_y}{dz} = \frac{dH_z}{dy} = k = \text{const}$ т.е. $H_y = kz$, $H_z = ky$ и $H_x = 0$.

Тогда уравнения движения заряженной частицы в указанном электромагните запишутся для параксиального пучка ($v \approx v_x$)

в виде:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = - \frac{e}{c} v H_z = - \frac{e}{c} v k y$$
$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e}{c} v H_y = \frac{e}{c} v k z$$

но $\frac{e}{m v c} = \frac{1}{H \rho}$, а $\frac{dz}{dt^2} = v^2 \frac{d^2 z}{dx^2}$ и уравнения движения принимают вид

$$z'' = \pm \omega^2 z \quad (I)$$

где $\omega^2 = \frac{1}{H \rho} \frac{dH_y}{dz}$, а z - отклонения частицы в плоскостях xy или xz .

Уравнение (I) есть дифференциальное уравнение 2-го порядка относительно z . Его общее решение должно иметь две произвольных постоянных z_0 и z_0' . Если $z_1(x)$ и $z_2(x)$ два частных решения уравнения (I), то их линейная комбинация

$$z = A z_1(x) + B z_2(x)$$

где A и B - постоянные - есть тоже решение уравнения (I). Таким образом общее решение уравнения движения частиц параксиального пучка может быть получено суммированием любых двух частных решений.

Для фокусировки частиц особенно интересен случай полей ограниченной протяженности вдоль движения частиц. Если магнитное поле ограничено x_1 и x_2 , то для $x < x_1$ и $x > x_2$ $z(x)$ будет выражаться прямой линией. Рассмотрим две особые траектории параксиального пучка: $z_a(x)$ и $z_b(x)$ ⁵⁾ (рис.1)

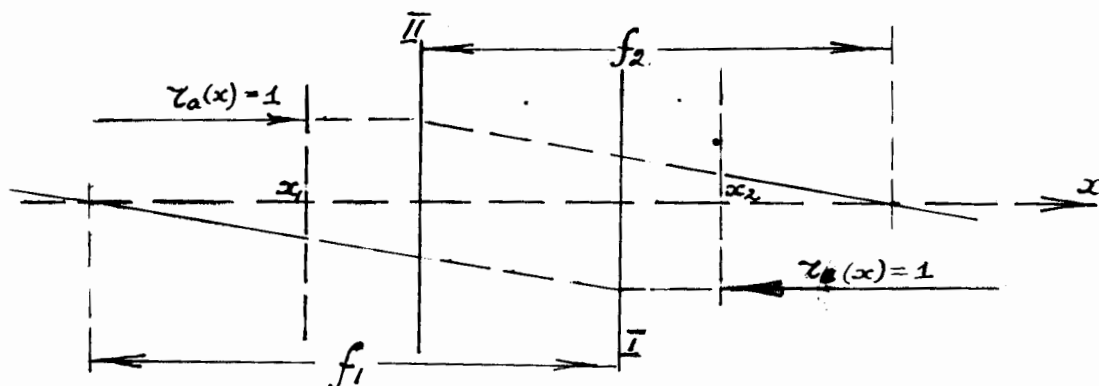


Рис.1.

Пересечение продолжения прямолинейных участков траекторий частиц, прошедших магнитное поле с первоначальными определяет главные плоскости магнитной линзы. Их расположение и фокусные расстояния f_1 и f_2 и определяют оптические свойства системы. Действительно, если через магнитную систему с фокусными расстояниями f_1 и f_2 проходят частицы, пересекающие ось слева на расстоянии L_1 от главной плоскости I и на расстоянии L_2 справа от плоскости II (рис.2), то частное решение уравнения параксиального пучка для этой траектории будет складываться из линейной комбинации частных решений для случая рис.1:

$z = Az_a(x) + Bz_b(x)$. Тогда слева на расстоянии L_1 от плоскости $z=0 = A - B(1 - \frac{L_1}{f_1})$ или $\frac{f_1}{L_1} = -\frac{B}{A-B}$

и справа на расстоянии L_2

$$z=0 = A(1 - \frac{L_2}{f_2}) - B \quad \text{или} \quad \frac{f_2}{L_2} = \frac{A}{A-B}$$

Складывая, получим

$$\frac{f_1}{L_1} + \frac{f_2}{L_2} = 1 \quad (2)$$

"закон линзы" для толстых линз.

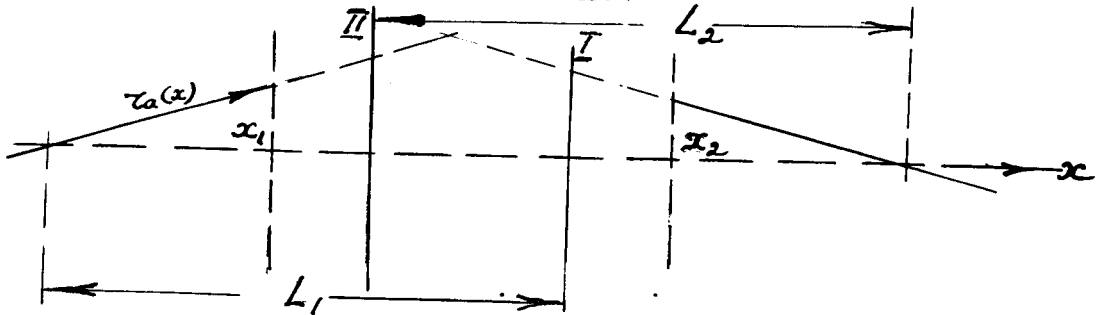


Рис. 2.

Таким образом, если $z_a(x)$ и $z_b(x)$ являются траекториями, то и их комбинация $Az_a(x) + Bz_b(x)$ есть также ионная траектория, удовлетворяющая уравнению (I). Прибавим к траектории $z_a(x)$ - рис. 2 траекторию $z_b(x)$, параллельную оси и отстоящую на расстоянии z_1 от оси линзы слева - рис. 3

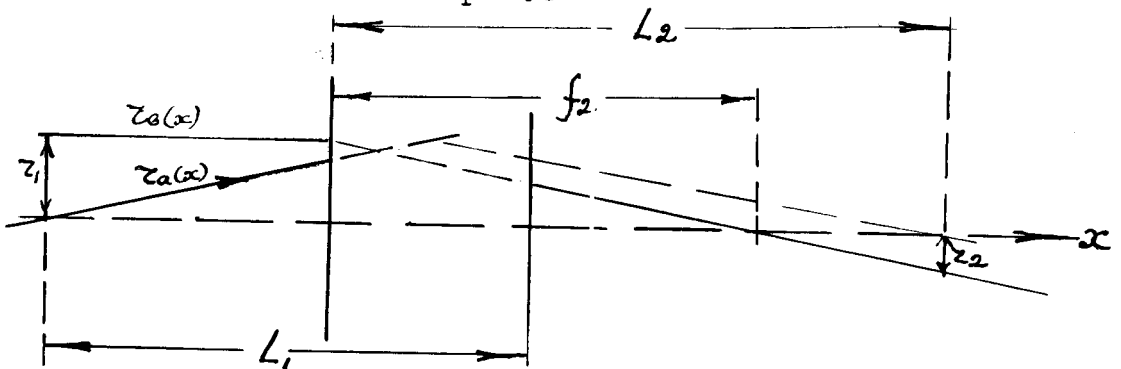


Рис. 3.

Так как $z_a(x)$ равно нулю на расстоянии L_1 слева от плоскости I, то все траектории, отстоящие на z_1 от оси и на расстоянии L_1 слева от плоскости I, могут быть представлены посредством $z(x) = Az_a(x) + z_b(x)$. Но т.к. $z_a(x) = 0$ на расстоянии L_2 справа от плоскости II, то все их траектории будут проходить через эту точку на расстоянии z_2 от оси. Это расстояние можно найти, рассматривая лишь одну траекторию

$z_0(x)$, которая пересекает ось на расстоянии f_2 справа от плоскости II. Для этой траектории $z_0(x)$ имеем—(рис.3)

$$\frac{z_1 + z_2}{z_1} = \frac{L_2}{f_2} \quad \text{или} \quad \frac{z_2}{z_1} = \frac{L_2}{f_2} - 1.$$

Умножив правую часть на $\frac{f_1}{L_1} + \frac{f_2}{L_2} = 1$, получим:

$$\frac{z_2}{z_1} = \frac{f_1}{f_2} \frac{L_2}{L_1}. \quad (3)$$

—выражение для увеличения изображения.

Таким образом движение заряженных частиц в ограниченной области магнитных полей может быть представлено через простые оптические свойства системы. Чтобы выразить основные оптические характеристики системы через ее параметры удобнее записать решение уравнений (I) в матричной форме. Для двухсекционной магнитной системы решение имеет вид:

$$\begin{pmatrix} z \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch \omega_2 l_2 & \frac{1}{\omega_2} sh \omega_2 l_2 \\ \omega_2 sh \omega_2 l_2 & ch \omega_2 l_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \delta \omega_1 l_1 & \frac{1}{\omega_1} \sin \omega_1 l_1 \\ -\omega_1 \sin \omega_1 l_1 & \cos \omega_1 l_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ z_0' \end{pmatrix} \quad (4)$$

где тригонометрические и гиперболические параметры меняются местами в зависимости от знака δ в уравнении (I).

Если секции системы одинаковы, т.е. $\omega_1 = \omega_2$ и $l_1 = l_2$, то разлагая гиперболические и тригонометрические параметры в ряд до первого существенного члена получим простое выражение для фокусного расстояния двухсекционной магнитной системы из отношения $\mathcal{F} = -\frac{z_0}{z_0'}$ (полагая при этом $z_0' = 0$):

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_1 = \mathcal{F}_2 = \frac{1}{\omega^2 l^2 (\frac{2}{3} l + \delta)}. \quad (5)$$

где $\omega^2 = \frac{1}{H\rho} \frac{dH_z}{dy}$, l - длина секции магнита и δ - расстояние между секциями. Как видно из выражения (5) фокусные расстояния для двухсекционной квадрупольной линзы в плоскостях xy и xz равны между собой, но главные плоскости, отсчитываемые от второй геометрической границы поля не совпадают между собой и лежат на расстояниях

$$\begin{aligned} x_{(y)} &= \frac{l + \delta(1 + \frac{1}{3}\omega^2 l^2) + \frac{\omega^2 l^3}{4}}{\omega^2 l(\frac{1}{3}l + \delta)} \\ x_{(z)} &= - \frac{l + \delta(1 - \frac{1}{3}\omega^2 l^2) - \frac{\omega^2 l^3}{4}}{\omega^2 l(\frac{1}{3}l + \delta)} \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом изображение в двухсекционной квадрупольной магнитной линзе будет астigmaticным. Небольшим изменением параметров ω_1 , ω_2 , l_1 , l_2 и δ можно достичь ~~астигматического~~ астигматического изображения. Удобнее варьировать параметрами ω_1 и ω_2 , изменяя токи возбуждения в секциях линзы.

Выражая z и z' через начальные значения z_0 и z_0' для середины фокусирующего сектора, где отклонение траектории иона максимально, можем определить коэффициент использования апертуры линзы. Для линзы с параметрами $\omega = 0,02$, $l = 20$ и $\delta = 0$ $z = z_0 \cdot 1,98$, где z - отклонение иона в фокусирующей секции. Таким образом только половина апертуры линзы может быть использована - $z_0 \approx \frac{1}{2} z$. Более полное использование апертуры будет в трехсекционной линзе, в которой крайние секции вдвое короче средней, а магнитные потоки, одинаковые по величине и направлению в крайних секциях, противоположны потокам средней секции.

Для трехсекционной системы решение уравнений движения (1) может быть записано в виде:

$$\begin{pmatrix} z \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega_3 l_3 & \frac{1}{\omega_3} \sin \omega_3 l_3 \\ -\omega_3 \sin \omega_3 l_3 & \cos \omega_3 l_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \delta_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \omega_2 l_2 & \frac{1}{\omega_2} \operatorname{sh} \omega_2 l_2 \\ \omega_2 \operatorname{sh} \omega_2 l_2 & \operatorname{ch} \omega_2 l_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \delta_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \omega_1 l_1 & \frac{1}{\omega_1} \sin \omega_1 l_1 \\ -\omega_1 \sin \omega_1 l_1 & \cos \omega_1 l_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Если $\delta_1 = \delta_2 = \delta^*$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega^*$, $l_1 = l_3 = \frac{1}{2} l_2 = l^*$, то аналогично выше приведенному для двухсекционной линзы можем получить выражение для фокусного расстояния трехсекционной линзы в виде

$$F^x = F_y^x = F_z^x = \frac{1}{2\omega^{*2} l^{*2} (\frac{1}{3} l^* + \delta^*)} \quad (8)$$

где l^* - длина крайних секций, δ^* - зазор между каждой из секций. Так же как и в двухсекционной линзе фокусные расстояния для обеих плоскостей xy и xz равны между собой, но главные плоскости отстоят от геометрической границы последней секции на одинаковом расстоянии

$$x_{(f)}^x = x_{(g)}^x = F^x \left(\frac{1}{12} \omega^{*2} l^{*2} + \frac{16}{3} \delta^* \omega^{*2} l^{*2} + 2\delta^{*2} \omega^{*2} l^{*2} \right) \approx \frac{L}{2} \quad (9)$$

где L - общая длина линзы с промежутками.

Эффективность использования апертуры будет определяться отношением максимального отклонения траектории иона в фокусирующем секторе, ограничиваемого размерами апертуры, к начальному отклонению траектории иона на входе в фокусирующую систему.

Для двухсекционной линзы:

$$\frac{z}{z_0} = \left[(\operatorname{ch} \omega_1 l_1 + \omega_1 \delta \operatorname{sh} \omega_1 l_1) \cos \frac{\omega_2 l_2}{2} + \operatorname{sh} \omega_1 l_1 \cdot \sin \frac{\omega_2 l_2}{2} \right] + \frac{1}{d} \left[\left(\frac{1}{\omega_1} \operatorname{sh} \omega_1 l_1 + \delta \operatorname{ch} \omega_1 l_1 \right) \cos \frac{\omega_2 l_2}{2} + \frac{1}{\omega_1} \operatorname{ch} \omega_1 l_1 \cdot \sin \frac{\omega_2 l_2}{2} \right] \quad (10)$$

Для трехсекционной:

$$\frac{z}{z_0} = \left[(\operatorname{ch} \omega^* l^* + \omega^* \delta^* \operatorname{sh} \omega^* l^*) \cos \frac{\omega^* l^*}{2} + \operatorname{sh} \omega^* l^* \cdot \sin \frac{\omega^* l^*}{2} \right] + \frac{1}{d} \left[\left(\frac{1}{\omega^*} \operatorname{sh} \omega^* l^* + \delta^* \operatorname{ch} \omega^* l^* \right) \cos \frac{\omega^* l^*}{2} + \frac{1}{\omega^*} \operatorname{ch} \omega^* l^* \cdot \sin \frac{\omega^* l^*}{2} \right] \quad (10')$$

где ξ_0 - начальное отклонение иона в плоскости, в которой первая секция является дефокусирующей. Из выражений (10) и (10^{*}) можно оценить в каждом конкретном случае эффективное использование апертуры. Для случая параллельного пучка частиц $\xi_0 \approx 0$ ($d = \infty$) получим более простое выражение отношения возможных амплитуд отклонения частиц для трех и двух-секционных линз с одинаковой апертурой :

$$\frac{Z_0^*}{Z_0} = \frac{(Ch \omega e + \omega \delta Sh \omega e) \cos \frac{\omega e}{2} + Sh \omega e \cdot \sin \frac{\omega e}{2}}{(Ch \omega^* e^* + \omega^* \delta^* Sh \omega^* e^*) \cos \omega^* e^* + Sh \omega^* e^* \cdot \sin \omega^* e^*} \approx$$

$$\approx \frac{1 + \frac{7}{8}(\omega e)^2 + \omega \delta [\omega e + \frac{1}{24}(\omega e)^3]}{1 + (\omega^* e^*)^2 - \frac{1}{4}(\omega^* e^*)^4 + \omega^* \delta^* [\omega^* e^* - \frac{1}{3}(\omega^* e^*)^3]}$$

для $\omega = \omega^* = 0,02$, $e^* = \frac{1}{2}e = 10$ и $\delta^* = \frac{1}{2}\delta = 15$

$$Z_0^* \sim 1,25 Z_0 \quad (II)$$

Из соотношения формулы (2) для голстых линз

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{P}$$

определяется фокусное расстояние магнитной линзы для конкретных условий ее использования, т.е. при заданных d и P , где d - расстояние от первой главной плоскости до "объекта", а P - расстояние от второй главной плоскости до "изображения". Оценив необходимые значения фокусных расстояний магнитной линзы, выбираем ее параметры на основании формул (5) или (8), в соответствии с выбором двух- или трех-секционной линзы.

Так, для фокусировки протонного пучка от шестиметрового синхроциклотрона удобно расположить линзу на расстоянии 4 м от камеры, так как при этом ее возможно использовать при работах как на самом протонном пучке, так и при работах на вторичных пучках - Π^+ -мезонах и поляризованных протонах, образованных при взаимодействии быстрых протонов с ядрами мишеней,

устанавливаемых на их пути, а также использовать линзу с малой апертурой, ибо пучок еще не сильно разошелся. На рис. 4 показано какой процент частиц находится на определенной площади, найденный расчетом из экспериментальной зависимости изменения интенсивности пучка по его сечению. Это может быть сделано или с помощью радиоавтографа пучка или из измерений малой ионизационной камерой с сечением около 1 см^2 . На основании этих данных была выбрана апертура двухсекционной линзы в 4 см, которая охватывает область с 45% всех частиц пучка. Из них, как было показано выше, около половины может пройти через апертуру магнитной линзы. Специальными исследованиями параметров пучка было показано, что на расстоянии 4 м от камеры "объект" находится на расстоянии $d_y = 3 \pm 0,75 \text{ м}$ и $d_z = 4 \pm 0,5 \text{ м}$ от входа в линзу. Под "объектом" будем понимать места пересечений краевых траекторий пучка с его осью, проходящей через ось линзы. Для определения местоположения "объекта" в наших опытах использовалась следующая методика. На пути пучка перпендикулярно к его оси в месте предполагаемого расположения линз устанавливалась пластина из меди или свинца толщиной в 20 мм, с просверленными в ней отверстиями диаметром в 1 мм и на расстоянии 100-150 см от нее был получен автограф пучка - рис. 5. Отсюда и было найдено, что возможный разброс точек пересечения траекторий частиц в пучке с его осью не превышает $\pm 25\%$ от определенных величин $d_y = 3 \text{ м}$ и $d_z = 4 \text{ м}$.

Зная экспериментальный разброс "объектов" можно оценить и величину разброса пересечений траекторий в пучке с его осью после прохождения линзы. Для этого выразим из формулы (2)

расстояние до изображения P через F и d :

$$P = \frac{F \cdot d}{d - F}$$

и найдем разброс Δp вследствие разброса местоположений "источников" Δd :

$$\Delta p = - \frac{\Delta d \cdot F^2}{(d - F)(d - F + \Delta d)} \quad (12)$$

Этот разброс Δp приводит к "расширению изображения" на заданном расстоянии P (рис. 6).

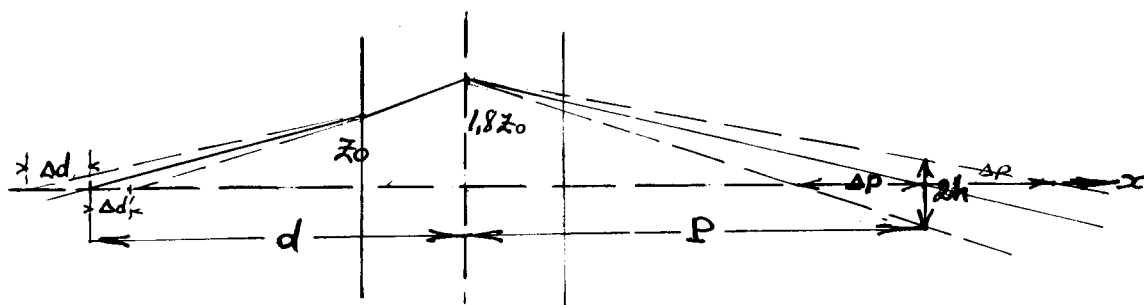


Рис. 6

$$h = Z \frac{\Delta p}{P - \Delta p} \quad (13)$$

К "расширению изображения" приводит также и энергетическая неоднородность пучка.

Неточность в установке осей линзы и пучка приводит к заметному смещению пучка относительно первоначального направления. Это можно оценить, если рассмотреть движение частицы в магнитном поле линзы. Действующая сила $F = \frac{e}{c} v H_z$, где $v = v_x = \dot{x}$, а $H_z = \frac{\partial H_z}{\partial z} z$; тогда уравнение движения для поперечного движения (например в плоскости xy) будет

$$m \frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{c} \dot{x} H_z \quad \text{или} \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e}{mc} \frac{dx}{dt} H_z.$$

Проинтегрировав один раз по t , получим:

$$\dot{y} = \frac{e}{mc} \int_0^l H_z dx$$

но т.к. $\dot{y} = \frac{dy}{dt} = \dot{x} \frac{dy}{dx}$, то

$$\frac{dy}{dx} = \frac{e}{mc \dot{x}} \int_0^l H_z dx \approx \frac{e}{mc v} \cdot H_z l \quad \text{или}$$

$$\alpha \approx \text{tg} \alpha = \frac{dy}{dx} = \frac{e}{mc v} H_z l = \frac{H_z l}{H \rho} = \frac{\frac{\partial H_z}{\partial z} z \cdot l}{H \rho}$$

Если $\frac{\partial H_z}{\partial z} = 2000$ эр/см, $H \rho = 4,4 \cdot 10^6$, то при смещении на $z = 1$ мм частица отклонится при прохождении поля в линзе на длине $l = 60$ см на угол

$$\alpha = \frac{2000 \cdot 0,1 \cdot 60}{4,4 \cdot 10^6} = \frac{1}{367} \text{ радиан}$$

что на расстоянии $R = 600$ см приведет к смещению оси пучка примерно на 1,6 см.

Так как из экспериментальных данных разброс "объектов" составляет $\Delta d = 0,25 d$, а неточность установки линзы в $0,1 z$, увеличивает его до $(0,4-0,5) d$, то величина "изображения", в соответствии с формулой (13), на расстоянии R от линзы в 300, 600 и 1000 см будет составлять:

$$2h_{r,300} = 1,2 \text{ см}$$

$$2h_{r,600} = 2,4 \text{ см}$$

$$2h_{r,1000} = 3,8 \text{ см.}$$

При расчетах принято, что $z_0 = 1$ см, а максимальное отклонение траектории в линзе $z = 1,8$ см.

Таким образом ожидаемое увеличение плотности частиц в пучке будет пропорционально уменьшению площадей пучка до и после фокусировки. Оценка приводит к увеличению плотности в 5-10 раз.

2. КОНСТРУКЦИЯ ЛИНЗЫ.

Для фокусировки протонного пучка с энергией в 680 мэв была выбрана двухсекционная квадрупольная магнитная линза с апертурой в 4 см. Как было показано выше (рис. 4) около 45% всех частиц пучка находятся в границах занимаемых площадью $S = \pi \cdot 1.2 \approx 6 \text{ см}^2$, т.е. в апертуру линзы 4 см могут войти 45% частиц, из которых примерно половина пройдет магнитную линзу. На основании формулы (2) при $d = 300$ см минимальное фокусное расстояние $\rho_{\text{мн}} \rho = 200$ см будет

$$F = \frac{\rho \cdot d}{\rho + d} = 120 \text{ см,}$$

а максимальной градиент при выбранных параметрах линзы:

$\ell = 28$ см, $\mathcal{L} = 30$ см для $E = 660$ Мэв на основании формулы (5) будет $\frac{\partial H_z}{\partial z} = 2000$ эр./см.

Необходимые ампер-витки для обеспечения такого градиента вычисляются из соотношения

$$An \approx \frac{\partial H_z}{\partial z} \alpha^2 \quad (14)$$

где α - половина апертуры линзы. При плотности тока $j = 2 \frac{\text{амп}}{\text{мм}^2}$ необходимые витки обмотки можно разместить в линзе, имеющей поперечные размеры, указанные на рис. 7.

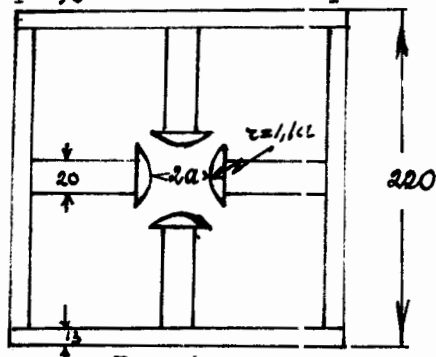


Рис. 7

Поверхность полюсов цилиндрическая с $R = 1,1 a$. Для расчета магнитопровода можно воспользоваться соотношением $\Phi = \int H ds$. Как видно из рис. 7, магнитный поток через полюса состоит из двух симметричных потоков. Половина потока через один полюс вычисляется из $\Phi = \int H ds = \int H \sqrt{1+y^2} dx$, где интеграл распространяется на поверхность полюса от вершины до точки обрыва. Пользуясь уравнением эквипотенциальной поверхности $V = k \frac{x^2+y^2}{2}$ можем выразить полный поток через полюс в виде:

$$\Phi = 2 \int_0^{\ell} k \sqrt{1 + \left(\frac{x}{y}\right)^2} dx = 2k \int_0^{\ell} \left(\frac{x^2}{y} + y\right) dx,$$

где ℓ - абсцисса точки обрыва полюса.

Так как абберация линзы зависит от нелинейности градиента поля, то все элементы квадрупольного магнита обрабатывались с точностью до 0,05 мм, что обеспечивает симметрию линзы не хуже 0,1 мм. Эта точность изготовления линзы необходима как для упрощения юстировки линзы, так и для наиболее эффективного использования ее апертуры.

На рис. 8 приведен внешний вид двухсекционной магнитной линзы с апертурой 4 см. Длина каждой из секций $\ell = 28$ см, расстояние между секциями $\tilde{\ell} = 30$ см и может быть изменено в пределах от 10 см до 50 см. Каждая из 8 возбуждающих катушек имеет по 150,5 витков медной проволоки диаметром 3,52 мм в бумажной изоляции. Питание линзы производится от двух селеновых выпрямителей ВСА-6 с максимальным током $\mathcal{I} = 24$ а и напряжением $V = 24$ вольта. Максимально-потребляемая мощность каждой секции не превышает 400 ватт. Магнитное поле в зазоре между полюсами измерялось с помощью флюксметра малой измерительной катушкой с диаметром 7 мм и числом витков около 1000 ($S_{эф} \approx 126 \text{ см}^2$).

Максимальный градиент в зазоре 4 см - 2000 эр./см; в зазоре 3 см - 3000 эр./см. (рис.9). Изменение зазора производилось за счет съёмных полюсных наконечников из стали С-3. Охлаждение обмоток возбуждения - естественное. При форсированном режиме для $J = 16$ ам дополнительный теплосъём производится с помощью воздушного вентилятора мощностью 75 ватт и производительностью $0,5 \frac{м^3}{сек}$.

Необходимая точность стабилизации тока в возбуждающих обмотках линзы может быть оценена следующим образом. Общие ампервитки

$$J \cdot n = 2 \frac{\partial H_y}{\partial z} a^2 = 2 a^2 \mu_0 \omega^2, \text{отсюда } dJ = \frac{2 a^2}{n} \mu_0 2 \omega d\omega, \text{ а}$$
$$\frac{dJ}{J} = 2 \frac{d\omega}{\omega}$$

Выразим изменение градиента поля при изменении тока через изменение главного фокусного расстояния F из соотношения

$$\frac{1}{F} = \omega^2 \epsilon^2 \left(\frac{2}{3} \epsilon + \delta \right) ;$$
$$-\frac{dF}{F^2} = 4 \omega^3 d\omega \epsilon^2 \left(\frac{2}{3} \epsilon + \delta \right) = \frac{d\omega}{\omega} 4 \frac{1}{F}$$

Таким образом
$$\frac{dJ}{J} = -\frac{1}{2} \frac{dF}{F} .$$

Изменение же фокусного расстояния приводит к изменению местоположения "изображения", что в соответствии с формулой (13) приводит к расширению "изображения". Так как $\frac{1}{F} = \frac{1}{P} + \frac{1}{Z}$, то

$$-\frac{dF}{F^2} = -\frac{dP}{P^2} \quad \text{или} \quad \frac{dF}{F} = \frac{F}{P} \frac{dP}{P}$$

Подставляя значение $\frac{dP}{P} = \frac{h}{Z+h}$ в соответствии с формулой (13), получаем

$$\frac{dJ}{J} = -\frac{1}{2} \frac{F}{P} \frac{dP}{P} = -\frac{1}{2} \frac{F}{P} \cdot \frac{h}{Z+h} \quad (15)$$

При $\frac{dJ}{J} = \pm 0,01$, $F = 200$ см, $P = 600$ см и $Z = 1,8$ см. величина "изображения" $2h$ будет $\approx \pm 0,2$ см.

Таким образом следует, что при фокусировке пучка не требуется специальной стабилизации тока. Изменение величины тока из-за нагрева обмотки происходит медленно и может быть скорректировано вручную.

3. ЮСТИРОВКА ЛИНЗЫ ПО ПРОТОННОМУ ПУЧКУ.

Установка линзы относительно пучка является одной из трудоемких операций, так как непараллельность оси линзы и пучка приводит к его смещению и размытию изображения. Так как каждая секция линзы в отдельности дает линейный фокус, то удобнее установку производить посекционно. Для отдельной секции фокусное расстояние $f = \frac{1}{\omega^2 e}$ и зависимость $\frac{1}{f}$ от ω^2 выразится прямой линией: $\frac{1}{f} = \omega^2 e - \frac{1}{d}$, где отрезок $b = -\frac{1}{d}$ отсекается на оси $\frac{1}{f}$ (рис. 10), ибо когда $d = \infty$, прямая линия пройдет

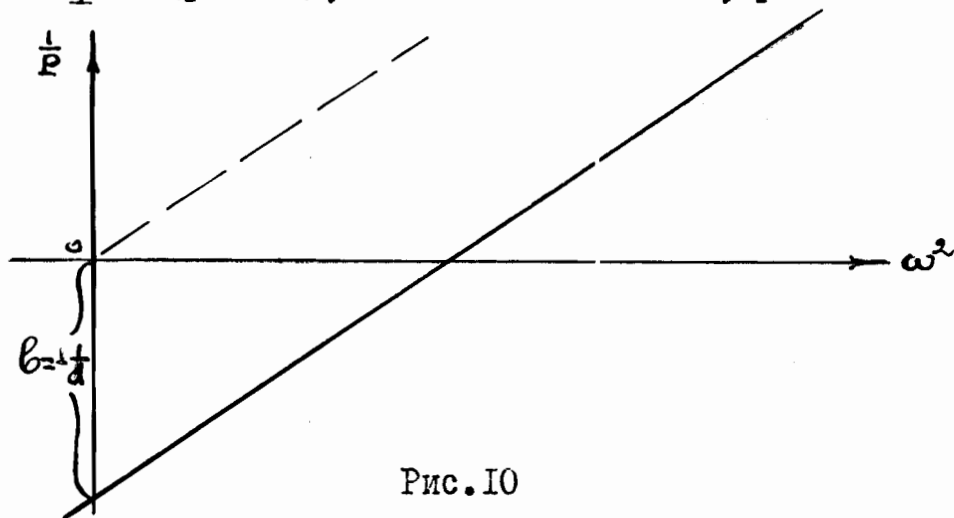


Рис. 10

через начало координат и будет определять главное фокусное расстояние секции в зависимости от ω^2 (от намагничивающего тока). Зная расстояние d до "объекта", находим в зависимости от местоположения "изображения", значение ω^2 или величину намагничивающего тока. И обратно, находя линейные фокусы на различных расстояниях от секции, можно экспериментально проверить местоположение "объекта". Эта зависимость дает удобный способ юстировки линзы относительно пучка. А именно, секция устанавливается так, чтобы минимальной ширины линейные фокусы во взаимно-перпендикулярных плоскостях совпадали с направлением основного

пучка. Найдя такое положение для обеих секций линзы будем иметь оптимальное ее положение, не дающее искривления пучка. Такая настройка осуществлялась путем снятия автографа пучка на фотобумагу. Настройка линзы на двойное фокусирование производилась с помощью малой ионизационной камеры (площадь сечения $\approx 1 \text{ см}^2$), устанавливаемой в середине пучка на заданном расстоянии от линзы. Строя аналогичный график для двухсекционной линзы, для которой фокусное расстояние $\frac{1}{F} = \omega^2 e^2 (3L + d)$, найдем значение градиента (тока), необходимое для двойной фокусировки на заданных расстояниях. Астигматизм "изображения" исправляется небольшим изменением соотношения токов в секциях линзы, экспериментально устанавливаемое по максимальному показанию ионизационной камеры.

Для двухсекционной линзы с параметрами : $l = 28 \text{ см}$, $f = 30 \text{ см}$ и $d = 300 \text{ см}$ для получения изображения пучка на расстояниях P , равных 200, 600 и 1000 см от линзы необходимы длины фокусных расстояний F , равные 120, 200 и 230 см соответственно. Средние значения градиентов при этом должны быть 2060 эр./см ($\mathcal{I} \approx 18,7 \text{ ам}$), 1600 эр./см ($\mathcal{I} = 13,8 \text{ ам}$) и 1490 эр./см ($\mathcal{I} = 12,8 \text{ ам}$). Средние значения градиентов в линзе, полученные из экспериментов с пучком при двойной фокусировке на указанных расстояниях 2020 эр./см ($\mathcal{I} = 18,25 \text{ ам}$), 1580 эр./см ($\mathcal{I} = 13,65 \text{ ам}$) и 1460 ($\mathcal{I} = 12,5 \text{ ам}$), т.е. находятся в хорошем согласии с другими экспериментальными и расчетными данными.

Расстояние между секциями линзы $f = 30 \text{ см}$ было оптимальным для работы линзы. Уменьшение f' до 20 см незначительно увеличивало используемую апертуру линзы, но ставило ее в невыгодное

условия по тепловому режиму. Увеличение же расстояния приводит к уменьшению эффективной апертуры. Поэтому все эксперименты с линзой производились при постоянном расстоянии

$\mathcal{S}=30$ см. Размеры "изображения" пучка, сфокусированного на разных расстояниях от линзы, растут с удалением от нее. На расстоянии 3-х м. от линзы величина изображения не превышала круга диаметром 13 мм, а на расстоянии 6 м. - круга диаметром 40 мм. Размеры пятна определялись по радиоавтографам пучка, полученным на латунной пластине толщиной 2-3 мм. На рис. II приведены фотографии пучка на различных расстояниях от линзы при двойной фокусировке.

Среднее увеличение плотности частиц в протонном пучке равнялось 4,5, что соответствует нижнему пределу в оценке ожидаемого увеличения плотности. Неоднократно получаемое в опытах увеличение плотности в 6-7 раз, устойчиво не воспроизводилось в работе. Это, очевидно, объясняется недостаточно точно воспроизводимыми условиями в установке линзы по пучку как за счет установки самой линзы, так и за счет самого пучка, положение которого зависит от установки отклоняющих пластин для дополнительного поворота пучка в рассеянном поле магнита шестиметрового синхроциклотрона. Плотность частиц в пучке поляризованных протонов, образованных на внутренней мишени, увеличена двухсекционной линзой с апертурой в 4 см в 2,5 раза. Для дальнейшего увеличения плотности данного пучка - изготовлена трехсекционная линза с апертурой 8 см (рис. 12) и максимальным градиентом 1900 эр/см (рис. 13). Длина крайних секций по 20 см, средней - 40 см, с промежутками в 15 см. В качестве проводника взята медная трубка с внешним диаметром 7 мм и толщиной стенок 1,5 мм. Охлаждение трубок водяное. На рис. 14

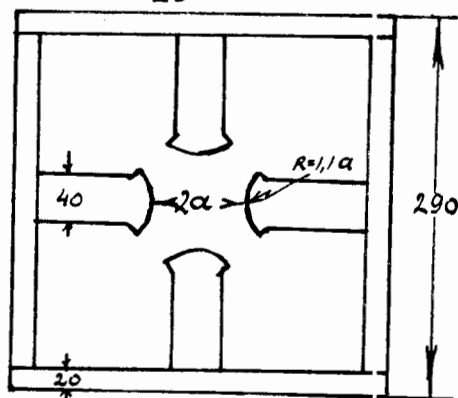


Рис. 14.

приведены размеры секции линзы. Плотность пучка поляризованных протонов была увеличена с помощью трехсекционной линзы примерно в 4,5 раза. Такое же увеличение плотности частиц получается и при выключенной средней секции с противоположными потоками в крайних секциях. Отсутствие преимущества трехсекционной линзы перед двухсекционной — в данном случае объясняется недостаточным значением ее градиента в данных условиях опыта.

Для фокусировки пучков Π^+ -мезонов в диапазоне энергий до 400 Мэв были изготовлены секции с апертурой в 120 мм и длиной по 20 см с максимальным градиентом 1100 эр/см. Но применение одиночной линзы из двух указанных секций оказалось не эффективным, так как мезонные пучки с внутренней мишени, как показали эксперименты с диафрагмированием пучков, фокусировались рассеянным полем основного электромагнита. Для эффективного применения квадрупольных линз необходимо формирование рассеянного поля вблизи мезонообразования. Это может быть осуществлено с помощью шиммирующих пластин (рис. 15), образующих в соответствующих секциях поле знакопеременного градиента. Расчет поля и градиента с учетом отражения в полюсах может быть произведен по нижеприведенным формулам.

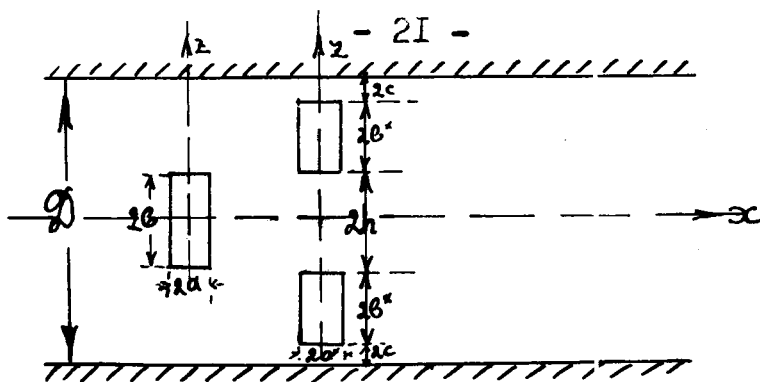


Рис. 15.

Для одиночной пластины в центре зазора-

$$H_z = 4M \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a}{nD-b} - x \operatorname{arctg} \frac{x-a}{nD-b} \right) u$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 4M \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{nD-b} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{x+a}{nD-b} \right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{x-a}{nD-b} \right)^2} \right] = \\ &= -16 M a x \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{nD-b}{[(nD-b)^2 + (x+a)^2][(nD-b)^2 + (x-a)^2]} \end{aligned}$$

где $n=0$ - действие основной шиммы,

$n = \pm 1$ - действие от первого отражения и т.д.

Для двух пластин, симметрично отстоящих от зазора

$$H_z = -4M \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a^*}{nD-h} - \operatorname{arctg} \frac{x-a^*}{nD-h} \right) u$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -4M \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{nD-h} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{x+a^*}{nD-h} \right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{x-a^*}{nD-h} \right)^2} \right] = \\ &= 16 M a^* x \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{nD-h}{[(nD-h)^2 + (x+a^*)^2][(nD-h)^2 + (x-a^*)^2]} \end{aligned}$$

где $n=0$ и $+1$ - действие основной шиммы с "нулевым" отражением,*)

$n = -1$ и $+2$ - действие от первого отражения и т.д.

*) Действие основной шиммы описывается при значении $n=0$ только для бесконечно-высоких шимм ($b \rightarrow \infty$). Для шиммы конечной высоты действие основной шиммы описывается при значениях $n=0$ и $n=+1$, в последнем из которых значение b должно быть уменьшено на величину $2b+4c$.

З а к л ю ч е н и е .

Применение квадрупольных линз с вышеуказанными параметрами, позволило увеличить среднюю плотность частиц в протонном пучке в 4,5 раза и получить в измерительном павильоне на расстоянии 15 м от камеры $1 \cdot 10^9$ протонов/см²сек. В результате повышения плотности протонного пучка значительно расширены экспериментальные возможности для работ с пучками вторичных частиц (π^+ -мезонов и поляризованных протонов), получаемых на внешнем пучке.

Работа по фокусировке заряженных частиц от шестиметрового синхроциклотрона была выполнена совместно с группой физиков-ядерщиков - Негановым Б.С., Савченко О.В., Мухиным А.И., Васиним В. и др. при постоянной поддержке директора ЛЯП ОИЯИ тов. Дзелепова В.П. Все основные вопросы расчета магнитной цепи квадрупольных линз и общей схемы работ по фокусировке обсуждались с главным инженером ЛЯП ОИЯИ тов. Замолодчиковым Б.И. Многие вопросы физики фокусировки обсуждались с начальником сектора т. Дмитриевским В.П. Конструирование линз произведено в КБ ЛЯП ОИЯИ инженерами т.т. Дьяковым Н.И. и Семеновым Б.Ю. Линзы изготовлены в экспериментальных мастерских ЛЯП ОИЯИ. Прибор для измерения плотности частиц в пучке был разработан старшим инженером ускорительного сектора тов. Розановым Е.И.

Всем указанным выше лицам и коллективу рабочих, принимавших участие в изготовлении линз, автор приносит свою благодарность.

Л и т е р а т у р а

1. Courant E., Livingston M.S., Snyder H., Phys.Rev. 88, 1190(1952)
2. Cork B., Zajec E., Phys.Rev. 92, 853A(1953)
3. Shull, F.B., MacFarland C.E. and Bretscher M.M., Rev.Sci.Instr
25, 364(1954)
4. Данилов В.И., Дмитриевский В.П., Честной А.В.,
журнал " Приборы и техника эксперимента" № 3 , 1956 г.
5. Пирс - Теория и расчет электронных пучков.
Изд. Сов.радио, ф956 г.

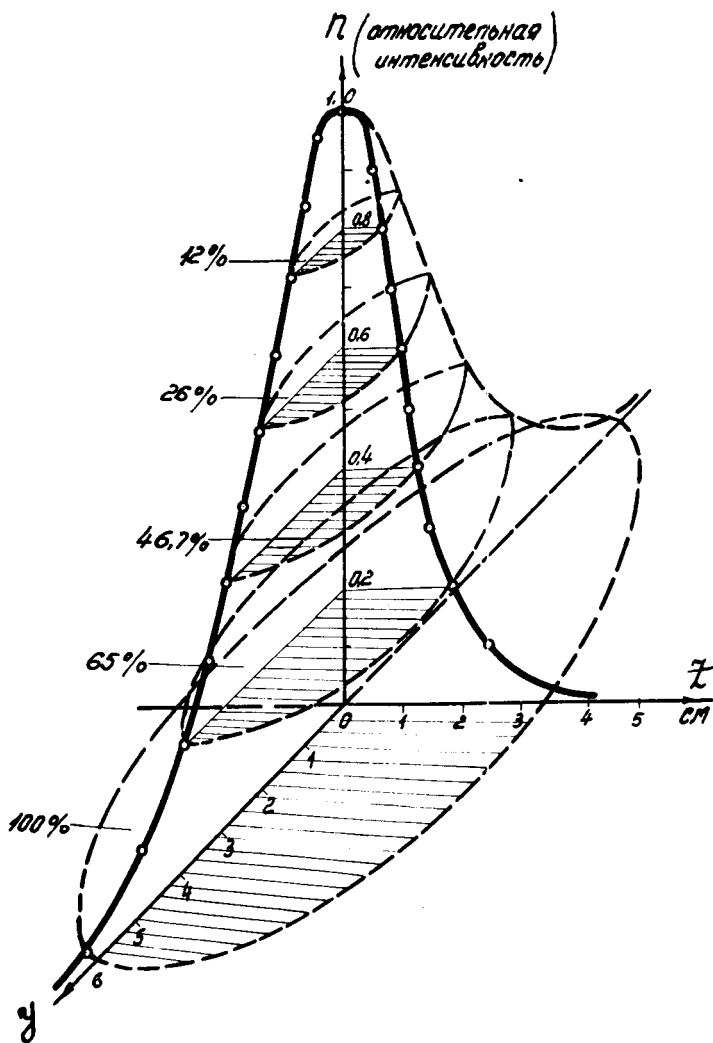
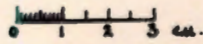


Рис. 4



авторграф листа непосредственно
за "медным фильтром".



авторграф листа на растении
за "медного фильтра".

Рис. 5

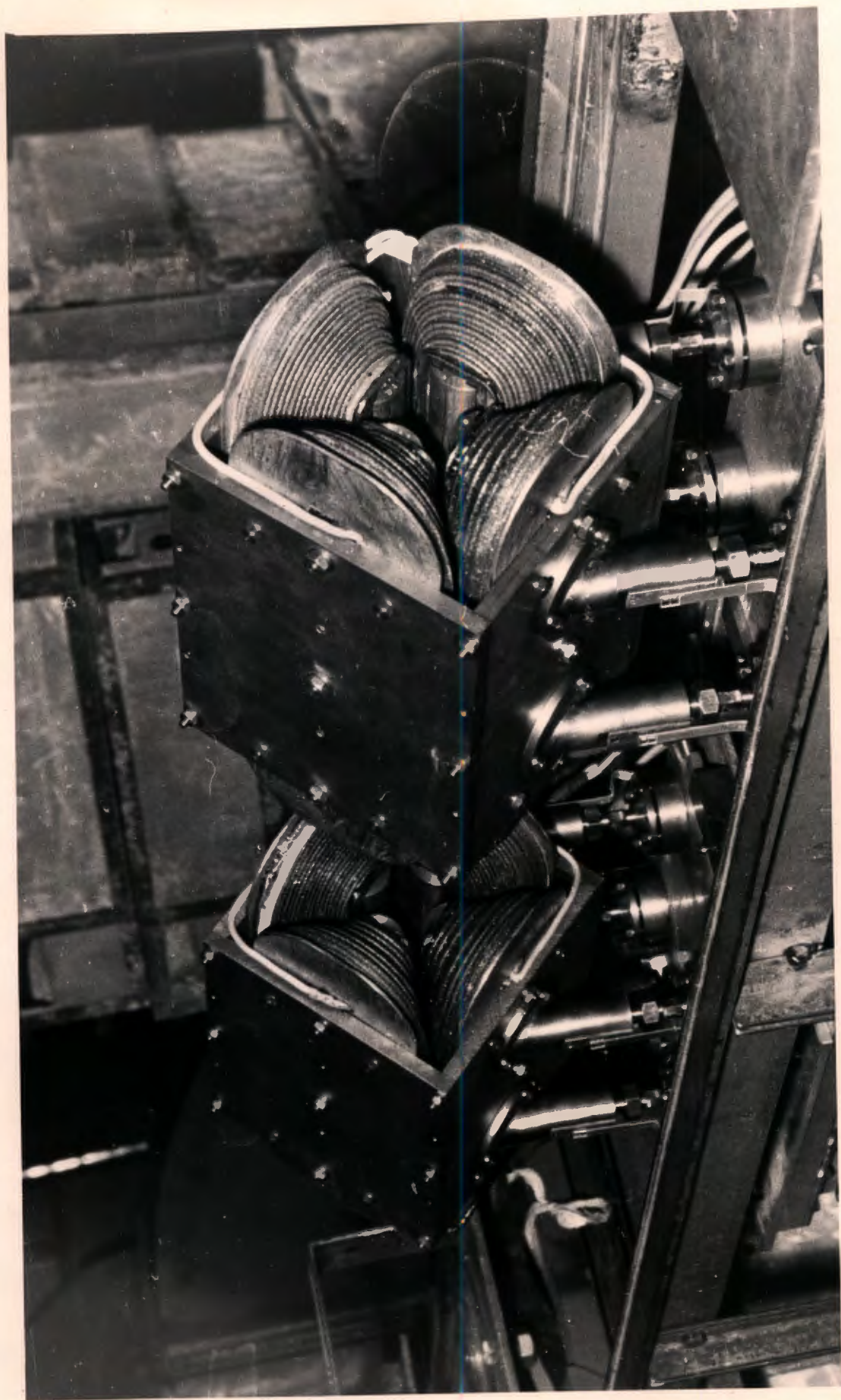


Рис. 8

Значение градиента поля в зависимости от тока
в квадратном магните при токе 28 ампер с апертурой 3 и 4 см
Лаборатория Ядерных Проблем ОЦЯЦ

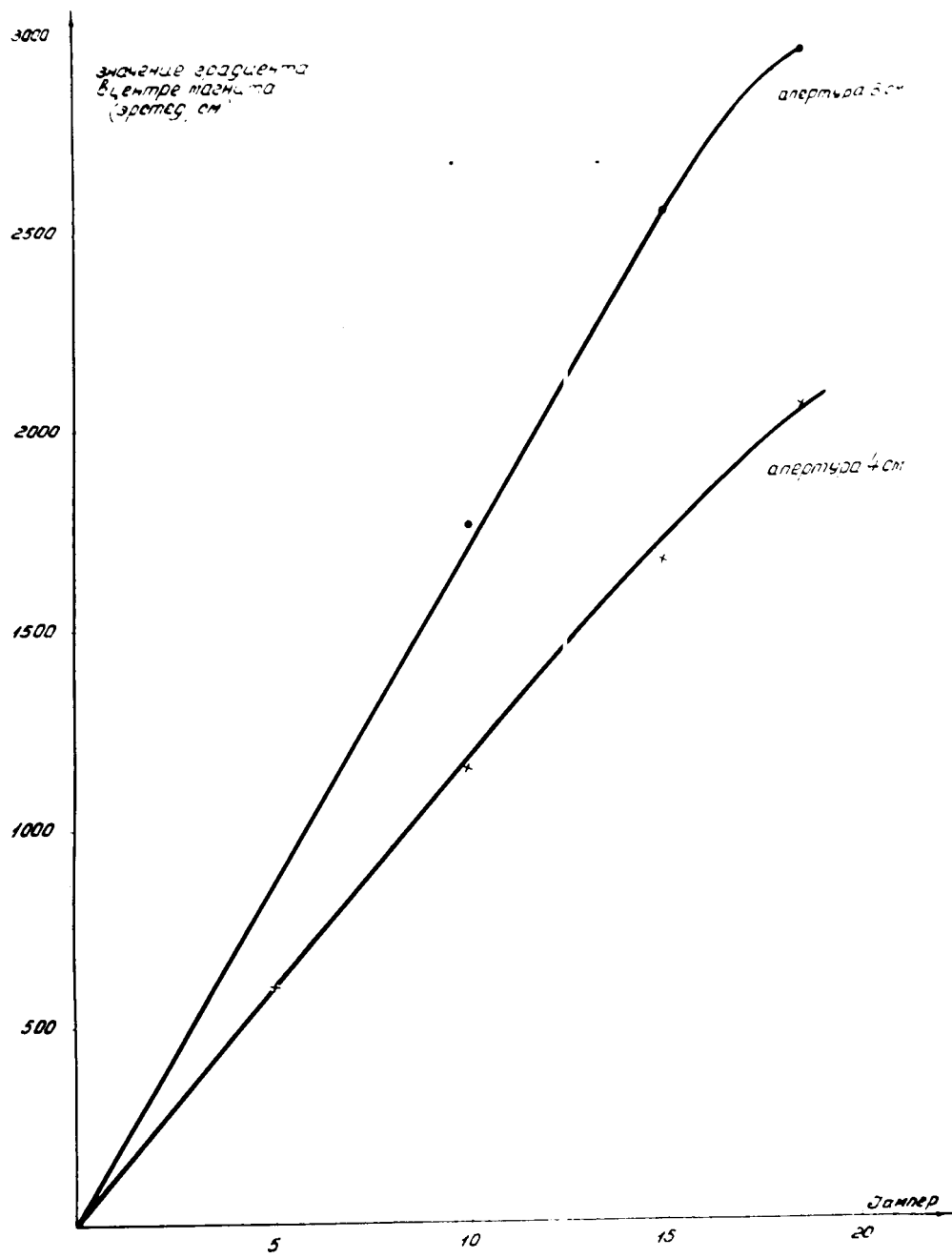
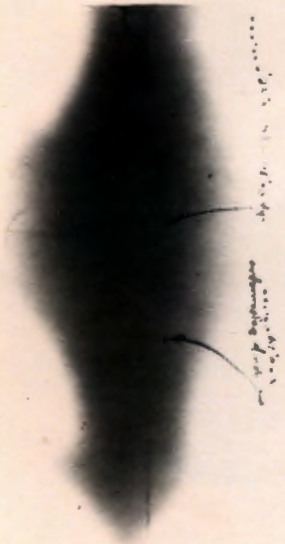


Рис. 9



Р-3а. вытек до фотосъёмки

Р-3а. окончил фотосъёмку



Р-3а. окончил фотосъёмку

Р-3а. окончил фотосъёмку

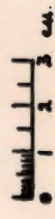
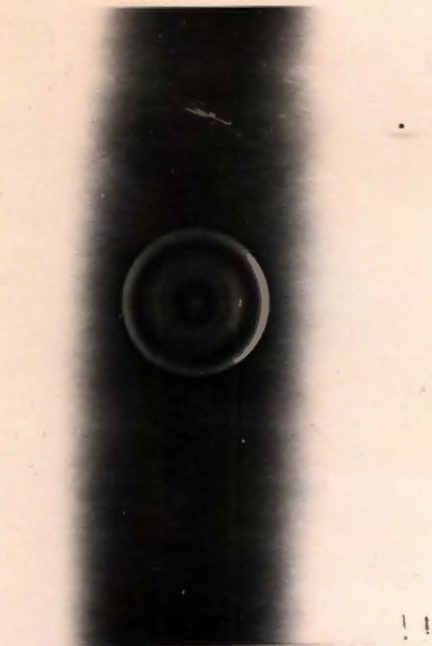


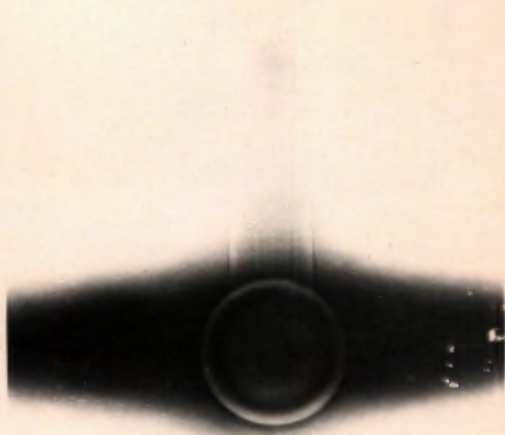
Рис. 11 а



Р=6 м. выск до фокусировки.



Р=6 м. Минимум выск по поверхности



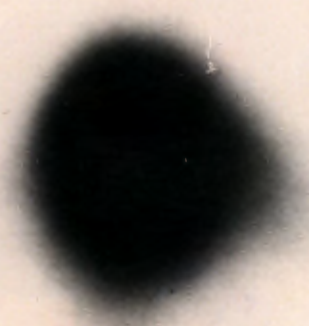
Р=6 м. Минимум выск по поверхности, Рис. 11 Б



Р=6 м. Минимум выск по поверхности

Миллиметр
0 1 2 3 см

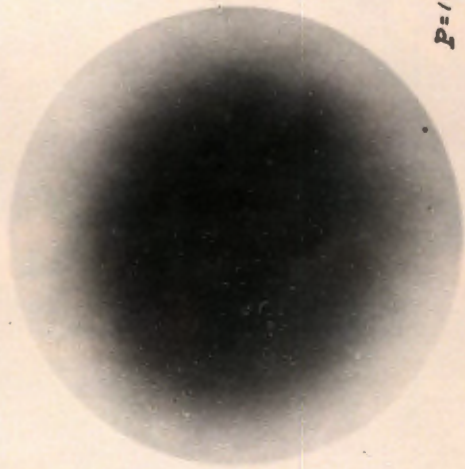
Двойная фокусировка.



$P=6\text{ м.}$



$P=3\text{ м.}$



$P=10\text{ м.}$



$P=15\text{ м.}$

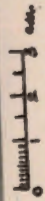


Рис. 11 С

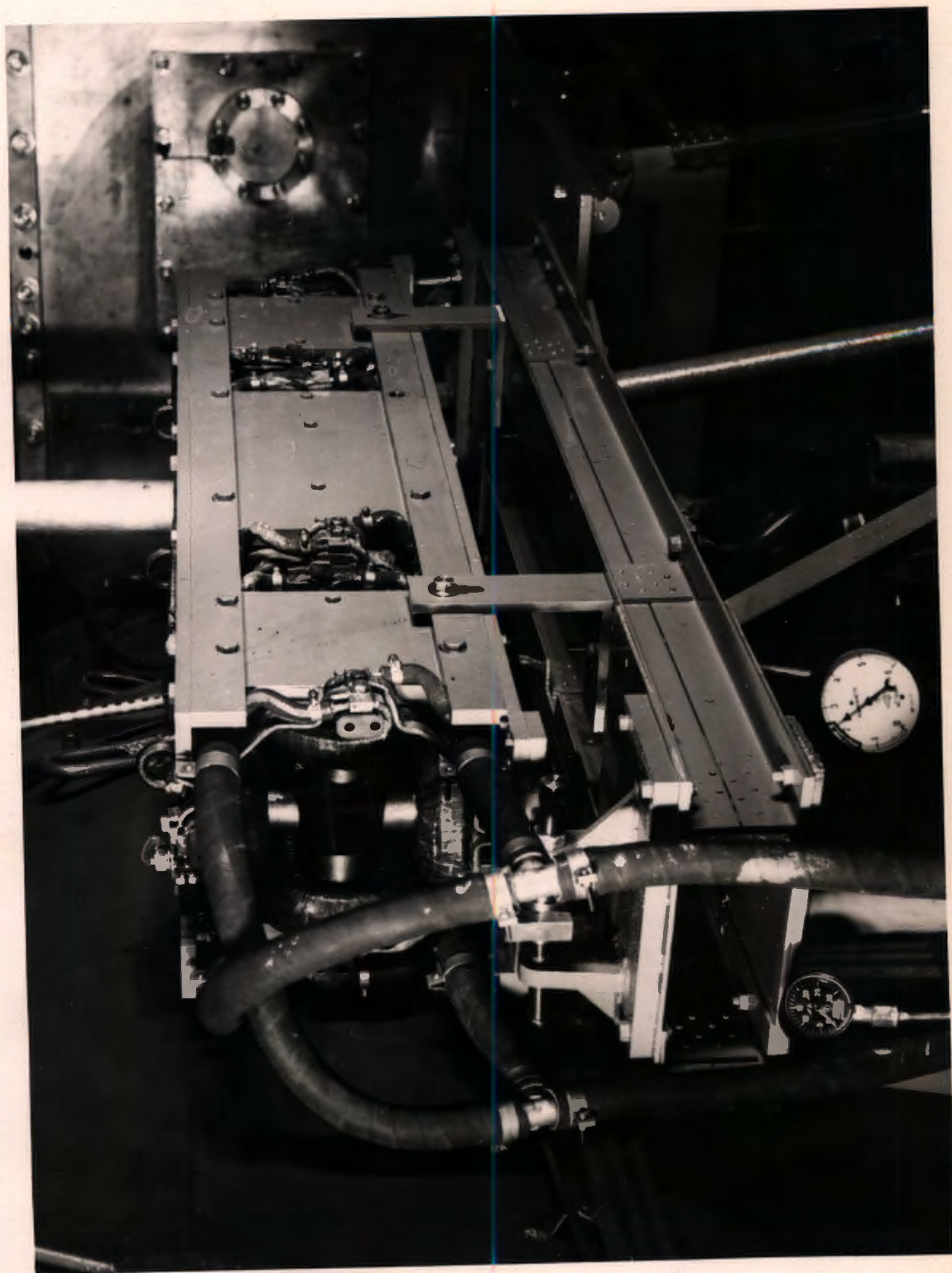


Рис. 12.

Значение градиента поля в зависимости от тока
в квадрупольном магните с апертурой 8 и 12 см.
Лаборатории Ядерных Проблем ОИЯИ

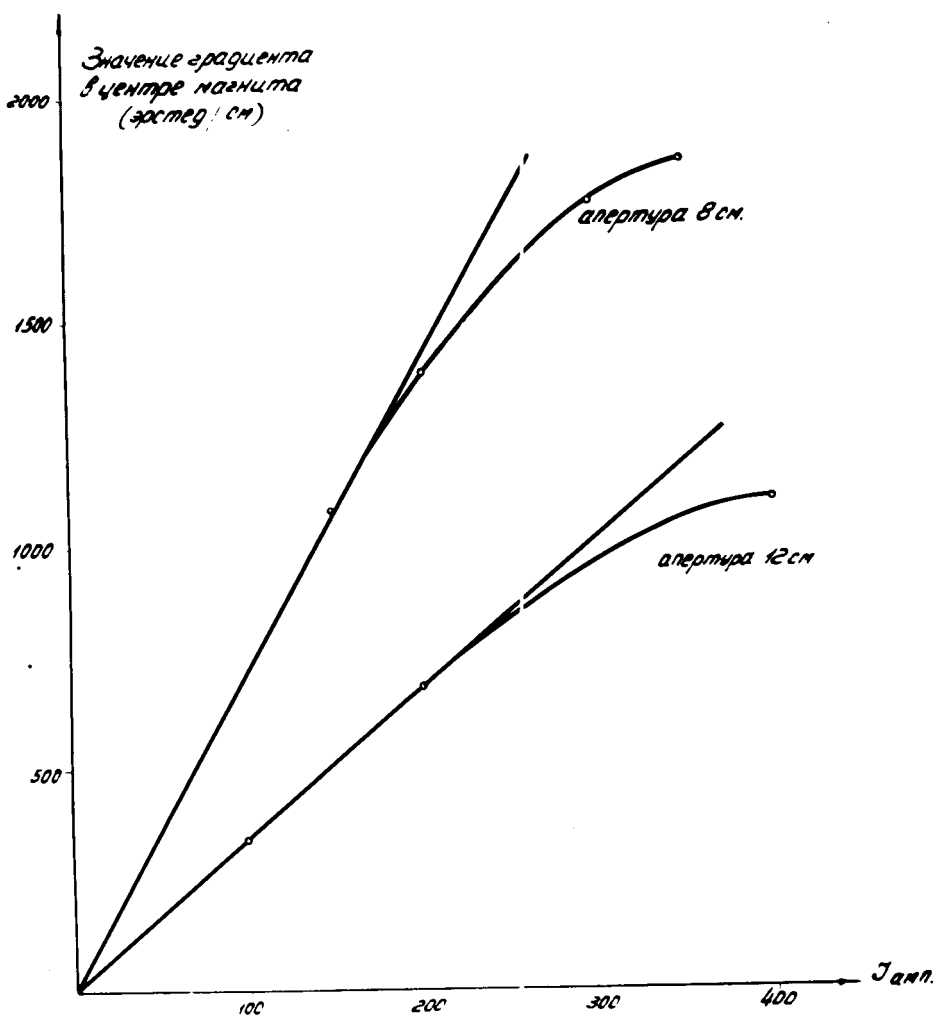


Рис.13