

Б 1-13-6255.

С 3450

С-137

Савченко О.В.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б 1-13-6255[~]

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 72 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

Б1-13-6255

О.В. Савченко

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ
ПРОЕКТА ПОЛУЧЕНИЯ КОНВЕРГЕНТНОГО ПИ-МИНУС МЕЗОННОГО
ПУЧКА ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КОРПУСЕ СИНХРОЦИКЛОТРОНА
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ОИЯИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ
МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ.

С.ф. 3297

24 января 72

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

- г. Дубна, 1971 г. -

В В Е Д Е Н И Е

Главной целью лучевой терапии является поражение всех опухолевых клеток до такой степени, которая исключала бы новое разрастание опухоли. В то же время необходимо свести к минимуму повреждения, влияющие на воспроизводительную способность окружающей здоровой ткани.

Идеальным средством лечения опухолей было бы такое излучение, которое разрушало бы только опухолевые клетки, не нанося ущерба близлежащим нормальным клеточным структурам. Этого нельзя достичь даже в условиях, когда источник радиации помещается в саму опухоль. Однако к такой идеальной ситуации можно приблизиться наилучшим образом, если использовать в лучевой терапии пучки тяжелых заряженных частиц.

В настоящее время общепризнано, что наиболее эффективными частицами для лучевой терапии злокачественных новообразований являются отрицательные Π -мезоны ^{1,2}. Такие терапевтические свойства вытекают из уникальных характеристик Π^- -мезонов и их взаимодействия с ядрами атомов. Кислород составляет основную часть массы атомов, содержащихся в ткани и участвует в захвате большинства отрицательных Π^- -мезонов. При захвате Π^- -мезона ядром O^{16} из полной массы покрывающего Π^- -мезона 14θ Мэв, около 40 Мэв расходуется на преодоление энергии связи нуклонов и фрагментов, 70 Мэв уносится нейтронами, а около 30 Мэв проявляется в виде кинетической энергии протонов, α -частиц и более тяжелых ионов ^{1,2}. Частицы с $z \geq 1$ в основном имеют короткий пробег, высокую плотность ионизации и создают большое локальное энерговыделение в непосредственной близости от места захвата. Нейтроны хотя и уносят заметную часть полной кинетической энергии, образуют относительно небольшой вклад в ту

часть энергии, которая поглощается в окрестности Π -мезонного захвата.

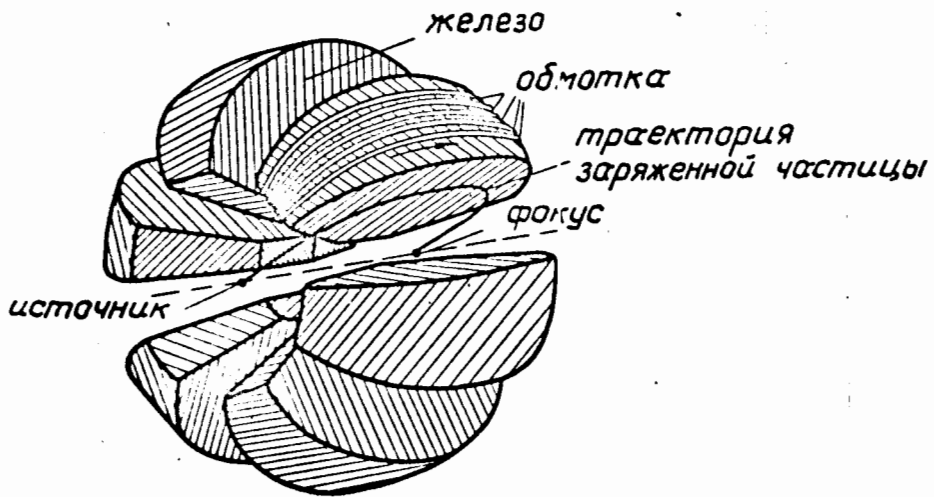
Пучки замедленных отрицательных Π -мезонов характеризуются высоким значением относительной биологической эффективности и довольно хорошим отношением кислородного эффекта. Терапевтическое воздействие отрицательных Π -мезонов в 12 раз больше, чем у γ -квантов и электронов и в 2,5-3 раза выше, чем у тяжелых ионов, α -частиц и протонов /2/.

К сожалению в настоящее время использовать отрицательные Π -мезоны в терапии раковых заболеваний не представляется возможным. Для получения в опухоли дозы в 150-200 бэр необходимо остановить, примерно, 10^8 Π^- -мезонов в каждом кубическом сантиметре опухоли /1/. Пучки Π^- -мезонов на существующих ускорителях является совершенно недостаточными по своей интенсивности. Время облучения при использовании таких пучков будет слишком длительным (недели, а то и месяцы).

Получение пучков Π^- -мезонов с необходимой для лучевой терапии интенсивностью является очень сложной задачей, так как требует создания дорогостоящих сверхточных ускорителей на энергии протонов 500-700 Мэв, так называемых "мезонных фабрик". В США, Канаде и Швейцарии уже начато их сооружение с целью частичного использования и для мезонной терапии /2/.

Здесь, однако, следует подчеркнуть, что существующие и проектируемые на "мезонных фабриках" пучки Π -мезонов имеют угловую сходимость или расходимость, не превышающую $2-3^\circ$, так как специфика физических экспериментов требует для своего проведения узких и достаточно параллельных пучков заряженных частиц.

Между тем в лучевой терапии для уменьшения облучения здоровой ткани часто используется многопольное облучение очага поражения,



Схематический рисунок шестисекционной тороидальной магнитной линзы с сердечниками из железа типа „Апельсин“.

Рис. 1.

а также секторная или круговая ротация пацмента. Поэтому применение сильно сходящихся пучков заряженных частиц, и в особенности Π^- -мезонов, привело бы к значительному улучшению отношения поражения в опухоли к поражению окружающих здоровых тканей, где оно нежелательно, и наиболее полно соответствовало бы основной цели лучевой терапии. Это обстоятельство делает возможным получение Π^- -мезонных пучков с необходимой для лучевой терапии интенсивностью уже на существующих ускорителях, и, в частности, на синхротроне ДЯП ОИЯИ после намечаемого увеличения коэффициента вывода протонного пучка /10/. В настоящем отчете дается физико-техническое обоснование проекта получения сходящихся пучков Π^- и Π^+ -мезонов с энергией до 70 Мэв и с интенсивностями, которые на 2-3 порядка выше существующих пионных пучков такой же энергии.

Разработка проекта получения сходящихся Π^- -мезонных пучков высокой интенсивности в корпусе синхротрона

Лаборатории ядерных проблем О И Я И

Существует несколько методов получения сильно сходящихся пучков заряженных частиц.

Наиболее подходящей фокусирующей системой для получения сильно сходящихся пучков заряженных частиц с одновременным разделением их по знаку является тороидальная магнитная линза типа "апельсин", предложенная в 1950 году O. Kofoed - Hansen и др. /3/; а также в безжелезном варианте - В.В.Владимирским и др. в 1956г. /4/ Схематический вид такой линзы показан на рис. I. К настоящему времени на основе таких тороидальных линз построено несколько спектрометров как с железными сердечниками /5/, так и безжелезного типа /6,7,8/, получивших широкое применение в β - спектроскопии и от-

личавшихся большой светосилой (10-20% от 4П) и приемлемым разрешением (0,5-1%).

Рассмотрим кратко основные свойства таких фокусирующих систем. На рис.2а показан разрез магнитной тороидальной линзы и траектории частиц. Ось вращения тороида проходит через источник частиц F_1 и его изображение F_2 . Магнитное поле внутри безжелезного тора в первом приближении равно

$$H_y = 0 ; \quad H_z = 0 ; \quad H_\varphi = \frac{0,2 I n}{y} ,$$

где I ток одного витка и n - число витков.

Величина магнитного поля внутри тора не зависит от формы образующих его витков. Траектории всех частиц для источника, лежащего на оси симметрии, получаются плоскими благодаря чисто азимутальной ориентации магнитного поля. Форму витков можно рассчитать так, чтобы получить фокусировку в точке F_2 частиц с заданным импульсом P , вылетающих из точки F_1 . При этом можно получить хорошую фокусировку для широкоугольных пучков. Разумеется часть частиц теряется на проводниках и железном сердечнике, тем не менее результирующая светосила линзы получается значительно выше, чем в обычных магнитных линзах. Расчет формы контура особенно прост в симметричном относительно плоскости $z = 0$ случае, когда траектории пучка имеют нулевую производную $dy/dz = 0$ в плоскости $z = 0$. В обозначениях, принятых на рис.2б, это соответствует случаю, когда $f_1 = f_2$. В обозначениях этого рисунка, траектория движения заряженных частиц в области магнитного поля

$H_\varphi = 0,2 n I / y$, описывается параметрическими уравнениями вида:

$$\begin{aligned} y(\theta) &= y_0 e^{-\alpha(1-\cos\theta)} \\ x(\theta) &= y_0 \alpha \int_0^\theta e^{-\alpha(1-\cos\theta_1)} \cos\theta_1 d\theta_1 \end{aligned} \quad (I)$$

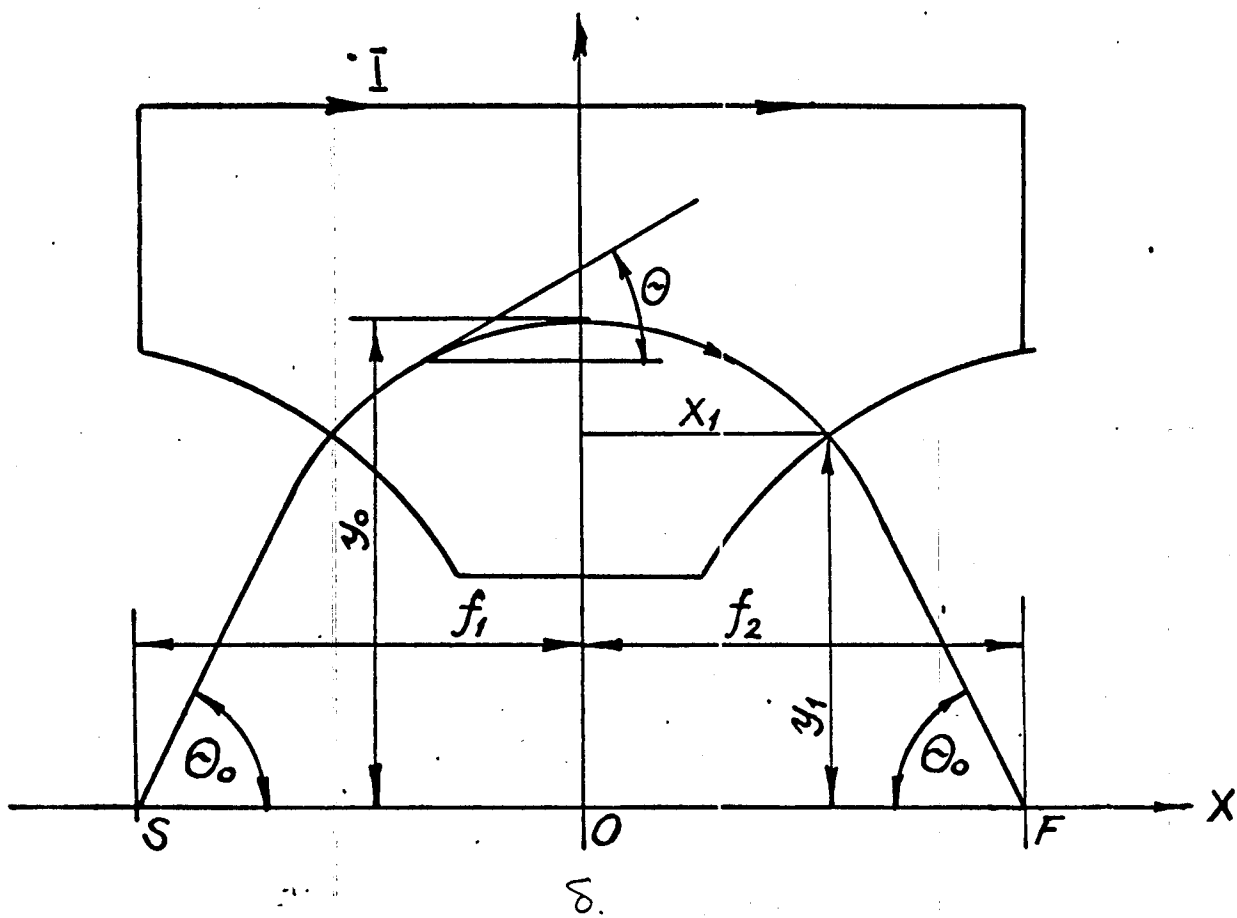
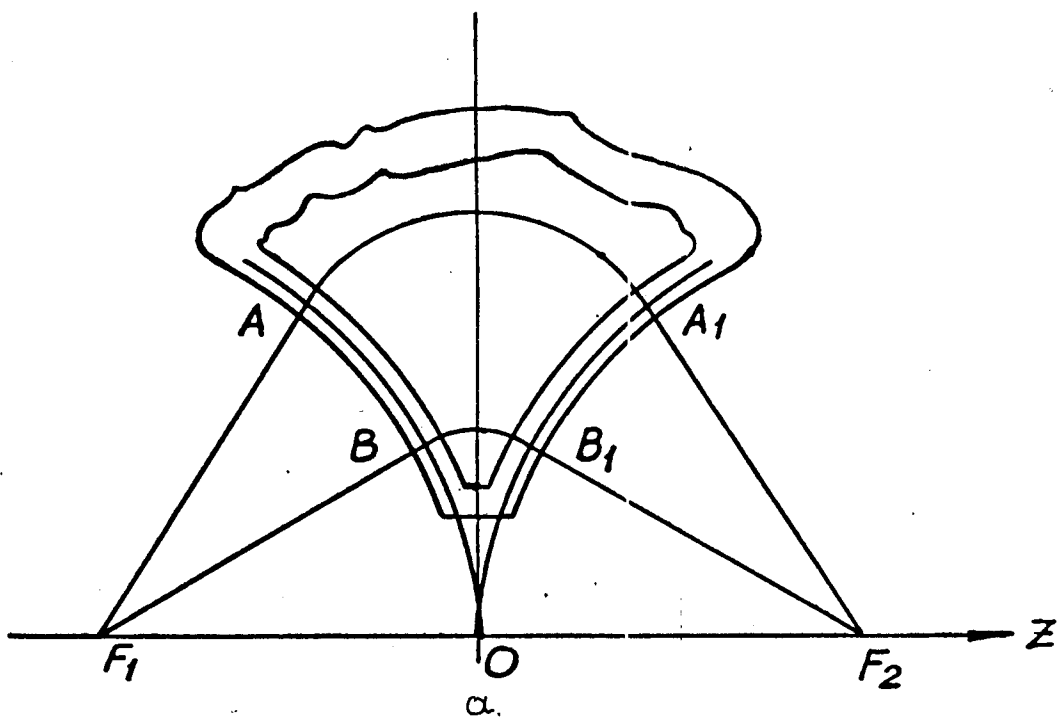


Рис. 2

где \varkappa - безразмерный параметр, связывающий радиус кривизны траектории заряженной частицы с расстоянием y от оси x :

$$\rho = \varkappa y \quad (2)$$

или импульс частицы P (eV/c) с числом ампер-витков при условии фокусировки

$$Pc = 60 \varkappa n I \quad (3)$$

Начало координат выбрано так, что при $x=0$; ($\cos\theta = 1$), $y = y_0$.
Уравнение кривой, которое определяет форму витка проводника с током для данного фокусного расстояния f , получается путем решения уравнений (1) при условии фокусировки :

$$y_1(\theta) = [f - x_1(\theta)] \cdot \operatorname{tg}\theta, \quad (4)$$

где y_1 и x_1 - координаты кривой, которые определяют форму витка. При совместном решении (1) и (4) получается система параметрических уравнений:

$$\frac{y_1(\theta)}{f} = \frac{1}{\operatorname{ctg}\theta + F(\varkappa, \theta)}; \quad \frac{x_1(\theta)}{f} = \frac{F(\varkappa, \theta)}{\operatorname{ctg}\theta + F(\varkappa, \theta)} \quad (5)$$

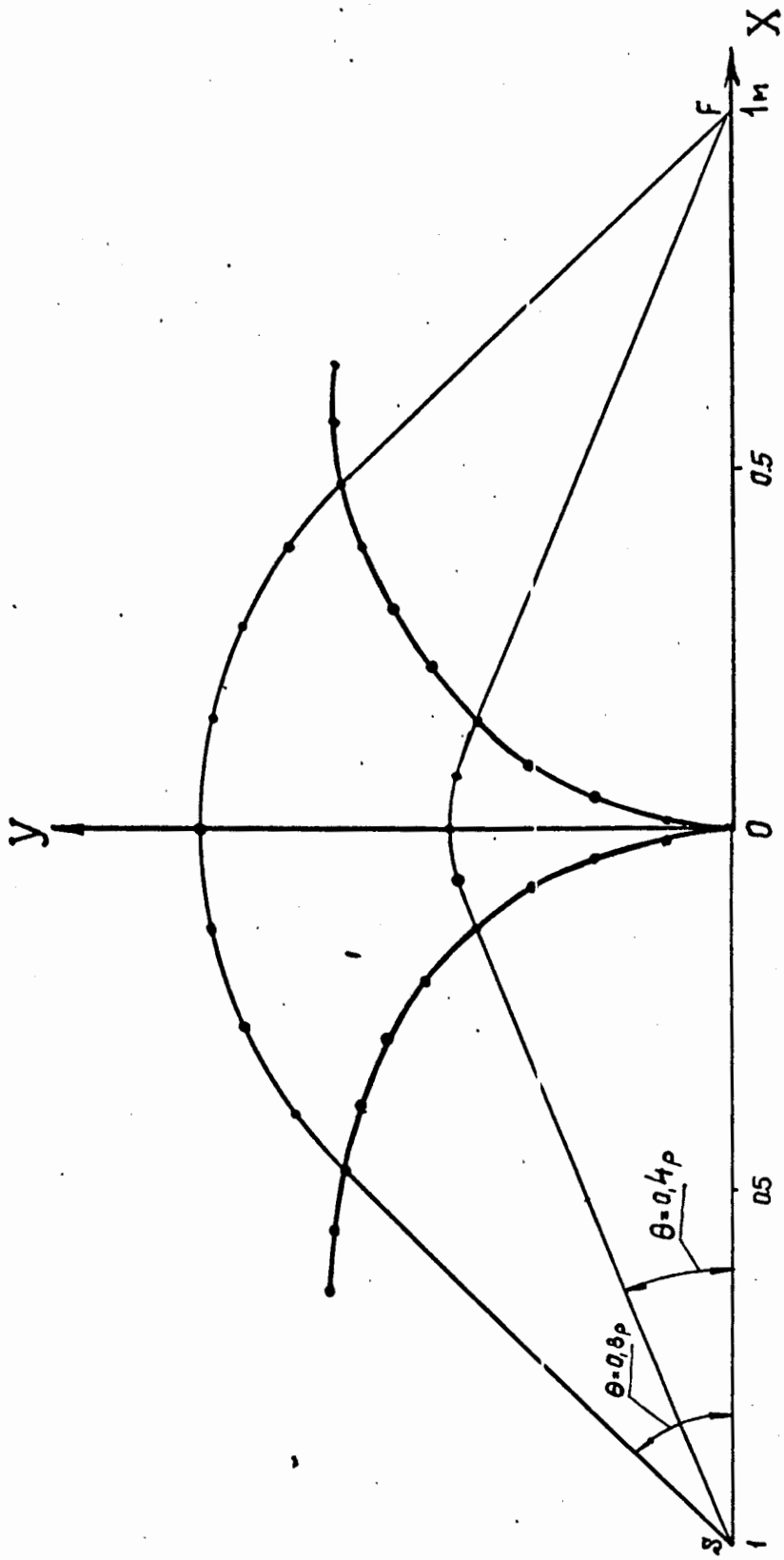
где

$$F(\varkappa, \theta) = \varkappa e^{-\varkappa \cos\theta} \int_0^\theta e^{\varkappa \cos\theta} \cdot \cos\theta, d\theta, \quad (6)$$

Расчетанные по этим уравнениям траектории заряженных частиц и формы витков для различных значений $\varkappa = (1,0; 1,5; 2; 3)$ показаны на рис. 3,4,5 и 6. Максимальный угол захвата частиц θ_0 .

во всех этих случаях принят равным 0,8 радиан или приблизительно 46° . С ростом \varkappa сокращаются размеры линзы, по оси y и

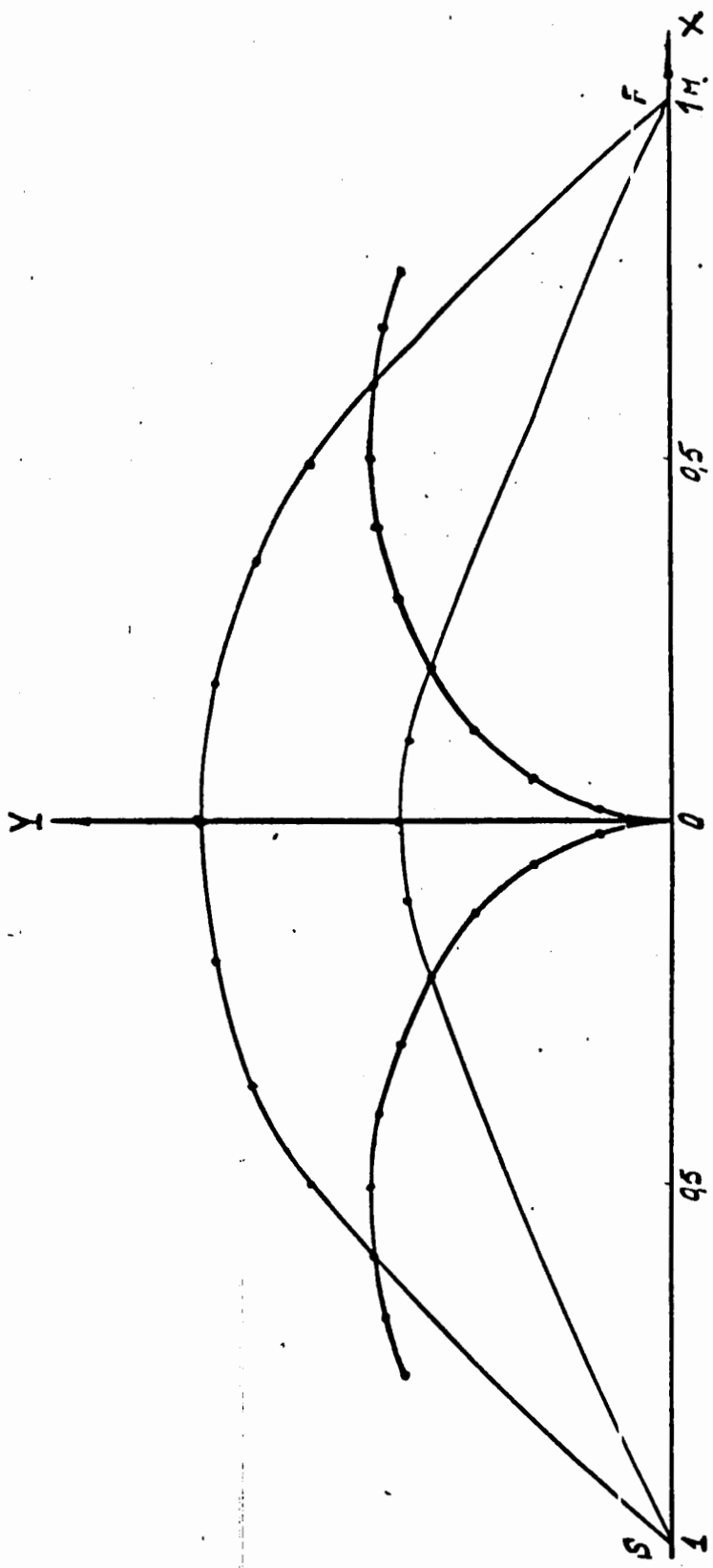
увеличиваются по оси x . Средняя длина витка увеличивается как $L_{\varkappa}(\text{см}) = K f \sqrt{\varkappa}$, а напряженность магнитного поля для заданного импульса частицы уменьшается с ростом \varkappa , как



$$\lambda_{zs} = 2,16f$$

$$\delta S = 10$$

Рис. 3.

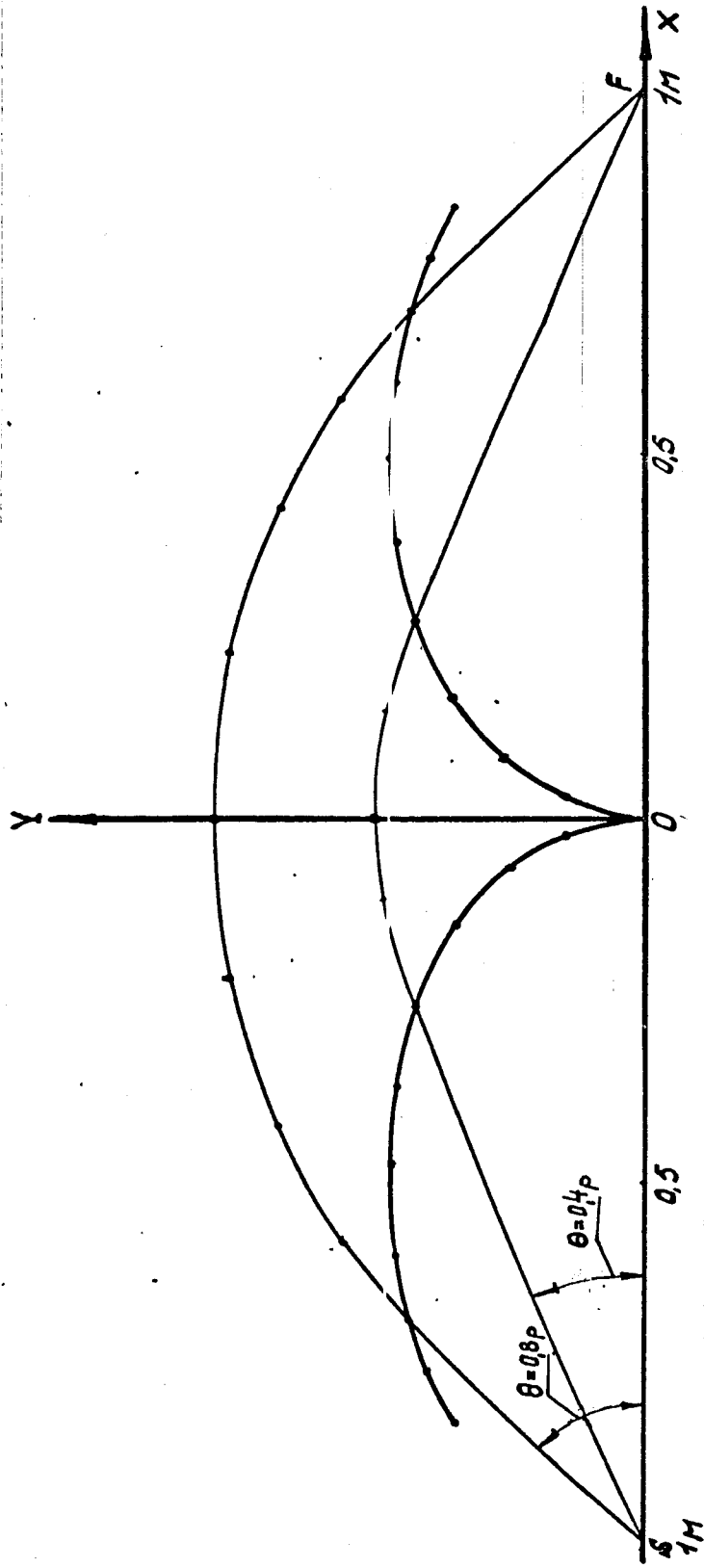


$L_{\text{под}} = 31 \text{ f}$

$L_x = 2,62 \text{ f}$

$\delta = 1,5$

Рис. 4.

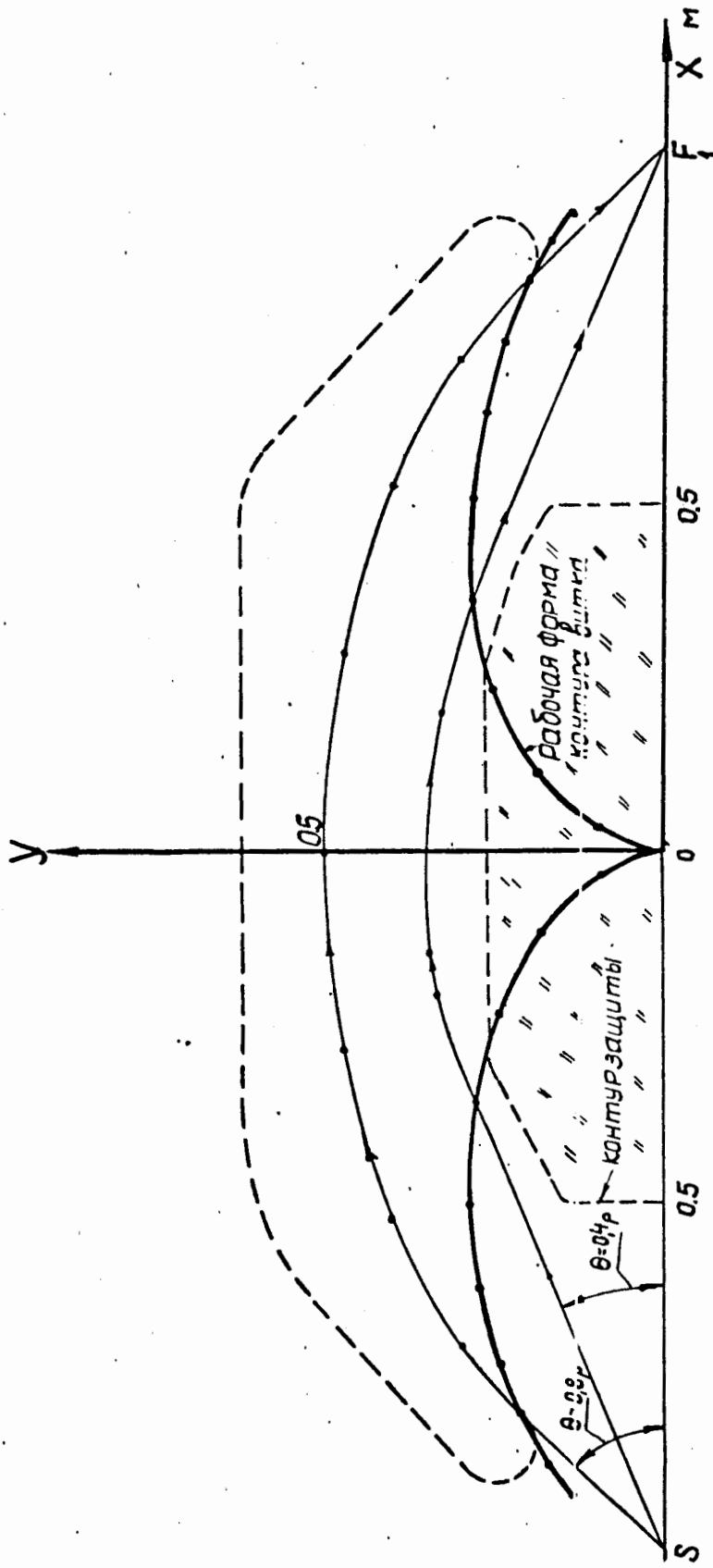


$$\Delta \rho_{005} = 3.36 f$$

$$\Delta \rho_2 = 2.97 f$$

$$\kappa = 2$$

Рис. 5.



Фокусирующее устройство для $\delta S = 3$

$$\Omega(0.4 - 0.8) = 1.38 \text{ стерад}$$

Длина витка, ограниченного $0.8 - 0.4$ $L_{\delta S} = 3.44f$

Рис. 6.

$$H_{\varphi} = \frac{0,2 \cdot p c}{60 \cdot \delta \cdot y} \quad (7)$$

Если ограничить себя предельным импульсом фокусируемых частиц P_c (ев), максимальным током генератора I (а) и минимальным сечением витка S_0 (см²), то максимальная мощность, рассеиваемая линзой выразится как

$$W \text{ (ватт)} = \lambda \frac{(p c) \cdot I \cdot L_{\delta}}{60 \delta \cdot S_0}, \quad (8)$$

где λ - удельное сопротивление материала обмотки (в случае обмотки из меди $\lambda = 2 \cdot 10^{-6}$ ом.см).

Результаты расчета безжелезной тороидальной линзы с $\delta = 2$, для $P_{\kappa} = 160$ Мэв/с, ($T_{\kappa} = 73$ Мэв) показаны на рис.7. При этом $I_{\max} = 1000$ а, $L_{\delta} = 400$ см и $S_0 = 0,6$ см². Максимальная рассеиваемая мощность составляет при этих значениях 2000 квт, а толщина и форма токовой обмотки из медных трубок, охлаждаемых водой, делает эту безжелезную конструкцию дорогостоящей по расходу меди и практически трудно осуществимой.

Если использовать в тороидальной линзе железные седдечкики секторного типа, то появляется возможность существенного уменьшения потребляемой мощности и расхода дефицитной меди. Если коэффициент прозрачности такой линзы T , то уравнение для циркуляции напряженности магнитного поля запишется как

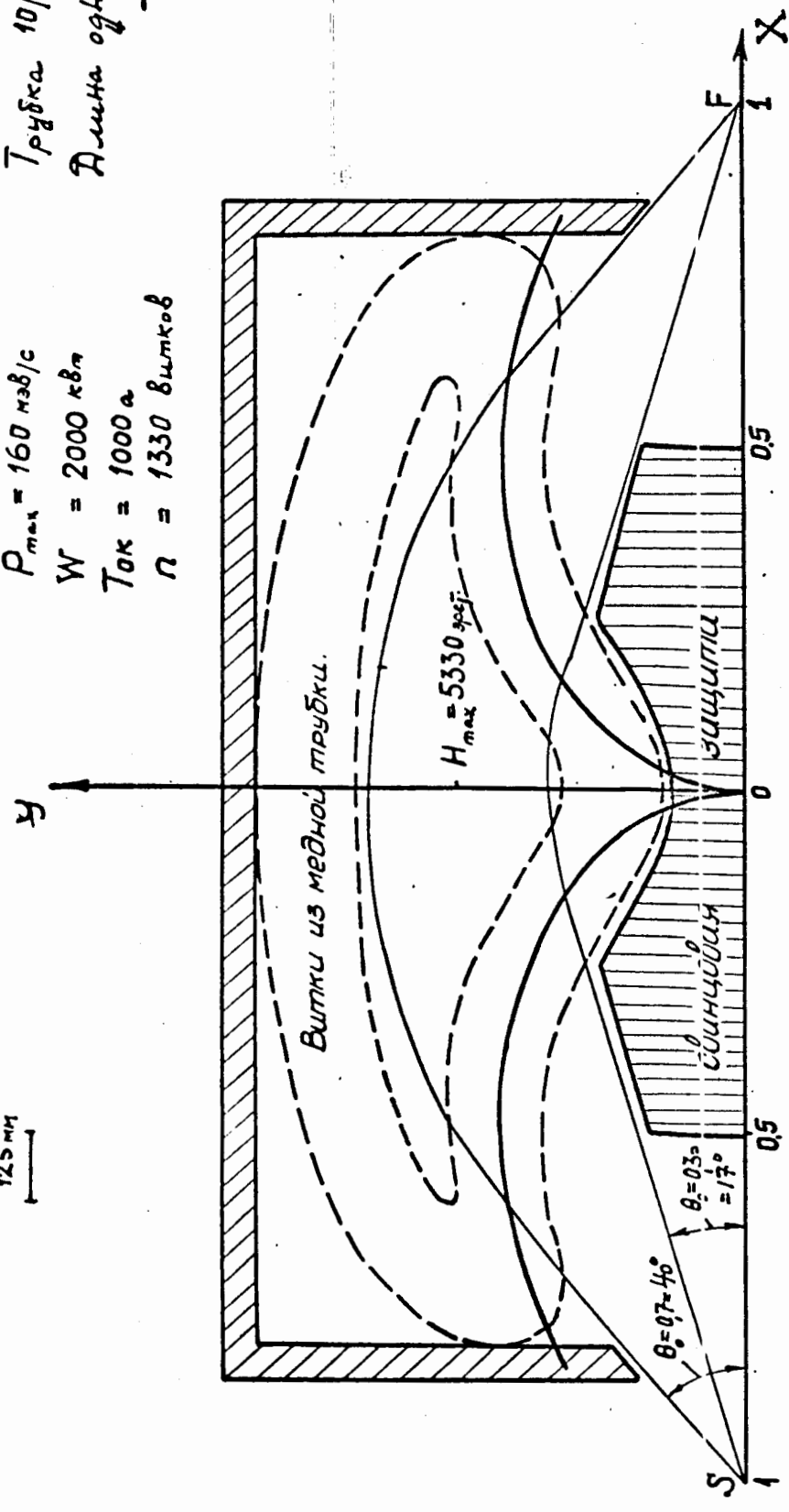
$$T \cdot 2\pi \cdot y \cdot B + (1-T) \cdot 2\pi y H_0 = 0,4\pi \cdot n I, \quad (9)$$

где B - магнитное поле в зазоре между железными сердечниками, H_0 - поле в железном сердечнике и $n I$ поле ^{но} число ампервитков линзы. Из этого выражения

$$B = \frac{0,2 n I}{T \cdot y} - \left(\frac{1-T}{T} \right) H_0 \quad (10)$$

125 мм

Трубка 10/5
 Длина одного витка - 400 см
 $P_{max} = 160 \text{ мВ/с}$
 $W = 2000 \text{ кВт}$
 Ток = 1000 а
 $\Omega = 1330 \text{ витков}$



$\lambda = 2$; $\lambda_{раб} = 3,2 \text{ ф}$; $\Omega = 2\pi(\cos 0,3 - \cos 0,7) = 1,2 \text{ стерад}$

Коэфф. прозрачности - 0,6
 Эффективный телесный угол - 0,72 стерад
 Кол-во секций - 8
 Габариты установки: диаметр 190 см; длина 212 см
 Вес меди 2,8 т; свинца 2 т; катушка 2 т, подставки 3 т
 Ориентировочный вес 10 т
 Размер намотки - 11 см ширины и 19 см высоты

Рис. 7.

В области, далекой от насыщения железа

$$H_0 \ll B \quad \text{и} \quad H_p = B = \frac{0,2 n I}{T \cdot y}, \quad (II)$$

т.е. для получения заданной напряженности магнитного поля в зазорах между железными сердечниками количество ампервитков nI уменьшается пропорционально коэффициенту прозрачности. В этом случае рассеиваемая мощность W и расход меди M также уменьшаются пропорционально T

$$W = \lambda \frac{(Pc) \cdot I \cdot Z_n}{60 \cdot \lambda \cdot S_0} \cdot T \quad (\text{ватт}) \quad (I2)$$

$$M = \frac{(Pc) \cdot T \cdot Z_n \cdot S_0}{60 \cdot \lambda \cdot I} \cdot 8,9 \cdot 10^{-6} \quad (\text{тонн}) \quad (I3)$$

В этих и последующих выражениях коэффициент прозрачности определяется как отношение

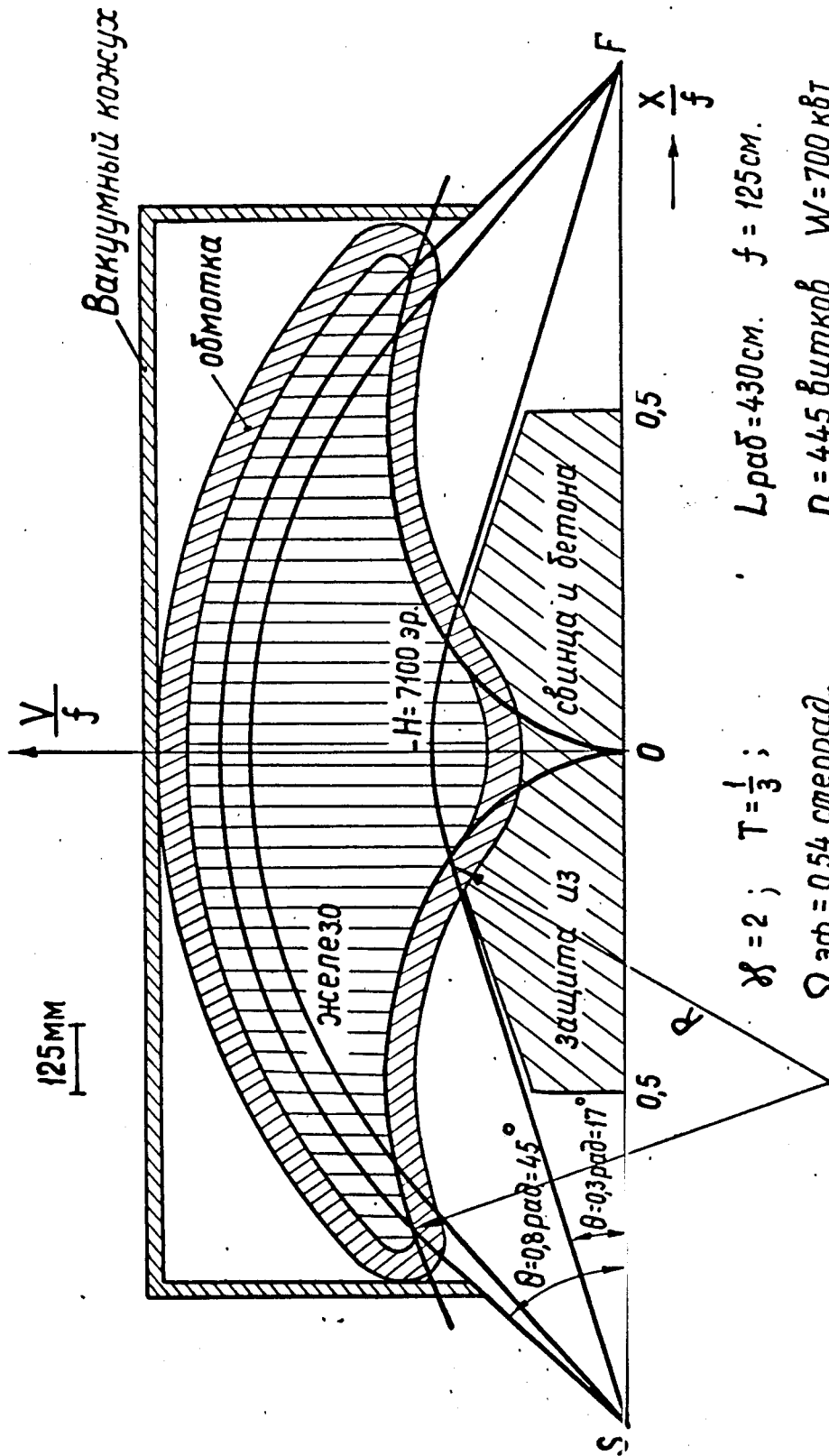
$$T = \frac{m \varphi}{2\pi}, \quad (I4)$$

где m - число железных секций линзы, а φ - угловой размер одного свободного от железа промежутка. Результаты расчета двух торондальных линз с железными сердечниками для $\lambda = 2$, $T = 1/3$ и $\lambda = 3$, $T = 1/2$. приведены соответственно на рис. 8 и 9.

По сравнению с безжелезным вариантом светосила линзы (эффективный телесный угол захвата частиц с учетом центральной защиты и коэффициента прозрачности) уменьшилась при введении железного сердечника всего на 20-30%, зато рассеиваемая мощность и расход меди сократились более, чем в 2,5 раза.

Разрешающая способность торондальной линзы определяется выражением

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{Z_0}{\rho(\theta) \cdot \text{tg} \theta}, \quad (I5)$$



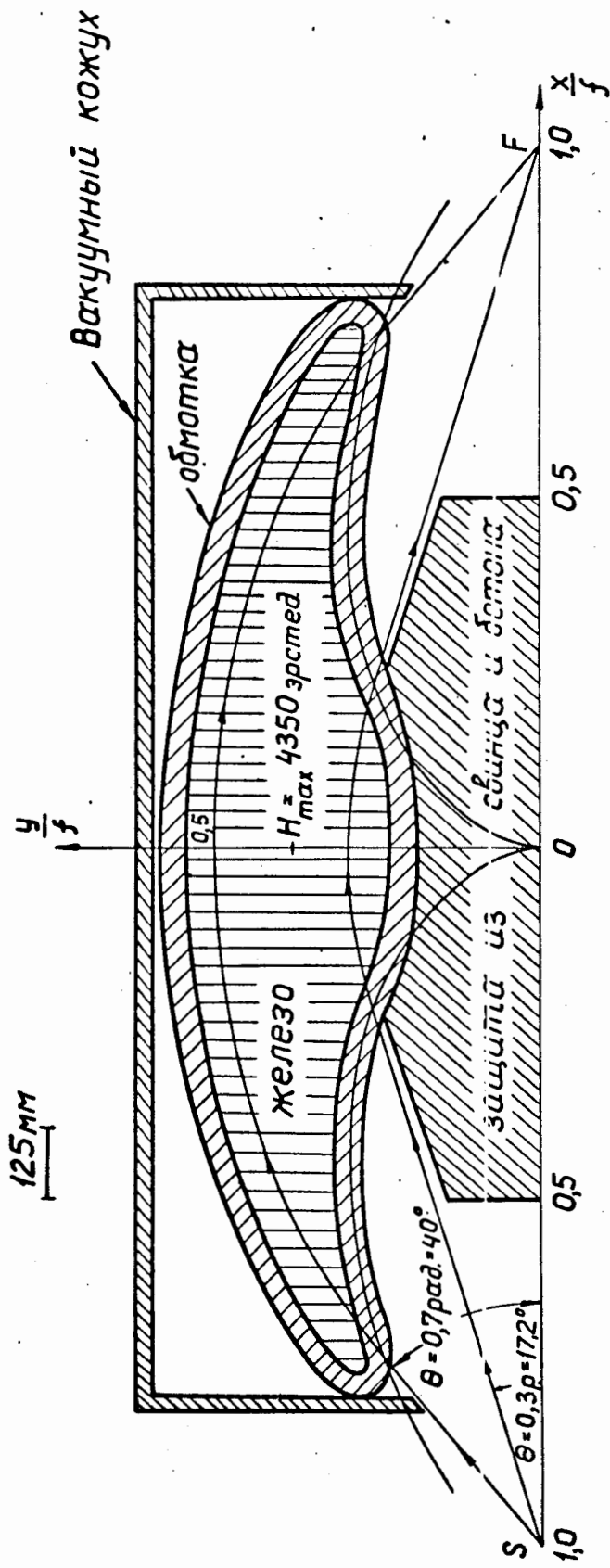
$\lambda = 2$; $T = \frac{1}{3}$; $L_{\text{раб}} = 430 \text{ см.}$ $f = 125 \text{ см.}$
 $\Omega_{\text{эф}} = 0,54 \text{ стерад.}$ $P = 445 \text{ витков}$ $W = 700 \text{ кВт.}$

длина 2 м диаметр 1,75 см.

- Вес меди 1,1 т.
- Вес железа 12 т.
- Вес защиты 2,8 т.
- Вес кожуха 1,6 т

Общий вес 17,5 т.

Рис. 8.



$T = 0,5$ $\delta\delta = 3$ $K = 2$ $L_{\text{рад.}} = 3,42f$ $f = 125 \text{ см}$ $L_{\text{рад.}} = 430 \text{ см}$
 $n = 480$ витков $W = 770$ кВт. $P = 1,1 \text{ т}$ меди

| | |
|------------------|---------------|
| Вес железа | 5,2 т |
| Вес меди | 1,1 т |
| Вес защиты | 2,8 т |
| Вес кожуха | 1,6 т |
| общий вес | 10,7 т |

диаметр 1,4 м
 $\Omega_{\text{эр}} = 0,6$ ст. эр.

Рис. 9.

где z_0 - размер источника или выходной диаграммы, а

$$b(\theta) = \frac{2 y_0^2(\theta)}{f \sin^3 \theta} \cdot \frac{\partial F(x, \theta)}{\partial x}$$

В случае $x = 3$ для среднего $\theta = 0,55$ рад, $b(\theta) \cdot \operatorname{tg} \theta \approx 95 f$, где f - расстояние от источника до середины линзы. Если принять $z_0 = 5$ см, $f = 125$ см, то для $T_\pi = 73$ Мэв; $\Delta p/p = 8\%$, $\Delta T_\pi/T_\pi = 13\%$ и $\Delta T_\pi = 10$ Мэв, а относительный разброс пробегов $\frac{\Delta R_\pi}{R_\pi} = 20\%$ или $\Delta R_\pi = 3,5$ см :кани.

Сделаем оценку интенсивности потоков Π^- и Π^+ мезонов с энергиями 50-70 Мэв, получаемых на выходе линзы с параметрами, изображенными на рис. 9.

Предположим, что из ускорителя в результате применения новой системы вывода ^{/10/} удалось вывести 35% внутреннего тока протонов (2,3 мка). Это оставляет $I_p = 5 \cdot 10^{12}$ протонов/сек.

Пусть мезоны генерируются из бериллиевой мишени толщиной 10 см под средним углом 90° по отношению к пучку протонов. В этом случае число ядер Be на см^2 составит $n = 1,2 \cdot 10^{24}$ ядер Be/ см^2 . Поток Π -мезонов на выходе линзы определяется формулой

$$I_\pi^{+-} = I_p \cdot n \cdot \frac{d^2 \sigma^{+-}}{d\Omega \cdot dT_\pi} (90^\circ) \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta T_\pi \cdot e^{-\frac{L}{\lambda}}, \quad (16)$$

где $\Omega = 0,6$ стерад - светосила линзы, $\Delta T_\pi = 10$ Мэв - энергетическое разрешение линзы, $e^{-\frac{L}{\lambda}} = 0,53$ - фактор ослабления потока Π -мезонов за счет распада на лету.

Для величины $d^2 \sigma^{+-}/d\Omega \cdot dT_\pi$ в диапазоне энергий $T_\pi = 50-70$ Мэв можно по данным совокупности экспериментальных работ ^{/11,12/} принять следующие значения

$$\frac{d^2 \sigma^-}{d\Omega \cdot dT_\pi} (90^\circ) = (3 \pm 1) \cdot 10^{-30} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад} \cdot \text{Мэв}}; \quad \frac{d^2 \sigma^+}{d\Omega \cdot dT_\pi} (90^\circ) = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-29} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад} \cdot \text{Мэв}}$$

тогда $I_{\pi^{-}} = 5,7 \cdot 10^7$ П-/сек и $I_{\pi^{+}} = 3,8 \cdot 10^8$ П+/сек ,

это соответственно на 2 и 3 порядка превышает интенсивности существующих П-мезонных пучков на синхротроне /13/.

Если размеры мишени составляют 10 см по пучку и 10 см по высоте, то изображение мишени, образованное П-мезонами на выходе линзы, будет иметь приблизительно такой же размер, так как по аналогии с обычной оптикой этот симметричный случай фокусировки частиц отвечает увеличению 1:1. В этом случае плотность потока П-мезонов в области фокуса составит

$$J_{\pi^{-}} = \frac{I_{\pi^{-}}}{S} = \frac{5,7 \cdot 10^7}{10^2} = 5,7 \cdot 10^5 \text{ П-мезонов/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

и для получения разовой дозы облучения 150-200 бэр, эквивалентную $3 \cdot 10^8$ П-/см², необходимое время облучения составит

$$t = \frac{3 \cdot 10^8}{5,7 \cdot 10^5} = 525 \text{ сек} \approx 9 \text{ мин.}$$

Это вполне нормальная продолжительность одного сеанса облучения больного на γ -терапевтических аппаратах.

При проектировании вывода мезонного терапевтического пучка необходимо учитывать влияние нейтронного фона от облучаемой протонами мишени. В работе /14/, где изучались угловые распределения каскадных нуклонов, испускаемых ядрами при взаимодействии с протонами с энергией 660 Мэв, было показано, что число каскадных нейтронов с энергией > 60 Мэв, испускаемых под углом 90° на ядре углерода, равно

$$\frac{dN}{d\Omega} (90^{\circ}) = 0,003 \text{ нейтрон/стерад. протон. взаимодействие.}$$

Примем такую же величину для ядра Be. Тогда вероятность одного неупругого соударения на Be мишени толщиной 10 см будет

равна

$$n \cdot \sigma_{in} = 1,2 \cdot 10^{24} \cdot 0,2 \cdot 10^{-24} = 0,24 ,$$

где n - число ядер Ве/см² и $\sigma_{in} = 0,2 \cdot 10^{-24}$ - сечение неупругого взаимодействия.

Интенсивность нейтронного фона составит в этом случае

$$I_N = I_p \cdot n \cdot \sigma_{in} \cdot \frac{dN}{d\Omega} = 5 \cdot 10^{12} \cdot 0,24 \cdot 0,003 = 3,6 \cdot 10^9 \text{ нейтронов/стерад.сек.}$$

На расстоянии 2,5 метра от мишени плотность потока нейтронов составит

$$J'_N = \frac{3,6 \cdot 10^9}{6,25 \cdot 10^4} = 5,8 \cdot 10^4 \text{ нейтронов/см}^2\text{сек.}$$

и ослабление в 1 метре свинца центральной защиты линзы будет равно

$$e^{-\frac{105}{21}} = e^{-5} \approx 1/148$$

В результате фон нейтронов в месте расположения объекта облучения составит:

$$J_N = \frac{5,8 \cdot 10^4}{148} = 4 \cdot 10^2 \text{ нейтронов/см}^2\text{сек}$$

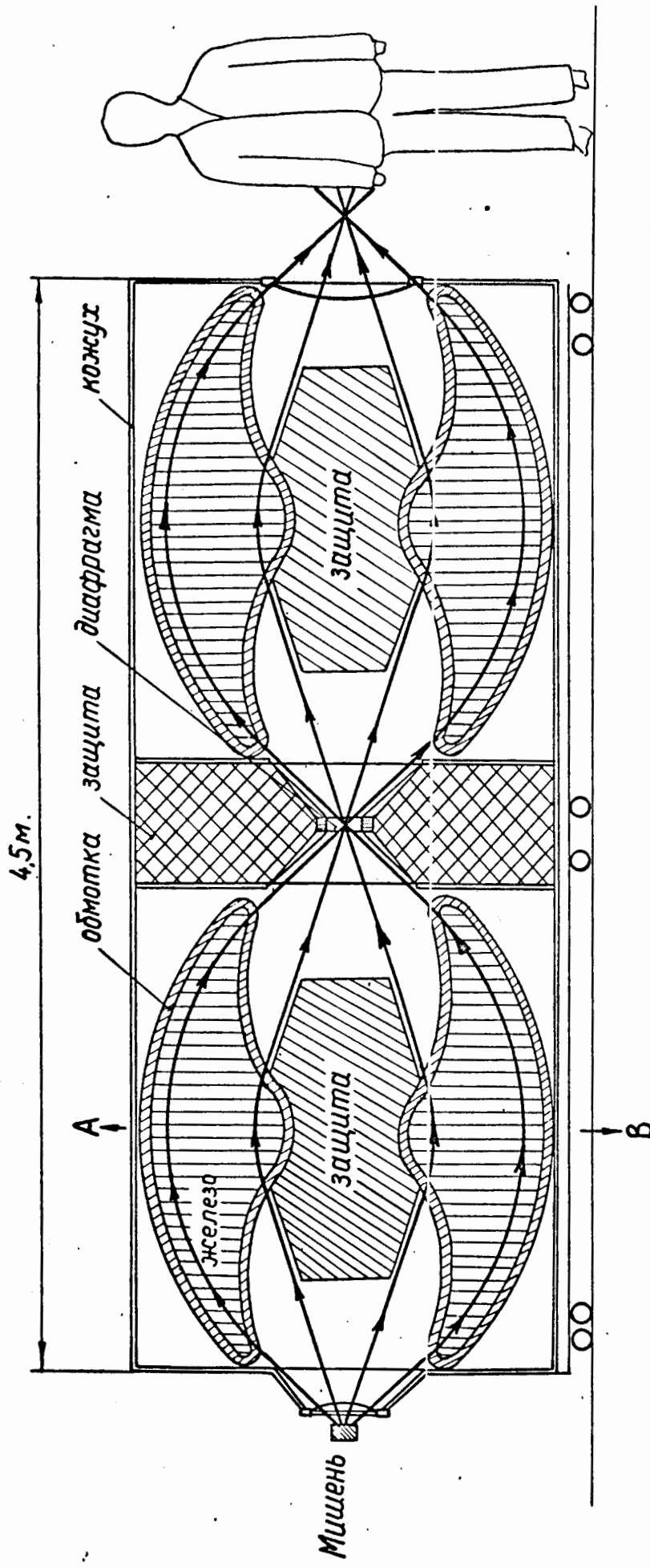
что более, чем на порядок превышает допустимые нормы облучения.

Нейтронный фон можно существенно уменьшить, если использовать две магнитные тороидальные линзы, поставленные последовательно друг за другом так, как это изображено на рис. 10. Поперечный разрез этой линзы приведен на рис. 11. В этом случае за счет увеличения расстояния до мишени в 2 раза и наличие второй центральной защиты фон нейтронов ослабнет более чем в 600 раз и составит

$$J_N = \frac{3,6 \cdot 10^9}{R^2} e^{-10} \approx 0,7 \text{ нейтронов/см}^2\text{сек}$$

Это уже значительно меньше допустимой нормы облучения

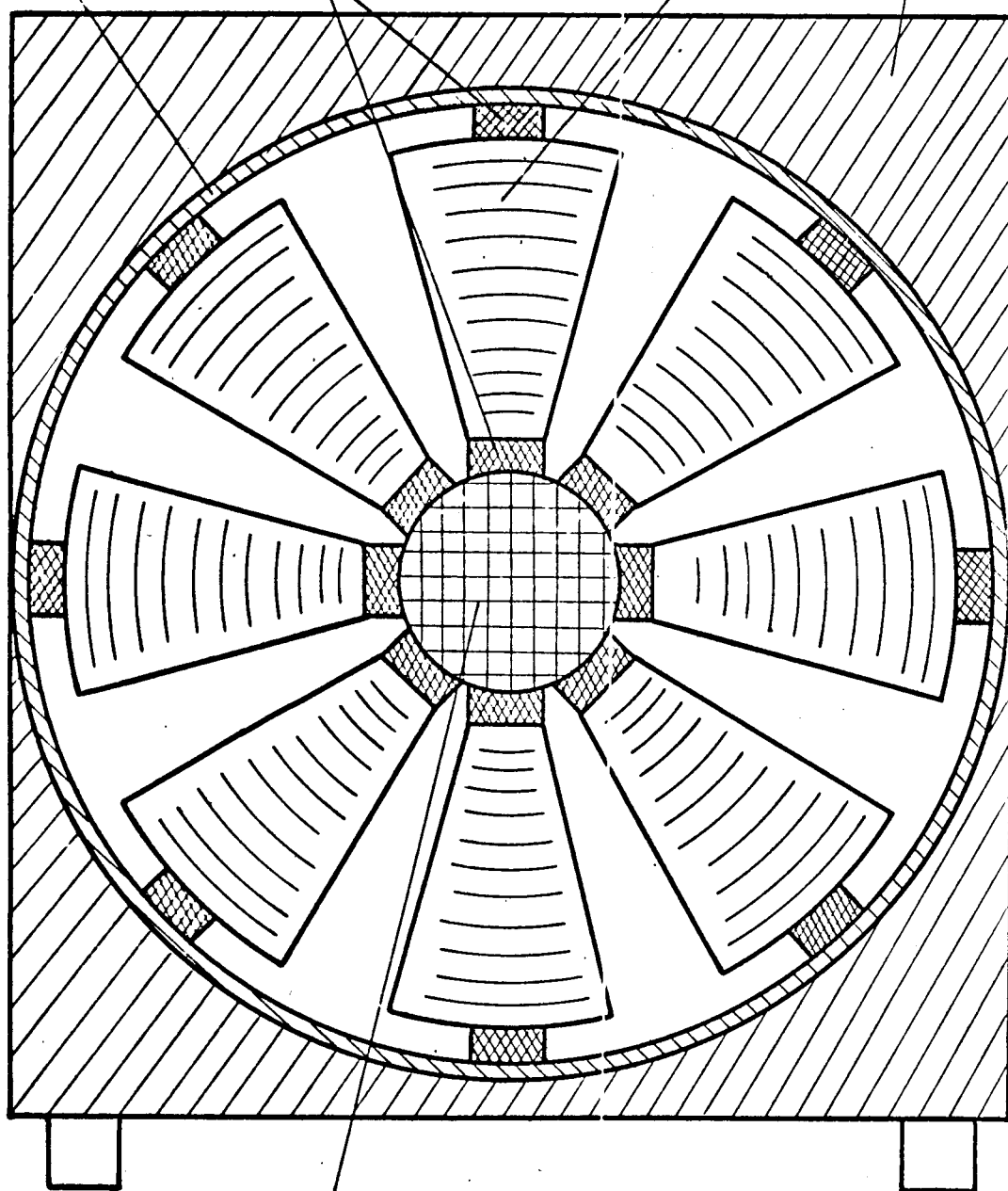
(20 нейтронов/см²сек) /15/.



Общий вид двойной восьмисекционной магнитной тороидальной линзы с железным сердечником типа „Апельсин“

Рис. 10.

Вакуумный кожух Токовые обмотки Железный сердечник Защита



Центральная защита

125мм

Сечение по АВ Восьмисекционной магнитной тороидальной линзы с железным сердечником типа „Апельсин“

Рис. 11.

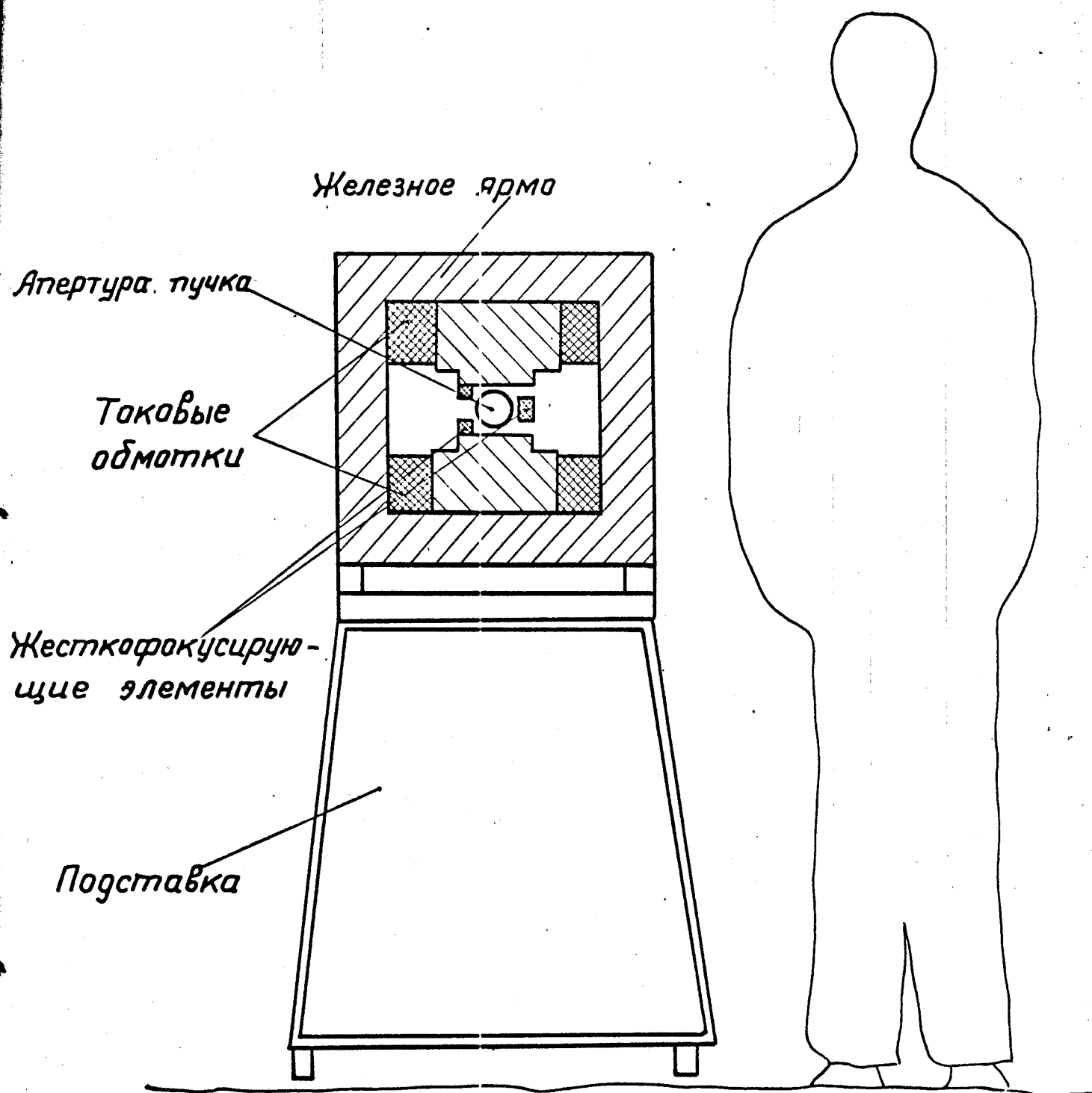
Использование двойной тороидальной линзы имеет также еще два преимущества. Во-первых, путем применения ограничивающих диафрагм различного диаметра в фокусе первой линзы можно варьировать разрешающую способность всей фокусирующей системы и тем самым изменять ширину пика преобной кривой для Π^- -мезонов. Во-вторых, помещая подтормаживающие фильтры в отверстие промежуточной диафрагмы, можно путем изменения тока во второй линзе пространственно разделять Π^- -мезоны, μ^- -мезоны и электроны, которые всегда присутствуют в пучке в виде примесей, и тем самым получать рафинированные пучки этих частиц. На рис. 12 показан вариант транспортировки протонного пучка и размещение в корпусе синхроциклотрона двойной тороидальной линзы. В этом варианте выведенный протонный пучок с помощью 8 малогабаритных поворотных магнитов (ЖПМ) и трех магнитных квадрупольных линз (МКЛ и МЛ-3) отклоняется параллельно четырехметровой защитной бетонной стене и гасится в ловушке (Л), расположенной в нише двухметровой бетонной стены. Для обеспечения санитарных норм нейтронного фона возле здания ускорителя в месте гашения пучка предусмотрена дополнительная защита из тяжелого бетона, толщиной примерно 7 метр. Такая толщина выбрана с учетом возможности дальнейшего увеличения интенсивности протонного пучка вплоть до 540 мка, и для этого случая научно-обоснованный расчет такой ловушки приведен в работе /15/.

Двойная тороидальная линза во время сеанса работы вкатывается по направляющим рельсам в левый проход четырехметровой защитной бетонной стены, аналогично тому, как сейчас вкатывается временная бетонная защита в правый проход стены. Линза фокусирует Π^- -мезоны от мишени М на протонном пучке и снабжена на выходе необходимыми приспособлениями для облучения пациентов и проведения радиобиологических экспериментов. Можно также предусмотреть на выходе линзы систему коммутации для установки физической регистрирующей аппаратуры

аналогично тому как это сделано на выходе μ -мезонного тракта. В нерабочем состоянии линзы откатывается к двухметровой стене и освобождает проход в ускорительный зал. В качестве малогабаритных магнитов можно использовать уже разработанный в КБ ДЯП магнит, размеры и параметры которого показаны на рис. 13. Кривая намагничивания такого магнита и распределения магнитного поля в его зазоре показаны на рис. 14. Восемь пар таких магнитов общим весом 7,5 тонн могут повернуть введенный протонный пучок на 60° при суммарной потребляемой мощности 250 квт. Для обеспечения жесткой фокусировки отклоняемого протонного пучка между полюсами каждого магнита размещаются прямоугольные бруски железа, формирующие магнитные поля, фокусирующие действие которых эквивалентно действию магнитной квадрупольной линзы /16/. Такая система отклоняющих малогабаритных магнитов может оказаться очень удобной для последовательной фокусировки введенного протонного пучка в условиях, когда заранее не известны такие его параметры как поперечный размер на выходе камеры и угловая расходимость.

Чередуюсь надлежательным образом в системе отклоняющих магнитов градиенты магнитных полей можно будет достаточно полно сохранить фазовый объем пучка и довести весь пучок до мезонной мишени.

После завершения реконструкции ускорителя в сверхточный фазотрон /17/ терондальные магнитные линзы можно будет разместить в отдельной Π^- -мезонной медико-биологической лаборатории, показанной на рис. 15. Интенсивность Π^- -мезонного пучка возрастет пропорционально увеличению интенсивности введенного пучка протонов, т.е. примерно в 10-20 раз, а для уменьшения нейтронного фона в процедурном помещении можно будет использовать три последовательно соединенных терондальных линзы.



Жесткофокусирующий магнит
на подставке.

Вес магнита 0,5т; мощность $W = 15$ кВт.; $I = 400$ ампер.
Угол поворота протонов с энергией 660 МэВ
 $\alpha = 4^\circ$

Рис. 13.

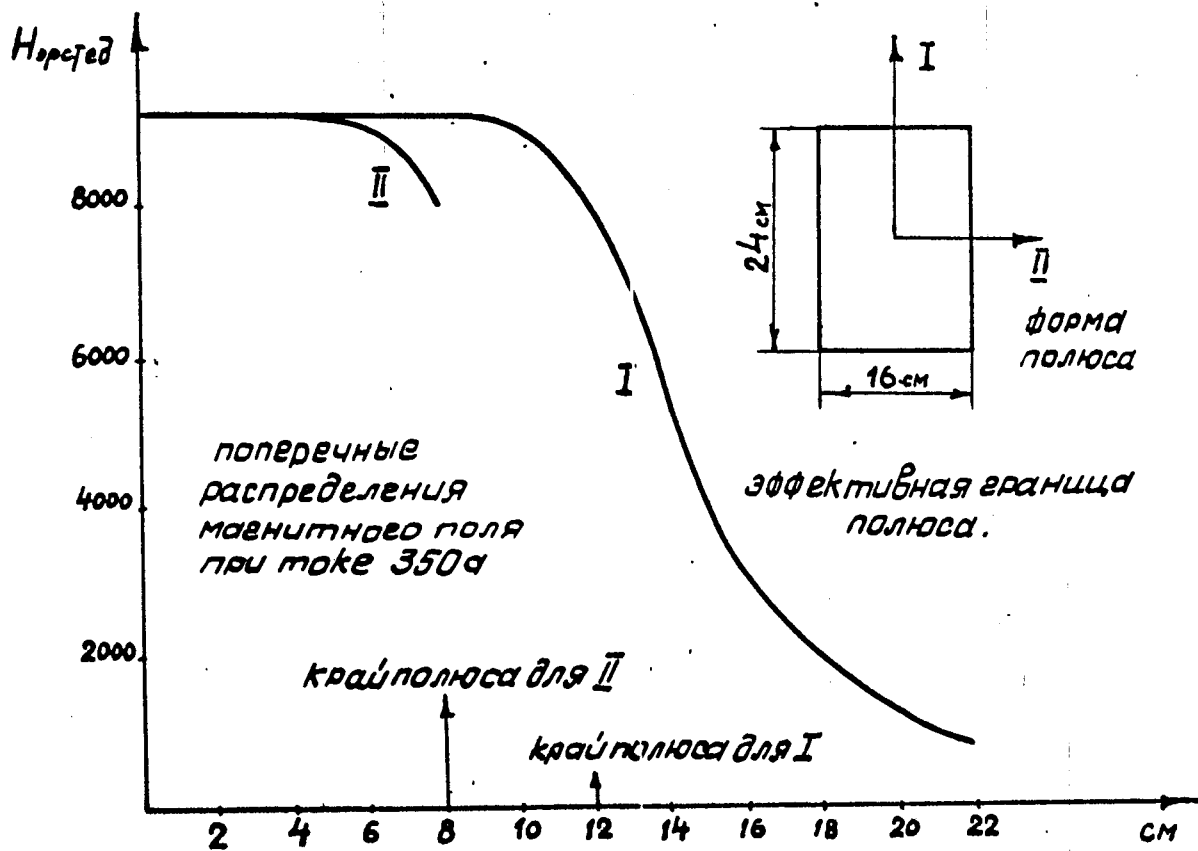
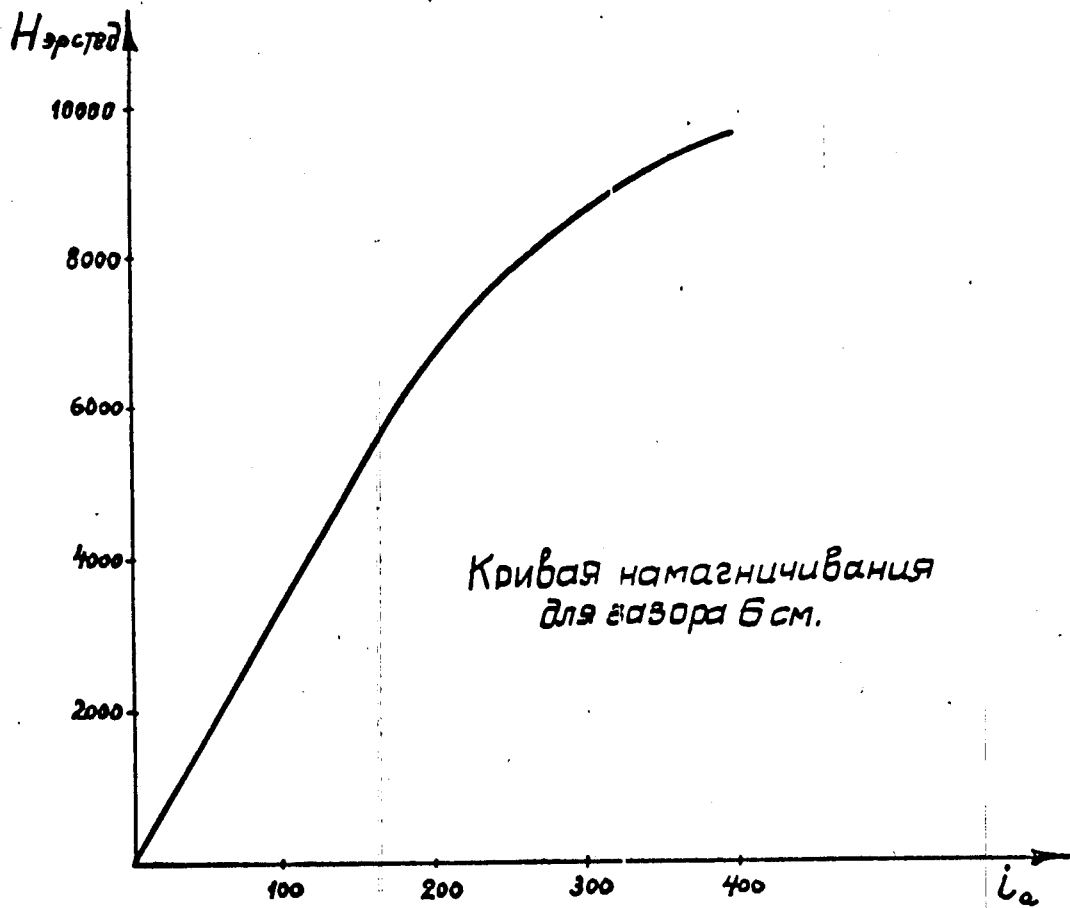


Рис. 14.

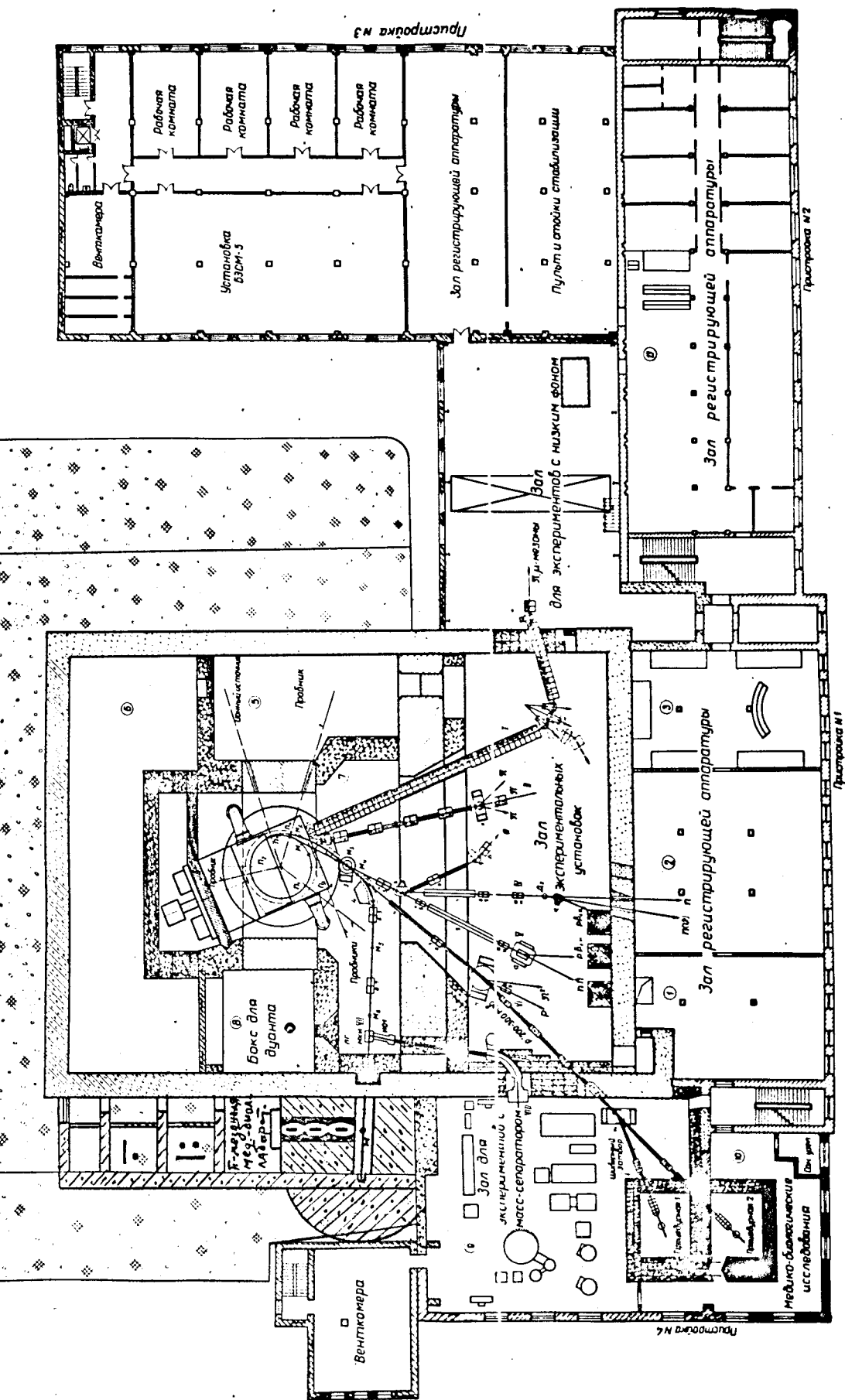
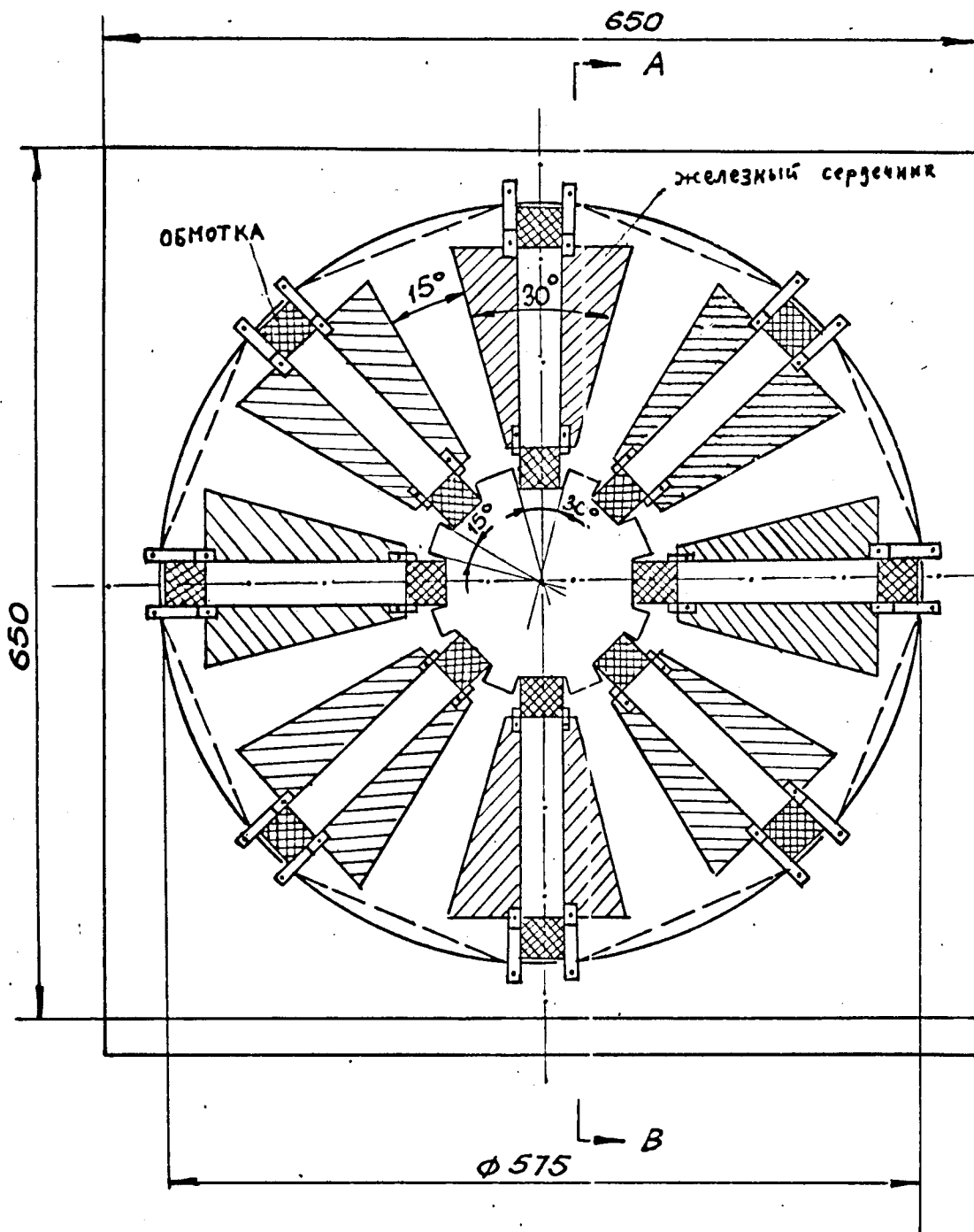


Рис. 15.

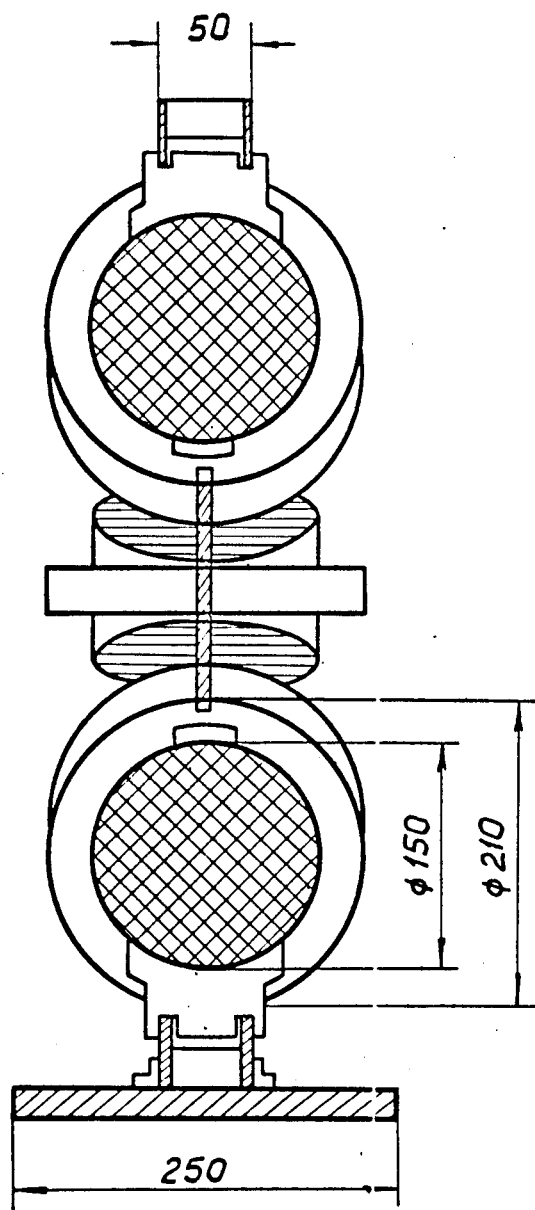
С целью проверки изложенных выше расчетов, необходимых для конструирования Π -мезонных линз, в ЛЯП ОИЯИ был спроектирован и изготовлен макет восьмисекционной магнитной тороидальной линзы с железными сердечниками. Схематический чертеж этого макета показан на рис. 16 и 17. На этом макете были выполнены магнитные измерения напряженности магнитного поля в разных местах зазора в зависимости от тока возбуждения; распределения магнитного поля по различным осям линзы при наличии железных сердечников и без них. Результаты проведенных измерений представлены на рис. 18 + 22. Теоретические расчеты и экспериментально измеренные значения напряженностей магнитных полей согласуются в центральной части зазора макета линзы в пределах 6%, однако, наличие больших рассеянных магнитных полей вне зазора линзы будет оказывать сильное влияние на траектории движения частиц и приводить к большим абберациям изображения источника. Точные расчеты влияния рассеянных магнитных полей и компенсация возникающих аббераций представляют исключительно сложную математическую и практическую задачу. Из общих соображений, основанных на приблизительной форме этих рассеянных полей, следует, что при $\delta = 0,5 + 0,6$ траектории частиц будут проходить почти нормально к боковой граничной линии витка с током и в этом случае некоторые виды аббераций будут сведены к минимуму. Однако при таких значениях $\delta = 0,5$, как это следует из формул (12) и (13), значительно (примерно в 4-6 раз) возрастут рассеиваемая мощность и расход меди на обмотку возбуждения, и это может в очень большой степени усложнить конструкцию такой тороидальной линзы или сделать её изготовление практически невозможной задачей.

Поэтому целесообразно рассмотреть и другие методы получения интенсивных сходящихся пучков заряженных частиц, которые, хотя и будут уступать тороидальным системам фокусировки в отношении полной



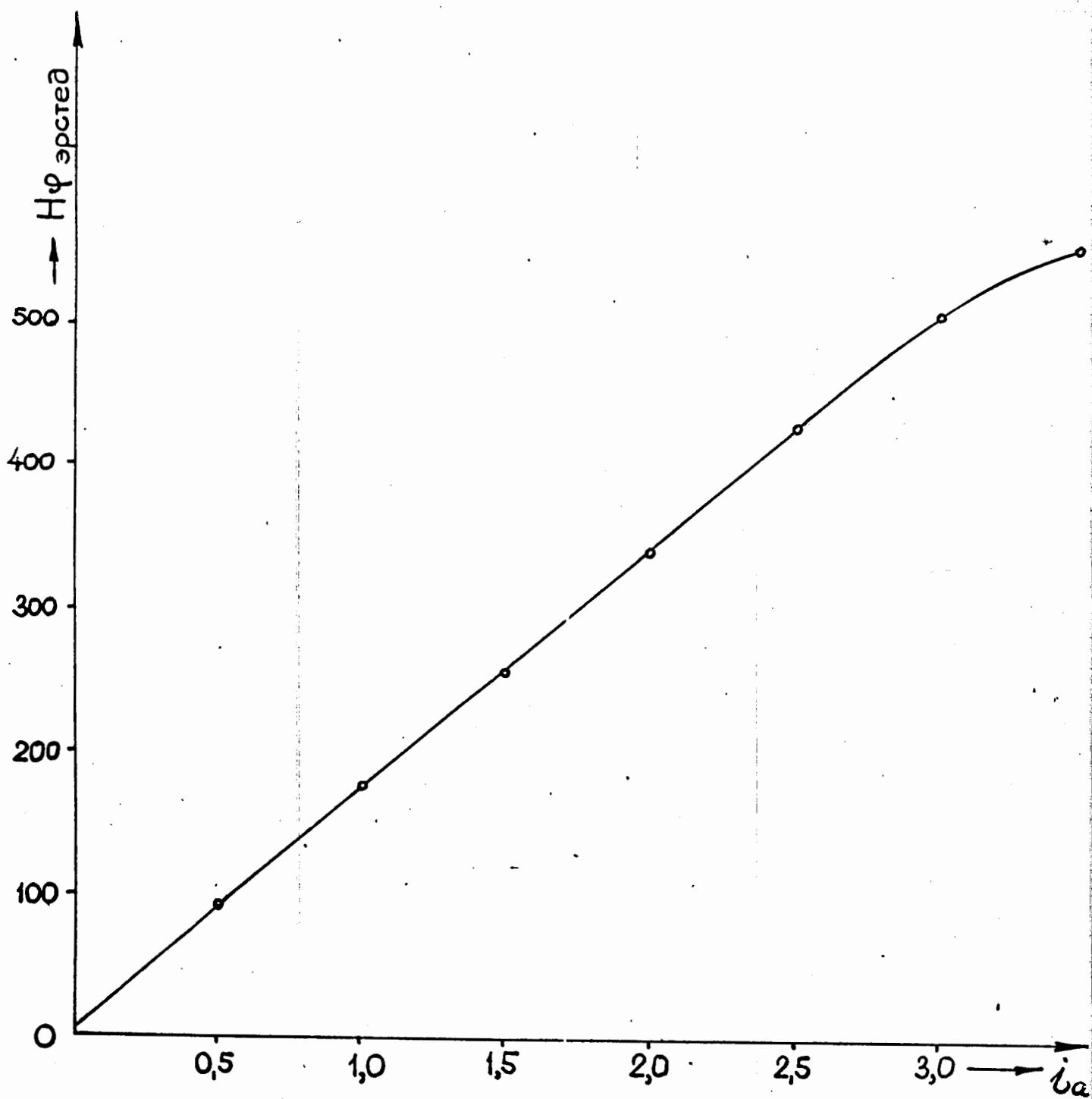
Макет восьмисекционной магнитной
тороидальной линзы с железным сердечником
для проведения магнитных измерений

Рис. 16.



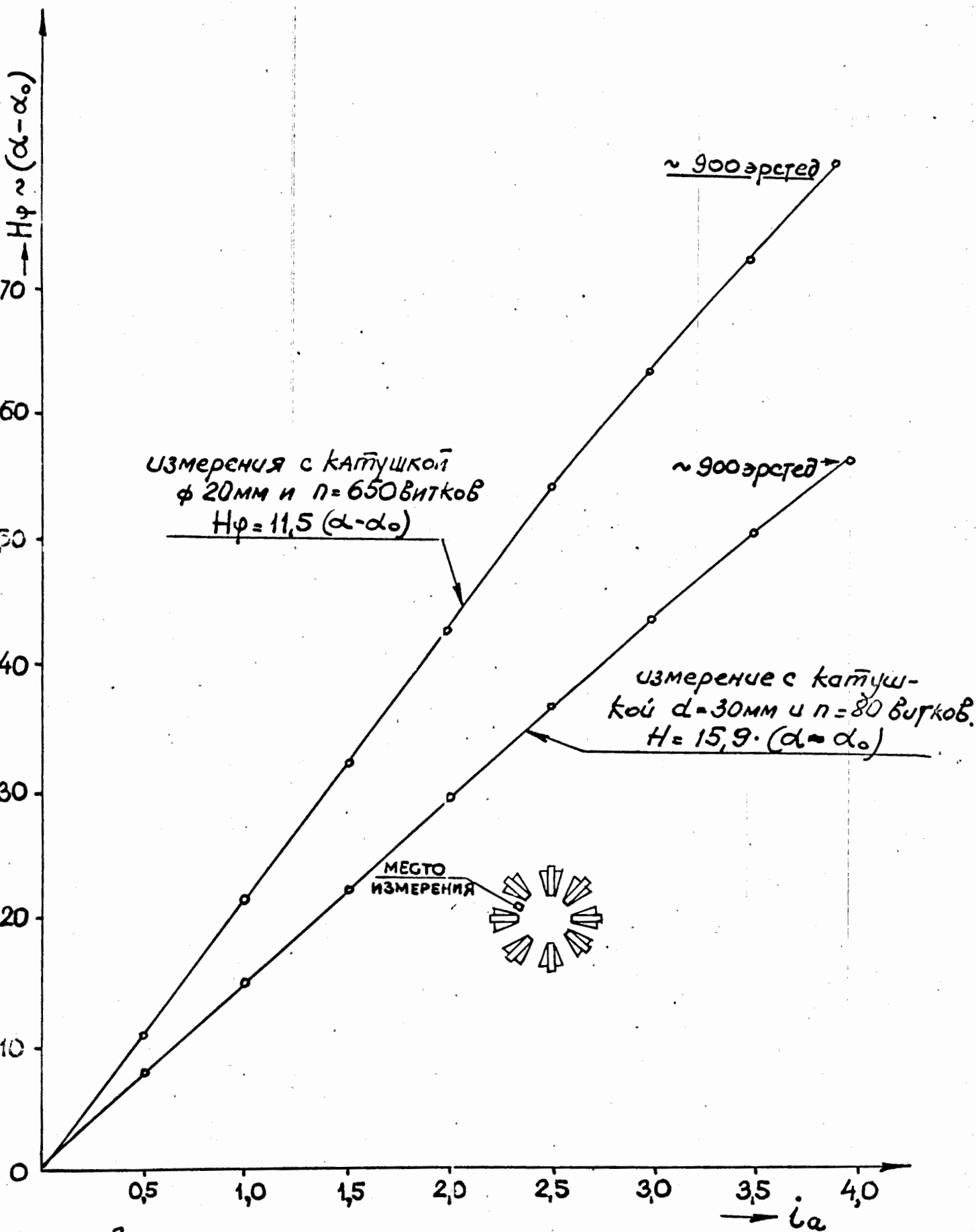
Разрез по АВ макета восьмисекционной магнитной тороидальной линзы с железным сердечником.

Рис. 17.



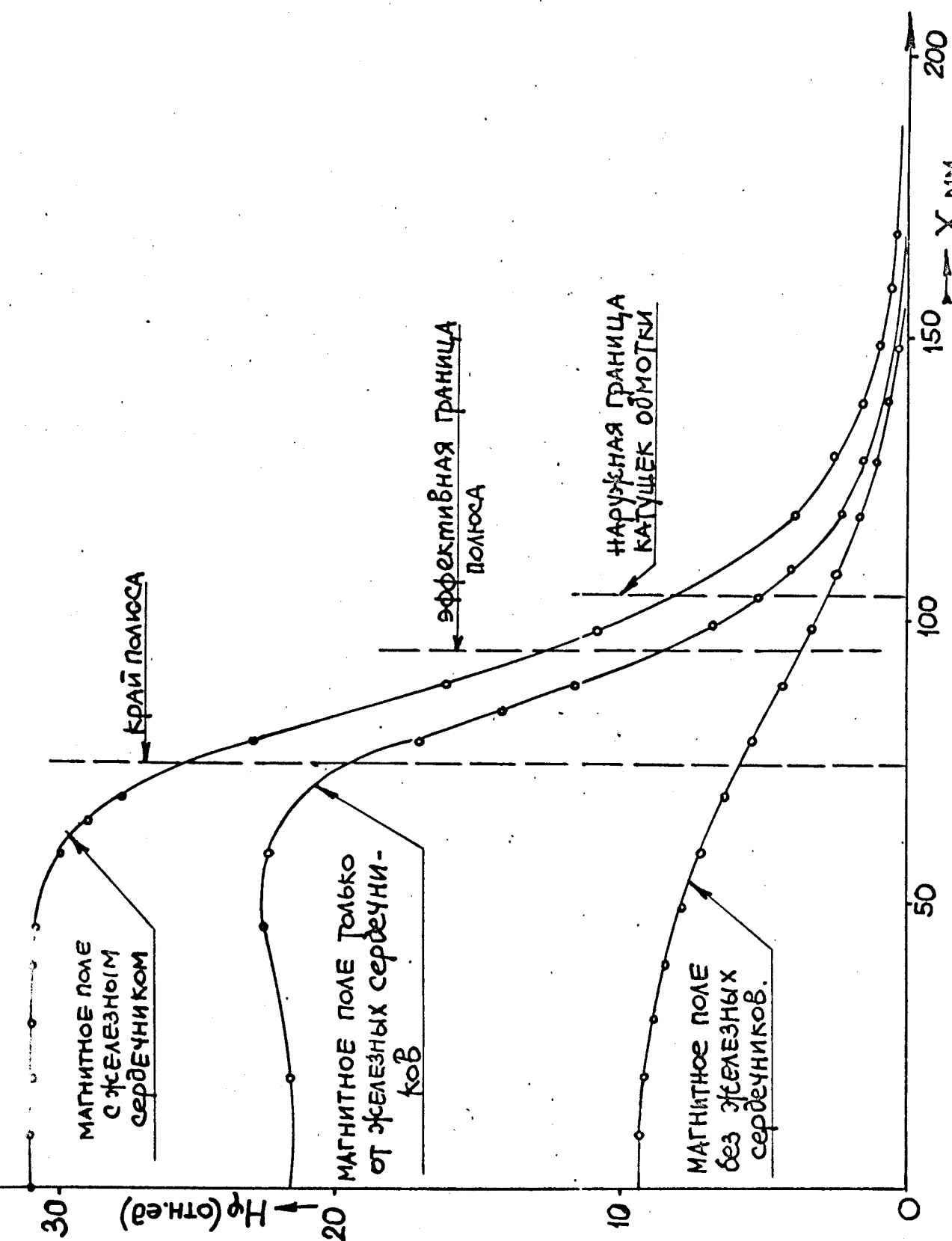
Зависимость напряженности магнитного поля от тока возбуждения в центре воздушного зазора макета восьмисекционной тороидальной линзы с железными сердечниками

Рис. 18.

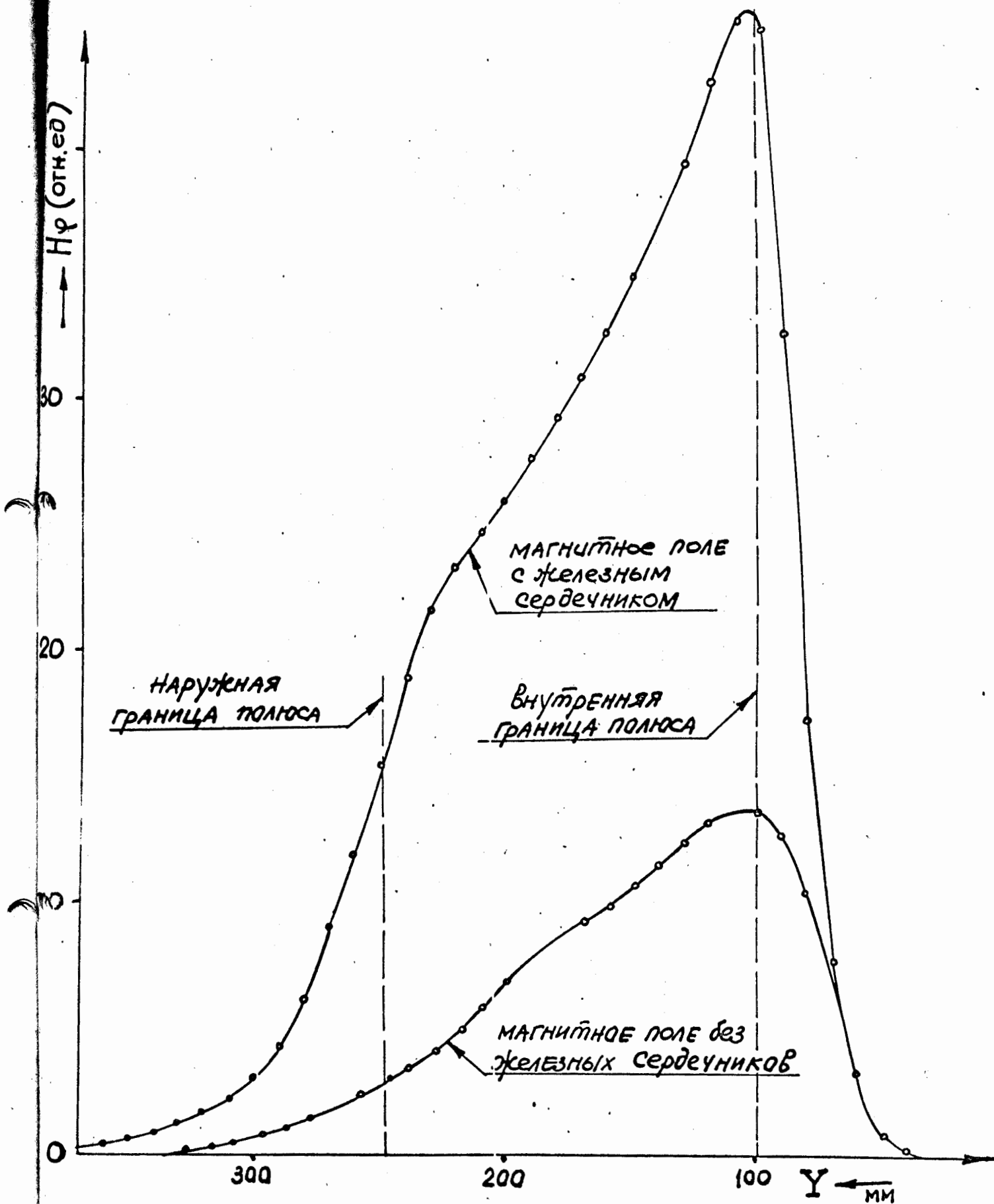


Зависимость максимального значения напряженности
 магнитного поля от тока возбуждения в макете
 тороидальной линзы с железными сердечниками

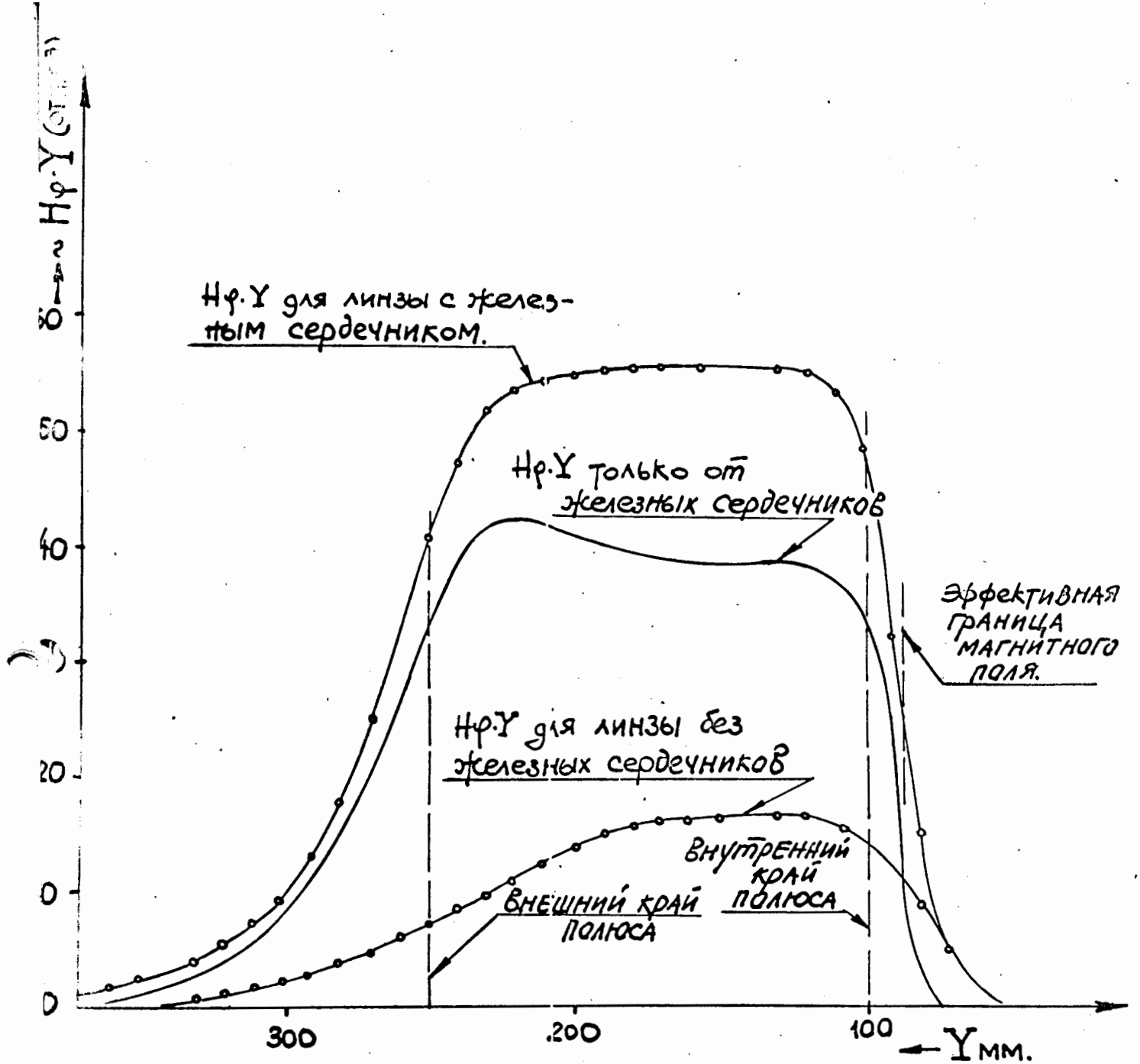
Рис. 19.



Распределение магнитного поля в макете восьмисекционной торoidalной линзы по оси X при $\gamma = 182$ мм и токе возбуждения $i = 2,0$ ампера. Рис. 20



РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАКЕТЕ
 ТОРОИДАЛЬНОЙ ЛИНЗЫ ПО ОСИ Y ПРИ ТОКЕ
 ВОЗБУЖДЕНИЯ $i = 2,0$ АМПЕРА



Распределение величины $H\phi$ в пакете торoidalной магнитной линзы по оси Y при токе возбуждения $i = 2,0$ ампера.

Рис. 22.

светосилы, однако, окажутся более простыми в проектировании и изготовлении. В этом отношении наибольший интерес представляют линзы соленоидального типа. В таких линзах заряженные частицы, вылетающие из мишени под некоторым углом к оси, будут двигаться по соленоидальным траекториям и возвращаться на эту ось на некотором расстоянии от точки вылета. Теоретическое исследование фокусирующих свойств таких полей сильно осложняется математическими трудностями. Для аксиально-симметричных полей радиальная компонента $B_r(z, z)$ и аксиальная компонента $B_z(z, z)$ известны, если задано распределение поля вдоль оси симметрии

$$\begin{aligned} B_r(z, z) &= B(0, z) - \frac{z^2}{4} B''(0, z) + \frac{z^4}{64} B''''(0, z) - \dots = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\frac{z}{2}\right)^{2n} \cdot B^{(2n)}(0, z) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} B_z(z, z) &= -\frac{z}{2} B'(0, z) + \frac{z^3}{16} B'''(0, z) - \dots = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n-1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2n-1} \cdot B^{(2n-1)}(0, z). \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнения движения заряженных частиц с зарядом e и массой m имеют вид

$$\frac{d}{dt} (m \vec{v}) = -e \vec{T} \times \vec{B} \quad (19)$$

В магнитном поле скорость движения v постоянна и, следовательно, постоянно и m . Поэтому уравнение движения можно написать в следующей форме

$$-\left(\frac{m}{e}\right)^2 \ddot{z} = \frac{1}{4} B^2(0, z) \cdot z - \frac{1}{8} B(0, z) \cdot B''(0, z) \cdot z^3 + \dots \quad (20)$$

$$-\left(\frac{m}{e}\right)^2 \ddot{z} = \frac{1}{4} \cdot B(qz) \cdot B'(qz) z^2 - \frac{1}{32} [B'(qz) \cdot B''(qz) + B(qz) \cdot B'''(qz)] z^4 + \dots \quad (21)$$

$$-\left(\frac{m}{e}\right) \dot{\varphi} = \frac{1}{2} \cdot B(qz) - \frac{1}{16} B''(qz) z^2 + \frac{1}{384} B'''(qz) z^4 - \dots \quad (22)$$

Решение этих дифференциальных уравнений в общем виде довольно сложно. Но для некоторых специальных форм поля, таких как однородное поле, решение уравнений и исключение t довольно просто.

Для однородного поля имеем:

$$\ddot{z} = -\left(\frac{eB}{2m}\right) \cdot z ; \quad \ddot{z} = 0 ; \quad \dot{\varphi} = -\frac{eB}{2m} \quad (23)$$

Тогда $z = \mathcal{D} \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varphi,$

где $\varphi = \frac{z}{\mathcal{D} \sin \alpha}$ и $\mathcal{D} = \frac{2mv}{eB} = \frac{2(B\rho)}{B},$

причем α - угол вылета заряженных частиц по отношению к оси z . Очевидно \mathcal{D} соответствует диаметру окружности, которую описывает заряженная частица, вылетевшая под углом $\alpha = 90^\circ$. В плоскости $z\bar{z}$ траектория движения является синусоидой с амплитудой $z_m = \mathcal{D} \sin \alpha$ и с полупериодом $\pi \mathcal{D} \cos \alpha$. На расстоянии полупериода заряженная частица вновь пересекает ось симметрии. На рис. 23 показаны линии магнитного поля, напряженность магнитного поля на оси и несколько траекторий заряженных частиц для случая почти однородного магнитного поля. Тот факт, что положение точки пересечения заряженной частицы с осью зависит от угла α , обуславливает сферическую аберацию, которая всегда положительна.

Очевидно, что выбор линзы с однородным полем весьма произволен, хотя при этом проста математическая обработка. Из уравнения (17) следует, что более предпочтительно поле, изображаемое кривой,

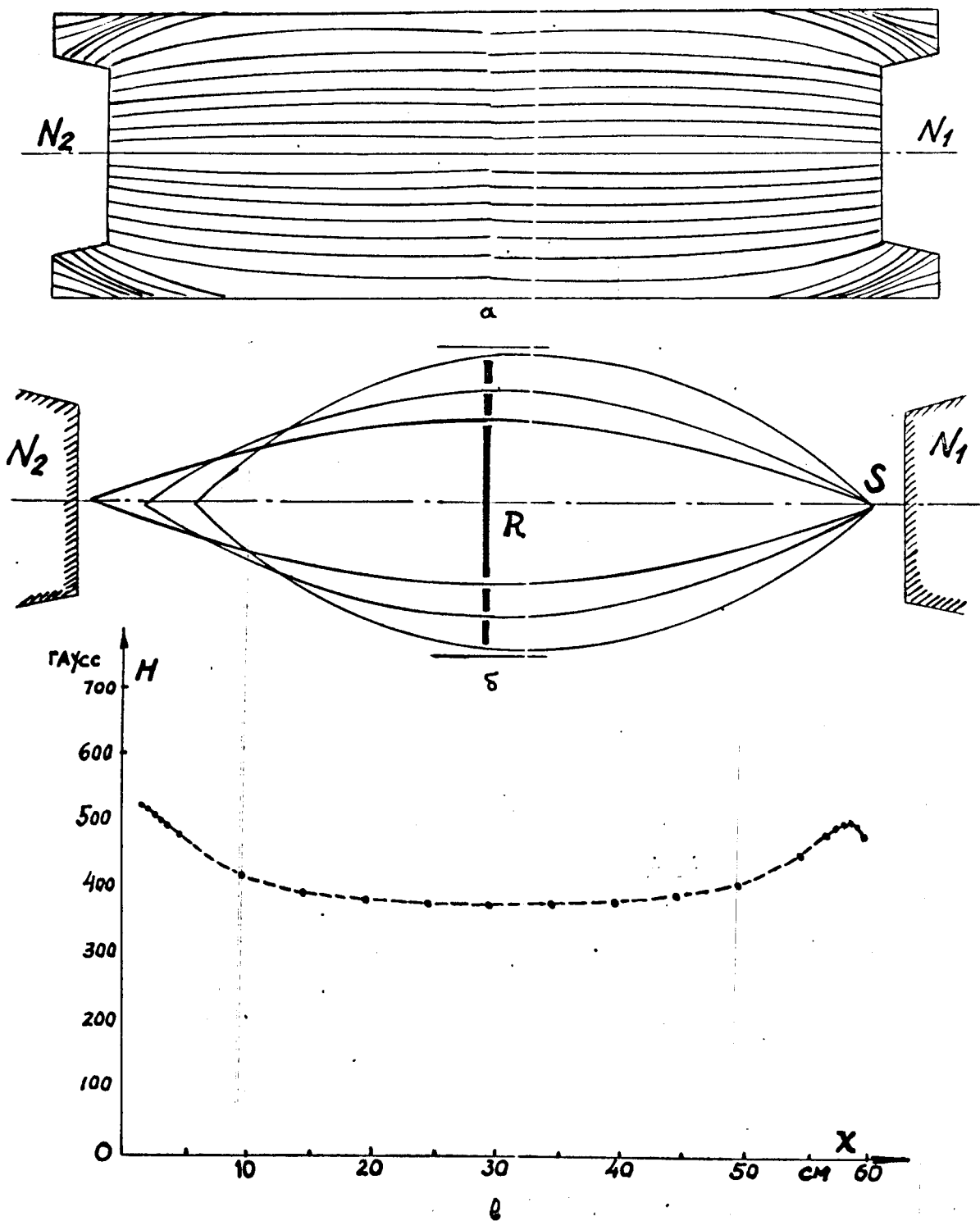


Рис. 23.

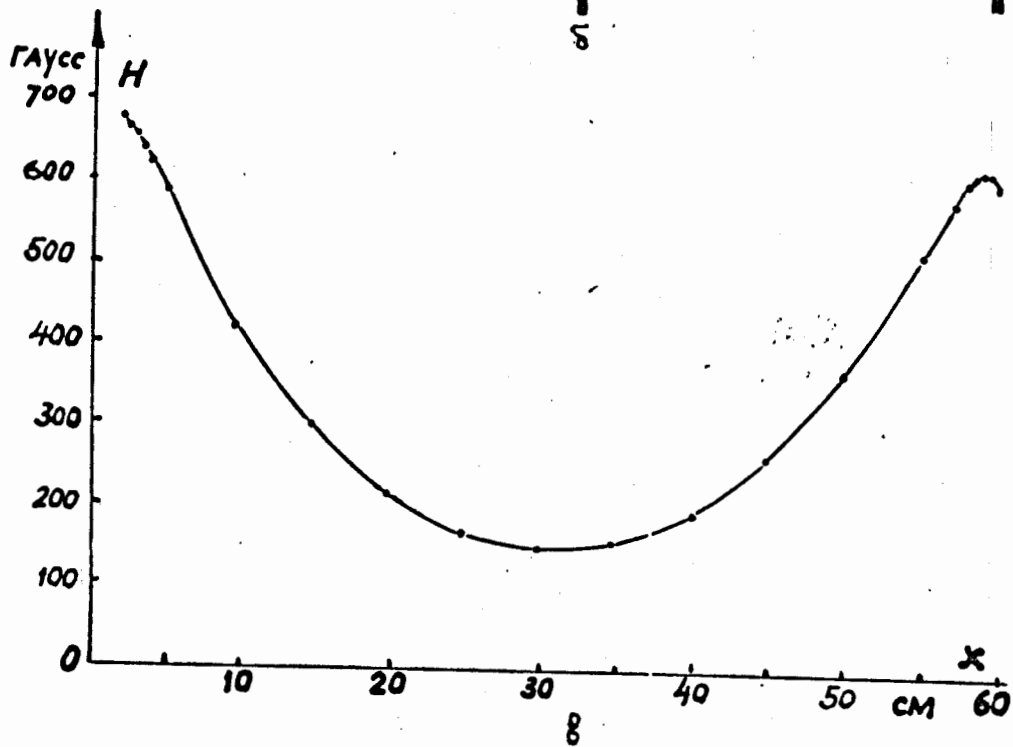
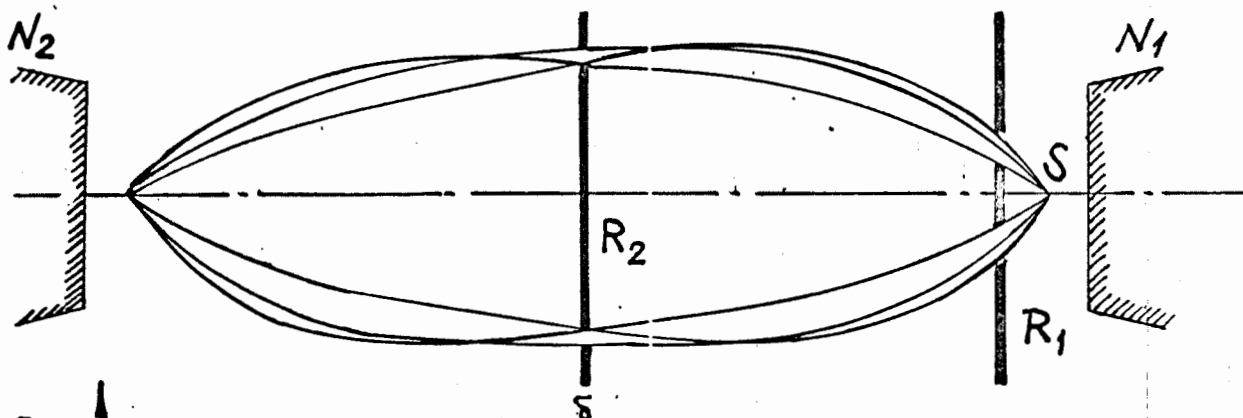
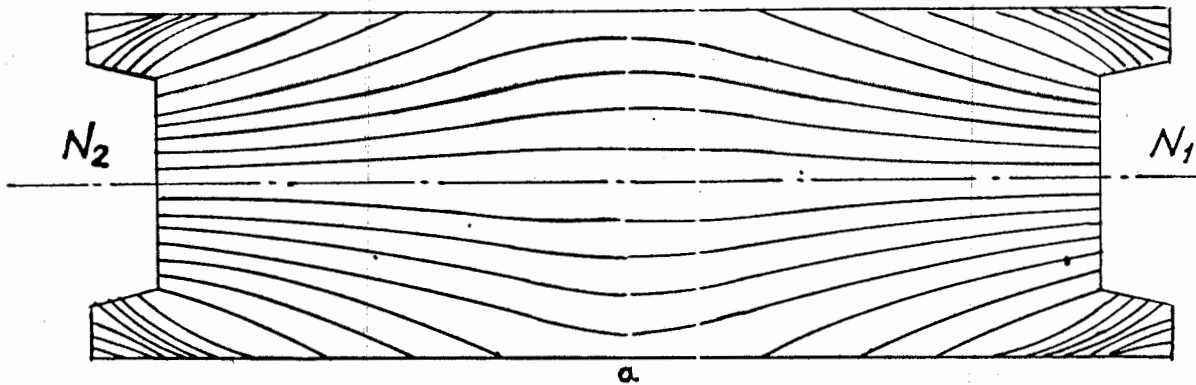


Рис. 24.

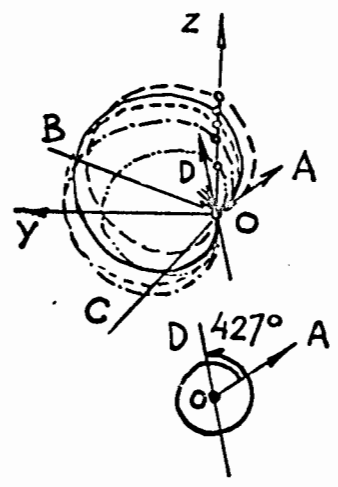
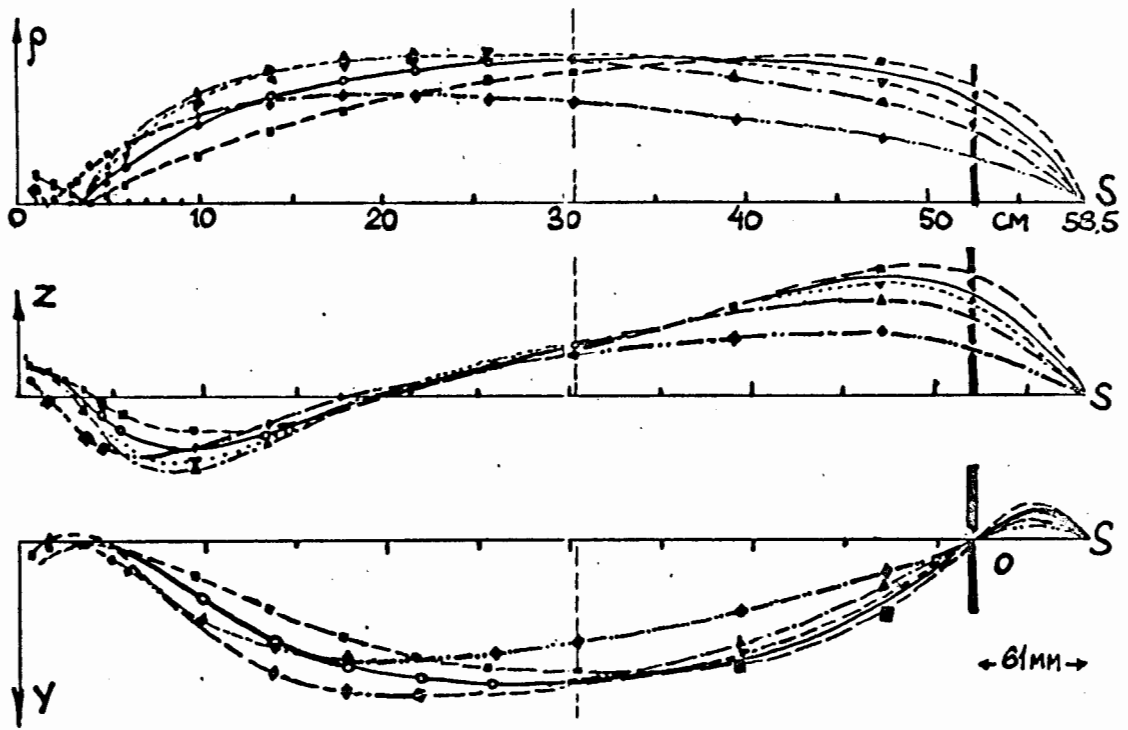


Рис. 25

вогнутой кверху, рис.24, в , ИФЭ, если $B''(z)$ положительно, то $\partial B_z(z,z)/\partial z = -\frac{1}{2} z B''(z)$ отрицательно, а это означает, что $B_z(z,z)$ убывает при удалении от оси линзы. В силу этого имеется тенденция к компенсации положительной сферической аберации. Спектрометр с длинной магнитной линзой и вогнутой формой поля был построен Зигбаном /18/ в 1946 году. Позже Слэпис и Зигбан /19/ исследовали фокусировку сильно вогнутым полем и нашли, что при некотором большом градиенте поля наблюдается резко выраженное увеличение пропускания прибора. Исследуя ход пучка фотографическим методом, авторы нашли, что траектории электронов пересекаются в середине спектрометра, образуя здесь промежуточное изображение. Затем весь пучок концентрируется и собирается в небольшой области на оси прибора. Фокусирующее действие такого поля иллюстрируется на рис.24 б и рис.25. В этом спектрометре достигнута разрешающая способность в 4% при светосиле 8% от 4П или около 1 стерадиана. Форма поля для фокусировки с промежуточным изображением, показанная на рис.24а получена с применением толстого железного панциря. Поля аналогичной формы легко можно получить также без применения железа /20/.

Недавно Линдгрэн и Шнейдер /21/ провели систематическое теоретическое исследование фокусирующих свойств магнитных полей всевозможных типов (всего 34): колоколообразного, треугольного и вогнутого. Эти расчеты показали, что как сферическая аберация, так и ширина изображения источника полностью зависят от формы поля. В согласии с экспериментом поля вогнутой формы дают меньшую сферическую аберацию, чем поля других типов.

Соленоидальные линзы легко отделяют положительные частицы от отрицательных благодаря различным направлениям вращения. Для этого используется система винтовых диафрагм или лопастей, форма которых

рассчитывается согласно уравнениям движения (20-22). Потери в пропускании оказываются близки при этом к геометрическому поперечному сечению самих лепестков.

На основании детальных расчетов, проведенных на ЭВМ, был разработан проект соленоидальной линзы для фокусировки Π -мезонов с энергией до 70 Мэв. Схематический чертеж этой линзы показан на рис. 26. Линза собирается из запасных катушек от магнита-соленоида типа МС-4 с использованием готового верхнего и нижнего железного ярма от этого магнита и окружается боковым ярмом для усиления магнитного потока между верхним и нижним полюсами. Основные параметры линзы приведены в таблице на рис. 26. Хотя такая соленоидальная линза менее экономична по расходу электроэнергии и особенно по необходимому количеству медной трубки в сравнении с тороидальной линзой, однако, изготовление катушек возбуждения обычной круглой формы является задачей технически значительно более простой, чем изготовление катушек возбуждения сложного профиля для тороидальной линзы.

Кроме того, учитывая прогресс в усовершенствовании и развитии сверхпроводящих магнитов, следует ожидать в будущем, что соленоидальные линзы, изготовленные из сверхпроводящих материалов, по своей экономичности и конструктивной простоте будут значительно превосходить другие фокусирующие устройства.

Поэтому на данном этапе разработки и проектирования широкоугольных фокусирующих систем для получения интенсивных пучков Π -мезонов был выбран вариант соленоидальной линзы, изображенной на рис. 26, который обеспечивает приблизительно такую же мощность дозы в фокусе, что и у тороидальной линзы, а кроме того, благодаря

ЖЕЛЕЗНЫЙ ВКЛАДЫШ ОТ МС-4
(НИЖНИЙ)

ПОВОРОТНОЕ УСТРОЙСТВО
ДЛЯ СМЕНЫ МИШЕНЕЙ

ВТУЛКА ЖЕЛЕЗНАЯ

ЖЕЛЕЗНОЕ
ЯРМО
МАГНИТА МС-4

КАТУШКА ОТ МС-4
(ВЕРХНЯЯ) ВЕС 3,5Т

ВАКУУМНЫЙ КОЖУХ

БОКОВОЕ ЯРМО ИЗ
ЖЕЛЕЗА

ПОВОРОТНЫЕ УБИРАЮ-
ЩИЕСЯ ЛОПАСТИ ДЛЯ
РАЗДЕЛЕНИЯ π^+ И π^-
МЕЗОНОВ

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ
ЯРМО ИЗ ЖЕЛЕЗА

ЦЕНТРАЛЬНАЯ ЗАЩИТА

ДИРЕКТОРИЯ π -МЕЗОНОВ

КАТУШКА ОТ МС-4
(НИЖНЯЯ)

ЖЕЛЕЗНЫЙ ВКЛАДЫШ
ОТ МС-4 (ВЕРХНИЙ)

ЖЕЛЕЗНОЕ ЯРМО
ОТ МС-4 (НИЖНЕЕ)

ВНЕШНИЙ КОЛЬЦЕВОЙ
КОЛЛИМАТОР

ИОНИЗАЦИОННАЯ
КАМЕРА

МИШЕНЬ

Фокус π -МЕЗОНОВ

Эскиз СОЛЕНОВАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ
ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ π -МЕЗОНОВ

Основные параметры:

Вес линзы ~ 50Т, Вес меди ~ 15Т, потребляет
мощность $W = 1000$ кВт, максимальный ток I
число витков $N = 2484$, $\Omega_{эф} = 0,3$ стерад.

M1:20

Рис. 26.

наличие центральной защиты из латуни длиной в 1,5 метра, снижает нейтронный фон в месте расположения облучаемого объекта до уровня ниже предельно допустимого.

Действительно в этом случае

$$J_N = J_N' e^{-\frac{150}{17}} = 5,8 \cdot 10^4 e^{-9} = 6 \text{ нейтронов/см}^2\text{сек}$$

Вариант расположения соленоидальной линзы в корпусе синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ для фокусировки Π -мезонов и система транспортировки протонного пучка показаны на рис.27. Фокусирующий протонный канал состоит в этом случае из пяти магнитных квадрупольных линз типа МЛ-3 с апертурой 120 мм. Отклонение протонного пучка осуществляется двумя магнитами СП-37 на угол 30° и СП-10-2 на угол 10° . Кроме того, само магнитное поле соленоидальной линзы выбрано так, что отклоняет протонный пучок на угол 20° нормально к стене корпуса синхроциклотрона. Соленоидальная линза фокусирует пучки Π -мезонов вертикально вниз и пациент в этом случае будет находиться в наиболее благоприятном для облучения горизонтальном положении на специальном манипуляторном столе.

Для гашения протонного пучка предусмотрено сооружение защиты из железа и бетонных кубиков. Железная защита толщиной 1,5 метра крепится на кронштейнах, закрепленных в двухметровой бетонной стене и обеспечивает тысячекратное ослабление потока быстрых протонов. Бетонные кубики выкладываются в тамбуре старых защитных ворот и уменьшают вместе с бетонными стенами здания синхроциклотрона наружный нейтронный фон до уровня санитарной нормы.

Таким образом в соответствии с утвержденным планом работ и медико-техническими требованиями ИЭКО АМН СССР в 1970 году закончена разработка вывода медицинского пи-минус мезонного пучка

высокой интенсивности, сделаны рабочие чертежи на систему транспортировки протонного пучка и выдан технический проект на изготовление линзы для фокусировки Π -мезонов. В 1971 году намечается полностью завершить изготовление поворотного фокусирующего тракта для транспортировки протонного пучка, смонтировать радиационную защиту для гашения протонного пучка и начать изготовление линзы для фокусировки Π -мезонов.

Сиб

Л и т е р а т у р а

- 1, P.H.Fawler. Proc.Phys.Soc., 85, 1051 (1965).
- 2, L.Rosen. Possibility and Advantages of Using Negative Pions in Radiotherapy. (Preprint Los Alamos, 1968).
- 3, O.Kofoed-Hansen. J.Lindhard and O.B.Nielsen. Det.Kgl.Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fys.Medd., 25, No.16 (1950).
- 4, В.В.Владимирский, Е.К.Тарасов, Д.В.Требуховский, ПТЭ № I, 13, (1956).
- 5, O.B.Nielsen and O.Kofoed-Hansen. Dan.Mat.Fys.Medd., 29, No. 6, (1955).
- 6, N.A.Burrgov, A.V.Davydov and G.K.Kartashov. Nucl.Instr.and Meth., 12, No.2, 316 (1961).
- 7, Е.Ф.Третьяков, Л.Л.Гольдин, Г.И.Гришук. ПТЭ, № 6, 22, (1957).
- 8, M.S.Freedman. F.Wagner. Jr.Pred.and T.Porter. Nucl.Instr.and Meth., 8, 255 (1960).
- 9, Д.Н.Ракивненко, Т.А.Романий, Е.А.Скакун, А.П.Ключарев, В.М.Наконечный, Г.И.Яценко, В.П.Яшин. Препринт, ХФТИ, 69-5.
- 10, В.И.Данилов, В.Б.Мухина, Э.А.Полферов. Препринт ОИЯИ, Р9-4102, Дубна, (1968).
- 11, К.О.Оганесян. Препринт ОИЯИ, Р1-3399, Дубна, (1967).
- 12, В.М.Сидоров. ЖЭТФ, 28, вып.6. 727. (1955).
- 13, В.С.Роганов. Информация о пучках синхроциклотрона.
- 14, В.А.Коньшин, Е.С.Матусевич, В.И.Регушевский. Я.Ф., 4, вып.2, 337, (1966).
- 15, Д.Л.Бродер, Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, В.В.Мальков, Б.С.Смчев. Бетон в защите ядерных установок, стр.27 и 150, Атомиздат, Москва, 1966 г.

16. В.И. Данилов, О.В. Савченко, ПТЭ № 3, 17, (1959).
17. А.А. Глазов, Д.Н. Денисов, Б.П. Желепов, В.П. Дмитриевский, Б.И. Замолодчиков, Н.Л. Зиплатин, В.В. Кольга, М.М. Комочков, А.А. Кропин, Л.И. Ляпидус, А. . Мухин, В.С. Роганов.
Препринт ОИЯИ, 9-3951, Дубна, 1968 г.
18. K.Siegbahn. Phil Mag., 27, 162 (1946).
19. H.Slatis. K.Siegbahn. Ark.f.Fysik., 1, 339 (1949).
20. D.E.Alburger. Rev.Sci.,Instr., 27, 991 (1956).
21. I.Lindgren, W.Schneider. Nucl.Instr.and Meth., 22, 48 (1963).