Отчет

по установке [redacted]

Москва Июнь 1949 г.

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.П.Н.ЛЕБЕДЕВА

ЛАБОРАТОРИЯ В.И.ВЕКСЛЕРА

==========

Утверждаю"
Директор Физического Института
им П.Н.Лебедева Академии Наук С.С.С.Р.

Академик (С.И.Вавилов)

О Т Ч Е Т

ПО УСТАНОВКЕ [redacted]

Заведующий лабораторией,
Член-Корреспондент Академии
Наук С.С.С.Р.

(В.И.Векслер)

г.Москва, 1949 г.

В В Е Д Е Н И Е

Установка "[redacted]" представляет собой резонансный ускоритель, расчитанный на получение пучка быстрых электронов с энергией на 30 миллионов электронвольт.

Этот ускоритель должен служить моделью мощных электронных ускорителей и поэтому на нем должен был быть проверен открытый В.И.Векслером[x] новый принцип ускорения релятивистских частиц и названный автофазировкой.

Как известно, резонансный метод ускорения частиц, используемый в циклотроне, не пригоден для получения частиц такой энергии, которая сколько-нибудь сравнима с энергией покоя этих частиц. Поэтому с помощью циклотронов удается разгонять протоны, дейтоны и α-частицы до энергии, которая составляет только десятки миллионов электронвольт. Это обусловлено тем обстоятельством, что по мере приращения кинетической энергии частиц возрастает период их обращения в магнитном поле, управляющим орбитами и частицы выходят из резонанса.

С другой стороны, так наз. вихревой метод ускорения заряженных частиц, применимый только для ускорения легких частиц страдает тем существенным недостатком,

---

x) В.И.ВЕКСЛЕР, Доклады АН СССР, 1944, У. [illegible], №. 9, стр.365.

В зарубежной литературе резонансные ускорители получили наименование синхротронов, предложенное в работе Мак-Миллана, опубликованной в указанном году.

что он не позволяет продвинуться за энергии порядка 100 миллионов электронвольт в силу появления электромагнитного излучения, приводящего к расстройству условий стабильного движения частиц.

Метод резонансного ускорения релятивистских частиц пригоден как для ускорения легких, так и для ускорения тяжелых частиц и, как уже указывалось, основан на явлении автофазировки.

Принцип автофазировки состоит в том, что приращение энергии частиц, движущихся в медленно нарастающем магнитном поле, управляющим траекториями частиц, приводит к тому, что период обращения частиц поддерживается постоянным при любом законе нарастания магнитного поля во времени.

В разделе, посвященном теоретическим работам лаборатории, будет дано подробное изложение теорий действия принципа автофазировки применительно к задачам ускорения легких и тяжелых частиц.

Установка "[redacted]", описанию устройства которой посвящен настоящий отчет, является первым в нашей стране ускорителем, в котором реализован практически принцип автофазировки для ускорения легких частиц - электронов.

Эта установка состоит из следующих основных частей:

а) электромагнита переменного тока,

б) агрегата питания электромагнита,

в) конденсаторной батареи,

г) вакуумной камеры,

д) вакуумной системы.

е) инжектора импульсного генератора,

ж) высокочастотной системы (см.фиг.I).

В резонансном ускорителе "[redacted]" электроны должны быть предварительно доведены до энергии в несколько миллионов электронвольт для того, чтобы было возможно применить метод автофазировки. Поэтому в этом ускорителе осуществлен впервые предложенный нами метод предварительного бетатронного запуска частиц в резонансный ускоритель (синхротрон).

Ускоряемые частицы двигаются в камере, помещенной между полюсами электромагнита. В камере поддерживается вакуум порядка 10^{-6} мм Hg. Ускорение электронов происходит на протяжении каждой первой четверти периода переменного магнитного поля. Магнит питается переменным током с частотой 160 герц от агрегата Леонарда.

Электроны впускаются в камеру вначале каждого цикла при напряжении около 20 киловольт. Длительность инжекции около 5 микросекунд. Первые 200мсек ускорение происходит в бетатронном режиме и при этом электроны успевают набрать энергию около 4,5 миллион электровольт. Затем железо сердечника насыщается и ускорение производится за счет электрического поля эндовибратора, питаемого генератором высокой частоты. Эндовибратор проволочного типа надевается извне на вакуумную камеру. По окончании ускорения высокая частота выключается и ускоренные электроны ударяют о наружную (или внутреннюю) мишень, создавая тормозное γ -излучение. В установке

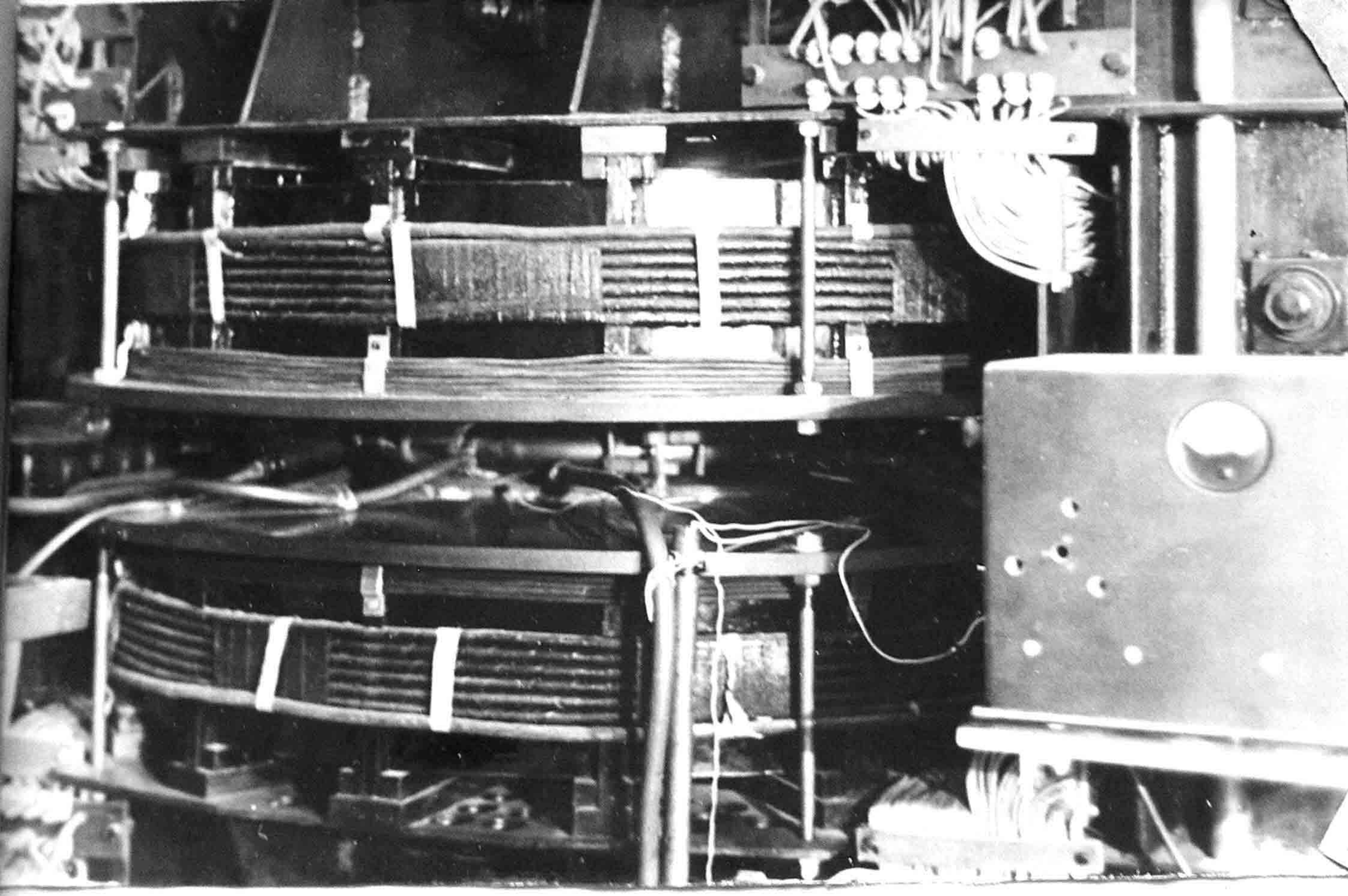
"[redacted]" радиус бетатронной орбиты $R_б$ = 213 мм Радиус синхротронной орбиты $R_с$ = 216 мм. Энергия электронов при нормальном магнитном поле в максимуме составляет около 30 миллион электронвольт.

Ниже приводится подробное описание каждого из элементов установки "[redacted]", а также запуска всей установки в целом.

В.И.ВЕКСЛЕР

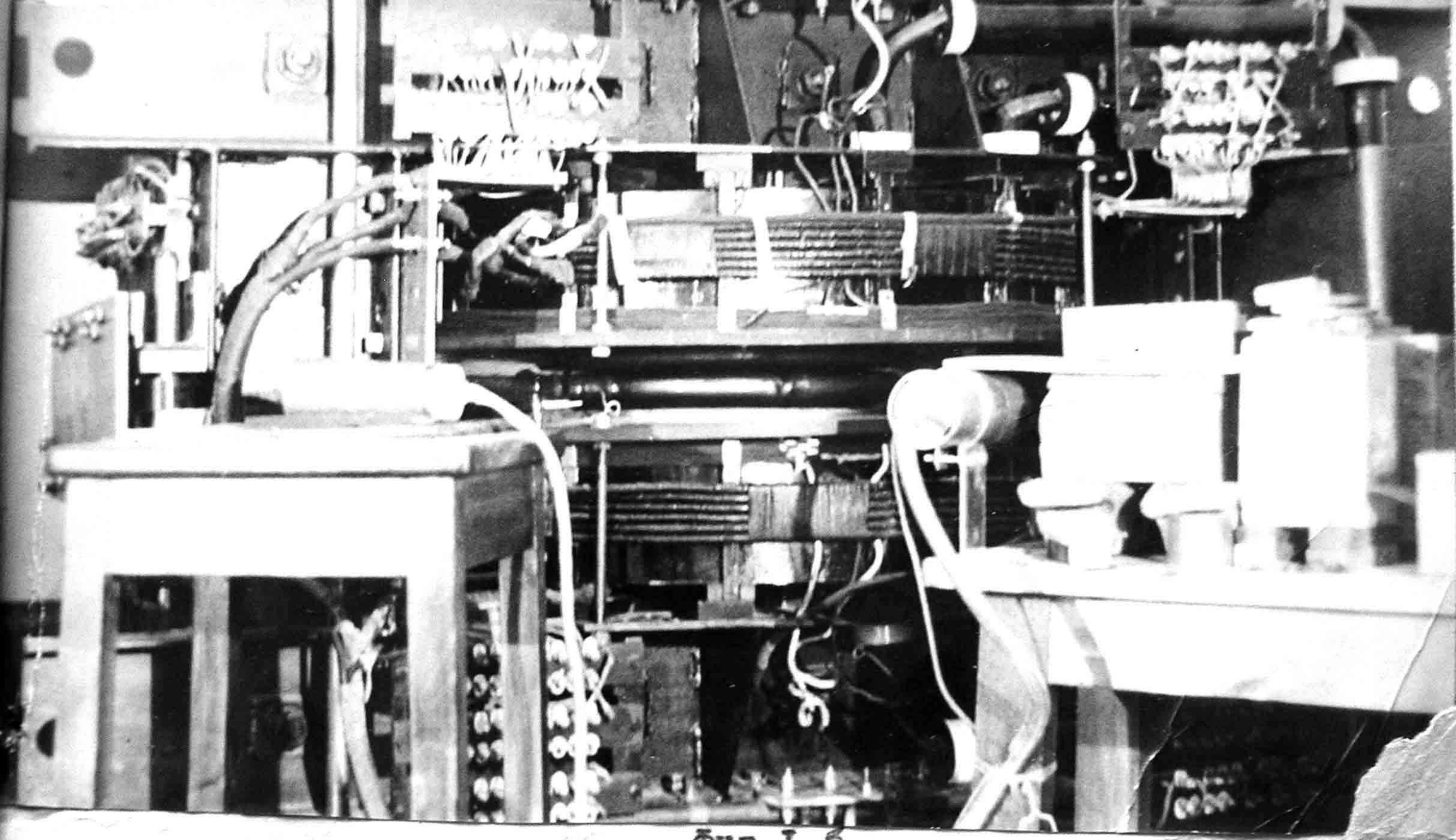
Б.С.РАТНЕР

1 ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК



Фиг.I-а

Общий вид установки со стороны вакуумного насоса.



Фиг.I-6

Общий вид установки со стороны выпуска пучка

I. МАГНИТ

а) Конструкция

Магнит установки сконструирован и изготовлен на заводе № 624 МЭП СССР по техническим условиям, представленным лабораторией.

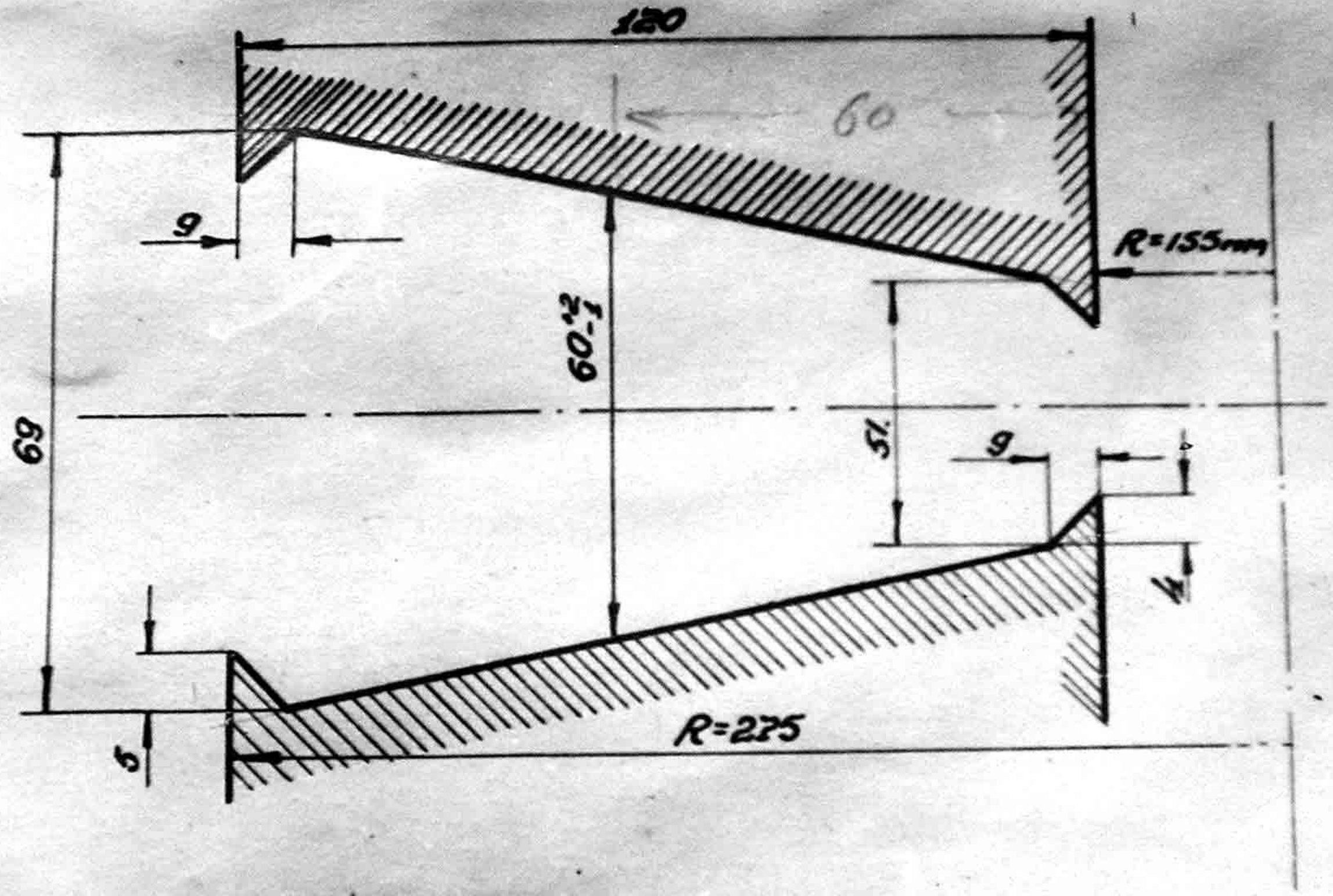
Исследование параметров первой модели магнита, изготовленного заводом в 1946 г., проведенное в лаборатории, показало непригодность модели для работы из-за малой величины рабочей области магнитного поля в зазоре, наличия недопустимой амплитудной и фазовой асимметрии. Поэтому лабораторией были разработаны методы точного исследования магнитных характеристик (см. ниже), что позволило изготовить вторую модель согласно техническим условиям.

Магнит представляет из себя двухяремную конструкцию, набранную из листовой трансформаторной стали толщиной 0,35 мм (см. фиг. 2 и 3). Верхнее и нижнее ярмо магнита набраны из трансформаторной стали и медных листов для получения равной индукции во всех частях ярма. В ярме имеются вентиляционные каналы.

Верхняя полурама с подвешенными к ней верхним полюсом и обмоткой устанавливается на нижней полураме и стягивается четырьмя латунными шпильками.

Средний сердечник, собранный из листов молибденового пермалоя толщиной 0,35 мм расположен внутри полюсов и укреплен в нижней полураме. Верхняя половина его может быть поднята для регулировки зазора при подборе положения равновесной орбиты.

Между фундаментом и нижними башмаками, на которых лежит нижняя полурама магнита, проложена резиновая прокла-

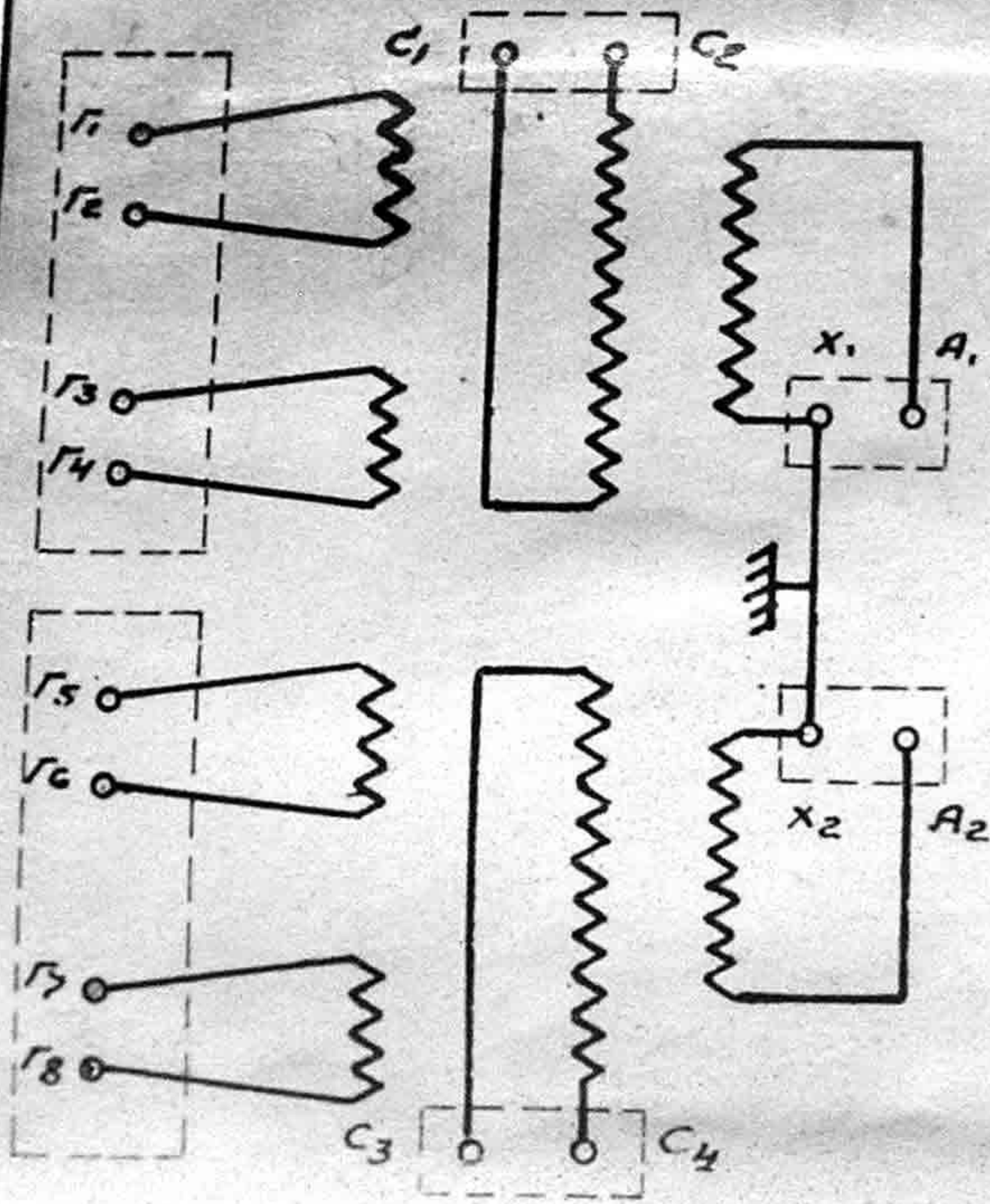


фиг. №4 Форма полюсного наконечника

Фиг. 4.

Форма полюсного наконечника магнита.

Схема включения обмоток магнита



f	Основная обмотка			Обмотка компенсир		
	параметры	Соед.	Ввод	параметры	Соед.	Ввод
200	$U_к$=2·10кв	x_1-x_2	A_1-A_2	$U_л$=400	$г_1$-$г_7$ $г_2$-$г_8$	$г_1$-$г_8$
150	$U_к$=2·7,5кв	—"—	—"—	$U_л$=325	$г_1$-$г_7$ $г_2$-$г_8$	—"—
50	$U_к$=2·2,5кв	—"—	—"—	$U_л$=200	$г_1$-$г_3$ $г_2$-$г_5$ $г_4$-$г_7$ $г_6$-$г_8$	—"—

Фиг.5.

Схема включения обмоток магнита.

ка. Верхний и нижний полюсы набраны из радиальных пластин трансформаторной стали 0,35 мм двух размеров. Форма полюсных наконечников моделировалась на постоянных магнитах (см.отчет В.Е.Писарева),причем средний показатель спадания магнитного поля был выбран, равным 0,62. Внутренний радиус полюсного наконечника равен 155 мм, внешний радиус равен 275 мм. Средний зазор магнита равен 60 мм (см.фиг. 4).

Намагничивающие катушки магнита состоят каждая из двух обмоток, причем первичная обмотка (w =12 витков) является возбуждающей и соединяется с синхронным генератором агрегата питания;вторичная намагничивающая обмотка w = 150 в. вместе с конденсаторной батареей образует резонансный контур. Первичная обмотка секционирована и в зависимости от выбранной частоты секции включается последовательно или параллельно (см.схему фиг.5).

Обе вторичные обмотки верхнего и нижнего полюсов соединяются последовательно и средняя точка заземляется.

Напряжение, ток и мощность магнита

f ~~50~~ Hz	U_1 V	J_1 A	U_2 KV	J_2 A	P квт	W ква
150	335	109	17,0	120	36,5	2040

Магнит охлаждается посредством вентилятора (P= 1,5 кВт), отсасывающего воздух из верхнего и нижнего ярем через два

коллектора. Вентилятор установлен в подвальном помещении.

Там же установлена специальная воздуходувка, которая охлаждает внутреннюю поверхность центрального сердечника. Производительность системы вентиляции 1600 $м^3$/час.

б) Изменение магнитного поля на орбите во времени

Известно, что в резонансном ускорителе, каким является синхротрон, изменение энергии ускоряемых частиц происходит синхронно с ростом магнитного поля на орбите. Фиг.6 изображает график производной по времени от магнитного поля в функции времени, снятый при помощи маловитковой катушки с площадью , равной нескольким $см^2$, помещенной в середине зазора между полюсами. Точка А соответствует моменту прохождения магнитного поля через нуль. Точка "В" соответствует началу насыщения центрального сердечника, а точка "С"-Концу насыщения. Участок АВ' кривой, - на котором происходит практически линейное нарастание магнитного поля (начало косинусоиды), соответствует времени ускорения электронов в бетатронном режиме. При частоте 158 Hz T_{AB} = 200 μsec. Это время в процессе эксплоатации заметно уменьшилось (в начале T_{AB} = 260 μsec), что об"ясняется, по всей вероятности, изменением кривой намагничивания пермалоя со временем.

Провал в форме кривой фиг.6 по сравнению с синусоидой указывает на то, что нарастание магнитного поля на

орбите синхротрона, а следовательно, и рост энергии электронов происходит медленнее, чем если бы ускорение с самого начала происходило в синхротронном режиме.

Отношение $\alpha = \frac{OA}{OA'}$ назовем коэфициентом ослабления магнитного поля.

Ослабление магнитного поля на орбите в начале цикла происходит из-за того, что суммарный магнитный поток ускорителя, изменяющийся по синусоиде (отбрасывая очень малый процент высших гармоник) до момента насыщения сердечника распределяется между полюсом и центральным потоком, согласно условию 2:1, а после насыщения сердечника почти весь протекает через полюс. Значительные потоки рассеяния несколько сглаживают это перераспределение, но все же в нашем случае $\alpha = 0{,}65$.

Коэфициент ослабления сильно зависит от параметров ускорителя. Эту зависимость можно оценить, исходя из следующих соображений:

Возьмем отношение $\eta = \frac{\Phi_n}{\Phi_n + \Phi_c}$ для бетатронного режима, где

Φ_n - поток через полюс

Φ_c' - поток через центральный сердечник

$$\Phi_n = 2\pi R_0 \beta B_0 \quad ; \quad \Phi_c = k\pi R_0^2 2B_0$$

где R_0 - радиус равновесной орбиты

B_0 - индукция на орбите

β - ширина полюса

K - коэфициент, зависящий от величины потоков рассеяния и положения равновесной орбиты.

Для оценки, пренебрегая изменением потоков рассеяния при насыщении центрального сердечника можно положить

$$\alpha = \eta = \frac{B}{B + KR_0}$$

Следовательно, в нашем случае $K = 0,31$.

Коэфициент ослабления поля является существенной величиной при расчете моментов инжекции и впускных полей (см. ниже).

в) Магнитные характеристики ускорителя

Для нормальной работы ускорителя необходимо соблюдение ряда условий, касающихся распределения магнитного поля в зазоре.

1. Однородность магнитного поля вдоль орбиты.

Как известно, неоднородность магнитного поля в различных точках орбиты, искажает ее, причем существенной при этом является периодичность неоднородности магнитного поля и величина спадания магнитного поля $n = -\frac{d \ln H}{d \ln R}$.

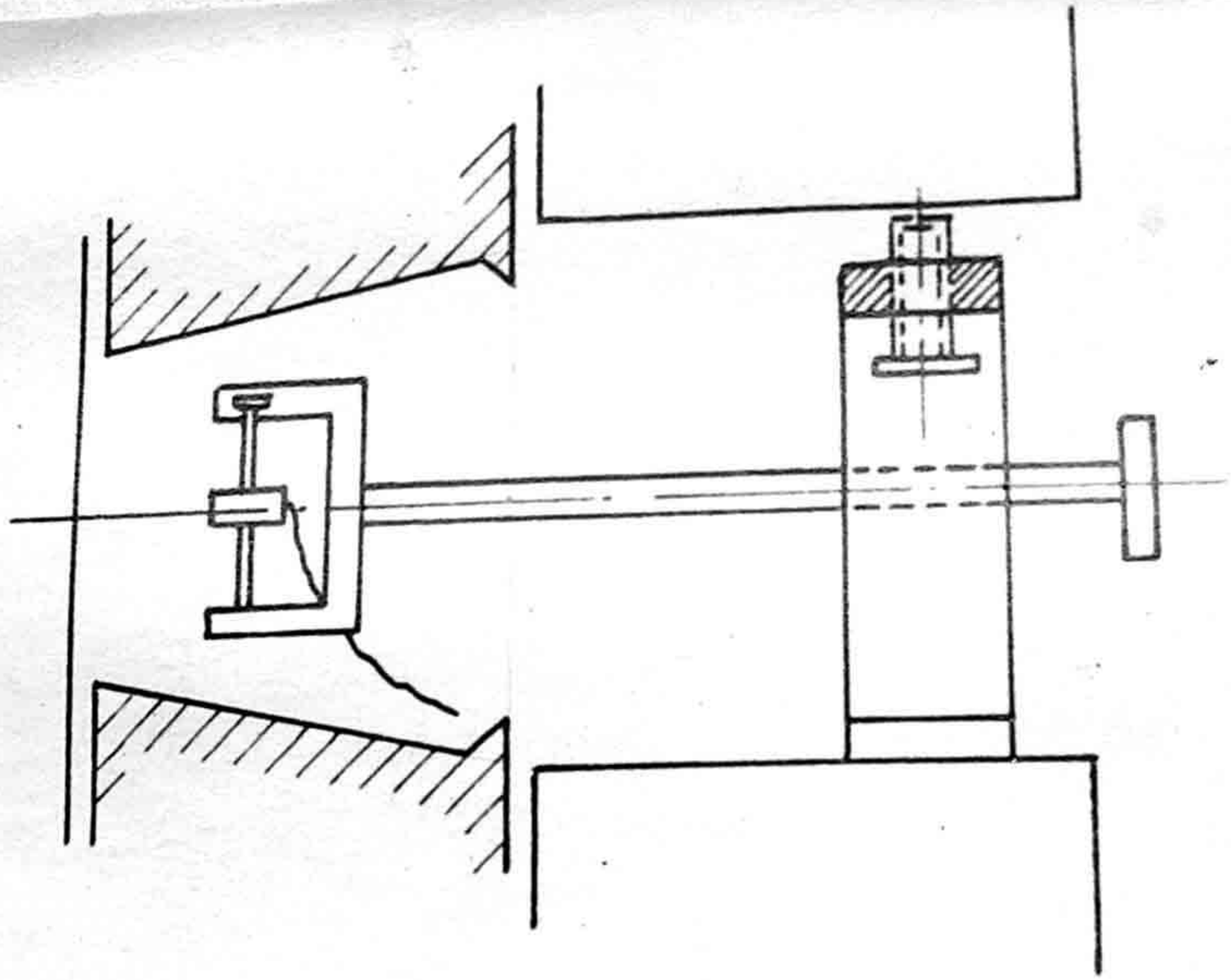
Поправка к радиусу орбиты из-за неоднородности поля

$$\left|\frac{x}{R}\right|_m = \frac{h}{e^2 + n - 1},$$

$$H = H(R)\left[1 + \sum h_e\right]$$

Отсюда видно,что низшие гармоники особенно сильно искажают круговую орбиту. это искажение орбит электронов в начальный период ускорения вывывает оседание части электронов на стенках камеры, а большой сдвиг фаз может полностью уничтожить пучок электронов. Особенно это относится к случаю,когда инжектор электронов стоит близко от наружной востенки вакуумной камеры. Асимметрия магнитного поля возникает, благодаря действию двух факторов. Во-первых магнитное сопротивление вдоль магнитной силовой линии является неодинаковым для различных точек орбиты,главным образом, из-за неодинаковости воздушных зазоров. При этом мгновенные значения магнитного поля в двух сравниваемых точках будут находиться в постоянном отношении,обратнопропорциональном величинам магнитных сопротивлений. Эту неоднородность легче всего определить, сравнивая амплитудные значения магнитного поля в различных точках орбиты,почему этот вид асимметрии и был назван амплитудным.

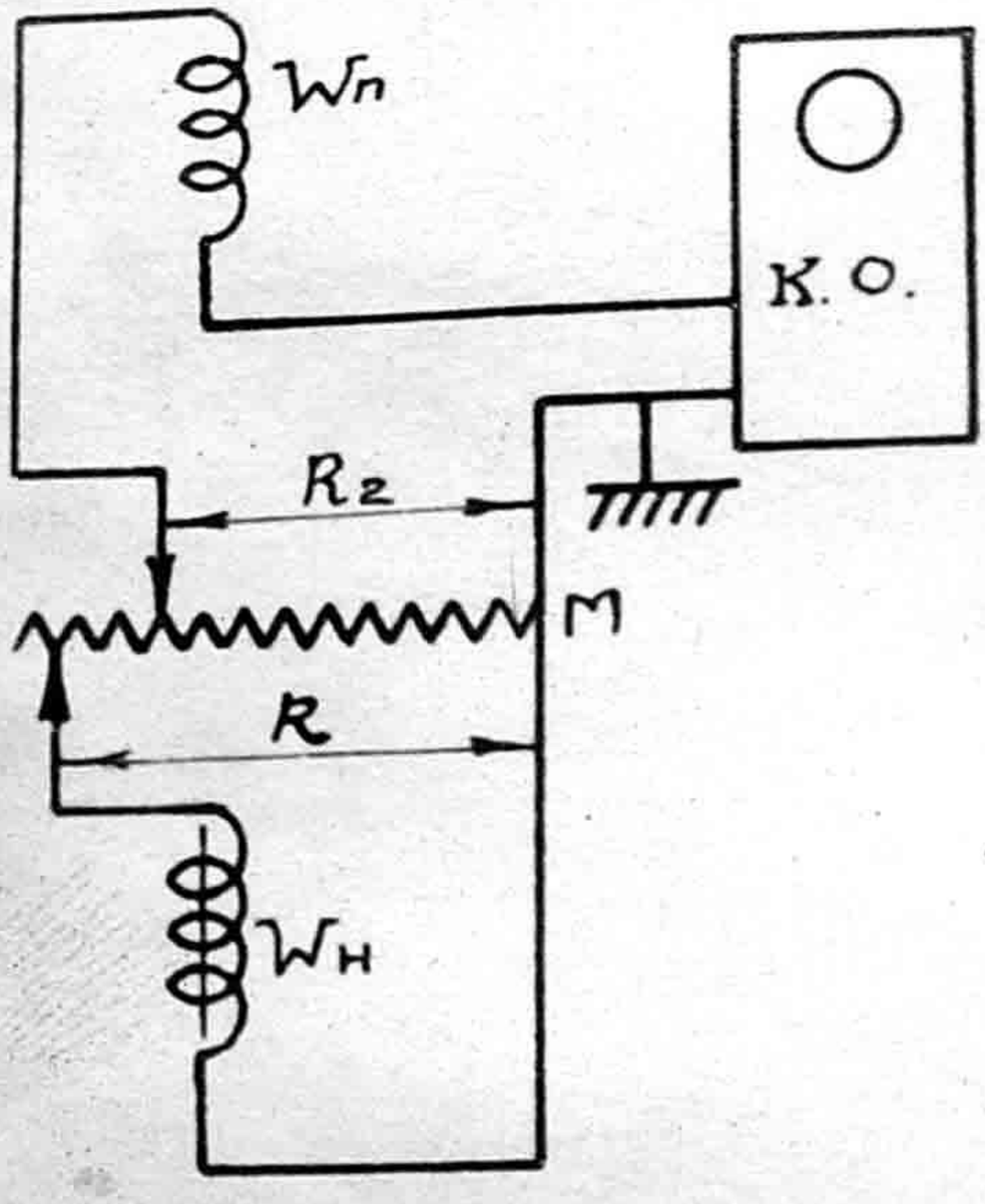
Во-вторых было найдено,что наиболее важным фактором в возникновении магнитной асимметрии является наличие неодинаковых потерь на токи Фуко и гистерезис в различных силовых трубках. Это различие в потерях вызывает сдвиг фаз магнитного поля орбиты,что дает вторую,фазовую составляющую асимметрии. Совершенно ясно,что действие фазовой асимметрии наиболее заметно сказывается вблизи нуля магнитного поля,т.е. в начале цикла и далее постепен-



фиг. 6. Измерение амплитудной асимметрии
Подбор положения катушки.

Фиг.6 а

Измерение амплитудной асимметрии. Подбор положения неподвижной катушки.



фиг. 8.

Схема измерения

амплитудной асимметрии

м-магазин сопротивлений

К.О.-Катодный осциллограф

Wп-подвижная катушка

Wн-неподвижная катушка

Фиг. 7

Схема измерения амплитудной асимметрии.

но сглаживается. Действительная асимметрия есть сумма этих двух видов и может в таком виде задаваться.

Но, поскольку измерение неоднородностей магнитного поля и устранение этих неоднородностей производится отдельно для амплитудной и фазовой асимметрии, это разграничение проводится нами и в дальнейшем.

I) Измерение асимметрии магнитного поля.

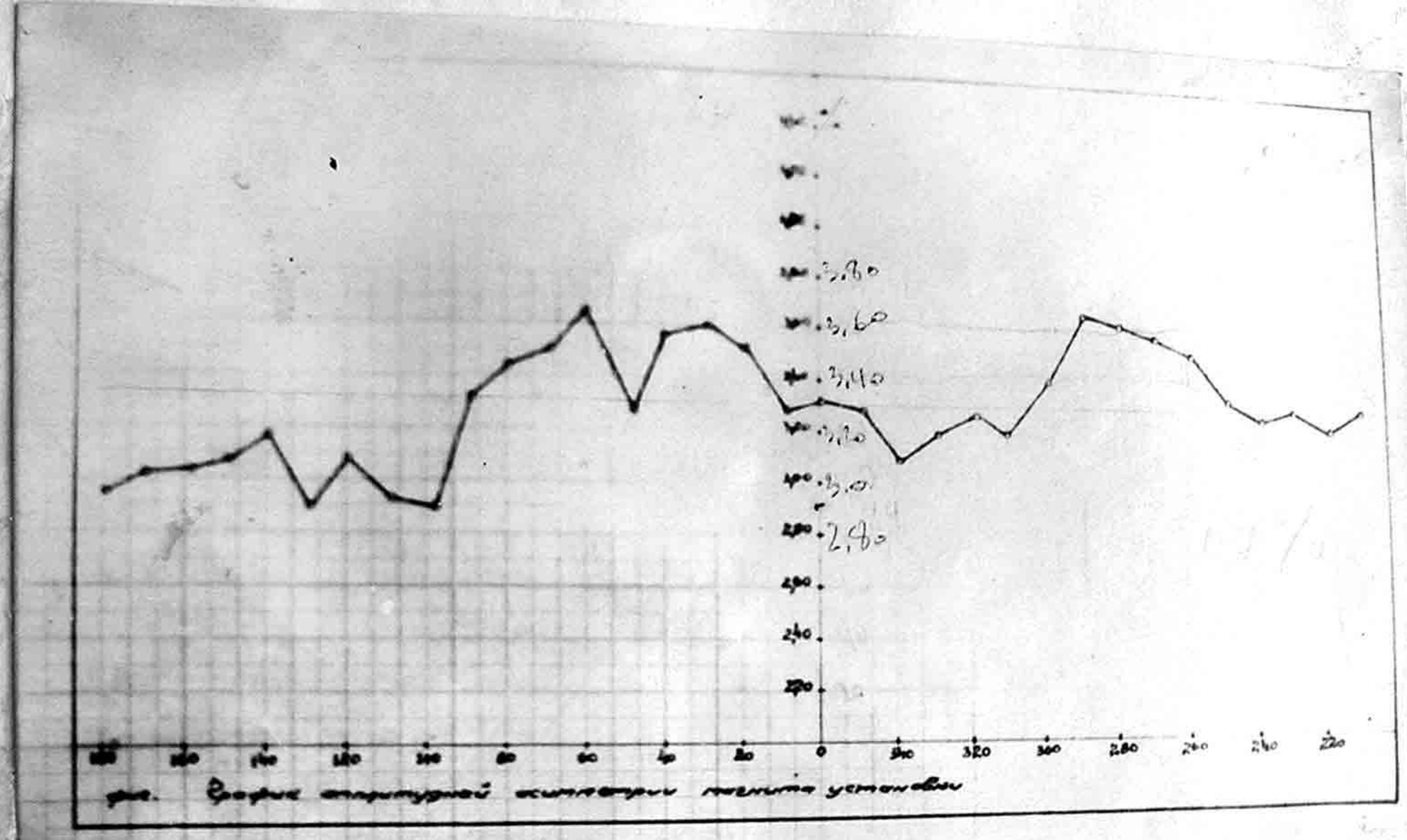
Измерение амплитудной асимметрии.

Ввиду того, что величина асимметрии, которую необходимо измерить, составляет десятые доли процента, применен компенсационный метод измерения. Он состоит в следующем (см. фиг. 6а). В зазор магнита помещаются две катушки, намотанные на эбонитовые каркасы. Одна катушка несколько большего эффективного сечения устанавливается неподвижно по азимуту, но ее ось можно поворачивать так, чтобы менять эффективную площадь катушки. Другая катушка передвигается по кругу при помощи специального текстолитового диска с лимбом. Схема соединений представлена на фиг7. Неподвижная катушка $W_н$ присоединена к входным зажимам кульцового магазина сопротивления ~~фирмы~~ на 100,000 Ω. Подвижная катушка через декаду R_2=100,000 присоединена на вход катодного осциллографа

Данные катушек:

$d_{пр}$ = 0,1 мм
w_1 = 1000 в
w_2 = 100 в

d_{w_1} = 8 мм
d_{w_2} = 8 мм



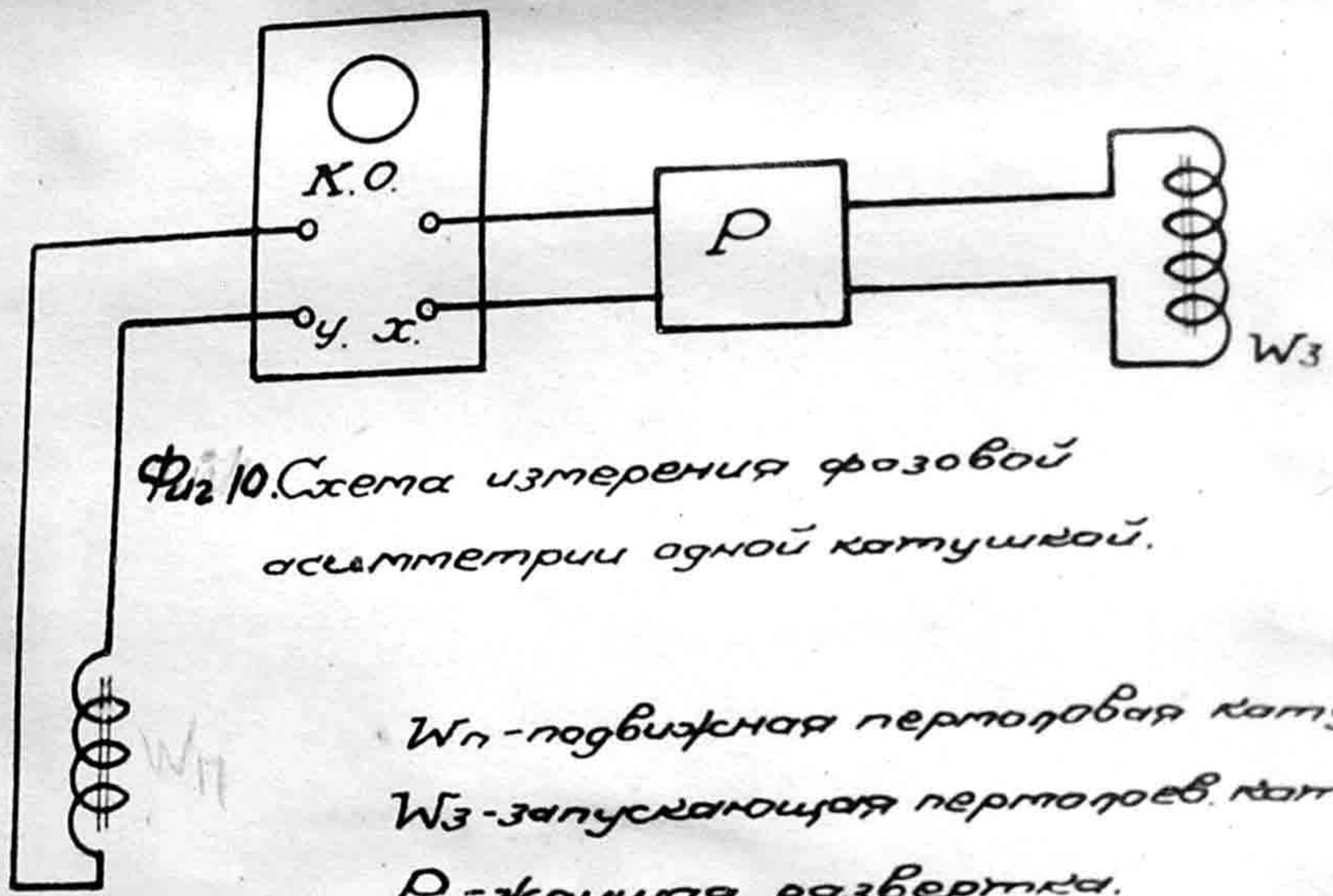
Фиг.8. График амплитудной асимметрии магнита на радиусе = 220 мм.

На осциллографе получается разностная кривая неправильной формы из-за сдвига фаз магнитного поля. Подбором величины сопротивления R добиваются, чтобы разностная кривая в одной точке коснулась нулевой линии (контрольная кривая в данном случае для его производной)т.к. касания очень прост, благодаря периодическому характеру кривой). Очевидно, что компенсация производится для момента времени, соответствующего амплитудным значениям магнитного поля (в данном случае для его производной)т.к. при этом сдвиг фаз несущественен и компенсация возможна. Согласно техническим условиям, допустимая амплитудная асимметрия не должна превышать 0,5%. Уменьшение этой асимметрии производится посредством магнитных шунтов, укрепленных на специальной панели вдоль зазора между верхними и нижними частями боковых ярем.

На фиг.8 изображены графики амплитудной асимметрии для ~~трех~~ радиусов R = 220 мм ~~[= 190 мм и = 255 мм.]~~ Максимальная величина асимметрии составляет на среднем радиусе R = 220мм, около 0,7%. Измерения производились на частоте 160 гц.

Измерение фазовой асимметрии

Основным способом измерения фазовой асимметрии является разработанный в лаборатории метод пермаллоевых катушек. Он основан на сравнении ЭДС, наведенных в обмотках двух катушек, с сердечниками из тонких листков никелевого или молибденового пермаллоя. Вследствие того,



Фиг 10. Схема измерения фазовой асимметрии одной катушкой.

Wп - подвижная перпендикулярная катушка.

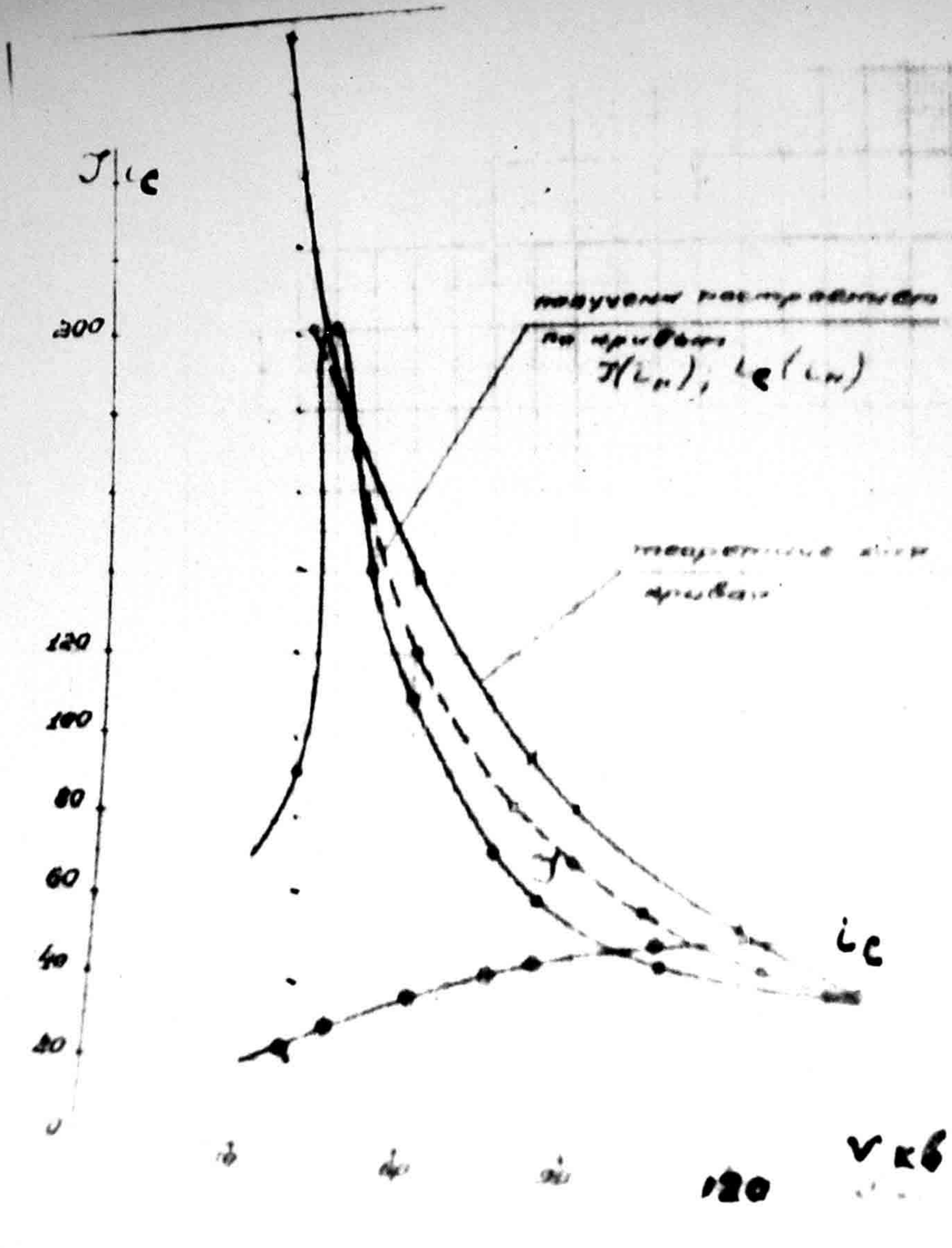
W3 - запускающая перпендикулярная катушка.

Р - ждущая развертка.

КО - катодный осциллограф.

Фиг. 10.

Схема измерения фазовой асимметрии по методу одной катушки.


300
120
100
80
60
40
20
0
120

что листок пермаллоя насыщается в течение нескольких микросекунд, в обмотке катушки получается острый импульс полушириной около 5 μs . Обмотки двух катушек, расположенных в разных местах орбиты, соединяются последовательно и подаются на вход катодного осциллографа. Получают изображение двух импульсов, два пика, расстояние между которыми и определяется сдвигом фаз магнитного поля в двух точках зазора. Пермаллоевая катушка представляет из себя листок молибденового пермаллоя толщиной 0,03мм, шириной 3 мм, высотой 55 мм, стянутый каркасом из тонкого гетинакса. После изготовления сердечник подвергается отжигу. Первичная (переменного тока) обмотка имеет 300 витков эмалированной проволоки ϕ 0,1 мм. Вторичная обмотка неподвижной катушки имеет 100 витков из провода о/0,4. Необходимость сильно растягивать изображение на осциллографе, чтобы получить несколько микросекунд на весь экран, заставляет для получения устойчивого изображения прибегать к специальной схеме "ждущей развертки" (см. приложение 1).

Для измерения сравнительно больших сдвигов фаз в лаборатории применяется т.н. схема с одной пермаллоевой катушкой (см. фиг 9), поскольку отсчет производится по пику от одной катушки. Работа схемы состоит в следующем. Неподвижная катушка устанавливается в воздушном зазоре

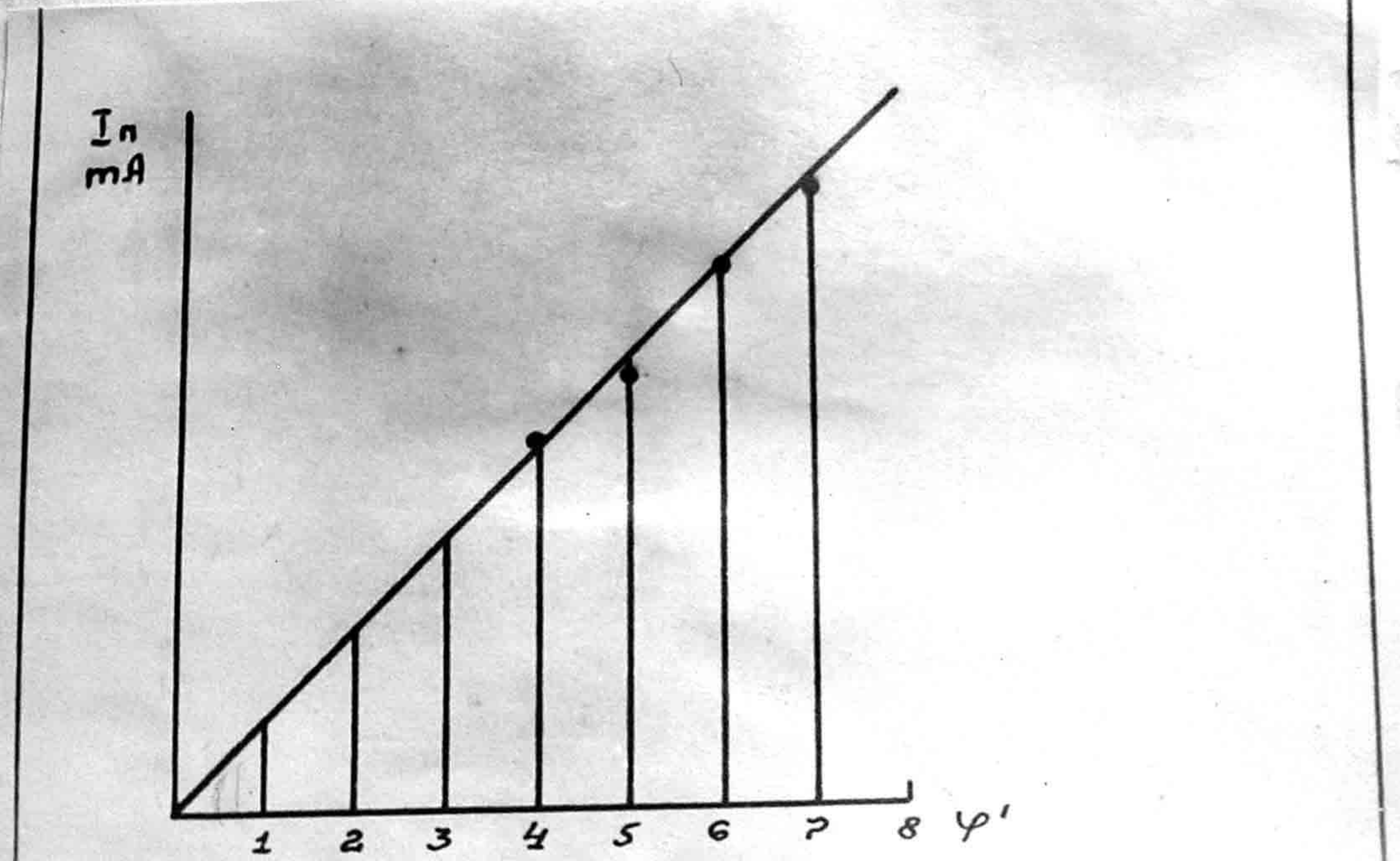
и служит для запуска ждущей развертки Р. Важным является то, чтобы катушка находилась в области опережающей магнитное поле в любой точке по окружности (или во всяком случае не отстающей). Вибрация магнита не должна передаваться катушке, для чего применяются либо резиновые прокладки, либо катушка крепится на прессшпаковом кронштейне, укрепленном между невибрирующими гетинаксовыми плитами. Подвижная катушка укрепляется на специальном гетинаксовом диске в держателе, установленном на определенном радиусе. Эта катушка присоединена непосредственно на вход осциллографа. Передвигая катушку по азимуту, замечают каждый раз положение пика от катушки на сетке экрана осциллографа. Разница между нулевым положением пика и каждым последующим положением в масштабе, откалиброванном при помощи градуировочного контура ждущей развертки, дает сдвиг фаз в микросекундах. Точность измерения сдвига фаз этим способом ограничена невозможностью установить нахождение вершины пика ЭДС при сильной растяжке по оси времени: Практически при масштабе времени 1 μs = 4 клетки, отсчет удавалось производить с точностью до 0,5 клетки, т.е. 0,125 μsec или в угловых единицах.

При $f = 158$ Hz

$$\alpha_{(\text{мин})} = \alpha_{(\mu s)} \times \frac{360.60}{\frac{1}{f}.10^6}$$

$$\alpha_{(\text{мин})} = \alpha_{\mu s} 3{,}45$$

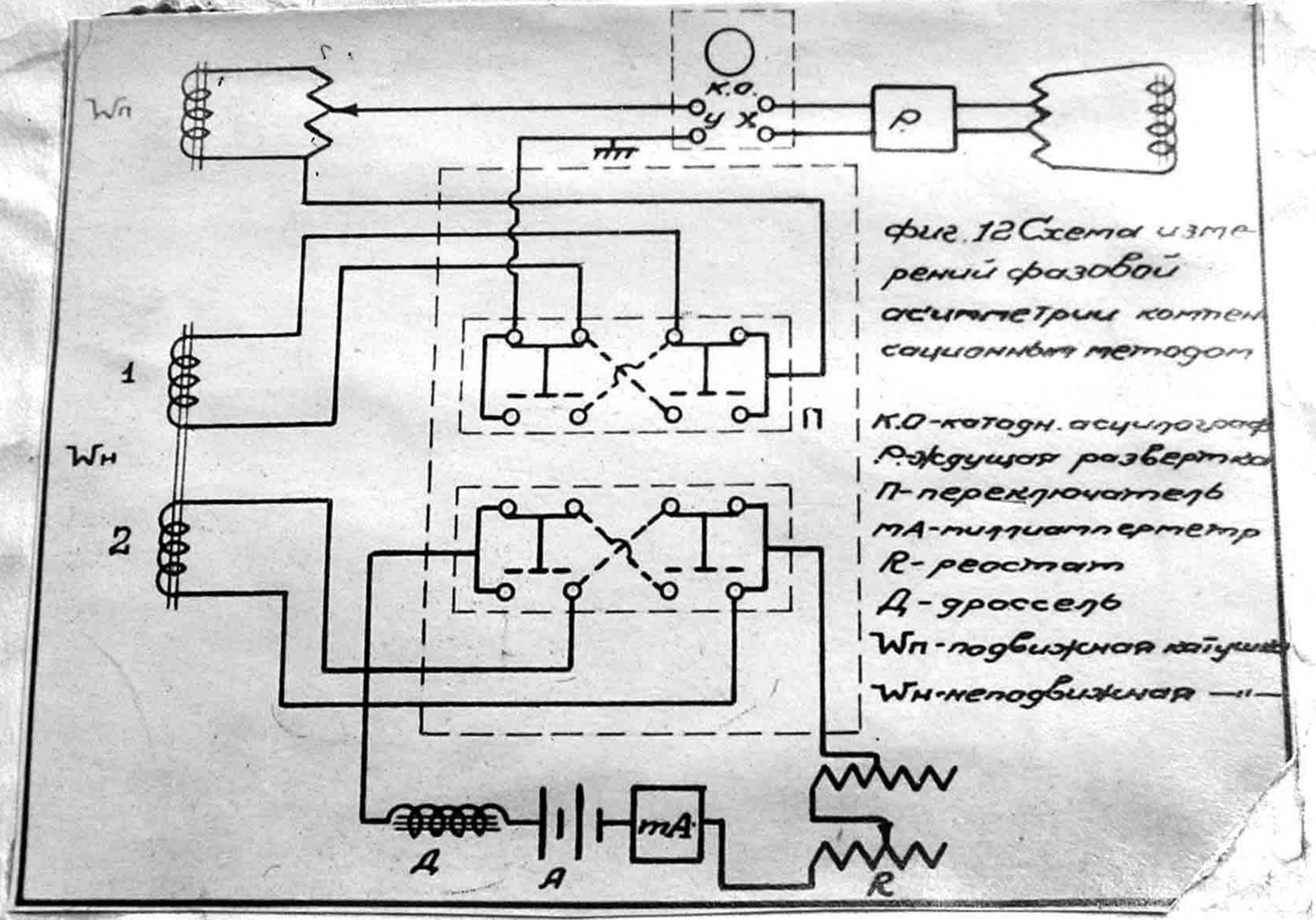
до 0,4 минуты.



фиг. 11. Зависимость $I_n = f(\varphi)$.

Фиг. II

Градуировочная кривая для измерения фазовой асимметрии компенсационным методом.



фиг. 12 Схема измерений фазовой асимметрии компенсационным методом

К.О-катодн. осциллограф
Р-ждущая развертка
П-переключатель
mA-миллиамперметр
R-реостат
Д-дроссель
Wп-подвижная катушка
Wн-неподвижная —"—

Фиг.12.

Схема измерения фазовой асимметрии компенсационным методом.

Ввиду того,что при окончательной регулировке фазовой асимметрии требовалась большая точность, был применен <u>компенсационный метод</u> измерения пермаллоевыми катушками. Он состоит в следующем. На одну из катушек наматывается вторая обмотка из 100-200 витков эмалированной проволоки. Через эту обмотку пропускается постоянный ток от аккумуляторной батареи. Если катушки $W_п$ и $W_н$ расположены в разных точках магнитного поля,то осциллограф,присоединенный к двум обмоткам катушек , будет показывать некоторый сдвиг фаз. Если теперь в дополнительную обмотку одной из катушек пустить постоянный ток,то сдвиг будет изменяться и при некотором значении подмагничивающего тока станет равным нулю. Проделав несколько измерений для достаточно больших сдвигов (чтобы можно было измерить сдвиг между двумя пиками) и замечая каждый раз величину компенсирующего постоянного тока, мы получим градуировочную кривую $I_п = f(\varphi)$,причем она с достаточной степенью точности может считаться прямой (см.фиг.11). Каждый листок пермаллоя имеет собственный сдвиг за счет гистерезиса, различный в зависимости от материала,механической обработки и т.д. Поэтому даже поставленные вплотную друг к другу катушки дают некоторую разность фаз, определяемую по току подмагничивания.

Имея градуировочную кривую, можно по значениям компенсирующего тока подмагничивания определить сдвиг фаз

вплоть до самых малых значений.

Точность этого метода ограничивается изменением формы петли гистерезиса подмагничиваемого пермаллоя в процессе измерения, почему и следует,во-первых, применять этот метод при измерении небольших сдвигов фаз (одна-две минуты), когда требуется незначительная величина подмагничивающего тока и во-вторых, выбирать обе катушки с сердечниками из одного материала,чтобы получить малый постоянный сдвиг между катушками. Как видно из приведенных ниже измерений, точность определения сдвига фаз не ниже 0,1 минуты.

Для того,чтобы иметь возможность получить большое усиление по оси "у" обмотки катушек, включаются навстречу друг другу. Для уравнивания амплитуд пиков напряжения в цепь одной обмотки включается высокоомный потенциометр.

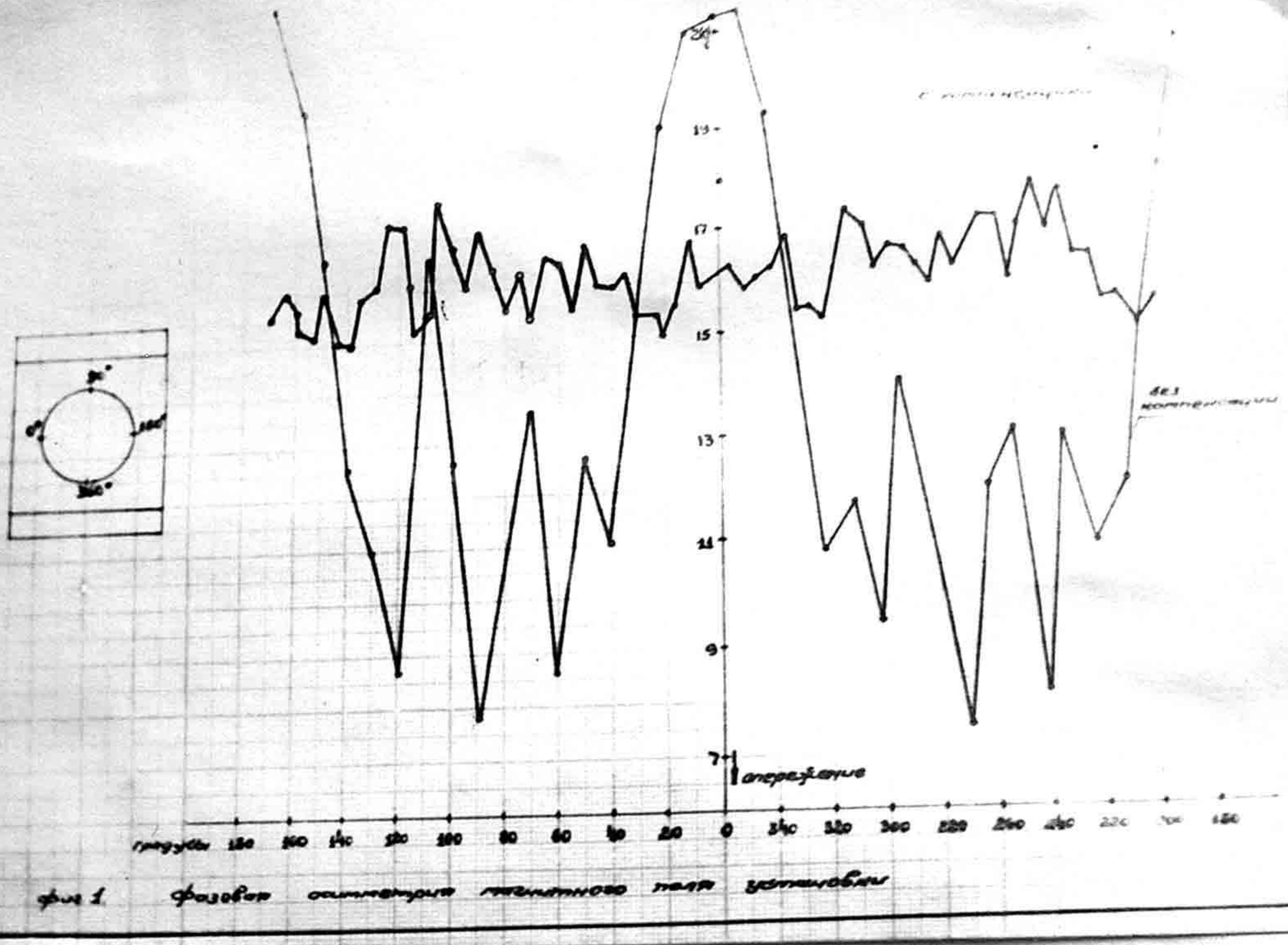
В зависимости от формы импульсов с катушек на экране получается либо кривая с одним пиком, либо двугорбая кривая. Положение компенсации фиксируются в первом случае по минимуму разностной кривой, во втором случае-по равенству горбов этой кривой.

Схема измерений представлена на фиг.12. Здесь - А - катушка, служащая для запуска ждущей развертки. При помощи потенциометра " Д" начало ждущей развертки можно смещать на несколько микросекунд. Подмагничивающая обмотка питается от аккумулятора через дроссель,миллиамперметр

и переключатель направления подмагничивающего тока. Индуктивность дросселя 0,1 mH. Реостат позволяет осуществлять плавную регулировку подмагничивающего тока от 3 до 100 МА.

Обмотка переменного тока подвижной катушки также проходит через переключатель направления. При градуировке обмотки соединены согласно, при измерении - навстречу друг другу. Компенсация сдвига фаз магнитного поля в зазоре происходит в ускорителе при помощи ряда витков, расположенных вдоль магнитопровода. Эти витки питаются ваттным током или включены на омическое сопротивление, отдавая активную мощность. Питание компенсационной системы происходит от специального шкафа; к нему подводится напряжение от основного генератора, питающего магнит. На магните имеется две части компенсационной системы. Часть витков расположена в боковых, верхнем и нижнем ярмах, они сведены в 6 (1-6) цепей. Эти цепи осуществляют грубую компенсацию. Более тонкая компенсация (7-9 цепи) осуществляется посредством катушек, сидящих на петушках полюсов в месте стыка полюсов с ярмами. Шкаф компенсации содержит амперметры цепей подмагничивания, выключатели, трансформаторы питания и омические сопротивления. Сопротивления охлаждаются двумя вентиляторами. ~~На фиг 12 представлена схема компенсации ускорителя.~~

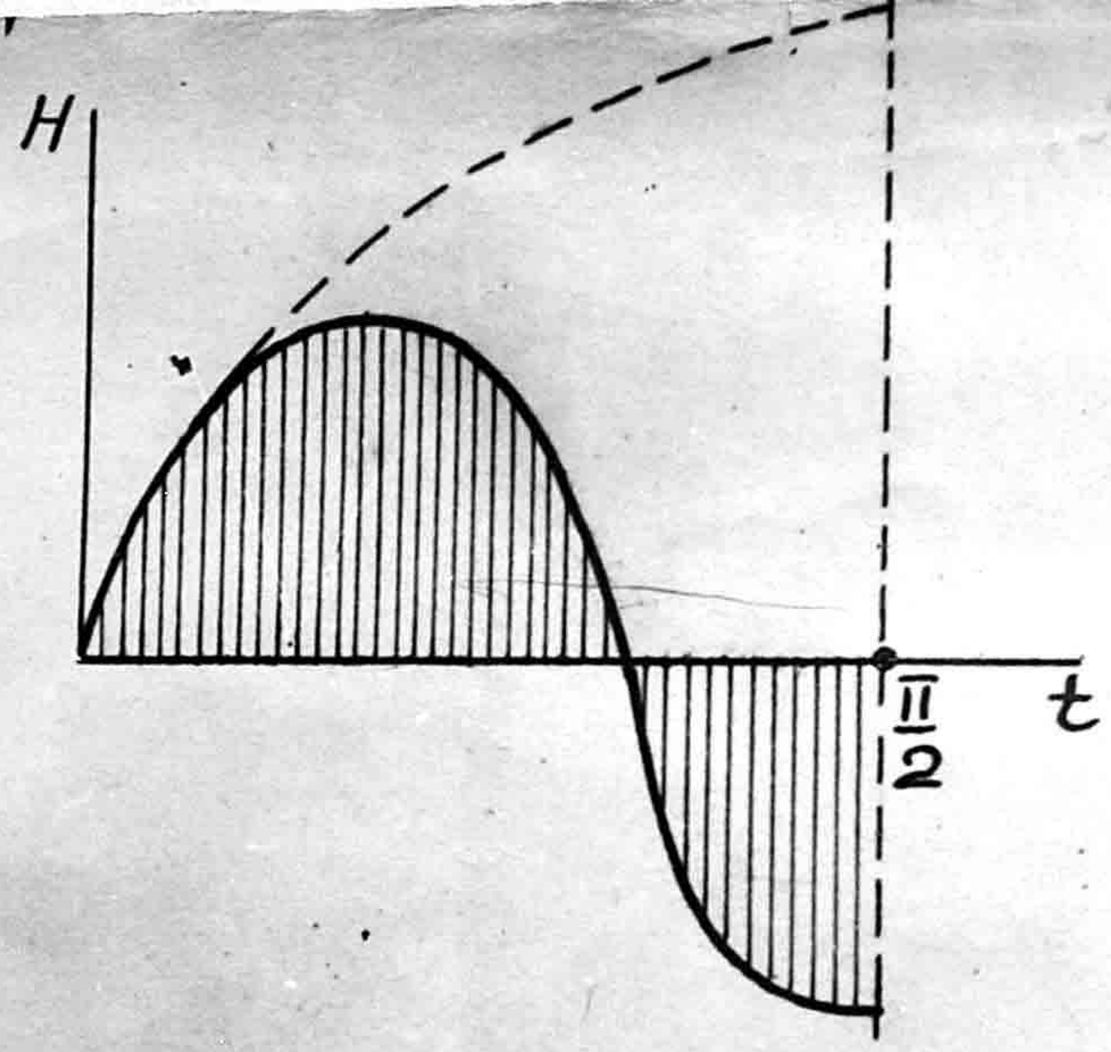
Измерение фазовой асимметрии производилось через



фиг 1. фазовая асимметрия магнитного поля установки

Фиг.13.

Результаты измерения фазовой асимметрии на частоте f = 158 Hz.



фиг 14 Кривая некомпенсированного магнитного поля.

Фиг.I4.

Кривые некомпенсированного магнитного поля.

5° и через 10° по всей окружности на радиусе R = 22 см. Через каждую четверть окружности производилась проверка нуля, причем максимальное расхождение определяет точность измерения.

Результаты измерений на частоте f = 158 *Hz*, для которой произведена подгонка системы компенсации с выключенной компенсацией, с включением только грубой компенсации и с полностью включенной компенсацией представлены на фиг.13. Было произведено измерение сдвига фаз магнитного поля вдоль радиуса. Этот сдвиг существенно меняет кривую $h(R)$ (спадания магнитного поля вдоль радиуса), измеренную на постоянном токе или сравнением амплитуд. (Результаты см. в разделе "Измерение n".)

В связи с измерением фазовой асимметрии необходимо отметить два момента:

1. Пермаллоевая катушка, посредством которой определяется сдвиг фаз, перекрывает почти весь воздушный зазор магнита. Поэтому фактически измеряется усредненный по высоте сдвиг фаз, повидимому, близкий к сдвигу фаз в нейтральной плоскости.

Для проверки изменения сдвига фаз по высоте были произведены измерения с катушкой высотой 24 мм на модели. Измерения показали, что вблизи от поверхности полюса, сдвиги фаз значительно выше. Так при помещении катушки непосредственно на нижнем полюсе максимальный сдвиг фаз

на полуокружности составляет 9 минут, при поднятии катушки на 10 мм над полюсом сдвиг уменьшается до 4,5 минут.

2. Сдвиг фаз магнитного поля между двумя точками может быть также измерен при помощи плоских катушек. Разность этих катушек подается на вход усилителя по оси " y " катодного осциллографа. На вход усилителя по оси " x " подается синусоидальная ЭДС, фазу которой можно менять. У катушки с большой площадью можно менять ЭДС наклоном оси или при помощи потенциометра.

Сначала регулировкой фазы развертки добиваются 90° сдвига при подаче ЭДС одной катушки на вход y.

Затем, подавая на вход усилителя по y, разность от обеих катушек регулировкой амплитуды ЭДС одной катушки добиваются изображения, у которого большая ось совпадала бы с осью Х-ов. Тогда малая ось в определенном масштабе будет давать сдвиг фаз. Измерения, произведенные этим способом, дали примерно те же значения сдвига фаз, хотя и с несколько меньшей точностью.

Этот способ позволил также проверить предположение о неодинаковом сдвиге фаз по времени. Действительно, способ пермаллоевых катушек дает нам лишь сдвиг нулей магнитного потока в разных точках. Если даже сдвиг фаз магнитного поля из-за несовпадения формы $H(t)$ увеличится, то способ

пермаллоевых катушек это не обнаружит.

Второй способ позволил установить (измерения производилось на первой модели) различие в форме кривых $H(t)$ в различных точках зазора. Проверка производится следующим образом: Под ту из катушек, в которой магнитное поле является опережающим, подкладывается кусок алюминиевой фольги так, чтобы скомпенсировать сдвиг фаз в нуле, затем дают обычную развертку. Получается кривая (см. фиг. 14) - она есть следствие неодинаковости формы кривых $H(t)$ в различных точках орбиты. Для $\varphi = \frac{\pi}{6}$ эта ассиметрия составляла всего 0,6%, что совершенно ничтожно.

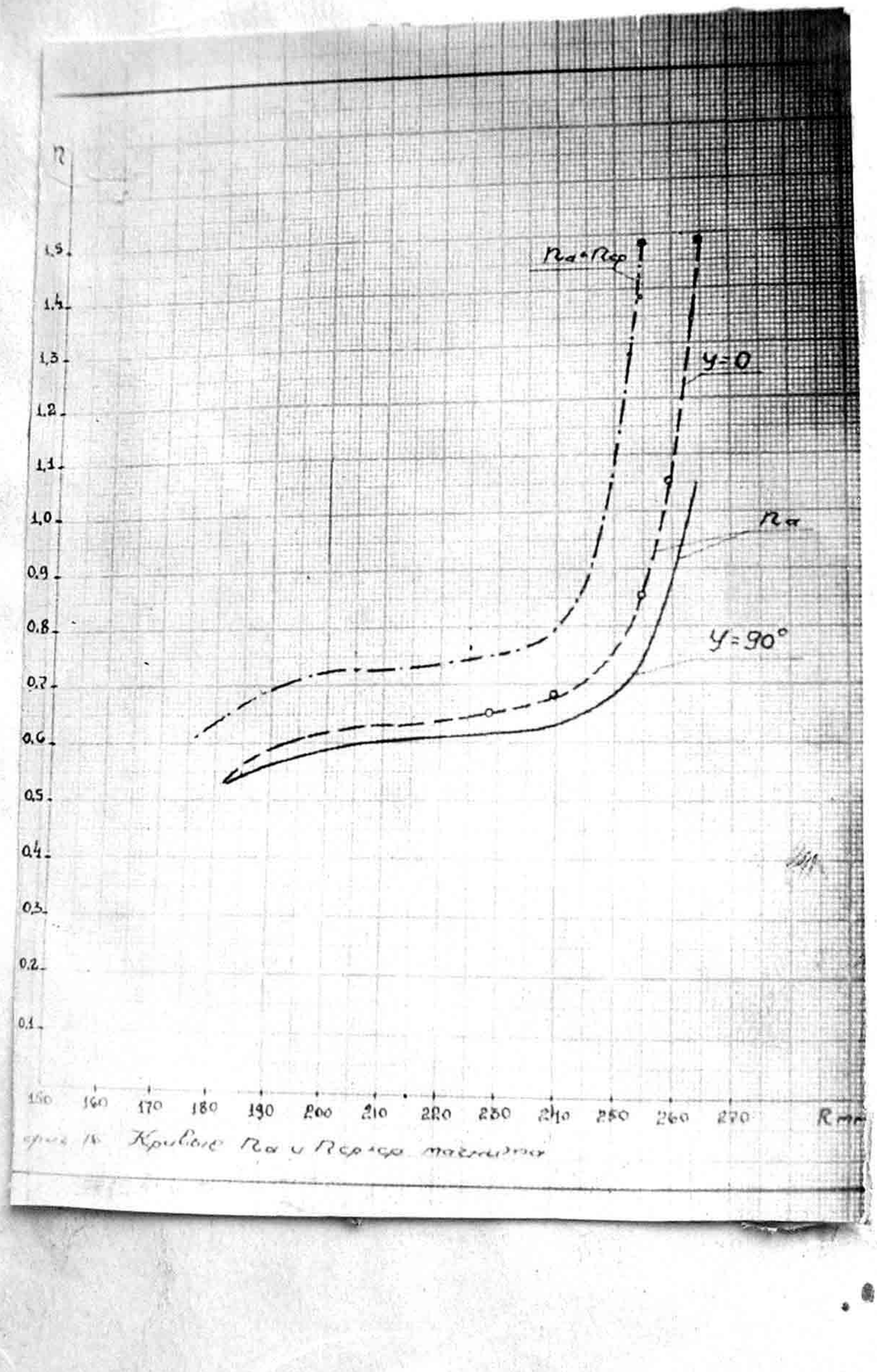
Сравнение производилось для интегрированных кривых ЭДС, причем усиление К было 2000x30 = 60000. Эти данные указывают на то, что измерение сдвига фаз в нуле является обоснованным и достаточным.

2. Спадание магнитного поля по радиусу

Устойчивость движения электронов в ускорителе требует, чтобы коэфициент спадания магнитного поля по радиусу находился в пределах между нулем и единицей.

Обычно, вследствие того, что ширина камеры больше ее высоты, допускается бо́льшая амплитуда ~~порядка 0,65 - 0,75~~ радиальных колебаний, чем вертикальных и n берут $\sim 0,65 \div 0,75$.

Сдвиг фаз магнитного поля имеется и вдоль радиуса. Он вызван, как показали измерения на первой модели, потока-



Фиг. 16.

Кривые η_a и $\eta_{a+\varphi}$ в функции радиусов для азимутов $\varphi = 0°$ и $90°$.

ми рассеяния, создающими дополнительные потери в периферийных частях полюса. Поэтому величину n можно представить состоящей из 2-х частей:

$$n = n_a + n_\varphi$$

амплитудной n_a и фазовой n_φ.

В нашей машине величина n_a была выбрана равной 0,02 в предположении, что фазовая составляющая n_φ получится порядка 0,1-0,2.

Величина n_a измерялась также компенсационным методом. Схема измерений такая же, как при измерении амплитудной асимметрии. Измерение производилось в нейтральной плоскости и на расстоянии 10,20 и 25 мм от нейтральной плоскости. Измерительные катушки ϕ 3 мм из провода ϕ 0,05мм 500 витков D = 2 мм заделаны в плексигласовый кожух, который двигается по направляющей (см. ~~фиг. 15~~). Результаты измерений для нескольких азимутов приведены на фиг.16.

Сдвиг фаз по радиусу, измеренный компенсационным методом, составил на ширине полюса 0,9 мин. или $\Delta\varphi = 0,128$мин см (см. фиг. 17).

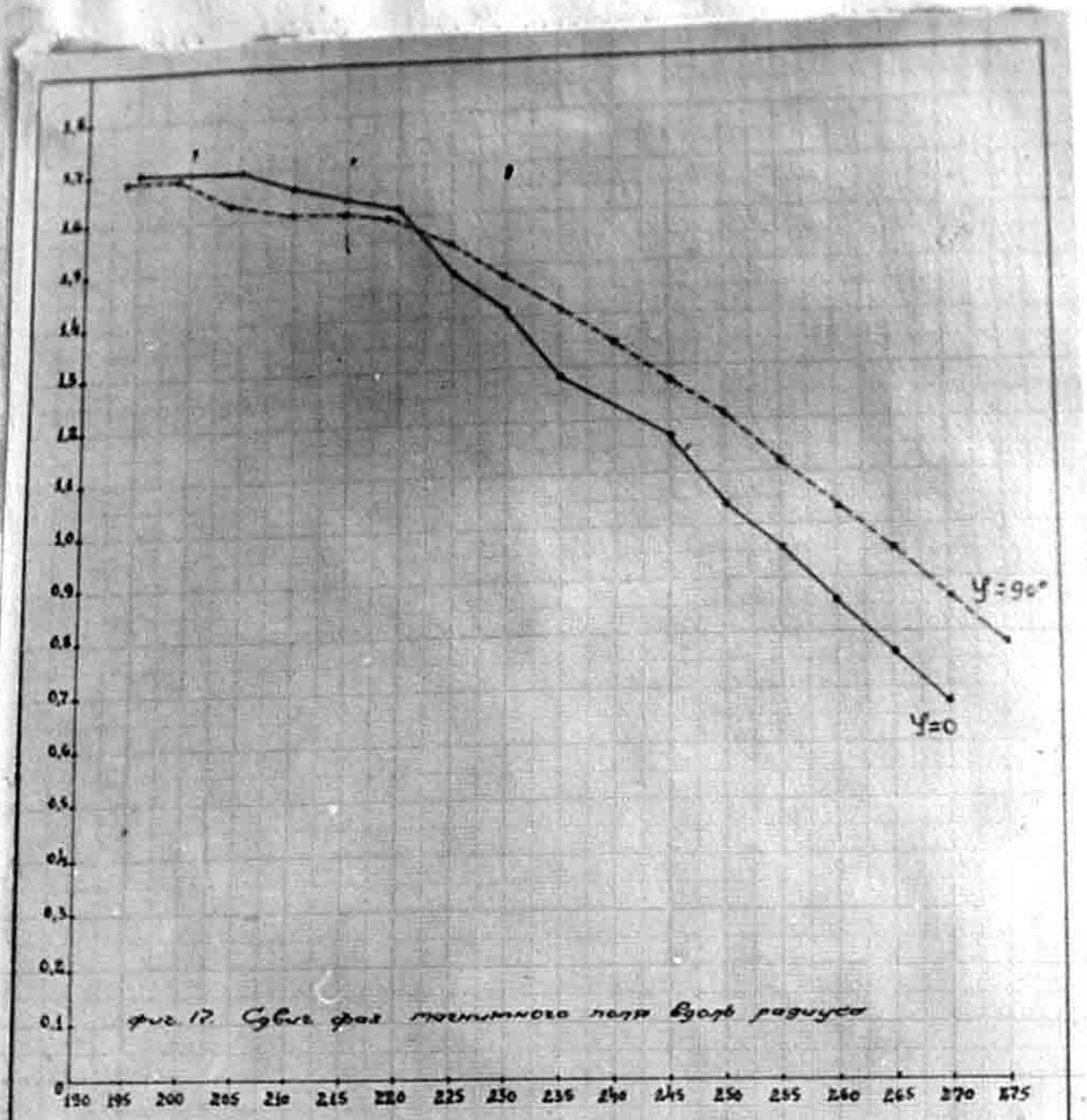
По этим данным может быть расчитана n_φ для определенного напряжения впуска $V_н$.

Пусть $V_п$ = 18,5 кв. При этом HR = 460

Для R = 21,2 см H = 21,6 эрстеда

Для малых полей

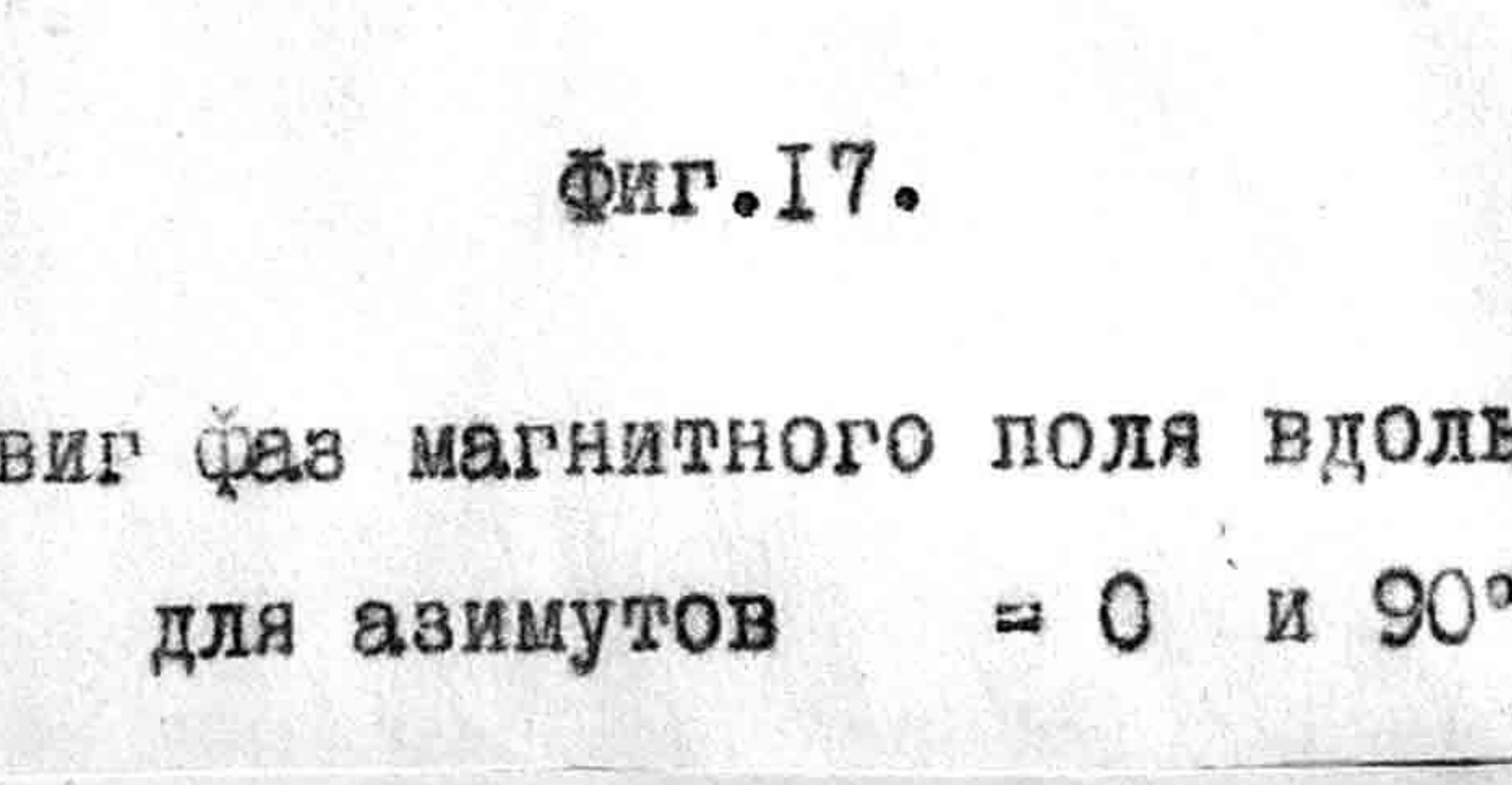
$$H = H_m \alpha \cdot 2\pi f \cdot t$$



фиг. 17. Сдвиг фаз магнитного поля вдоль радиуса

Фиг.17.

Сдвиг фаз магнитного поля вдоль радиуса для азимутов = 0 и 90°.



фиг. 18 Измерение амплитуды магнитного поля

1. Измерительная катушка
2. Потенциометр
3. Катодный осциллограф.

где α - коэфициент ослабления поля

f - частота магнитного поля.

$$t = \frac{21,6 \cdot 10^6}{4,200.0,65.6,28.160} = 7,9 \text{ мсек}$$

или в минутах

$$\varphi = 7,9 \times 3,45 = 27,2'$$

$$n_\varphi = \frac{\Delta H}{H} \frac{R}{\Delta R}, \qquad n_\varphi = \frac{\Delta \varphi \; R}{\varphi \; \Delta R} = \frac{0,9 \cdot 21,2}{27,2 \cdot 7} = 0,1$$

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta \varphi}{\varphi}$$

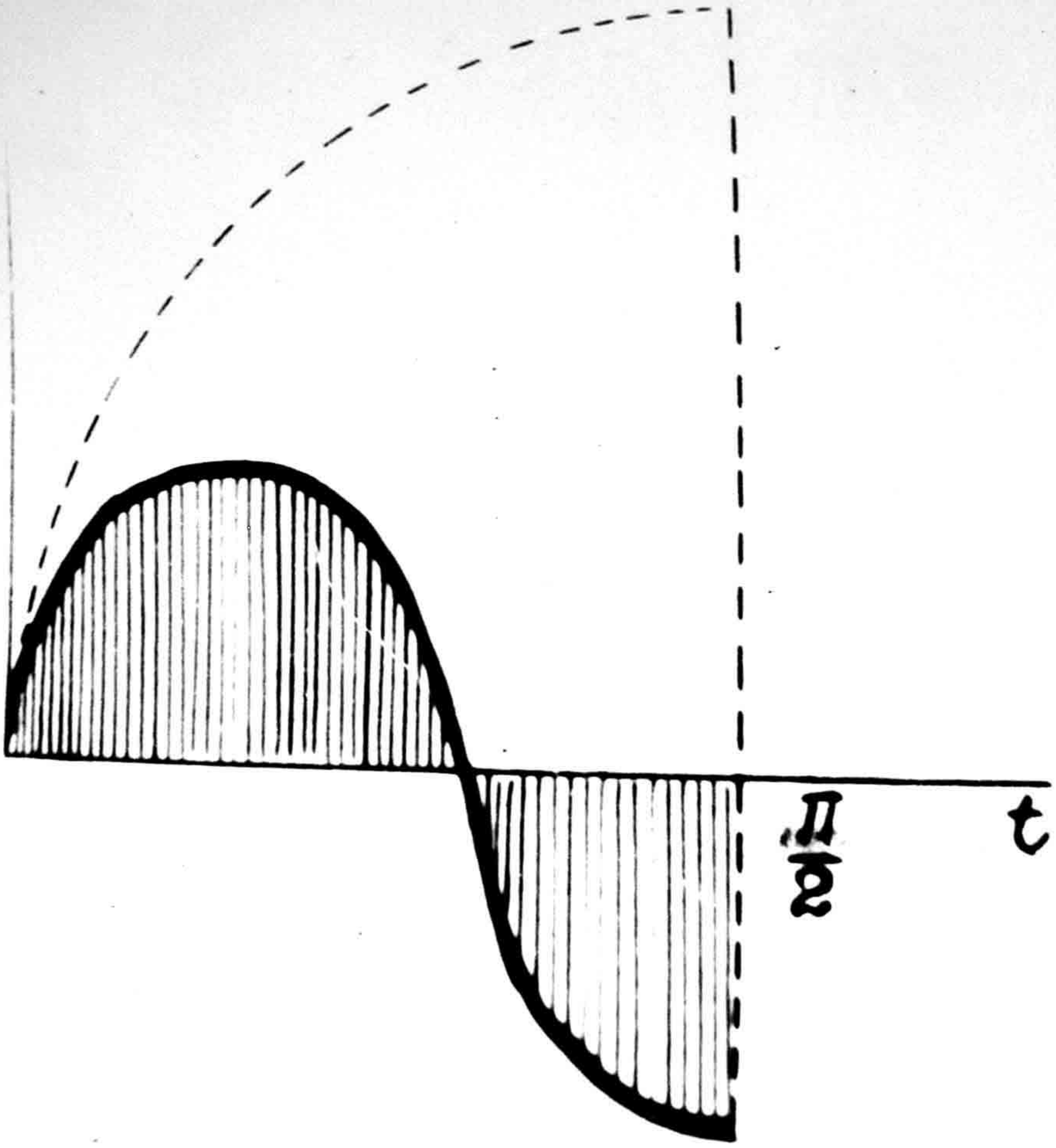
Из фиг.16 видно, что протяженность рабочей области, в пределах которой $n < 1$ составляет около 75 мм от $R = 180$ мм до $R = 255$ мм, несколько увеличиваясь при отходе от нейтрали и затем вновь уменьшаясь.

2) Определение H_m.

Ввиду того, что форма поля несинусоидальна, применена интегрирующая схема. Эдс измерительной катушки с эффективной площадью $S = 54$ см^2 подается через RC на вход усилителя по оси " y " катодного осциллографа (см. схему фиг.18). Катушка расположена в нейтральной плоскости на $R = 220$мм.

Параллельно на вход того же усилителя подается градуировочный сигнал от осциллографа через делитель - курбильный магазин сопротивлений. Напряжение тест-сигнала

H



контролируется ламповым вольтметром.

$$H_m = \frac{RC \cdot 10^8}{S} U_c \qquad H_m = \frac{0,42 \cdot 10^6 \cdot 0,45 \cdot 10^{-6} \cdot 10^8}{54} U_c = 3,5 \cdot 10^5 U_c$$

$R = 420000$ ом

$C = 0,45$ мF

$r_1 = 99$ ком

$r_2 = 1$ ком

РЕЖИМ ИСПЫТАНИЙ

$U_2 = 17,7$ KV

$J_2 = 115$A

$U_1 = 337$

$J_1 = 110$A

$N = 1570$ об/м

$U_{e\,эф} = 2,32$ в

$U_{e\,m} = 3,25$ в

При этом на осциллографе имеем

$\alpha_1 = 10$ кл

$\alpha_2 = 25$ кл

$$U_c = \frac{U_e \alpha_1}{\alpha_2} = \frac{3,25 \cdot 10}{27} = 12 \text{ mV}$$

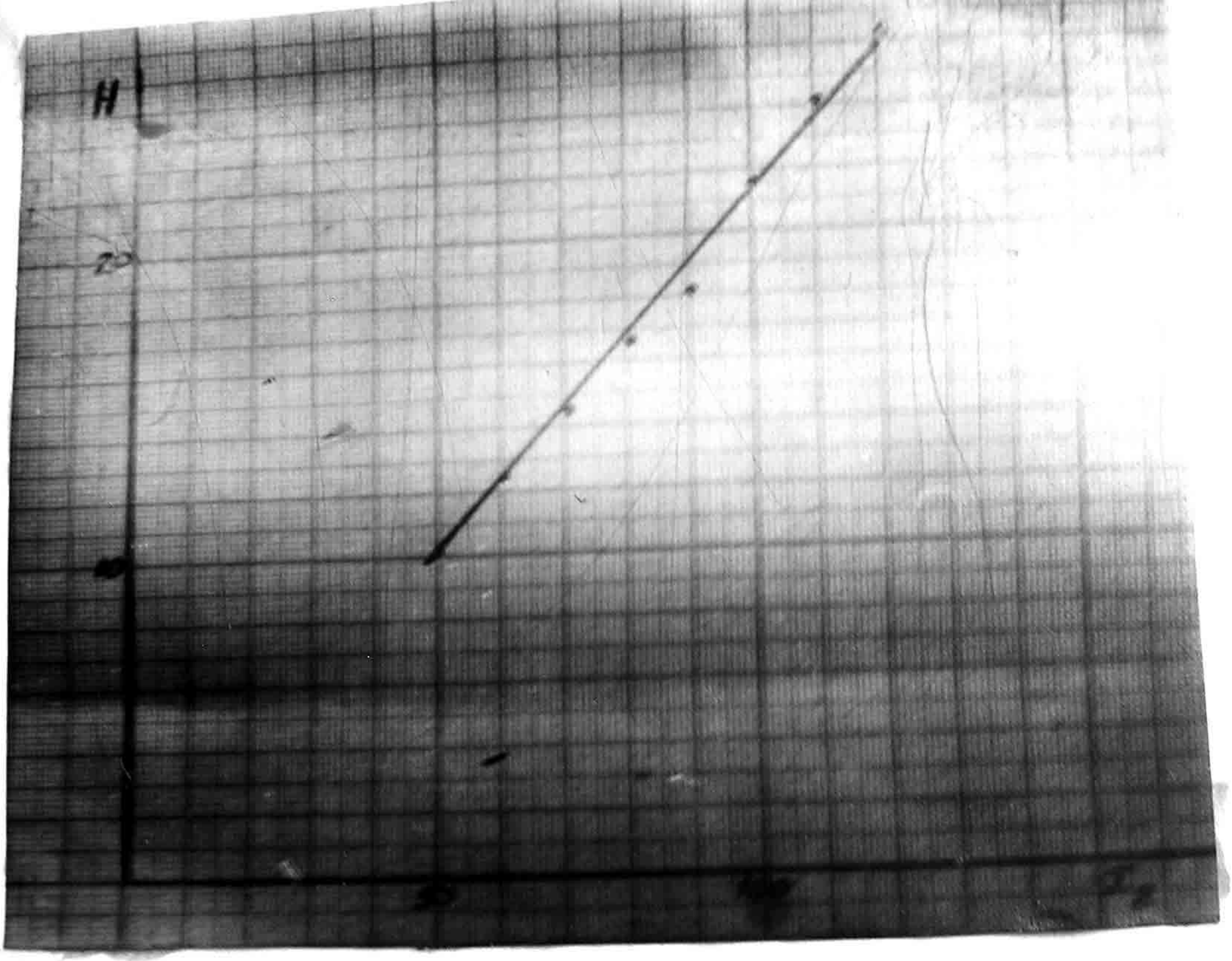
$$H_m = 3,5 \cdot 10^5 \cdot 12 \cdot 10^{-3} = 4200 \text{ эрстед.}$$

Зависимость магнитного поля от величины контурного тока:

Измерение производилось катушкой с эффективной площадью $= 609,4$ см^2.

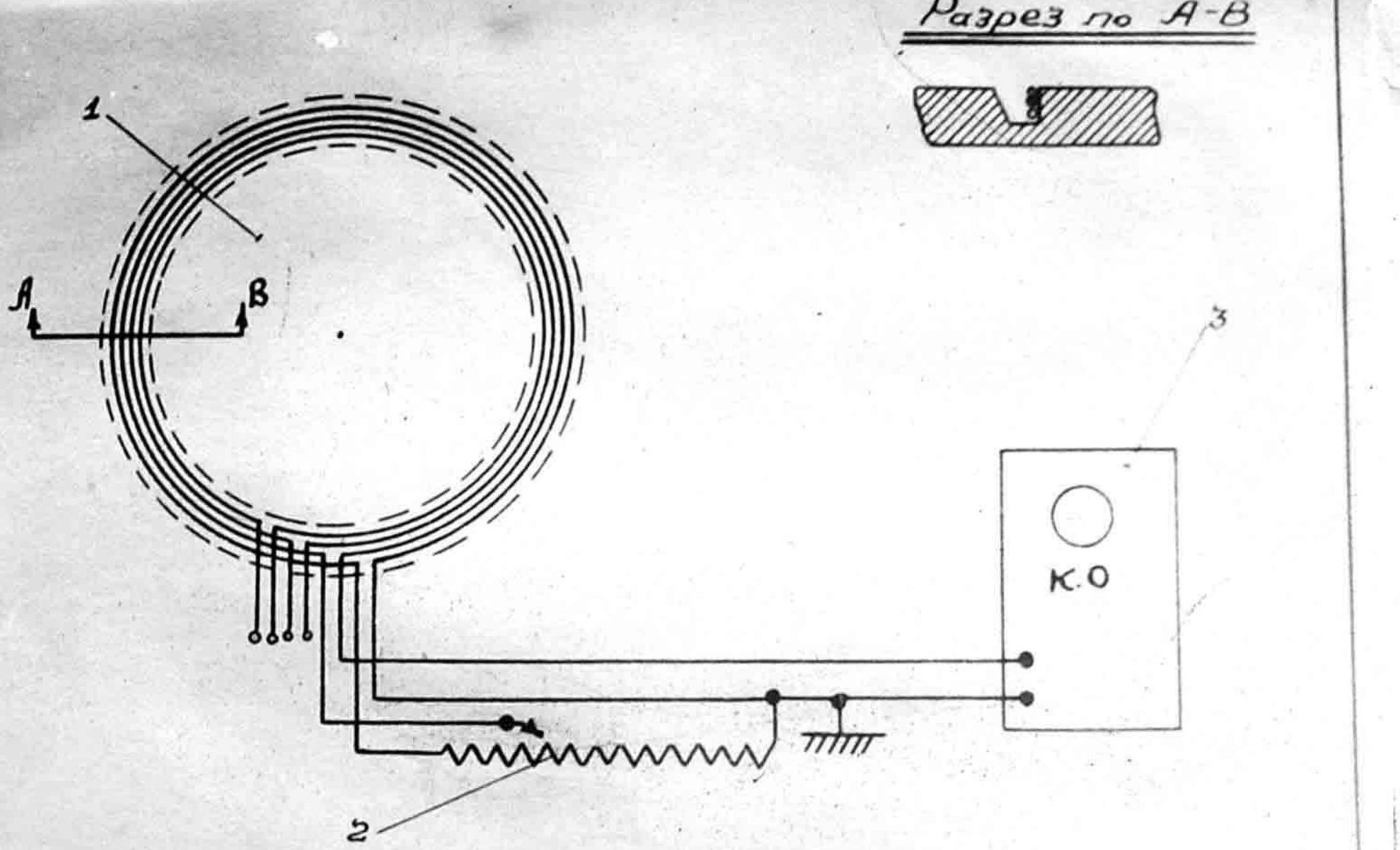
$J_{к\,А}$	50	60	70	80	90	100	110	120
$H_{эрстед}$	10	12,3	14,5	16,5	19	21,5	24	26,5

См.фиг. 19 следовательно, до H= 4200 эрст. насыщение практически отсутствует, т.к. зависимость линейная.



Фиг.19.

Зависимость напряженности магнитного поля на орбите от величины контурного тока.



фиг. Измерение положения равновесной орбиты по минимуму градиента.
1 Шайба с вытками. 2 Магазин сопротивлений. 3 Катодный осциллограф.

Фиг.20.

Измерение положения равновесной орбиты по минимуму градиента.

3. Нахождение положения равновесной орбиты

Было проведено измерение положения равновесной орбиты методами катушки и витка и минимума градиента (~~см. приложение №2~~). В обоих случаях применялся нулевой метод измерения.

Регулировка положения равновесной орбиты производится изменением величины зазора между половинами сердечника

I) Измерение по методу "минимума градиента электрического поля".

При этом получается усредненное значение радиуса орбиты. Измерение производится при помощи специальной шайбы, изготовленной из плексигласа (~~см. фиг.~~). Шайба точно фиксируется на наружной трубе центрального сердечника. На верхней ее поверхности выточено 7 кольцевых пазов, причем в каждый паз заложено по 3 витка провода ПЩО ϕ 0,25 мм. Концы витков каждого паза выведены через узкие выточки в шайбе.

Средние диаметры обмоток в шайбе

паза	1	2	3	4	5	6	7
Д мм	481,41	461,18	441,47	421,75	401,48	381,97	362,18

Схема измерения представлена на фиг.20. Используется магазин сопротивлений на 100000 Ω. Подбором сопротив-

лений магазина добиваются компенсации ЭДС I обмотки, включенной на весь магазин, ЭДС 2,3 и т.д. обмоток, включенных на постоянное сопротивление. Из-за сдвига фаз между ЭДС различных обмоток компенсация получается только для отрез ка времени вблизи начала цикла ускорения.

Отношение сопротивлений R_n/R дает нам отношение ЭДС в обмотках, а поделенное на диаметр обмотки дает относительную величину градиента электрического поля.

Вот пример одного измерения положения равновесной орбиты методом минимума градиента:

R	R_n	R_n/R.	$\mathcal{D}_{мм}$	$\mathcal{E}_n$
I	I00004	I00000	0,99996	48I,4I	207714
2	I04493	I00000	0,95700	46I,I8	207511
3	I09247	I00000	0,9I535	44I,47	207341
4	80I02	70000	0,87388	42I,75	207208
5	60048	50000	0,83266	40I,45	207413
6	37808	30000	0,79348	38I,97	207733
7	39748	30000	0,75475	362,I8	208390

Из графика получаем средний радиус равновесной орбиты R_o = 213 мм.

а) Измерение по методу катушки и витка

В качестве витка берется одна из обмоток вышеописанной шайбы. Измерительная катушка имеет высоту h = 8 мм, W - 1000 витков, S = 609,4 см^2 и может двигаться вдоль направляющих вплотную по шайбе.

Измерение производится на двух азимутах с наибольшей амплитудной асимметрией $\varphi = 340^\circ$.

и $\varphi = 30^\circ$

Передвижением катушки вдоль радиуса добиваются нулевого отклонения на экране осциллографа.

Схема измерения представлена на фиг.21.

Поправка к положению орбиты вычисляется по ф-ле

$$\Delta R_0 = \frac{n}{1-n} \Delta R_n$$

В нашем примере имеем следующие результаты:

Так как геометрия зазора не позволяет остановить катушку на R = 210,9, ставим ее на R = 220,7мм.

Если бы равновесная орбита лежала на этом радиусе, то компенсация ЭДС катушки и витка произошла бы при следующем соотношении плеч магазина:

$$B_0 = 2B_k \qquad \frac{e_в}{S_в} = 2\frac{e_к}{S_к} \qquad \frac{e_в}{e_к} = 2\frac{S_в}{S_к} = \frac{r_в}{r_к}$$

$r_в$ - сопротивление, на которое включен виток

$r_к$ - сопротивление, на которое включена катушка.

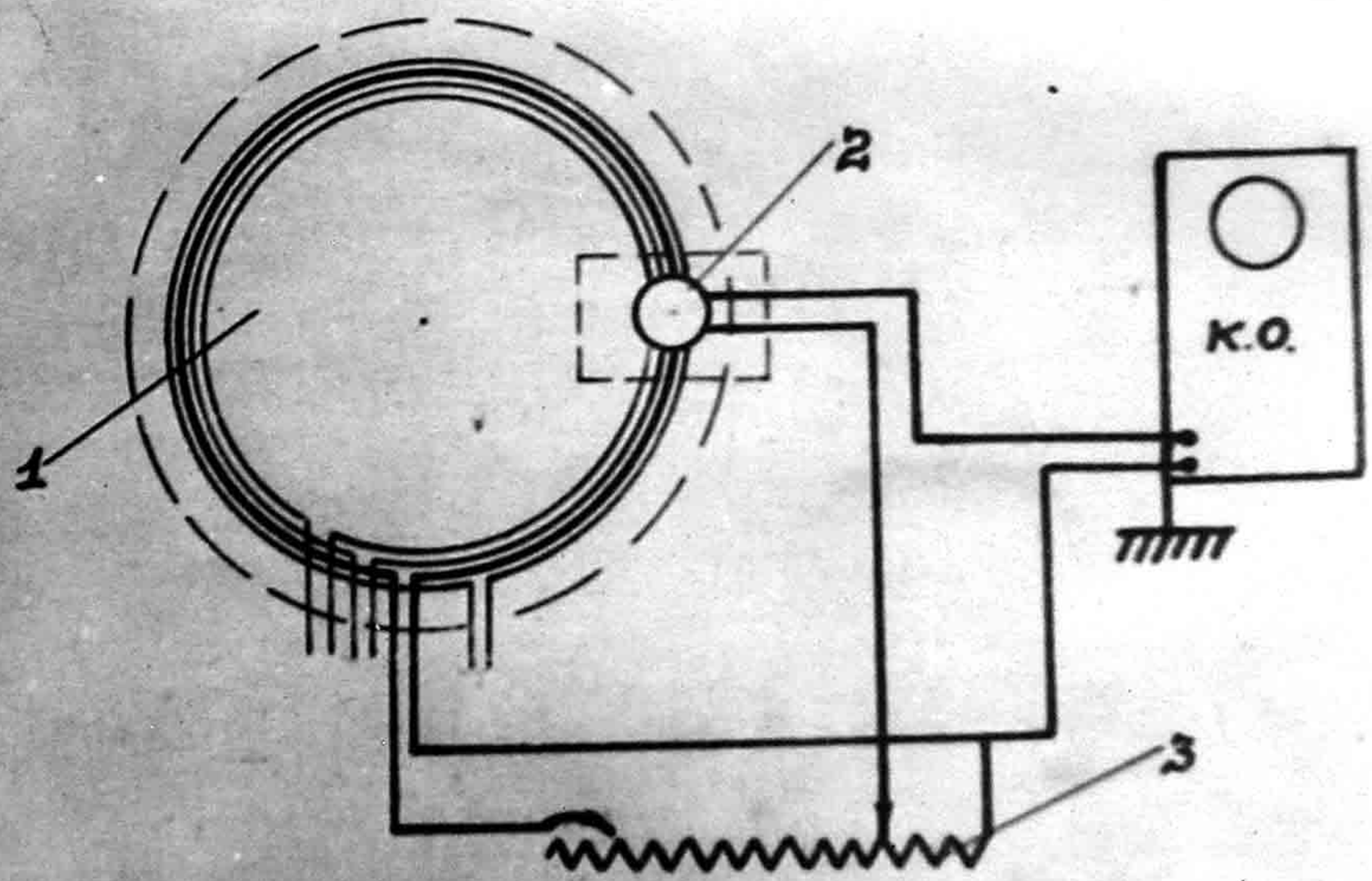
$$2S_в = 2 \cdot 3 \cdot \pi R_в^2 = 9220 см^2 \; ; \; S_к = 609,4 см^2$$

Следовательно

$$\frac{r_в}{r_к} = 15,1$$

$$r_в = 107107 \Omega$$

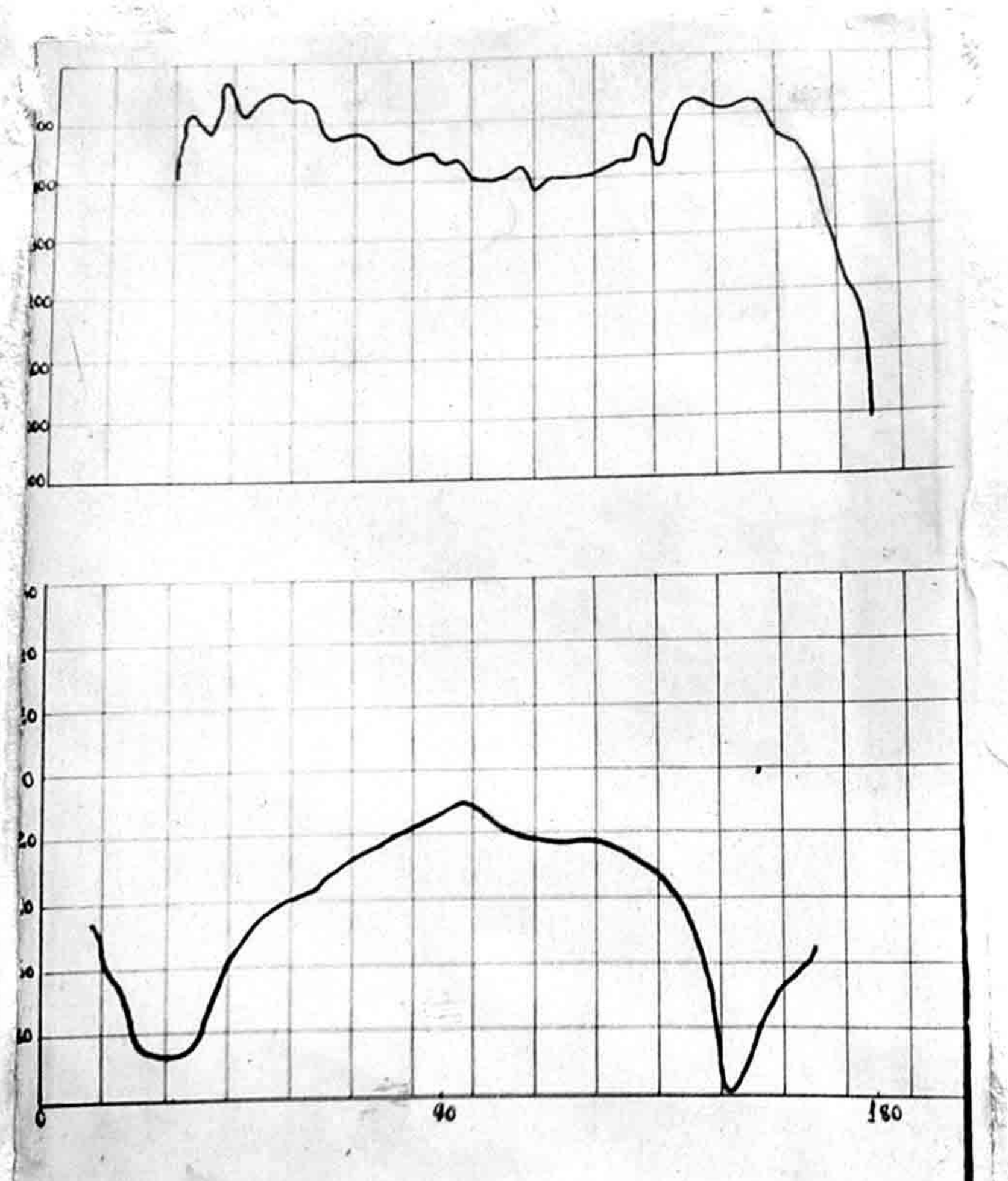
$$r_к = 7107 \Omega$$



фиг. Измерение положения равновесной орбиты методом катушки и витка
1. Шайба с витками 2. Катушка. 3. Магазин сопротивлений

Фиг.21.

Схема измерения положения равновесной орбиты по у катушки и витка.



Фиг.22.

Измерения индукции и фазовой асимметрии на модели БР-0.

Катушка передвигается по радиусу до получения компенсированного изображения на экране осциллографа.

Смещение катушки

при $\varphi = 340^0$ $\Delta R_1 = + 0{,}5$ мм

при $\varphi = 30^0$ $\Delta R_2 = + 4$ мм

Знак + означает смещение катушки наружу.

Берем среднюю величину смещения

$$\Delta R_0 = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{\Delta R_1 + \Delta R_2}{2} = 6 \text{ мм}$$

$R_0 = 220{,}7-6 = 214{,}7$ мм

Таким образом получаетмя совпадение результатов измерения обоими способами.

При отсутствии устройства для передвижения катушки положение равновесной орбиты может быть найдено изменением соотношения плеч магазина сопротивлений, при этом поправка к радиусу витка будет

$$\Delta R = \frac{p}{1-n} \quad \frac{A_1}{A_к}$$

где $p = \frac{2B_к}{B_в}$ - находится из

где A_1 -расчетное отношение плеч

$A_г$ -отношение плеч при компенсации

n -коэфициент спадания магнитного поля.

Этот способ несколько менее точен, однако, также дает довольно близкий к действительному результат.

Регулировка положения равновесной орбиты

Было найдено, что добавление прокладки из картона в зазор между частями центрального сердечника смещает орби-

ту, причем при $d = 0{,}25$ мм $\Delta R = 24$ мм, т.е. изменение центрального зазора на 0,01 мм смещает орбиту на 1 мм. На первой модели был применен передвижной магнитный шунт, набранный из радиально расположенных пластин трансформаторной стали и позволявший регулировать положение равновесной орбиты без разборки магнита.

4. Другие магнитные измерения

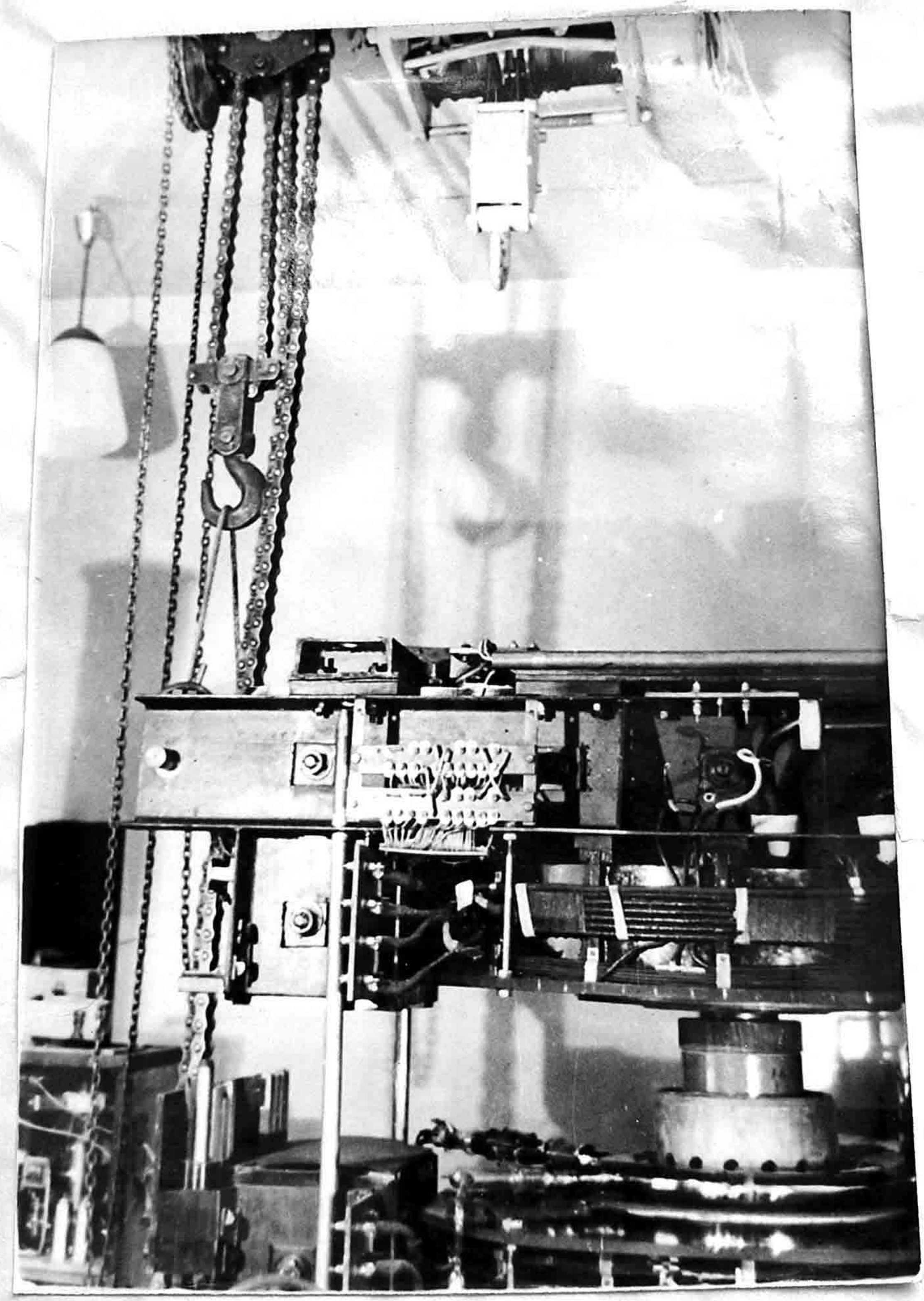
На первой модели были проведены предварительные исследования фазовой и амплитудной асимметрии в железе магнитопровода.

Измерения сдвига фаз производились плоскими катушками и короткими пермаллоевыми катушками, помещаемыми в узкий зазор (до 2 мм) между верхним и боковым ярмами. Было найдено, что сдвиг фаз в боковом ярме достигает между некоторыми точками 2,15°, причем максимальное опережение соответствует наименьшей индукции в ярме (см. фиг. 2[illegible]). Очевидно, что основным фактором, определяющим появление сдвига фаз в магните, является неравномерное распределение магнитного поля в ярме. Поток рассеяния полюсов отстает от основного потока (измеренного в центральном зазоре) примерно на 1°, что может об"ясняться лишь наличием дополнительных потерь потока при выходе из полюсов.

Были проведены также многочисленные измерения на постоянном токе, давшие соответствие с вышеописанными измерениями.

Калибровка изм. кат — баллист. метод. (сравн. с эт. кат., и с одноп. кат., эфф. площ. кат. б. рассч)

Калибровка измерительных катушек производилась баллистическим методом путем сравнения с эталонной катушкой и с однослойной катушкой, эффективная площадь которой была расчитана.



Фиг.I-а.

Установка перед запуском. После сборки камеры.

I. ЗАПУСК УСТАНОВКИ

Запуск установки [redacted] был осуществлен в короткий срок после приведения в готовность всех ее элементов.

Электромагнит после доставки с завода установлен в центре зала на бетонном основании так, что нейтральная плоскость зазора находится на высоте h = 1270 мм от пола. Над магнитом смонтированы две тали грузопод"емностью по 3 тонны для под"ема верхнего ярма магнита и электротельфер (3 тн) для под"ема центрального сердечника и разных вспомогательных работ.

После монтажа кабелей питания магнита и вентиляционной системы производится включение резонансного контура (магнит- конденсаторная батарея). На генератор 150 Hz устанавливается количество конденсаторов в схеме, необходимое для получения резонанса на f = 158 Hz при амплитуде магнитного поля в зазоре H = 4200 эрстед. Емкость батареи при этом C ~ 7,0 мкф (см. "Силовая схема").

Затем проводятся контрольные магнитные измерения. При f = 158 Hz производится окончательная подгонка системы тонкой компенсации фазовой асимметрии магнитного поля. Метод измерения - компенсационный с подмагничиванием одной катушки описан в разделе " Магнит".

Кривая фазовой асимметрии электромагнита перед запуском изображена на фиг.1. Производятся контрольные измерения спадания магнитного поля вдоль радиуса и фазовой асимметрии спадания магнитного поля вдоль радиуса и фазо-

вой асимметрии по радиусу (методика и кривые даны в разделе "Магнит").

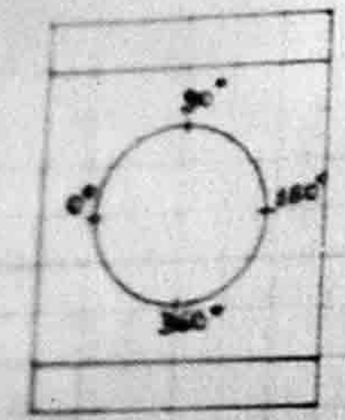
Затем рассмотрен вопрос об искажении магнитного поля вносимом различными металлическими деталями из-за появления в них вихревых токов. Такое искажение могут вносить анод инжектора, сильфонное устройство инжектора, мишень, эндовибратор, высокочастотный кабель и др. предметы.

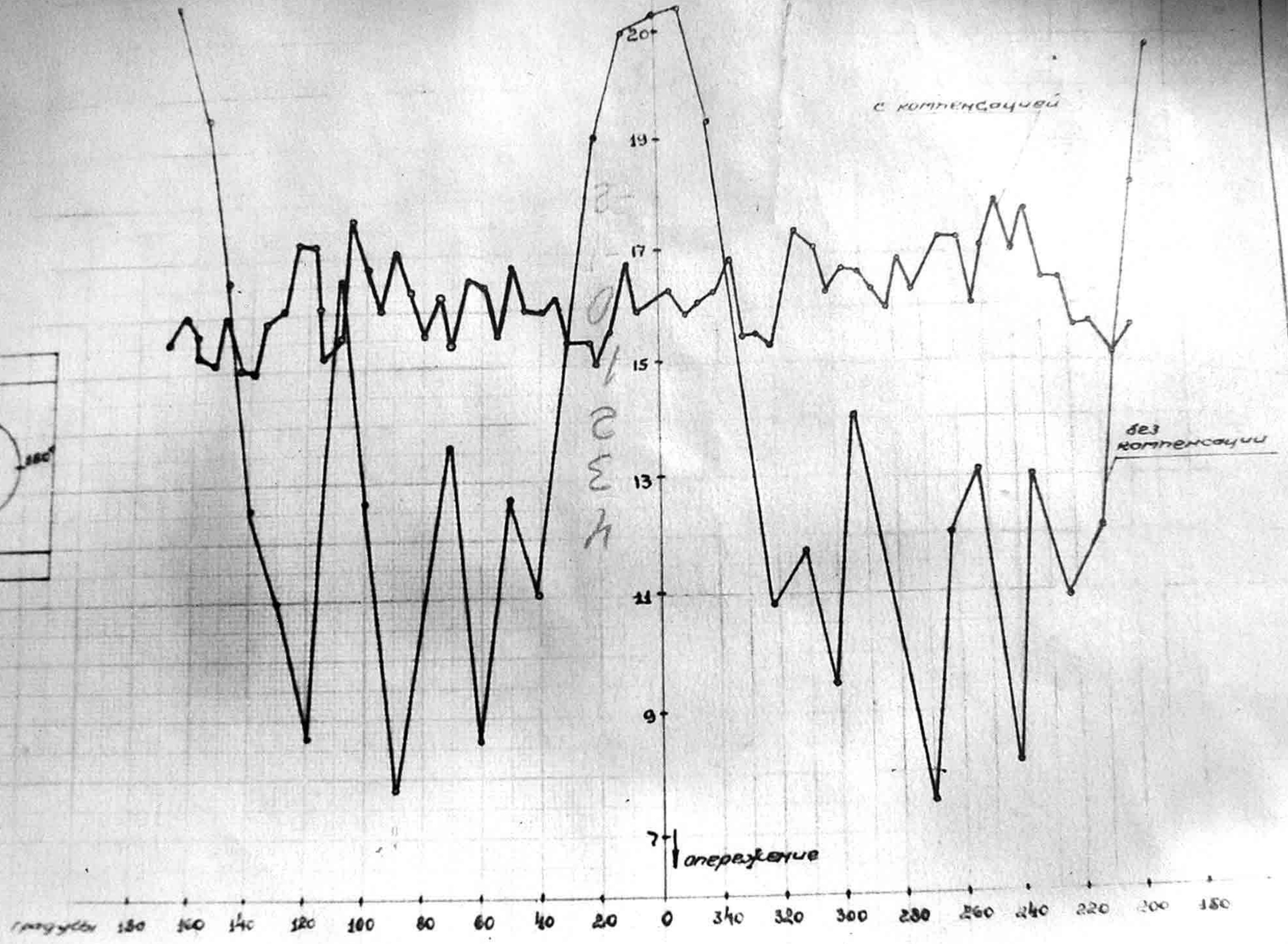
Искажение, вносимое анодом инжектора, измерялось компенсационным методом пермаллоевых катушек. Для этого к одной из катушек вплотную подносится инжектор и находится величина компенсационного тока. Оказалось, что вблизи анода инжектора получается отставание магнитного поля на 0,2-0,4'. Влияние эндовибратора проверено измерением с помощью безжелезных катушек[x]/ Для этого одна из катушек вносится внутрь эндовибратора, установленного между полюсами магнита, при этом фазовый сдвиг в нейтральной плоскости получается равным 0,1-0,2'. Помещение сильфона инжектора и подобных ему металлических деталей на расстояние 10-15 см от края полюса видимым образом не искажает магнитного поля.

Далее произведено контрольное измерение положения равновесной орбиты в бетатронном режиме. Производится измерение по методу минимума градиента электрического поля. Результат измерения приведен на фиг. 2. Из кривой

---

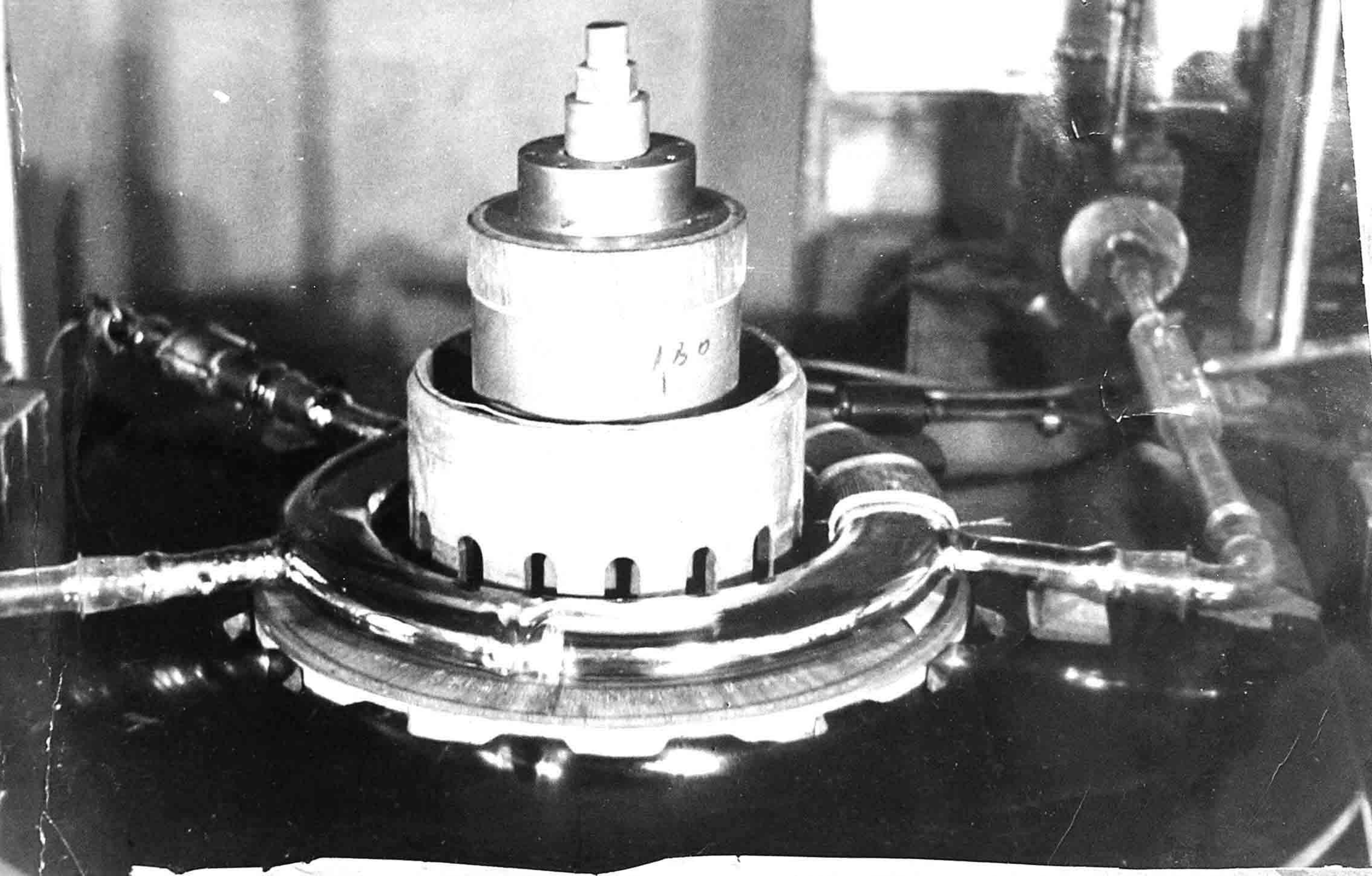
x/ Методика магнитных измерений см. "Магнит".





Фиг.I-б

Кривая фазовой асимметрии магнита [redacted]



Фиг.I-в.

Установка перед запуском слева виден патрубок для внутренней мишени. Верхнее ярмо поднято.

значение $R_o = 21,2$ см. Проверочное измерение орбиты мето дом катушки и витка дает значение $R_o = 22,07 - \frac{n}{1-n}$ Но, как известно, n различно для различных моментов времени из-за фазовой асимметрии по радиусу.

При $\upsilon_n = 19,2$ кв

$n = 0,73$

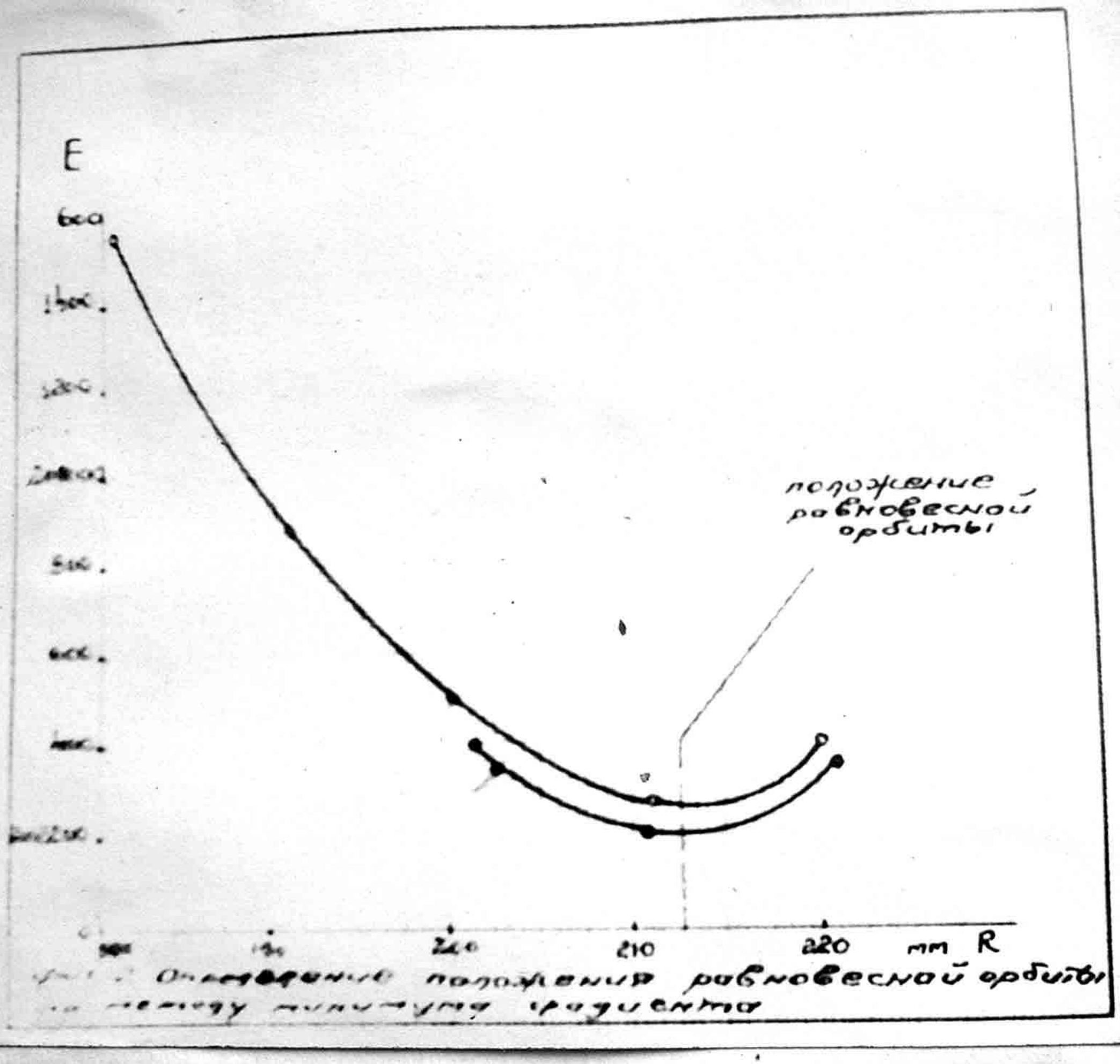
и $R_o = 21,4$ см

Принимаем R_o равным 21,3 см.

При измерении положения равновесной орбиты методом катушки и витка следует пользоваться катушками с небольшим числом витков (до ста), т.к. в катушках с большим числом витков при работе на повышенной частоте магнитного поля возникает генерация, в момент времени, близкий к насыщению центрального середчника. Следствием этого является искажение разностной кривой ЭДС катушки и витка и затрудненный отсчет показаний.

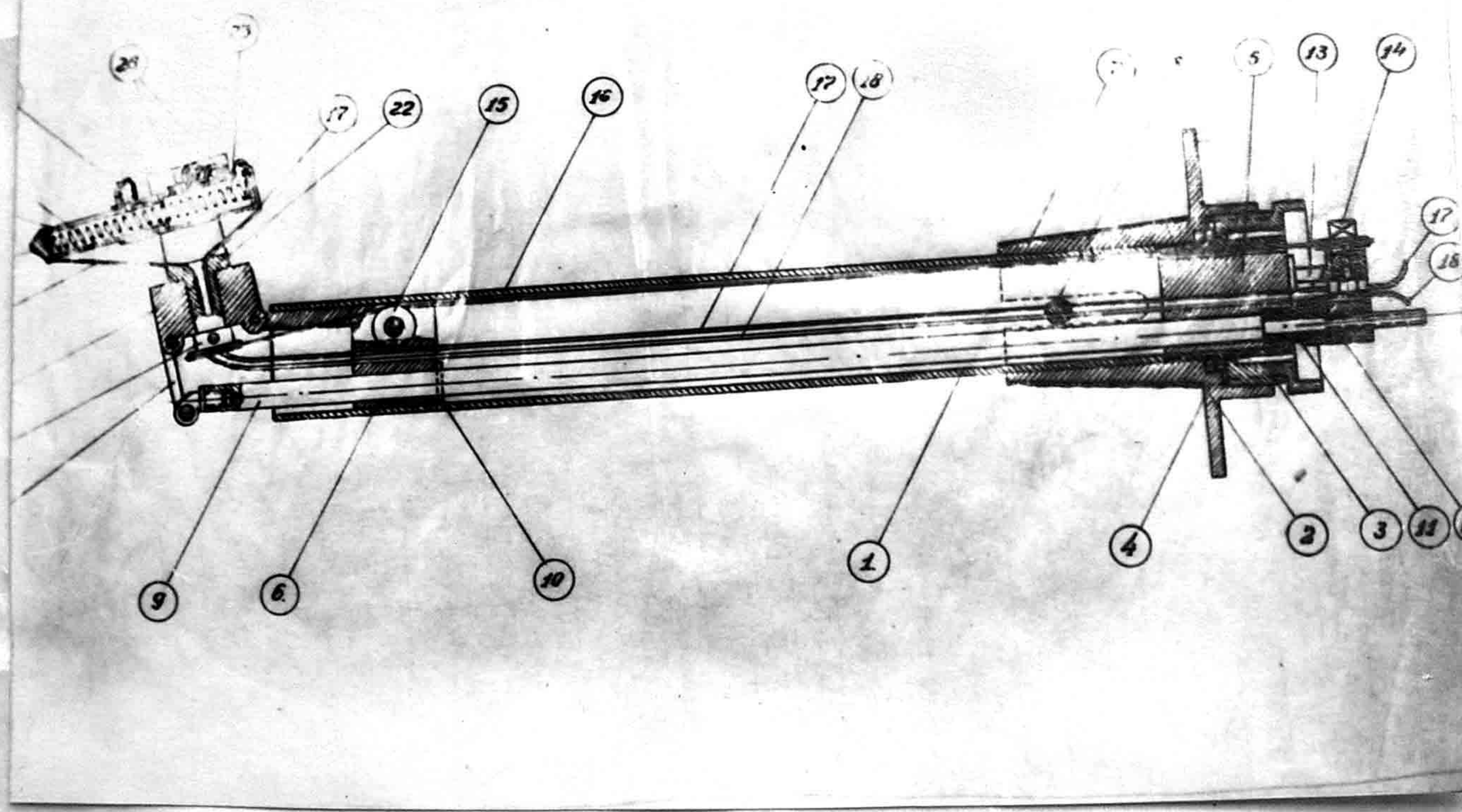
Перед запуском произведено измерение разности фаз между магнитным потоком центрального сердечника и полем на орбите. Измерение производилось по методу безжелезных катушек. Оказалось, что $\Delta\varphi$ менее $10'$. Так как ускорение в бетатронном режиме происходит лишь незначительную часть цикла, то этот сдвиг не может оказать сколько-нибудь заметного влияния на положение равновесной орбиты.

По окончании контрольных измерений было поднято верхнее ярмо и в зазор установлена вакуумная камера. В проводящем покрытии камеры (сопротивление его по окружно-



Фиг.2

Определение положения равновесной орбиты



Фиг:3

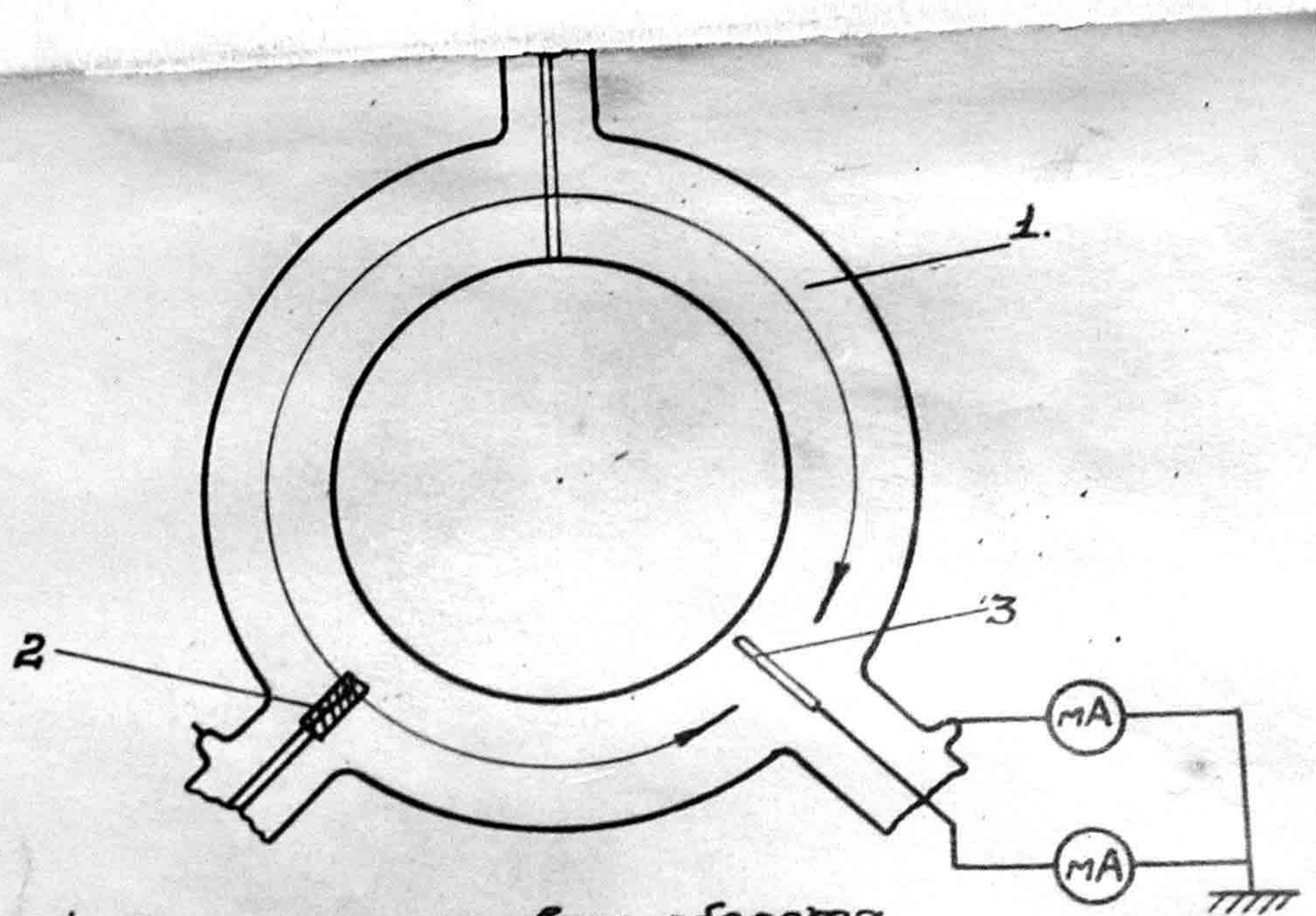
Приспособление для прорезания щели.

ти около 100 Ω) прорезается щель. Прорез выполняется посредством специального приспособления (см.фиг.3),которое вставляется через патрубок откачки. Положение щели зависит от того,выполнен ускоряющий промежуток в эндовибраторе по оси патрубка или сбоку.

Назначение щели в покрытии - облегчить проникновение электрического поля в камеру и уменьшить влияние неоднородностей в покрытии. Когда в покрытии есть разрыв, основное сопротивление по окружности сосредоточено на нем и неодинаковое сопротивление отдельных участков покрытия перестает играть существенную роль.

Камера,подготовленная к запуску, устанавливается на амортизаторах из губчатой резины. Амортизаторы проложены между патрубками (для инжектора,мишени и откачивающей системы) и нижней гетинаксовой плитой магнита. При такой системе амортизации вибрация камеры при полном магнитном поле практически отсутствует. Положение камеры выверяется по высоте (посредством специального шаблона) и относительно центра магнита.

В камере устанавливается инжектор. Вблизи магнита со стороны инжектора помещается импульсный генератор и в отдельном блоке трансформатор накала инжектора. В патрубке, предназначенном для мишени, укрепляется экран из тантала размером 60x20 мм), поверхность которого покрыта веллимитом. Назначение экрана - зафиксировать прохождение электронным пучком полного оборота в магнитном поле.

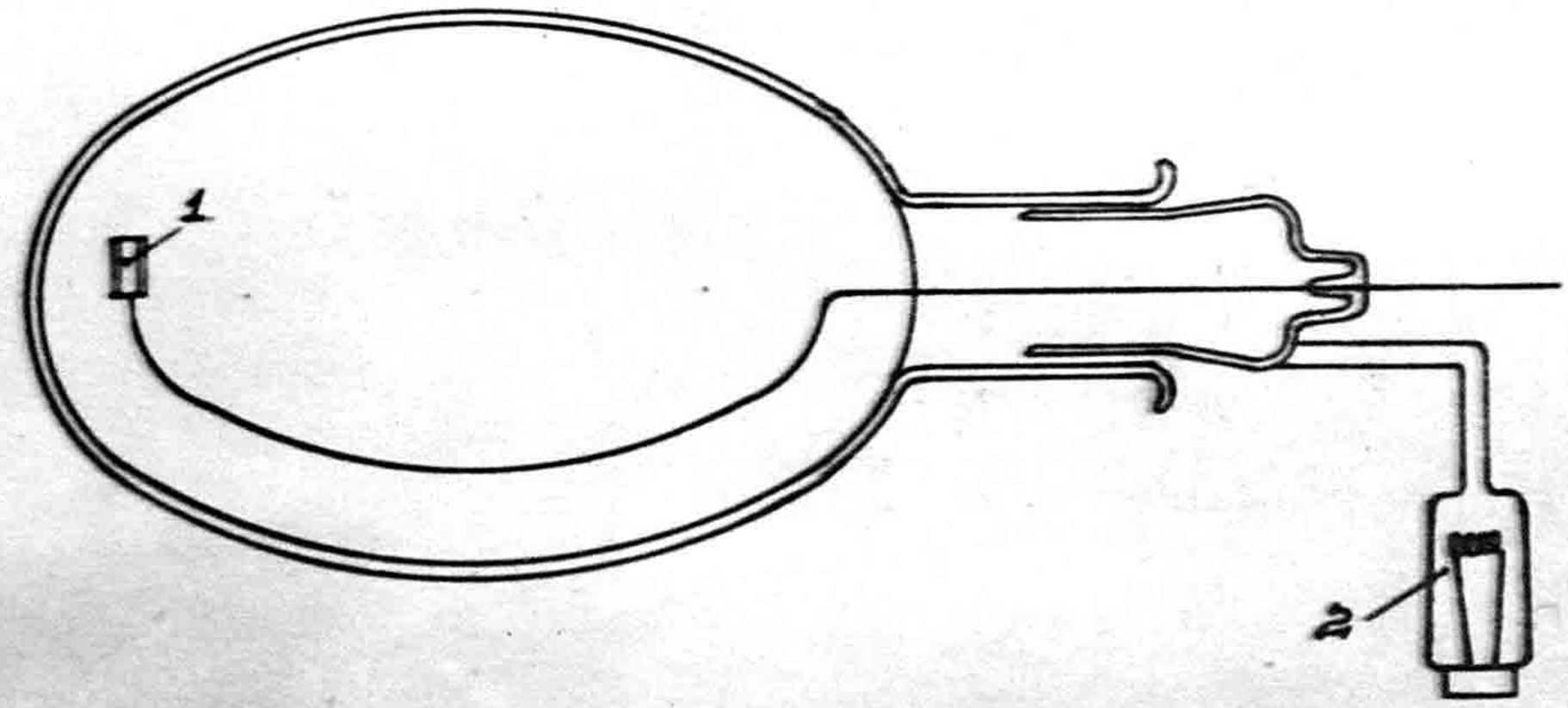


фиг. 4 Получение первого оборота электронного пучка

1. Вакуумная камера. 2. Инжектор.
3. Флуоресцирующий экран

Фиг.4.

Получение первого оборота электронного пучка.



Фиг 5. Внутренняя мишень ускорителя

1. Мишень

2. Магнетрическая лампа

Фиг.5.

Внутренняя мишень ускорителя

Сначала проверяется работа инжектора при выключенном магнитном поле. При подаче на инжектор напряжения от непрерывного или импульсного генераторов измеряется заряд, стекающий с металлического покрытия (слоя) камеры. Заземление слоя осуществляется через микроамперметр, показания которого дают величину эмиссии инжектора. Средний ток эмиссии при питании от импульсного генератора[x/] составляет около 100 μA, что при ширине импульса 7 μs дает ~ 90 mA в импульсе.

Заземление слоя производится только в одной точке, так как при заземлении двух впаев образуетсч замкнутый виток для магнитного потока рассеяния.

После того, как установлено, что инжектор дает эмиссию, включается магнитное поле ускорителя. При питании инжектора непрерывным напряжением поворотом инжектора в шлифе добивается яркого свечения на экране сначала на коротком, а затем после поворота инжектора на 180° на длинном пути (см. фиг. 4).

После этого инжектор подключается к импульсному генератору. Момент включения импульса инжектора варьируется изменением амплитуды запускающего импульса от пермаллоевой катушки (см. гл. 7). Вращая ручку затяжки импульса инжекции, добиваемся получения на флуоресцирующем экране свечения. Это указывает на то, что электронный пучок со-

---

x/ При выключенном магнитном поле генератор импульсов запускается от генератора прямоугольных импульсов.

вершает оборот в магнитном поле.

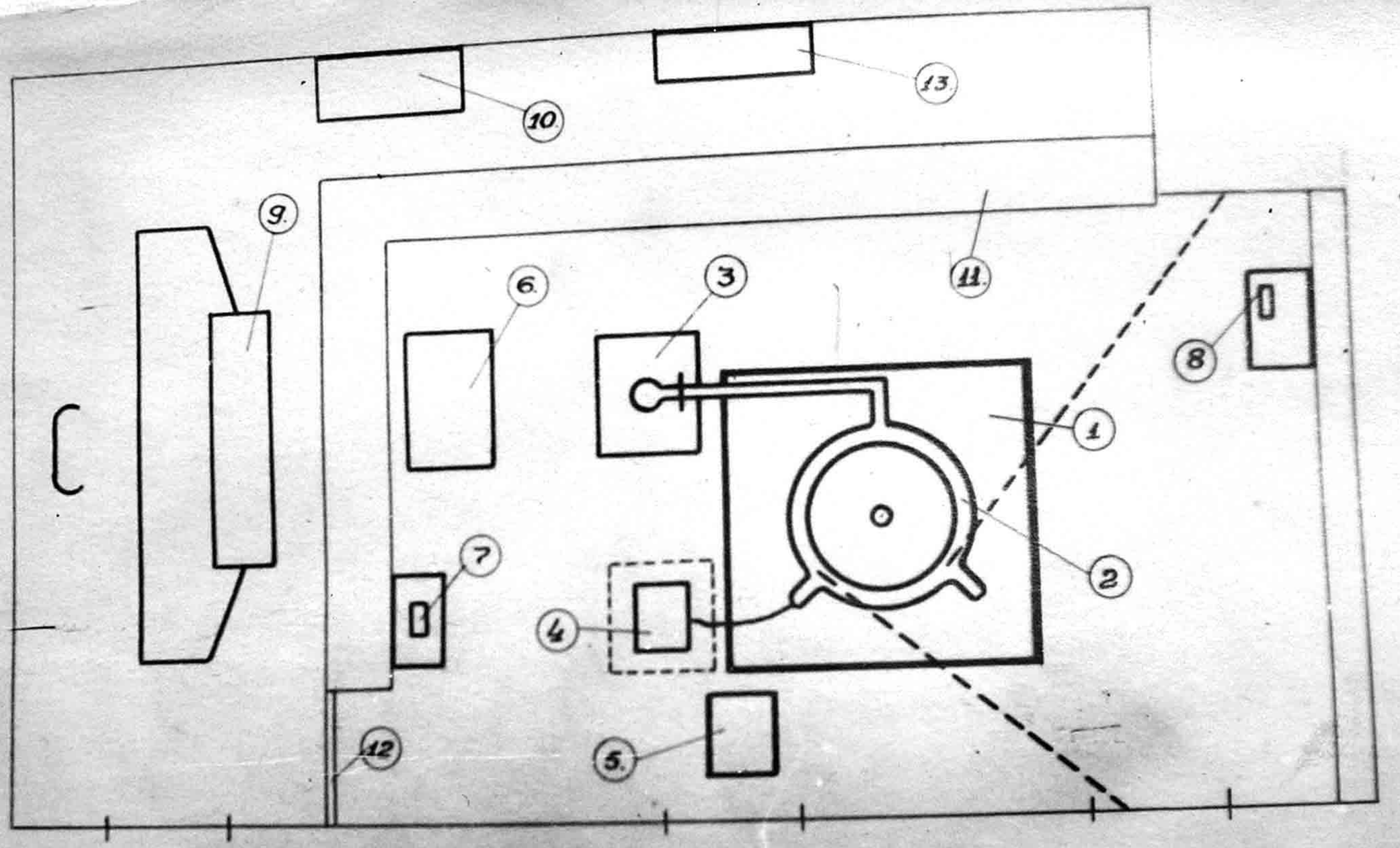
При изменении задержки или амплитуды импульса инжекции светящаяся полоса на экране передвигается в радиальном направлении.

В таблице I приведены данные момента инжекции для различных амплитуд напряжения на инжекторе.

$V_{п\ кв}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$t_{мкс}$	2,6	3,6	4,5	5,2	5,8	6,3	6,8	7,2	7,7	8,2

Измеряется электронный ток на экран. При напряжении инжекции $V_п$ = 12,5 кв средний ток на экран составляет 0,4-0,5 мкА при среднем токе эмиссии, равном 35 мкА. Таким образом, около 1,5% электронов пучка, совершая первый оборот, попадают на экран. Подбор момента инжекции можно производить по максимуму тока на экране. Далее в камеру вместо экрана помещается золотая мишень размером 15x10мм. Толщина мищени 0,24 мм (см.фиг.5). Крепление мишени осуществляется таким образом, чтобы оно по возможности не перегораживало камеру, так как даже проволока, расположенная недалеко от орбиты (в сечении) резко сокращает число электронов в пучке.

Мишень стоит под углом около 10° к направлению пучка. Первоначально мишень находилась в 2 мм от внутренней стенки камеры. Впоследствие, после запуска установки выяснилось, что из-за неровностей камеры и недостатков в ее центрировке пучок ударялся не в мишень, а о внутреннюю стенку камеры на различных азимутах. Поэтому мишень была отодвинута от стенки вглубь камеры на 10-15 мм.



Фиг. 6. Расположение оборудования установки.

1. Магнит. 2. Камера. 3. Вакуумная установка. 4. Тр-р накала инжектора. 5. Импульсный генератор. 6. В.ч. генератор. 7-8. Счетчики γ лучей. 9. Пульт управления. 10. Распределительный щит. 11. Защита. 12 Свинцовая дверь. 13. Шкаф магнитной компенсации.

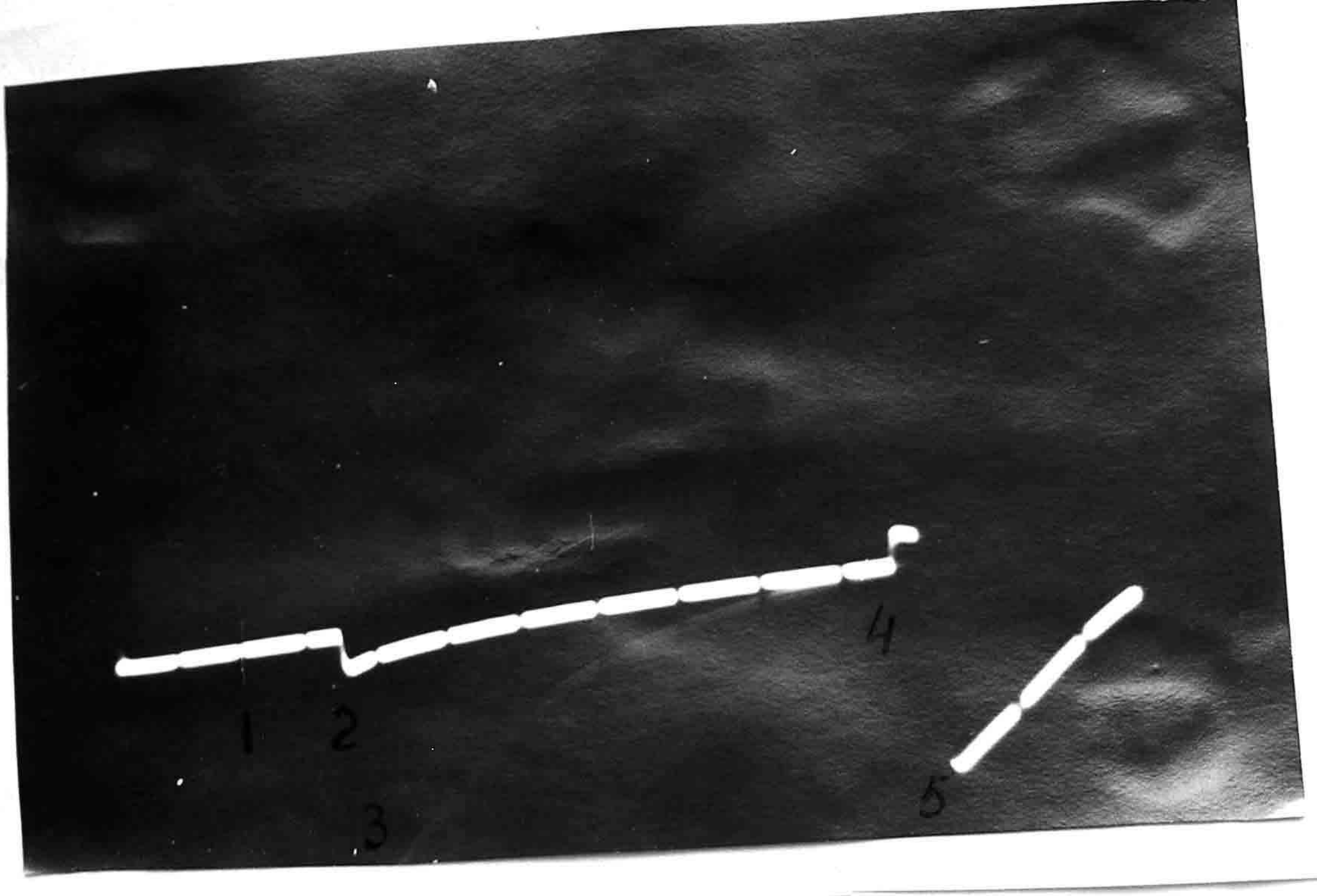
Фиг.7.

Осциллограмма работы установки в бетатронном режиме

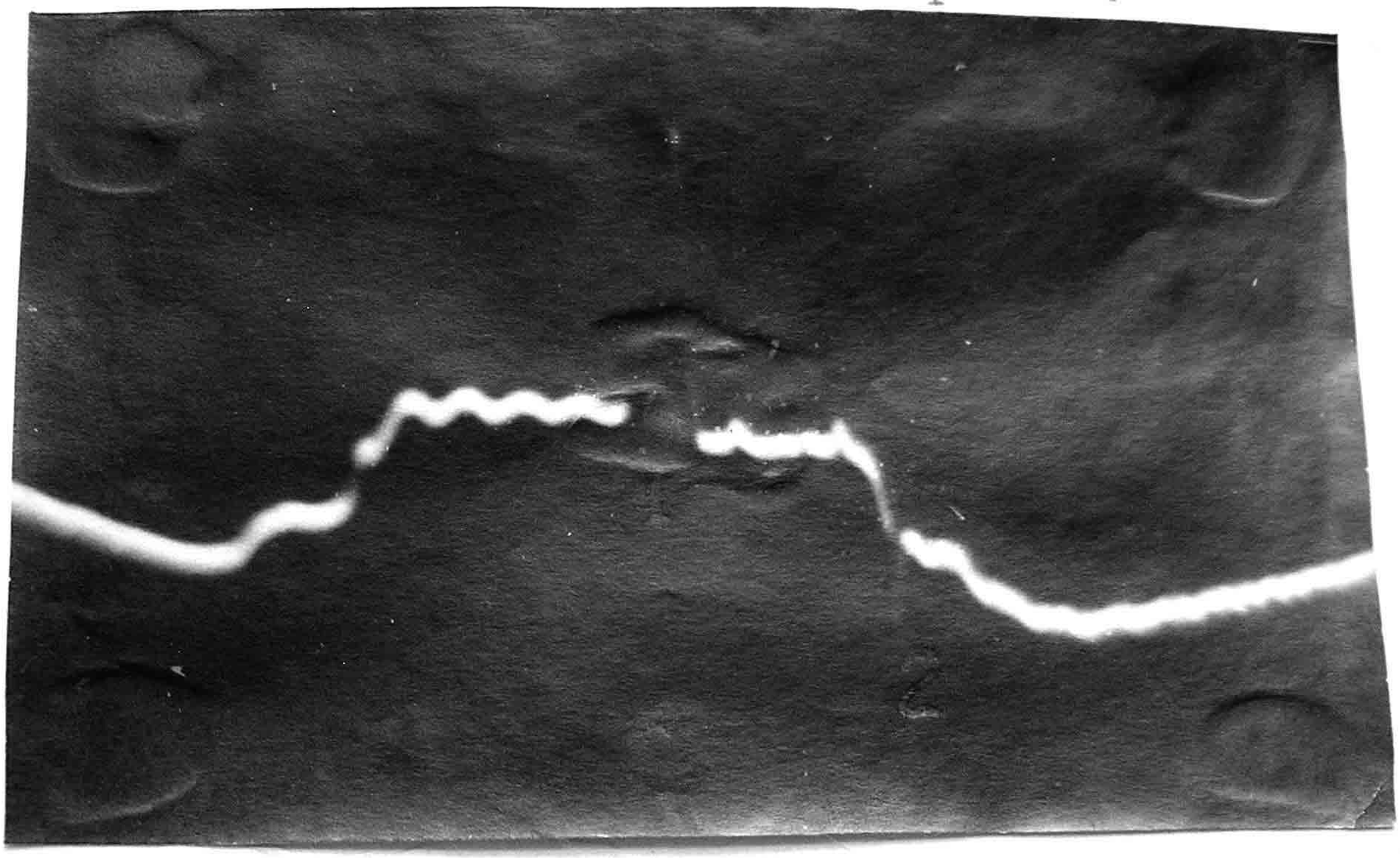
Для обнаружения излучения подготовлены счетчики типа АМА-4. Один счетчик находится на пульте в 3 метрах от ускорителя в рассеянном излучении. Импульсы от него наблюдаются при помощи катодного осциллографа. Второй счетчик находится в 1,5 метрах от установки с другой стороны также в рассеянном пучке. Этот счетчик включен в пересчетную схему типа. Расположение оборудования в зале представлено на фиг.6. 28 декабря 1947 г. при вакууме в камере 3×10^{-6} мм Hg произведен запуск установки в бетатронном режиме. Первое же включение вызвало непрерывные импульсы обоих счетчиков, что указало на присутствие ускоренных частиц, создающих рассеянное тормозное излучение.

Изменение момента включения импульса инжекции вызывало мгновенное исчезновение излучения. Рассмотрение импульсов на осциллографе указывает на то, что импульсы возникают в каждом цикле магнитного поля. Вследствие большого мертвого времени счетчика, он успевает сработать только один раз в течение одного импульса тормозного излучения (см.фиг.7).

Установлено, что импульсы в счетчике возникают через 260 μs после момента инжекции с разбросом в несколько десятков микросекунд до энергии 4,5 Mev (расчет см.в след. разделе 2). После начала насыщения центрального сердечника электроны стягиваются к середине и ударяют о мишень, создавая тормозное излучение.



Осциллограмма синхротронного режима работы установки.
I. Импульс инжекции. 2. Момент включения высокой частоты
3. Импульсы от счетчика в конце бетатронного режима.
4. Момент снятия высокой частоты. 5. Импульсы от счетчика в конце синхротронного режима.



Фиг.IO.

Осциллограмма тока с мишени в конце бетатронного режима, наложенная на кривую .

I. Импульс инжекции. 2. Ток с мишени.

После выпуска ускорителя было проведено предварительное исследование его работы в бетатронном режиме. Опыт показал исключительно стабильную работу установки: интенсивность выхода практически не изменяется в течение длительного времени.

Затем на вакуумную камеру надет эндовибратор. Проверена работа в бетатронном режиме при надетом эндовибраторе " получается примерно та же интенсивность. После этого эндовибратор возбужден на частоте 218 Мгц от маломощного генератора. Так как напряжение электрического поля от этого генератора получается недостаточным, захват в синхротронный режим не происходил. Поэтому был установлен сконструированный в лаборатории более мощный генератор. Генератор собран на лампе LS - 1000. Настройка системы в резонанс производится посредством тромбона. Имеется возможность плавного изменения момента подачи импульса высокой частоты.

11 января 1948 г. синхротрон был запущен в синхротронном режиме ускорения при f = 216 мгц. После того, как начало огибающей высокочастотного поля было доведено до 145 μs x/. Выключение высокочастотного поля производилось при этом при T = 1600 μs. . На фиг. 8 изображена осциллограмма этого включения. Видны импульс инжекции и импульсы со счетчика после конца бетатронного и синхротронного режимов, моменты включения и выключения высокой

---

x/ В дальнейшем все отчеты времени берутся от момента, соответствующего нулю магнитного поля.

частоты. Максимальная энергия, до которой при этом ускоряются электрсны, составляет 27 Mev.

В дальнейшем установка работала устойчиво и надежно. Отдельные отказы в работе ускорителя обуславливались выходом из строя инжектора, нарушением покрытия и неисправностями радиосхем (~~подробно об отказах см. гл.~~).

II. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК УСТАНОВКИ

1. Определение энергии электронов.

Точное определение энергии ускоренных электронов может быть произведено, если заданы величины магнитного поля в районе орбиты и радиус электронной орбиты. Известно, что энергия релятивистских электронов выражается формулой:

$$E = 300\, HR \quad ev \qquad (1)$$

Здесь H выражается в эрстедах

R " в см

Если момент прекращения ускорения электронов точно известен (как, например, при выключении высокочастотного электрического поля), то величина H на орбите также легко находится. Радиус синхротронной орбиты R_c определяется из выражения:

$$\lambda = \frac{c}{f} = 2\pi R_c \qquad (2)$$

Для нашей установки:

H = 4200 эрст.

f = 228 мгц $\quad$ E = 300.4320.21,0 = 27,2 Mev

R_c = 21,0 см

Если же конец ускорения точно не фиксирован, то поскольку сворачивание орбиты или разворачивание происходить медленно, можно подставлять в формулу (1) значения $H_м$ и $R_м$ для момента удара электронов о мишень. В этом случае $H_м$ определяется достаточно точно по времени возникновения импульсов от счетчика, стоящего в пучке γ-квантов тормозного излучения. При помощи ждущей развертки это время измеряется с точностью до 1 μs и более.

Изменение энергии ускоренных электронов производится регулировкой момента выключения напряжения на эндовибраторе. Величина энергии электронов, достигнутая в бетатронном режиме, зависит только от величины индукции, при которой начинается насыщение центрального сердечника. Было замечено, что после нескольких месяцев работы продолжительность бетатронного режима ускорения сократилась с 260 μs до 200 μs. Этот факт можно об"яснить только изменением свойств пермаллоя из-за вибрации или резких изменений температуры. При этом энергия электронов уменьшилась с 4,6 Mev до 3,2 Mev.

Определение E для бетатронного режима

$$E = 300\,H(R_0 t_\delta)R_0$$

R_0 - радиус равновесной бетатронной орбиты

t_δ = 260 μs.

Для начала цикла:

$$H_\delta = \alpha \cdot 2\pi f \cdot t_\delta \cdot H \qquad (3)$$

f = 158 Hz

H = 4240 эрст.

n = 0,65

R_o = 21,6 см

H_δ = 715 эрстед

E_δ = 4,6 Мев.

Ввиду того, что за время от момента прекращения ускорения до момента удара электронов о мишень, энергия электронов в пучке практически не изменяется, то можно написать

$$H_c R_c = H_м R_м . \qquad (4)$$

что можно использовать для уточнения одного из параметров.

Определение энергии электронов по тормозному излучению является крайне неточным из-за неоднородности пучка по энергиям. Возможна проверка энергии пучка косвенным образом на основании исследования порога ядерного фотоэффекта для различных элементов или измерением энергии пар, образованных при облучении свинца γ -лучами в магните постоянного тока. Результаты этих работ публикуются отдельно.

продолжение на стр 17(12)

2. Измерение интенсивности электронного пучка.

Определение интенсивности электронного пучка или "выхода" установки можно производить или измерением электронного тока с мишени синхротрона или косвенным

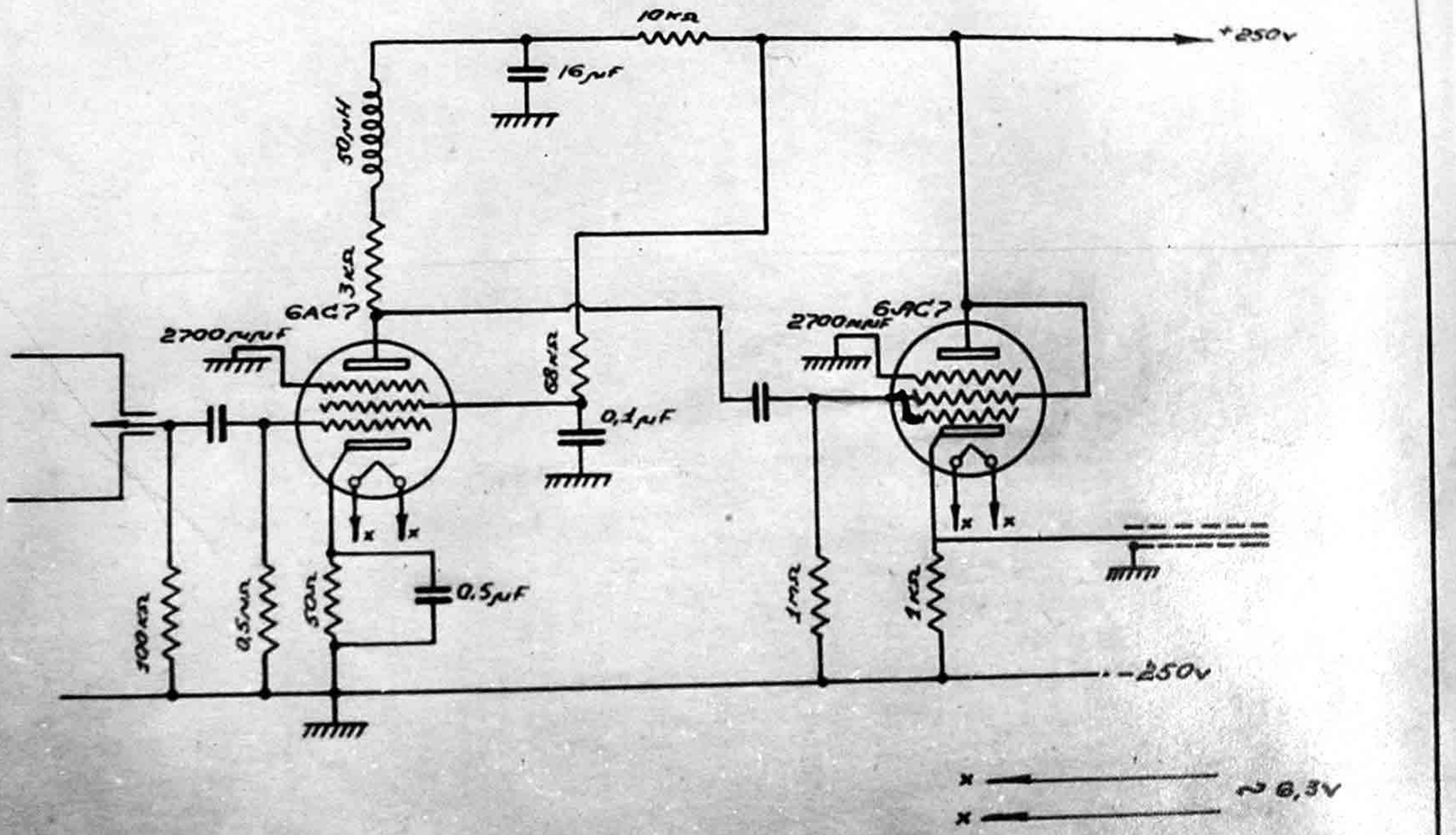
образом по ионизации, создаваемой γ -пучком с мишени в ионизационной камере. Обычно из-за большей простоты и удобства применяется второй способ. В этом случае выход задают числом рентген, полученных в минуту в камере, помещенной в γ -пучке на расстоянии 1 метра от мишени.

а) Измерение электронного тока с мишени. Так как на мишень попадают не только электроны, достигшие предельной энергии, но и в большем количестве электроны, проделавшие один или несколько оборотов, то электронный ток можно измерить лишь посредством осциллографа.

Мишень необходимо делать из тяжелого элемента, так как тормозное излучение пропорционально Z^2. Толщина мишени должна быть больше, чем пробег быстрого электрона; в противном случае часть электронов, проскочив мишень после потери энергии ударится о стенку камеры и не будет учтена.

Вследствие того, что толстая мишень вносит искажение в фазовую структуру магнитного поля, мишень располагает под углом к направлению пучка. Особенность измерения электронного тока с мишени является наличие сильных помех на линию, соединяющую мишень с осциллографом. Эти помехи вызываются магнитным полем рассеяния ускорителя и высокочастотным полем генератора. Кроме того, сильное искажение вносил сам кабель. Для уменьшения действия этих помех было применено предварительное усиление импуль-

Фиг 9. Усилитель к. фото-умножителю.



Фиг.9. Усилитель с катодной связью.

са с мишени. Двухкаскадный усилитель (см.фиг.9) был хорошо экранирован от наводок. Сетка усилительной лампы находилась в 25-30 см. от мишени. Выходной каскад с катодной связью имел сопротивление на выходе, согласованное с волновым сопротивлением кабеля, что сильно уменьшило его искажающее действие.

Сопротивление на входе усилителя составляло 100 Кг. Полоса пропускания усилителя равна ~ 3 мгц и импульсы шириной несколько микросекунд пропускались им без искажения. Выход усилителя соединялся длинным (около 4 м) кабелем с осциллографом. На развертке осциллографа хорошо видны импульсы длительностью 5 μs, через 200 μs после начала ускорения и при раннем снятии высокой частоты с эндовибратора импульс от электронов, ускоренных в синхротронном режиме: Форма импульса такая же, ширина 25-30 μs. Значительно большая ширина об"ясняется более медленным движением пучка к мишени в синхротронном режиме. Хорошо видно, что при подборе оптимальных условий захвата в синхротронный режим (время включения высокой частоты), бетатронный импульс почти полностью исчезает. На фиг.10 изображены осциллограммы полученных импульсов. Вот пример определения тока с мишени по измерению от 1.VI.48 г.

t_δ = 210 μsec

Длительность импульса t = 30 μsec

Определяется амплитуда импульса.

$U_{\text{тестсигнала осциллографа}} = 2{,}2 \times 1{,}4 = 3{,}1\ в$ (при 160)

$$U_{имп} = K \frac{U}{m} = 0{,}18\ в$$

где K - соотношение импульсов на осциллографе.

m - коэфициент усиления усилителя (= 18.)

$$J = \frac{U_{имп}}{R} = 0{,}18 \cdot 10^{-5}\ A$$

$$R = 10^5\ \Omega$$

Заряд импульса

$$Q = \frac{Jt}{2} = 2{,}7 \cdot 10^{-11}\ кул.$$

Средний ток

$$J_ф = f \cdot Q = 0{,}43 \cdot 10^{-8}\ A.$$

Для определения ширины пучка нужно знать скорость его радиального движения при ударе о мишень.

Если d - расстояние от орбиты до мишени = 2,1 см

а t - время прохождения пучком этого расстояния = 50 μs.

Считаем приближенно

$$\frac{dv}{dt} = const \qquad v_м = \frac{2d}{t} = 0{,}8 \cdot 10^5\ \frac{см}{сек}$$

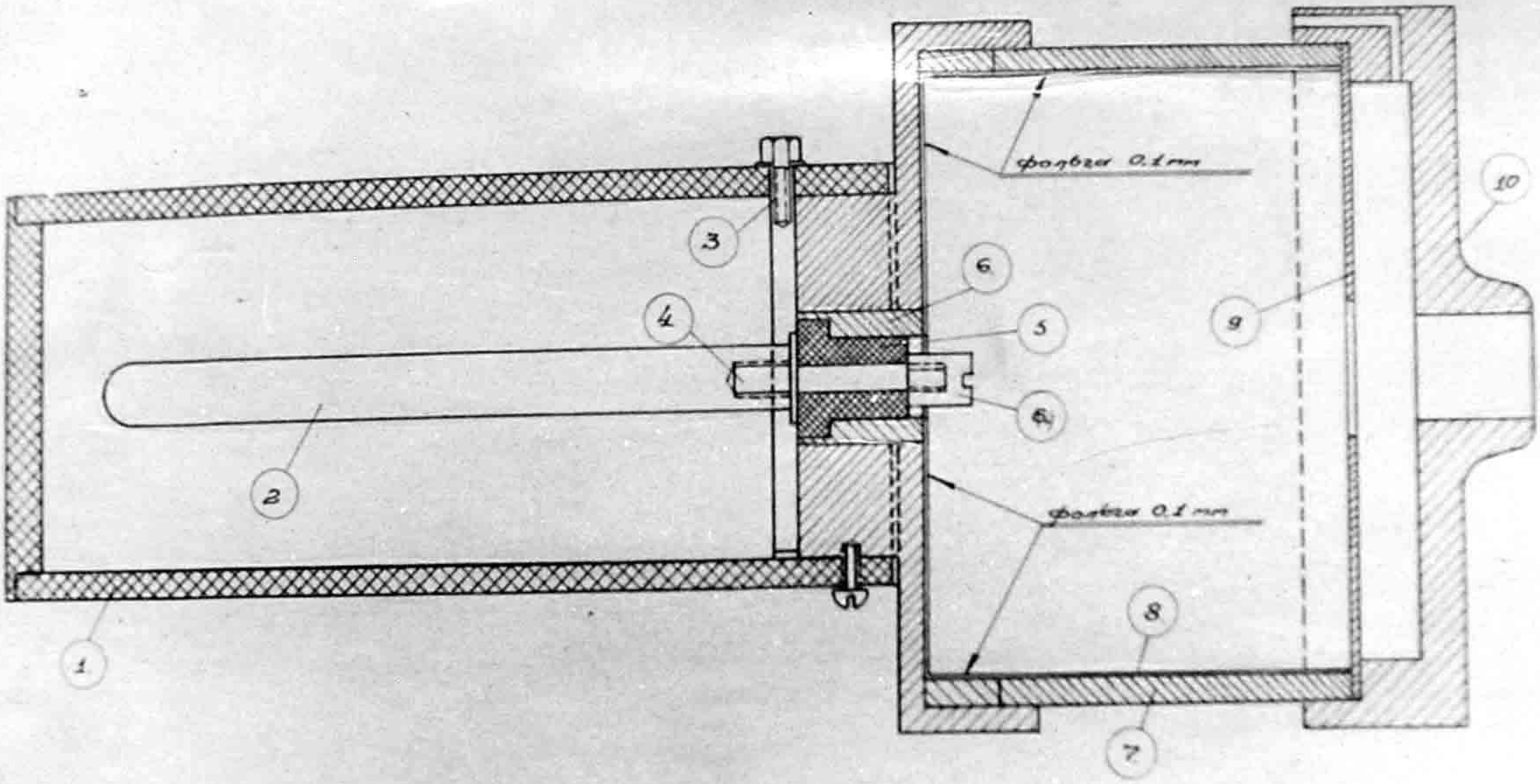
Тогда ширина пучка $S_п = v_м t_п = 0{,}4$ см.

Более точное определение ширины пучка в синхротронном режиме проведено ниже.

б) Измерение выхода ионизационной камерой

Ионизационная камера измеряет поток энергии, сосредоточенной в пучке тормозного излучения с мишени.

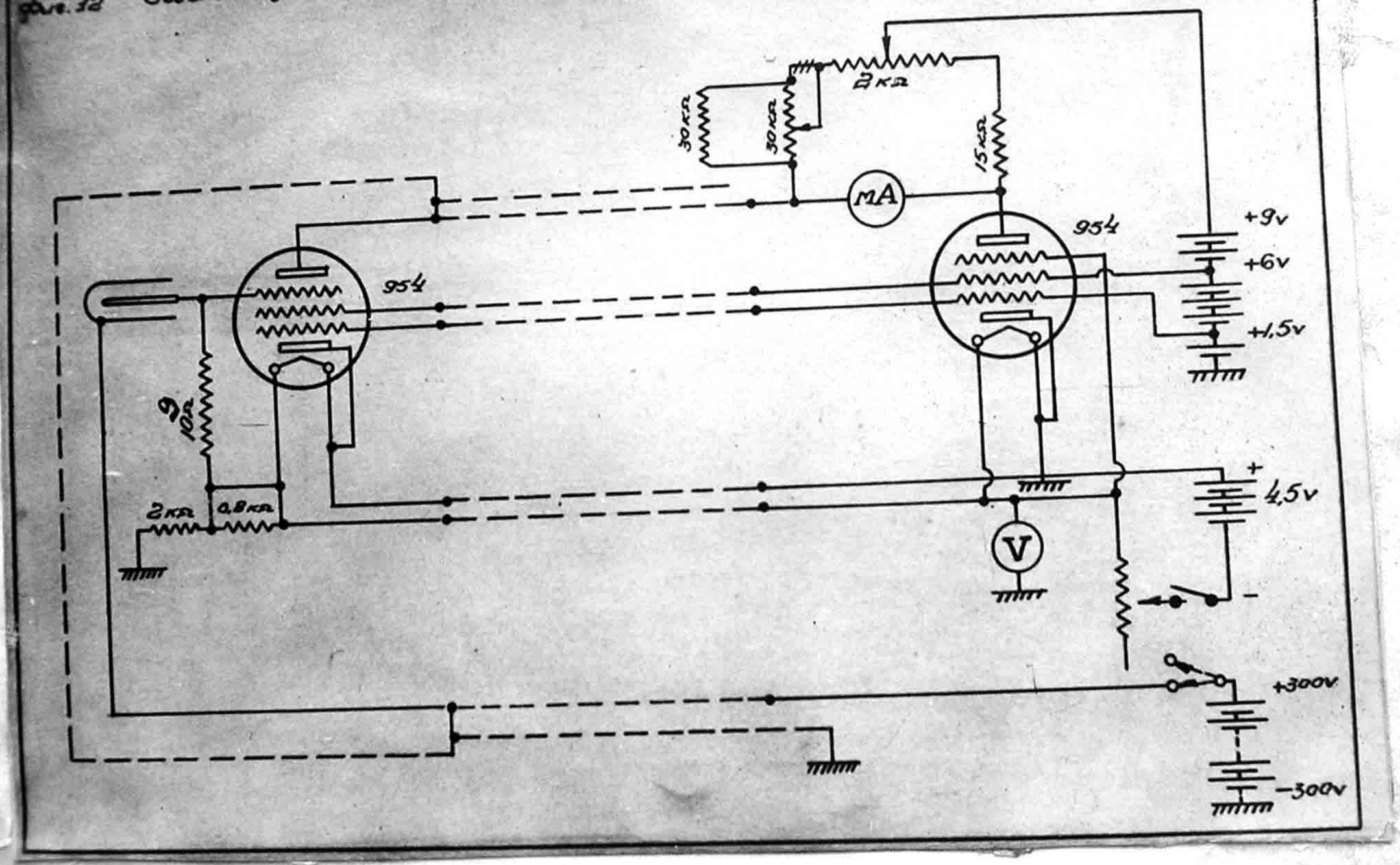
фиг. 11 Ионизационная камера



1 Бакелитовый цилиндр (покрыт внутри аквадагом)
2 Собирающий электрод (тщательно покрыт аквадагом)
3 Кольцо для подачи высокого напряжения на электрод (300в)
4 Детали крепления собирающего электрода
5 Янтарь
6 Охранное кольцо
7 10. Экран для литры 954

Фиг. II. Ионизационная камера

фиг. 12 Схема усилителя ионизационной камеры.



Фиг.12. Схема усилителя к ионизационной камере.

Как известно, получающийся при торможении быстрых электронов γ -пучок имеет непрерывный спектр по энергиям с числом квантов данной энергии, обратно-пропорциональным этой энергии. Поэтому при выборе толщины стенок ионизационной камеры, равной пробегу вторичного электрона наибольшей энергии, происходит поглощение наиболее мягкой составляющей пучка.

Кроме того, в установке всегда создается сильное рассеянное мягкое излучение в результате соударения электронов со стенками ускорительной камеры, многократного рассеяния и т.д. От этого излучения камеру приходится экранировать свинцом.

Измерение производилось бакелитовой цилиндрической ионизационной камерой, связанной с линейным усилителем (см.фиг.11). Толщина стенок камеры 2 мм (+ насадки от 15 до 30 мм). Снаружи камеры расположен свинцовый экран толщиной 3 мм. Камера наполнена воздухом при атмосферном давлении. ~~Схема~~ Ее включение в мостиковую регистрирующую схему представлено на фиг.12. Центральный электрод соединен с пентодной сеткой лампы 954. В цепь сетки включено сопротивление $R = 1,15.10^9$, Ω. Лампы 954 работают в электрометрическом режиме. Крутизна лампы 70-120 $\frac{mA}{V}$.

Усиление схемы $K = \frac{i_a}{i_g} = SR = 0,16 \div 0,24.10^6$.

Микроамперметр с $R = 1000\ \Omega$ включен между анодами ламп.

Градуировка камеры производилась при помощи препарата Ra 204 мг. Результаты градуировки камеры "[redacted]" пред-

ставлены в таблице 2.

Расстояние от препарата до камеры см	30	25	20	15	10	5
Ток $\alpha .2,8.10^{-9}$ А	3	5,5	8	15	35	130

Отклонение от закона убывания интенсивности пропорционально квадрату расстояния - вызвано рассеянием.

Расчет эффективности камеры " С"

Как известно 1 г Ra создает на расстоянии 1 см в 1 сек. $4,5.10^9$ пар ионов в 1 $см^3$. Так как 1 соответствует 1 $эл/см^3$, то на расстоянии 1 метра ионизация от 1 грамм в одну минуту будет

$$J = \frac{4,5 \cdot 10^9 \cdot 4,9 \cdot 10^{-10} \cdot 60}{10^4} T = 0,0132 \text{ Р/мин на 1 м в } 1/см^3$$

Препарат 204 мг дает на расстоянии 20 см ток

$$J' = 8.2,8.10^{-9} = 2,24 \cdot 10^{-8} \text{ А}$$

Относя к 1 мг и 1 метру, получим

$$J'' = \frac{2,24.10^{-8}}{5^2.0,204} = 0,44.10^{-8} \text{ А} \qquad 0,44 \cdot 10^{-2}$$

Или 1 ма тока усилителя эквивалентен ~~3,0~~ 0,66? Р/мин или 227 гр. Ra

Линейность в схеме камеры соблюдается только до $J = 20$ ма.

Максимальная интенсивность, полу ченная на установке при E = 27 Mev , составила 31 р/мин. (6,8 р/м.) ?

3. Зависимость выхода от положения инжектора

Эта зависимость проверялась на инжекторе, имеющем сильфонное устройство. Положение инжектора можно было варьировать поворотом его в шлифе патрубка, передвижением по радиусу и перекосом при помощи винтов сильфона (устройство его см. в главе "Инжекция").

Поворот инжектора около горизонтальной оси подтвердил небольшой раствор пучка по высоте: так при повороте инжектора на 1-2° выход уменьшился вдвое по сравнению с оптимальным. В некоторых случаях перекос инжектора значительно увеличивал интенсивность выхода. Это об"ясняется различным взаимным расположением нити, цилиндра и анода у различных инжекторов. Кроме того, был изготовлен специальный инжектор, нить которого расположена на 10 мм выше нейтральной плоскости (см. раздел "Инжекция"). Этот инжектор давал выход, крайне чувствительный к моменту подачи импульса при расположении инжектора в 20-30 мм снаружи от орбиты. При расположении инжектора над орбитой интенсивность выхода получается в 3 раза меньшей, чем в обычном инжекторе.

Наиболее интересной является зависимость выхода от радиуса, на котором находится нить инжектора (в дальней-

шем, для сокращения мы будем называть этот параметр просто радиусом инжектора. Эта зависимость (см.фиг.18) исследовалась для разных впускных напряжений. Как и следовалс ожидать, выход при расположении инжектора на ближком от орбиты расстоянии (7 мм) полностью пропадает. По мере удаления инжектора от равновесной орбиты выход быстро растет, достигая максимума на радиусе $R = 23,7$ см при $U_n = 5,0$ кв и $R = 24,0$ см при $U_n = 19,2$ кв. Затем интенсивность после пологого максимума падает и на $R = 26,1$ см становится равной нулю. Согласно теории инжекции, разработанной Буртейном[x/] в ФИАН"е и Видерое[xx/], эффективность инжектора определяется из следующей формулы

$$\eta = e^{\frac{-16\sqrt{2}}{3\pi^2}\,\frac{U_i}{\Delta U}\left(\frac{b}{2\Delta z}\right)^{3/2}\arcsin\frac{h}{2\Delta z}}$$

η - прозрачность инжектора. $= 1 - K$,

где K - вероятность удара электрона в инжектор

при $\eta = 1$, $K = 0$.

Здесь U_i - напряжение инжекции,

ΔU - электродвижущая сила обхода по контуру,

b и h - ширина и высота инжектора,

$\Delta r, \Delta z$ - амплитуда радиальных и вертикальных

---

x/ Буртейн Э.Л. Отчет ФИАН, 1947 г.

xx/ Видерое. Journal of Appl. Phys 18 783 (1947)

колебаний.

Из этой теории вытекает, что при увеличении z_i, а следовательно, и Δz прозрачность инжектора должна расти по закону

$$\ln J = \ln J_0 \left(\frac{\Delta z_0}{\Delta z_i}\right)^{3/2}$$

если прочие параметры остаются неизменными.

Другим фактором, приводящим к росту интенсивности с увеличением R, является расширение области захвата электронов. На фиг.14 изображены два положения инжектора, в первом случае мгновенная орбита может перемещаться от R_1 до $R_1 - \frac{R_1 - R_6}{2}$, во втором случае от R_2 до $R_2 - \frac{R_2 - R_6}{2}$

Однако, этот фактор дает медленный рост интенсивности.

В таблице 3 даны экспериментальные значения $J_э$ и теоретические $J_т$, вычисленные по формуле прозрачности.

Равновесная орбита $R_0 = 21,3$ см

Таблица 3.

R_i см	22,5	22,8	23,1	23,4	23,7	24,0
$J_э$	0,12	0,28	0,42	0,60	0,79	0,99
$J_т$	0,12	0,22	0,32	0,40	0,47	0,53

В качестве начальной точки при расчете взят $R_{i_0} = 22,5$ см, для которого $\Delta z_0 = 12$ мм, J (из экспериментальной кривой) равно 0,12.

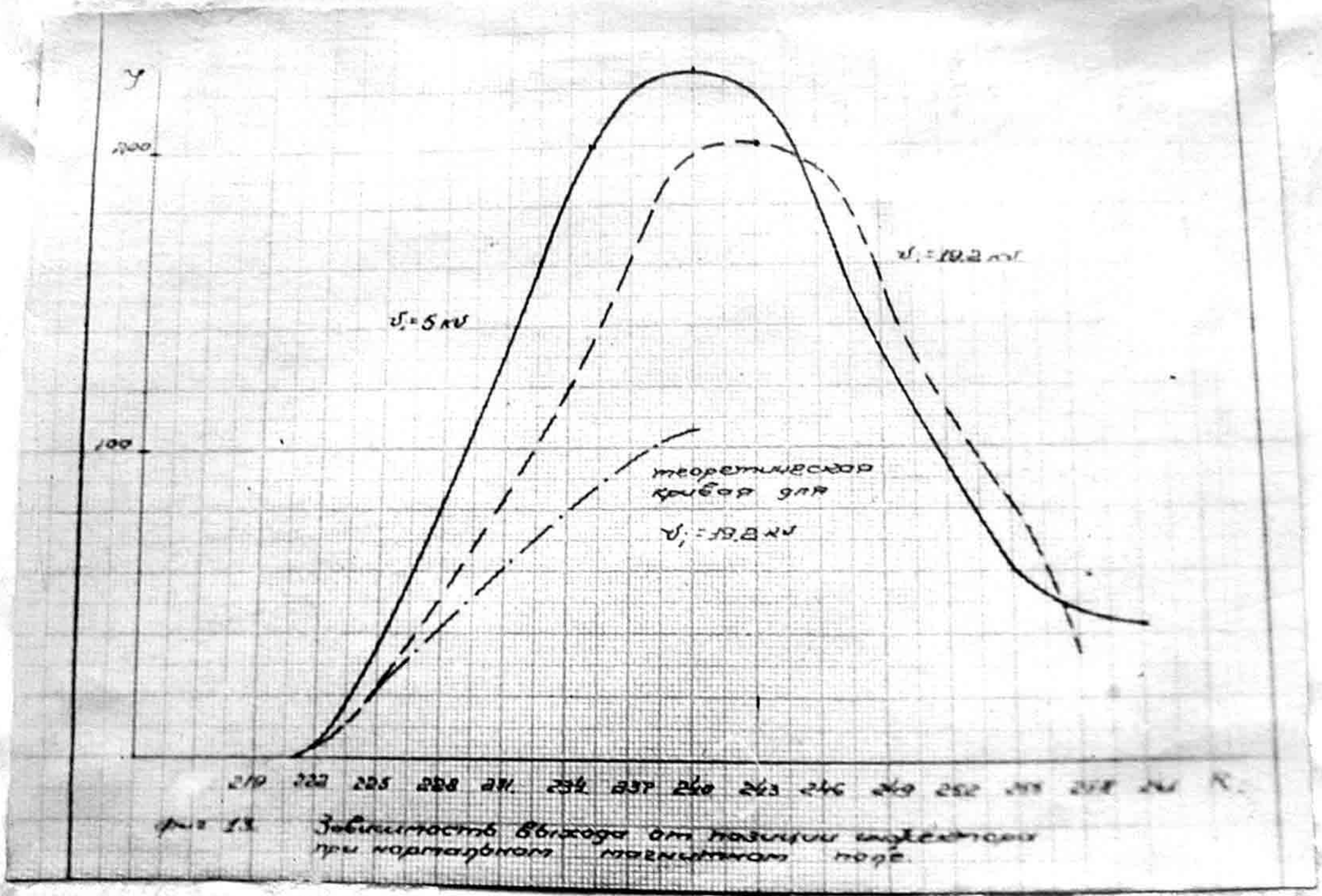
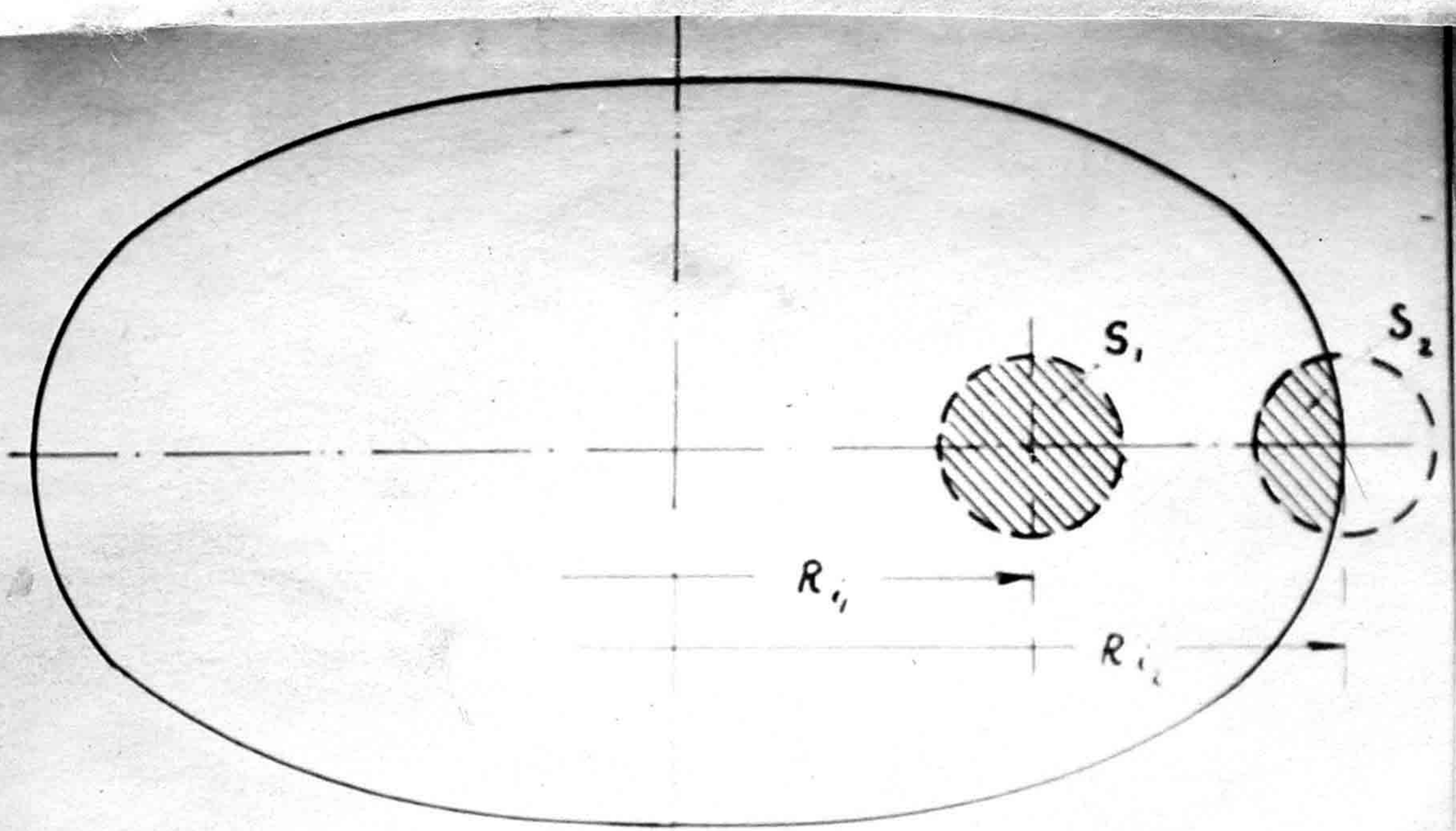


Рис 13. Зависимость выхода от позиции инжектора при нормальном магнитном поле.

Зависимость интенсивности от позиции инжектора при нормальном магнитном поле.



Фиг.14.

Эффективность инжекции

Как видно из таблицы 3 и фиг13, интенсивность растет значительно быстрее, чем по теории. Возможная ошибка в установке инжектора не превышает 1-2 мм и не может об"яснить расхождения теории с экспериментом.

Перегиб в кривой фиг.13 об"ясняется тем, что по мере приближения инжектора к наружной стенке начинают сказываться два фактора, снижающие интенсивность пучка.

Во-первых, основная часть электронов, вылетающих из инжектора, заключена в некотором телесном угле θ (около 1°), поэтому приближение инжектора к стенке на расстояние, меньшее $2\pi R\theta$ срезает часть пучка, причем если считает плотность электронов в пучке независящей от угла φ, то при передвижении инжектора от середины камеры до стенки интенсивность должна падать в отношении площадей S_1 и S_2 (см.фиг.14), т.е. в 3-2 раза.

Полное пропадание пучка при R = 26,1 см, т.е. за 2-3 мм до границы стенки есть следствие влияния второго фактора - искажения электронной орбиты из-за асимметрии магнитного поля.

§ 4. Зависимость выхода от симметрии магнитного поля

Интенсивность выхода сильно зависит от степени азимутальной симметрии магнитного поля, особенно фазовой ее составляющей. Наиболее резко эта зависимость сказывается при малых напряжениях и больших радиусах инжекции. При малых напряжениях инжекции величина впускеного магнитного поля H_i мала и поэтому относительная асимметрия магнитного поля в двух точках орбиты $\left(\frac{\Delta H}{H_i}\right) = \left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi_i}\right)$

будет также больше.

Влияние асимметрии магнитного поля рассмотрено в работах Бурштейна[x], Фолди и Бома[xx] и др.

Если магнитное поле имеет вид:

$$H = H(r)\left[1 - \sum_{\ell=1}^{\infty} h_\ell \cos(\ell\theta - \alpha_\ell)\right]$$

то поправка к радиусу мгновенной орбиты, вносимая азимутальной вариацией магнитного поля, получается из

$$\frac{x}{r_i} = \sum_{\ell=1}^{2} \frac{h_\ell}{\ell^2 + n - 1} \cos(\ell\theta + \alpha_\ell)$$

где ℓ - Номер гармоники.

При больших радиусах инжекции сильнее сказывается влияние внешней стенки, особенно при значительной асимметрии магнитного поля. Весьма характерным параметром для магнита ускорителя является то минимальное значение напряжения инжекции, при котором еще происходит ускорение. В электромагните нашей установки это значение составляет 1000 вольт.

Зная величину $U_{i\,min}$, можно рассчитать максимальный фазовый сдвиг в магните ($\Delta\varphi$).

Наибольшее искажение орбиты, соответствующее прекращению выхода, будет:

$$\Delta R = R_H - R_i$$

---

x/ Бурштейн. Отчет ФИАН, 1947 г.

xx/ Bohm D and Foldy Phys. Rev. 70 249-258 (1946)

$$\Delta R = R_н - R,$$

Здесь $R_н$ - радиус наружной стенки камеры. Тогда для 1 гармоники

$$\frac{\Delta H}{H_i \; n} = \frac{R_н - R_i}{R_i}$$

Но

$$H_i = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2m}{e}\,U_{i\,min}}$$

Тогда

$$\Delta H = \frac{R_н - R_i}{R_i^2}\, n \sqrt{\frac{2m}{e}\,U_{i\,min}}$$

Далее находим $\Delta\varphi$

$$H_i = \alpha H_m \varphi_i \qquad \Delta\varphi = \varphi_i \frac{\Delta H}{H_i}$$

Здесь α - коэфициент ослабления магнитного поля;

H_m - амплитуда магнитного поля;

φ_i - угол впуска.

Подставляем:

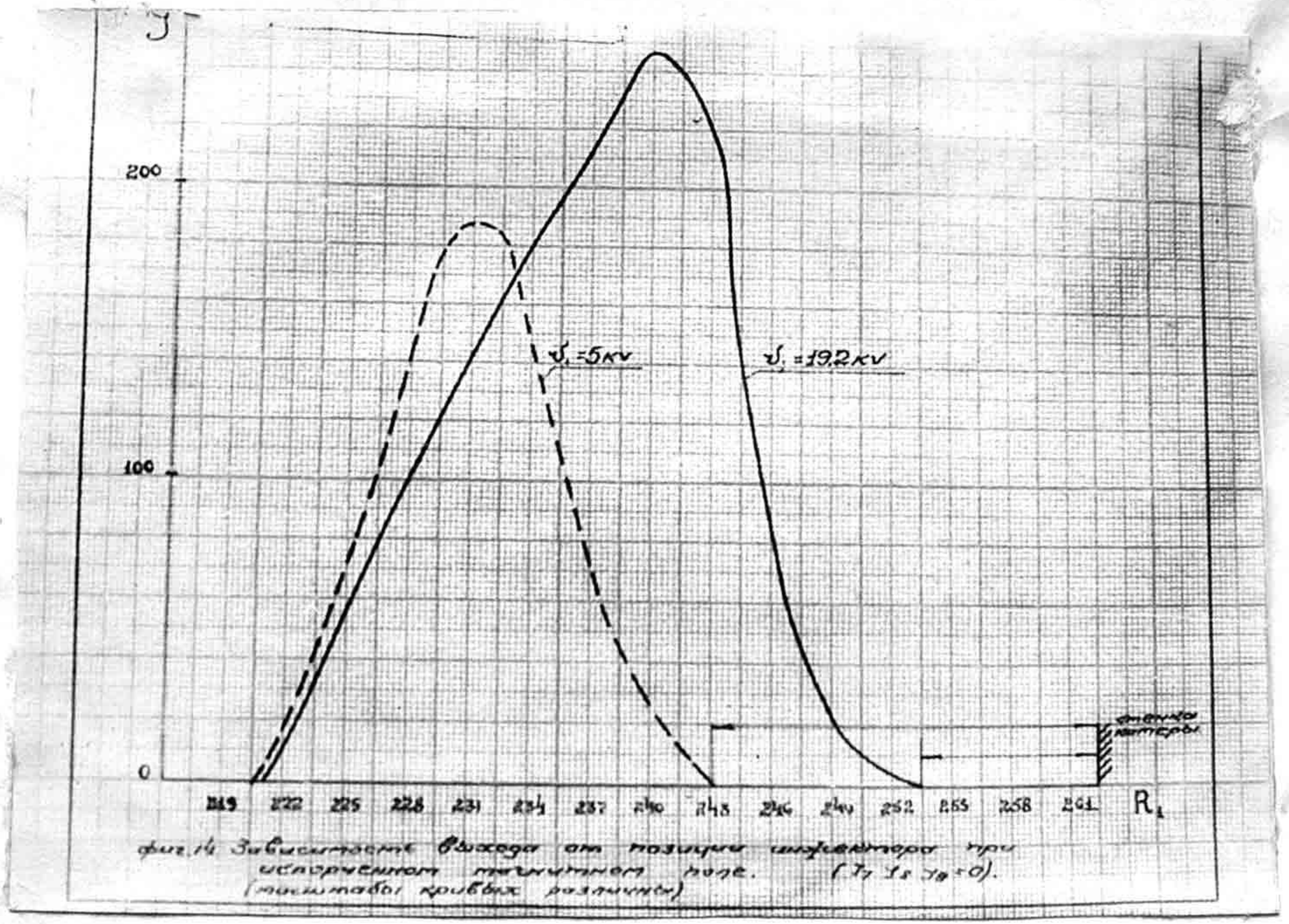
$$\Delta\varphi = \frac{\Delta H}{\alpha H_m} = \frac{R_н - R_i}{\alpha R_i^2 H_m}\, n \sqrt{\frac{2m}{e}\,U}.$$

В нашем случае

$$\Delta H = 0{,}26 \text{ эрстед}$$

$$\Delta\varphi = 0{,}21'$$

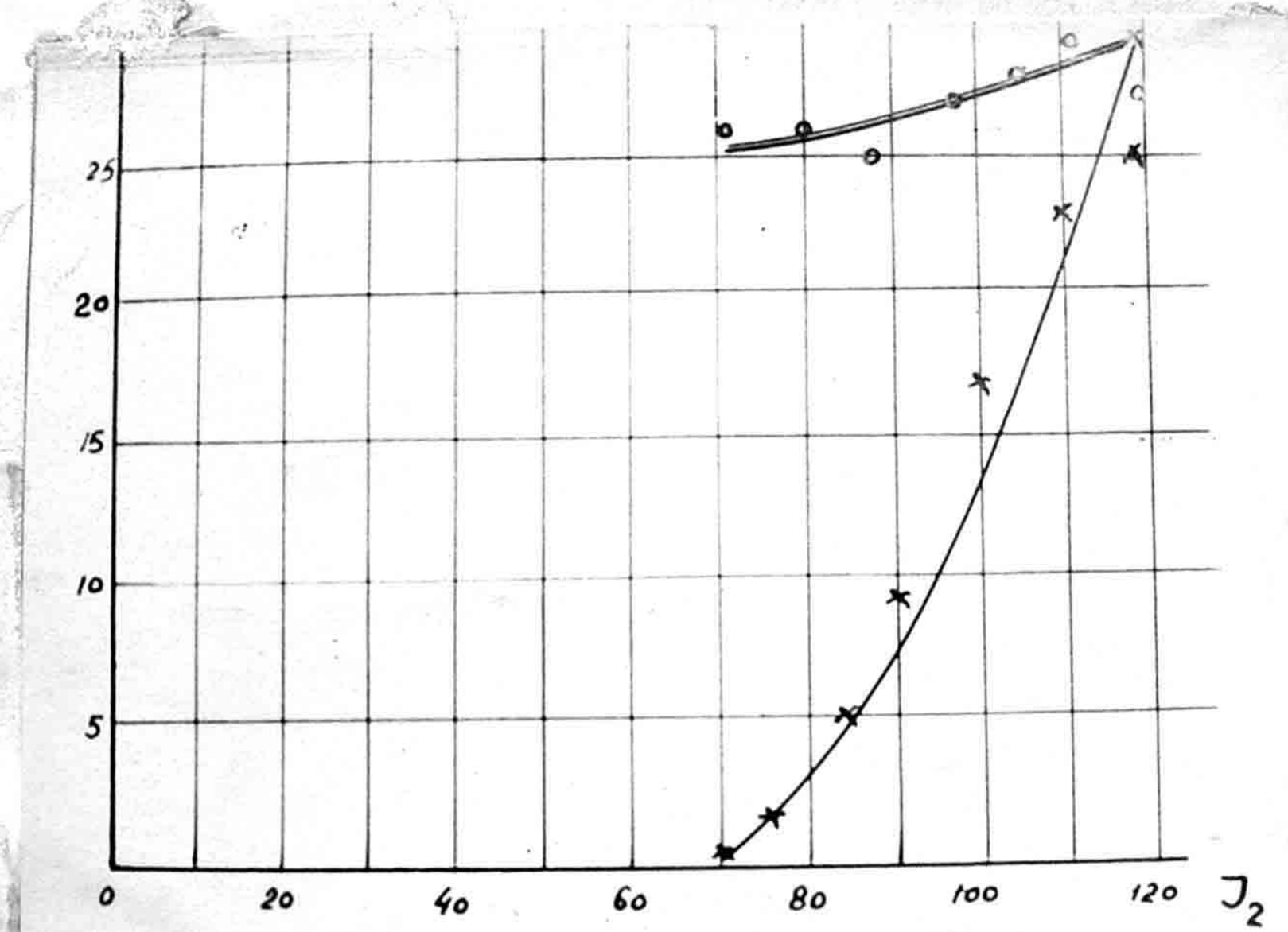
На фиг. 15 представлены кривые, изображающие изменение выхода в зависимости от радиуса инжектора при искусственно испорченном магнитном поле. Для этого выключались три цепи тонкой компенсации (7, 8 и 9). Из фиг. 15 видно, что при испорченном поле выход (для U_i = 19,2 кв) пол-



фиг.14 Зависимость выхода от позиции инжектора при испорченном магнитном поле. (J_2 J_3 J_4=0).
(масштабы кривых различны)

Фиг.15

Зависимость интенсивности от позиции инжектора при испорченном магнитном поле.



Фиг.16

Зависимость интенсивности от амплитуды магнитного поля в бетатронном режиме.

E = 4,5 Mev

ностью прекращается на R = 255 мм, в то время как при обычном поле он составляет на этом радиусе около 40% от максимального. Из этих же кривых видно, что если при V_i = 19,2 кв, выход пропадает на R = 253 мм, то при V_i = 5,0 кв выход при испорченном поле пропадает уже на R = 243 мм. Если предположить, что при $J = 0$ искажение орбиты, $\Delta r = R_н - R_i$;

то при V_i = 5 кв Δr_1 = 20 мм

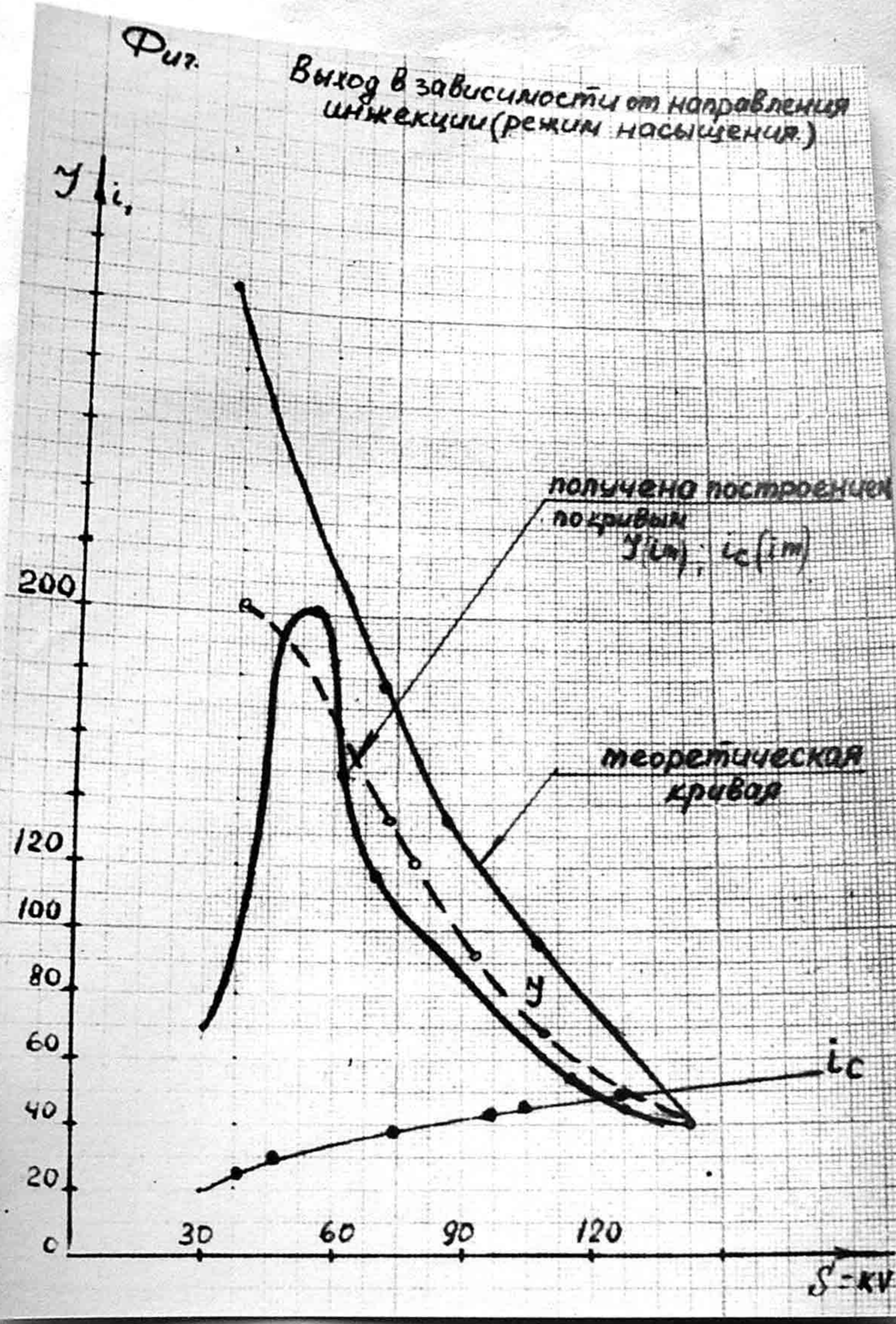
при V_i = 19,2 кв Δr_2 = 10 мм

т.е. $\frac{\Delta r_1}{\Delta r_2} = 2$. $\frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{V_{i2}}{V_{i1}}} = 1,96$.

Таким образом, экспериментально подтверждается характер зависимости интенсивности выхода от магнитного поля магнита.

Тот факт, что для малых радиусов инжекции кривая идет выше кривой А вызван, повидимому, отходом орбиты от инжектора (вследствие искажения ее) и увеличением прозрачности из-за этого.

На фиг.16 приведена зависимость выхода от амплитуды магнитного поля для бетатронного и синхротронного режимов. В первом случае энергия ускоренных электронов не меняется и нарастание кривой есть результат воздействия ряда факторов (изменение асимметрии, смещение орбиты, изменение ЭДС обхода), которые трудно учесть. На основании кривой 2, пользуясь кривой 1, можно вывести зависи-



Фиг.188

Зависимость интенсивности от напряжения инжекции (режим насыщения).

мость выхода от энергии электронов, которая получена также другим более прямым путем (см. ниже).

Сильное ухудшение симметрии магнитного поля ухудшает выход даже при центральном положении инжектора. Так выключение 4,5 и 6 цепей компенсации снижает выход на 50%.

5. Зависимость выхода от напряжения инжекции.

Здесь проверялись две характеристики. В первой из них инжектор работал при малом токе накала нити, т.е. практически в насыщении и его эмиссия при повышении U_i почти не увеличивалась. Таким образом, проверялось соответствие опыта формуле прозрачности. Ток эмиссии, как и обычно, измерялся прибором, включенным в цепь заземления слоя.

В таблице 4 даны результаты проверки работы инжектора в этом режиме и теоретические значения, полученные из формулы прозрачности.

Таблица 4

U_i	4,0	6,0	8,15	10,2	12,3	14,0
$J_э$	0,85	0,36	0,24	0,18	0,14	0,12
$J_т$	0,55	0,40	0,29	0,21	0,156	0,12

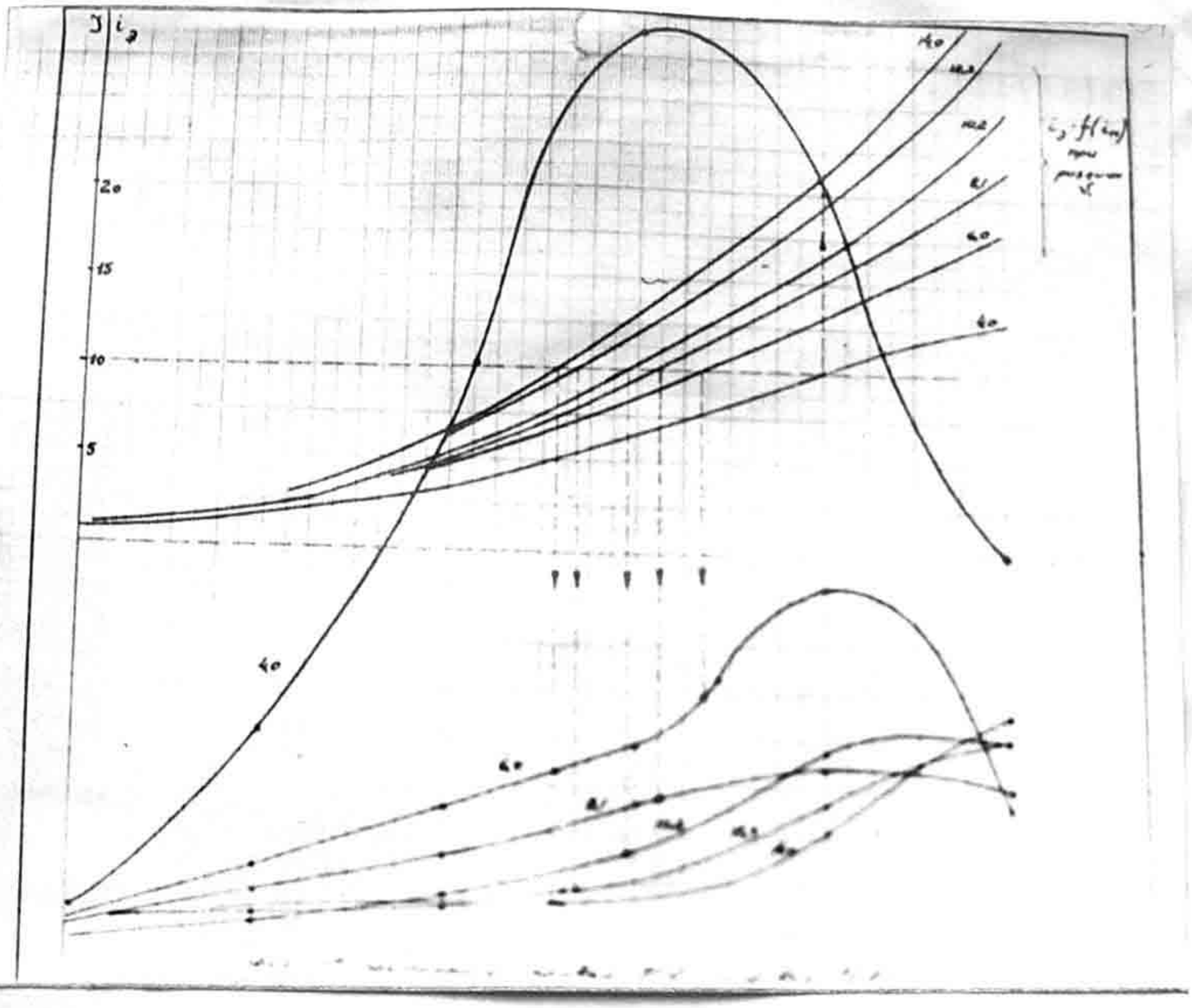
На фиг. 18 представлены эти кривые. По оси ординат отложены значения интенсивности в относительных величинах, по оси абсцисс - напряжение инжекции в кв, Пункти-

ром отмечена теоретическая кривая. Эта же зависимость был получена другим путем. Снималось семейство кривых $i_т, J(i_н)$ для различных U_i и затем построением находилась кривая $J(U_i)$ при $i_н = const$ (см.фиг.17). Вторая характеристика представляет из себя зависимость $J(U_i)$ при большом токе накала инжектора. При этом проверяется целесообразность подачи значительного напряжения на инжектор.

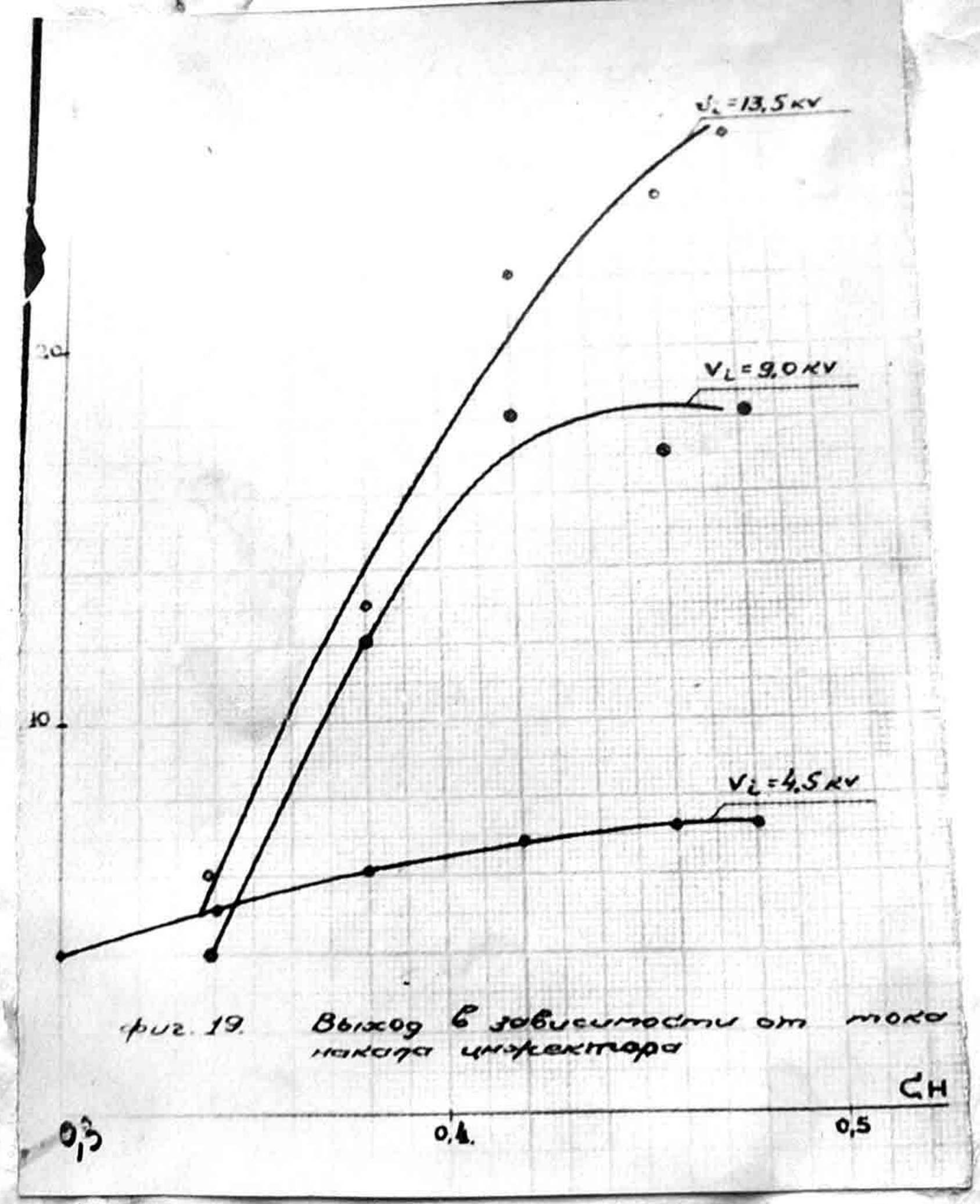
На фиг.18 представлены результаты исследования этой характеристики. Выход растет с напряжением примерно также, как ток эмиссии. Очевидно, что резкое увеличение эмиссии при повышении напряжения инжекции перекрывает падение интенсивности за счет ухудшения прозрачности.

6. Зависимость выхода от тока накала инжектора

На фиг. 19 изображены полученные кривые для напряжения инжекции $U_i = 4; 9; 13,5$ кв. Замедление роста интенсивности выхода с накалом не может об"яснять-ся, повидимому, возникновением ионного облака около нити, так как эмиссия продолжает увеличиваться. Возможным является провисание нити и изменение направления пучка. Явно существует некоторый оптимальный ток накала для данного инжектора.



Фиг.17. Построение зависимости $J(V_i)$ по кривым $J, i_э (i_н)$ [illegible]



фиг. 19. Выход в зависимости от тока накала инжектора

Фиг.19. Зависимость интенсивности от тока накала инжектора

7. Зависимость выхода от промашки.

Под "промашкой" понимается расстояние от нити до внутреннего края анода, т.е. то расстояние, на которое должен сжаться пучок после первого оборота, если пренебречь радиальными и вертикальными колебаниями электронов в нем.

Изучение влияния этого фактора важно для проектирования инжекторов, поскольку связанное с сокращением промашки уменьшение габаритов инжектора, естественно, вызывает уменьшение его эмиссионной способности и электрической прочности. Для изучения этой зависимости был сконструирован специальный инжектор, вдоль задней стенки которого можно передвигать танталловую пластинку (см.фиг.20) и, таким образом, менять величину промашки.

Результаты измерений для $U_i = 9\kappa$ представлены в таблице 5. Здесь же даны значения, полученные по формуле прозрачности. Согласно этой формуле $\ln J = -\frac{в}{в_0} \ln J_0$

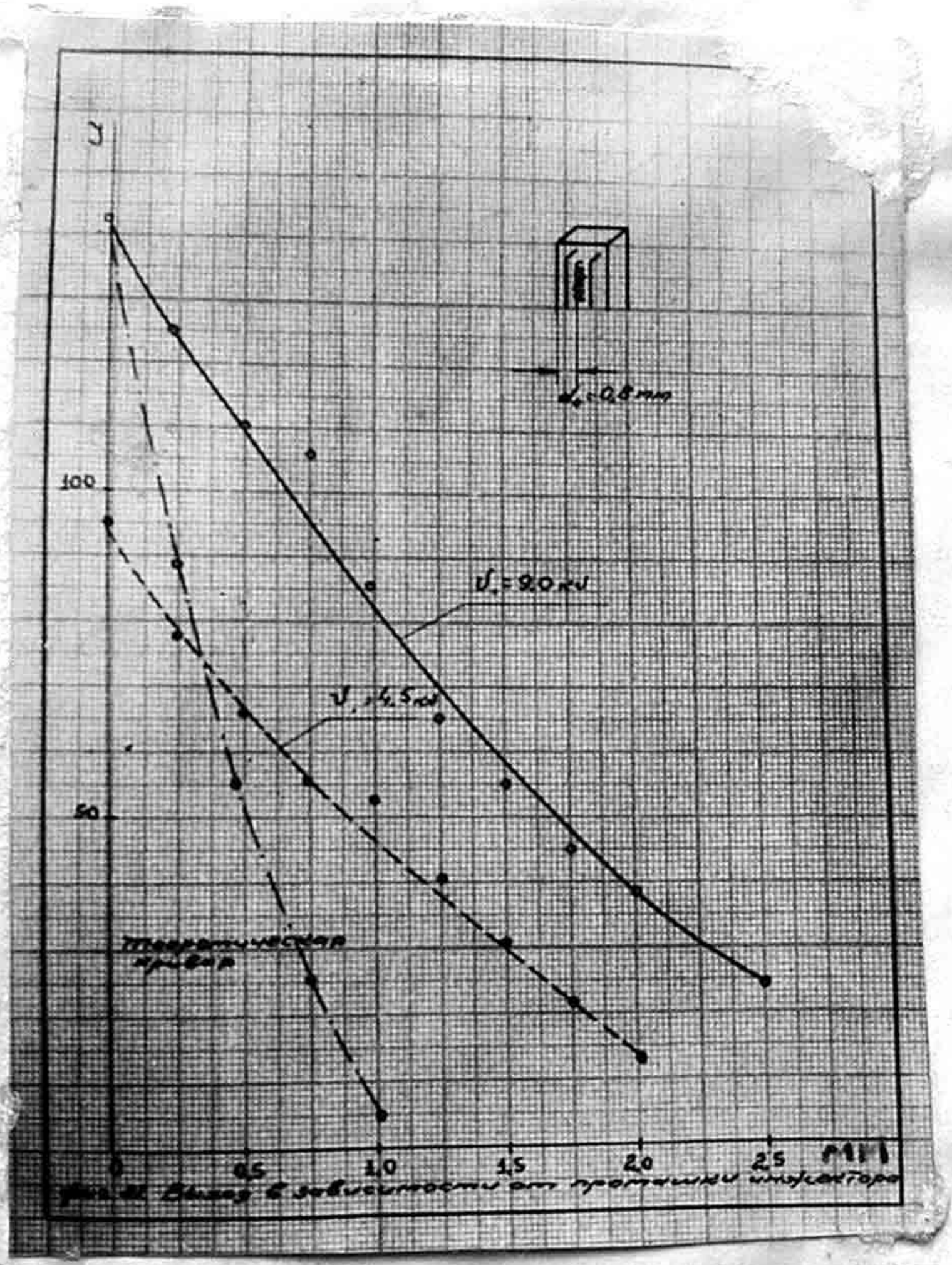
J_0 и $в_0$ - интенсивность и промашка при полностью вдвинутой пластинке; $в_0 = 0{,}8$ мм.

Таблица

$в$	1,0	0,25	1,5	1,0	2,0	2,25	3,5	4,0	2,8	3,05	3,3
$J_э$	0,142	0,125	0,112	0,097	0,083	0,069	0,055	0,046	0,037	0,029	0,023
$J_т$	0,142	0,088	0,055	0,083	0,002	-	-	-	-	-	-

Из таблицы видно, что данные эксперимента совершенно

Фиг.20. Конструкция заслонки для инжектора



Фиг.21. Зависимость интенсивности от величины промашки.

не соответствуют ходу теоретической кривой. Фактический спад кривой интенсивности происходит гораздо медленней, чем это следует из теории.

На фиг. 21 изображены экспериментальная и теоретическая кривые $J(\theta)$ для $V_i = 9$ кв и экспериментальные кривые для $V_i = 4{,}5$ и 9 кв. Исходя из этих кривых, кажется целесообразным для поднятия мощности инжектора брать несколько большую промашку (1,5÷2 мм).

7. Зависимость выхода от момента инжекции

При исследовании этой зависимости приходилось учитывать недостаточную точность фиксации нуля магнитного поля, т.к. пермаллоевая катушка, посредством которой устанавливается момент, соответствующий нулю магнитного поля, имеет собственный сдвиг. На фиг.22 изображена зависимость $J(t_i)$, где t_i - время начала импульса.

Форма этой зависимости полностью согласуется с представлением о захвате электронов в период инжекции при переходе мгновенной орбиты с радиуса

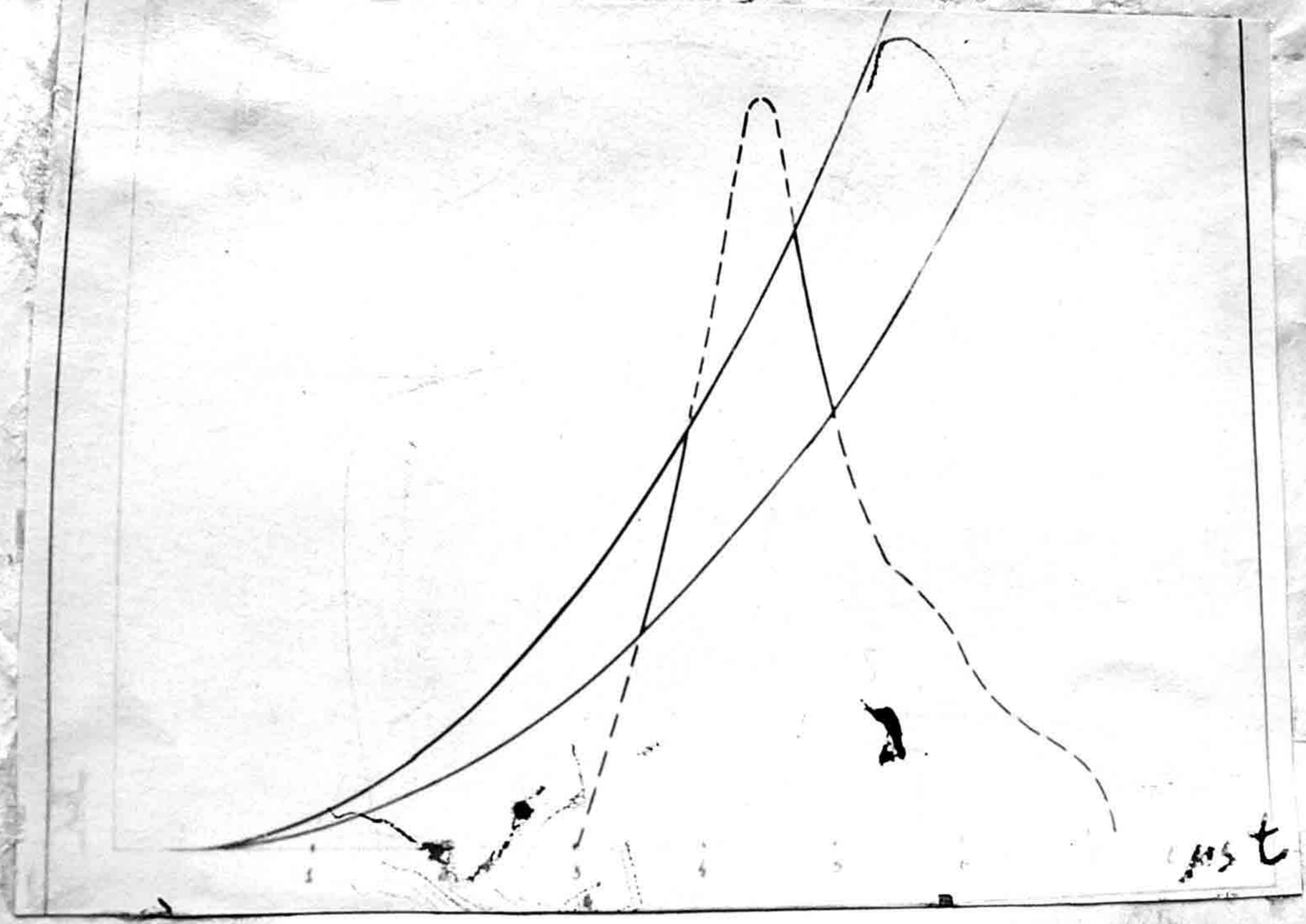
на радиус $R_2 = R_n + \frac{\mathcal{D}_2 - \rho_i}{2}$, т.е. на величину $\mathcal{D}_2$

где $\mathcal{D}_2$ - полуширина камеры,

R_n - радиус середины камеры

$\rho_i = R_u - R_n$ (см. работу Буштейна).

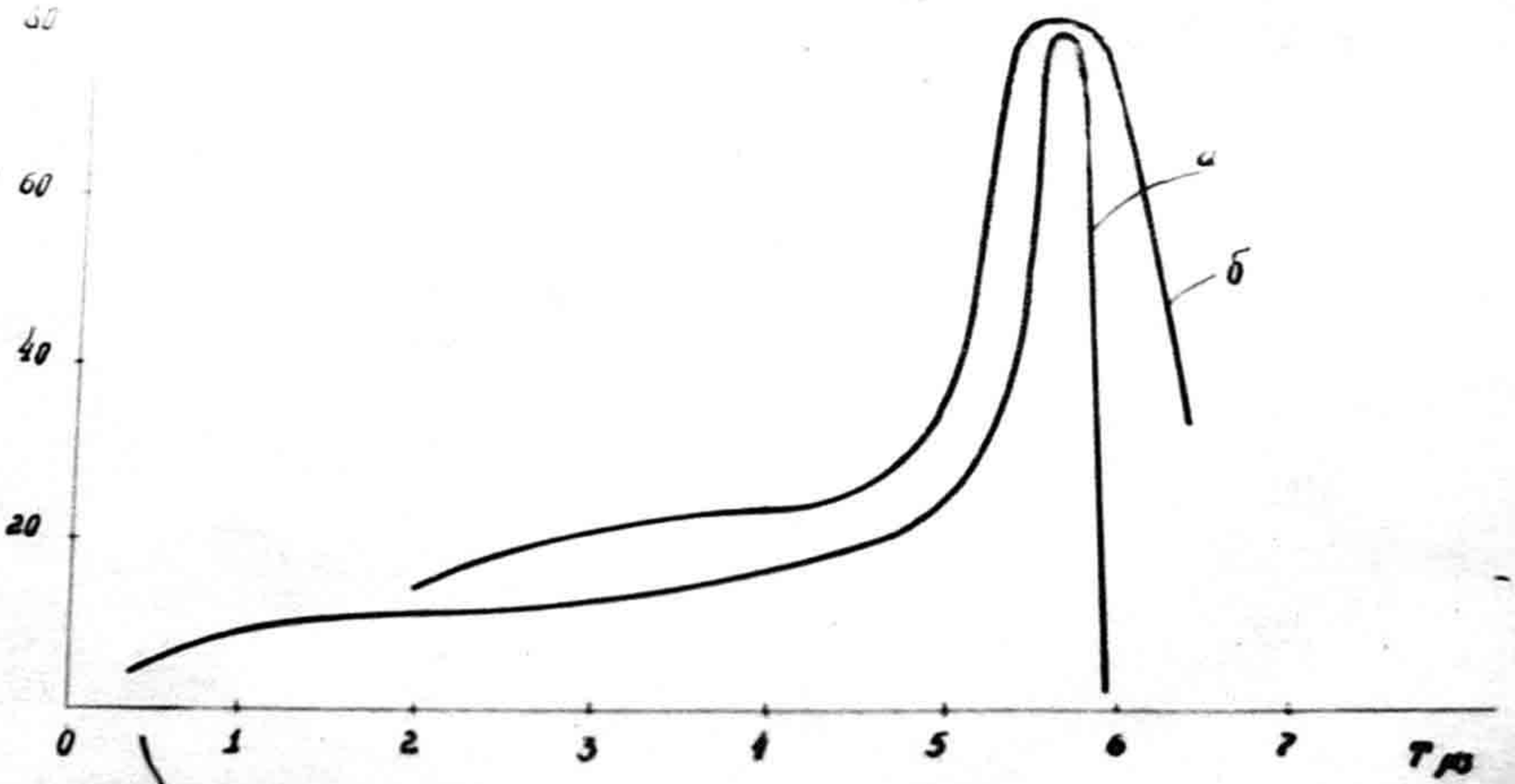
Построим кривые энергии частиц, соответствующие захвату для двух этих граничных радиусов. Она получается следующим образом:



Фиг.22. Схема захвата электронов в режиме ускорения

а - экспериментальная кривая.

б - расчетная кривая.



Фиг 22. Зависимость интенсивности от момента инжекции.

Фиг.23. Зависимость интенсивности от момента инжекции электрона

$$v = \frac{e H^2 R^2 300}{2 \cdot mc^2}$$

Для начала бетатронного режима

$$H = \alpha H_m \omega t$$

$$H = 2{,}73\ t\ \mu s$$

$$v = \underbrace{0{,}65}\ R^2 t^2$$

$R_1 = 25{,}2$ см

$R_2 = 21{,}0$ см

$H_m = 4200$.

$\alpha = 0{,}65$

$\omega = 1000$

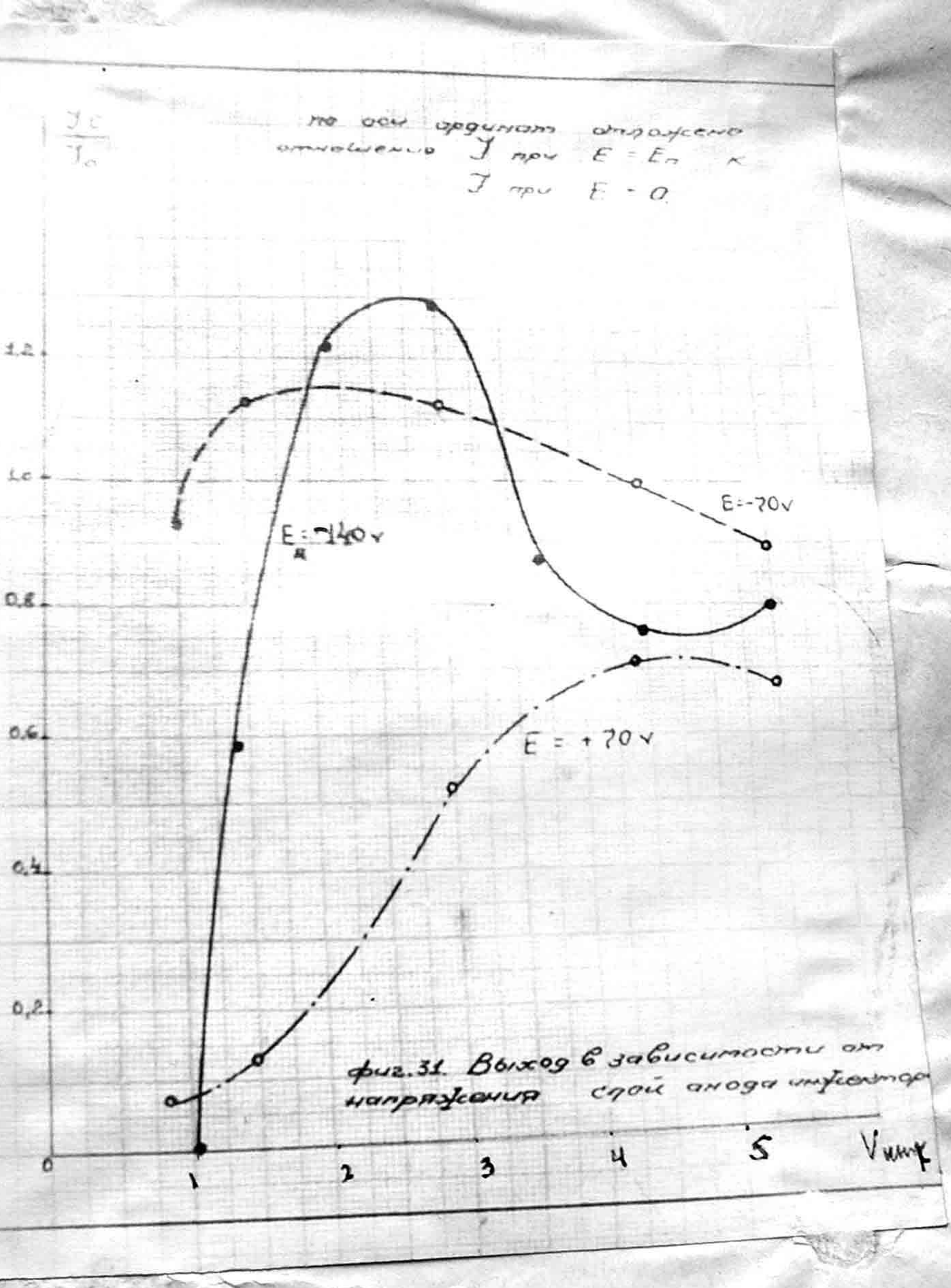
Для R_1 $v_1 = 412\ t^2$

Для R_2 $v_2 = 286\ t^2$

На фиг.22 изображены эти параболы. Передвигая вдоль оси абсцисс импульс инжекции, мы получаем величины периода захвата электронов в зависимости от момента инжекции. На фиг. 22 пунктиром проведена зависимость $\gamma(t_i)$ в предположении, что интенсивность выхода пропорциональна времени захвата. Различие в форме кривых фиг.22 об"ясняется тем, что при уменьшении t_i увеличивается фазовая составляющая асимметрии магнитного поля, что существенно сокращает выход.

8. Зависимость выхода от электрических полей в камере.

Было исследовано влияние различных электрических полей в камере. Обнаружено, что создание кратковременного



фиг. 31. Выход в зависимости от напряжения слой анода ионизатора

Фиг.24. Зависимость интенсивности от внешнего электрического поля (инжектор-камера)

92

электрического поля в момент инжекции между инжектором и слоем камеры и между мишенью и слоем не влияет видимым образом на процесс ускорения электронов. Электрическое поле между анодом инжектора (непосредственно заземленным) и слоем получалось при заземлении последнего через различные сопротивления до 1 МΩ. Падение напряжения на таком сопротивлении составляет несколько киловольт. Таким же не влияет на выход оставление незаземленной мишени, на которой может накопляться заряд.

С другой стороны, на величине выхода сильно сказывается непрерывное электрическое поле между слоем и анодом инжектора.

На фиг.24 изображены кривые зависимости выхода от внешнего поля в функции напряжения инжекции. По оси ординат отложено отношение $\frac{J_\epsilon}{J_0}$, где J_ϵ - выход при подаче потенциала E на слой, а J_0 - выход при $E = 0$. Кривые сняты при $E = -70\ v$, $-140\ v$ и $+70\ v$. Подача положительного потенциала резко уменьшает выход; отрицательный же потенциал в некотором диапазоне напряжения инжекции повышает выход до 30%. При малых значениях энергии впуска электроны направляются полем на инжектор и пучок пропадает. При больших напряжениях инжекции, наоборот, происходит рост интенсивности пучка, благодаря отталкиванию электронов от стенок при прохождении ими инжектора. Неясным является эффект уменьшения выхода при

дальнейшем повышении впускного напряжения.

9. Зависимость выхода от частоты магнитного поля.

Включение магнита на питание от 50 *гц* ухудшает магнитное поле, т.к. схема компенсации асимметрии магнита подогнана для частоты f = 158 *гц*. Однако, изменением количества включенных цепей компенсации удается этот эффект уменьшить.

Переход от частоты f = 158 *гц* к частоте f = 50 *гц* дает при U_i = 18,6 *кв* уменьшение интенсивности с 30 до 3 усл.единиц. Этот рост интенсивности пучка об"ясняется только увеличением прозрачности инжектора потому, что увеличение количества импульсов в секунду компенсируется пропорциональным уменьшением времени захвата.

Из формулы прозрачности инжектора следует, что

$$\ln J_1 = -K \Delta U_1$$

$$\ln J_2 = -K \Delta U_2$$

$$\frac{\ln J_1}{\ln J_2} = \frac{\Delta U_1}{\Delta U_2}$$

Но энергия, приобретаемая электроном за оборот, пропорциональна частоте магнитного поля и

$$\frac{\Delta U_1}{\Delta U_2} = \frac{f_1}{f_2} \qquad \frac{\ln J_1}{\ln J_2} = \frac{f_1}{f_2}$$

При f_1 = 158 *гц*

f_2 = 50 *гц*

$$J_2 = \frac{1}{10} J_1,$$

что совпадает с результатами измерений.

10. Переходный режим[x]

Под переходным режимом понимается та часть ускорительного цикла, во время которой на электроны воздействует как вихревое поле бетатронного режима, так и электрическое поле эндовибратора.

Назначение бетатронного режима в синхротроне состоит в сообщении электронам такой энергии, при которой их скорость отличается от скоерости света на доли процента. Если бы с самого начала электроны ускорялись в синхротронном режиме, то поскольку $\omega_c = const$ радиус орбиты увеличивался бы пропорционально скорости, т.е. в десятки раз при обычных величинах H. Подробная теория переходного режима разработана М.С.Рабиновичем[xx].

Если для бетатронного режима $R = \frac{\omega_\delta}{v} = const$ до начала насыщения центрального сердечника

и $\omega_\delta = \frac{H_e}{mc} = \frac{Hec}{E}$ изменяется пропорционально v, то для синхротронного режима

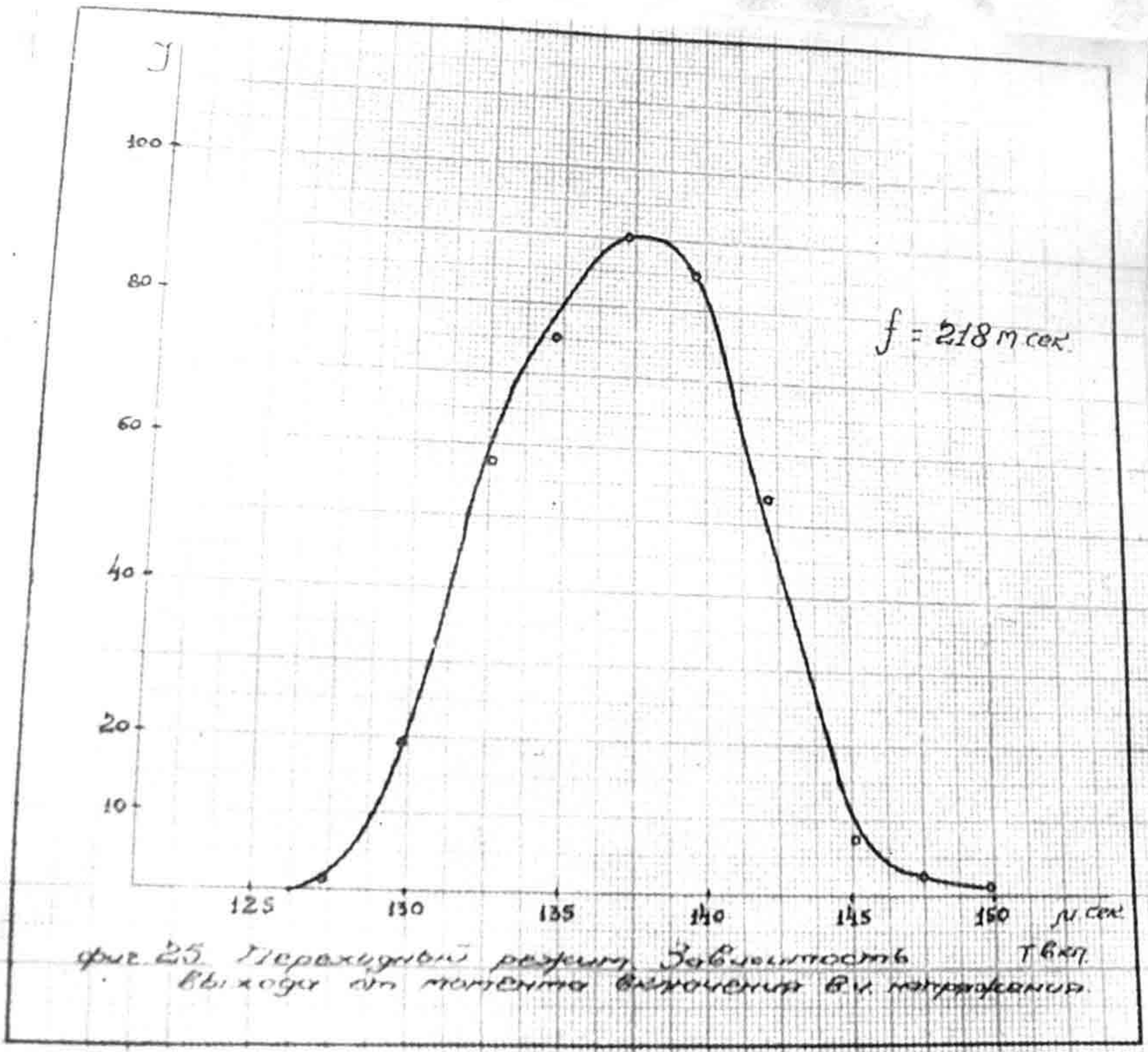
$$\omega_c = \frac{Hec}{E} = const$$

а R_c - изменяется обратно-пропорционально скорости электрона. Захват в синхротронный режим происходит тогда, когда

---

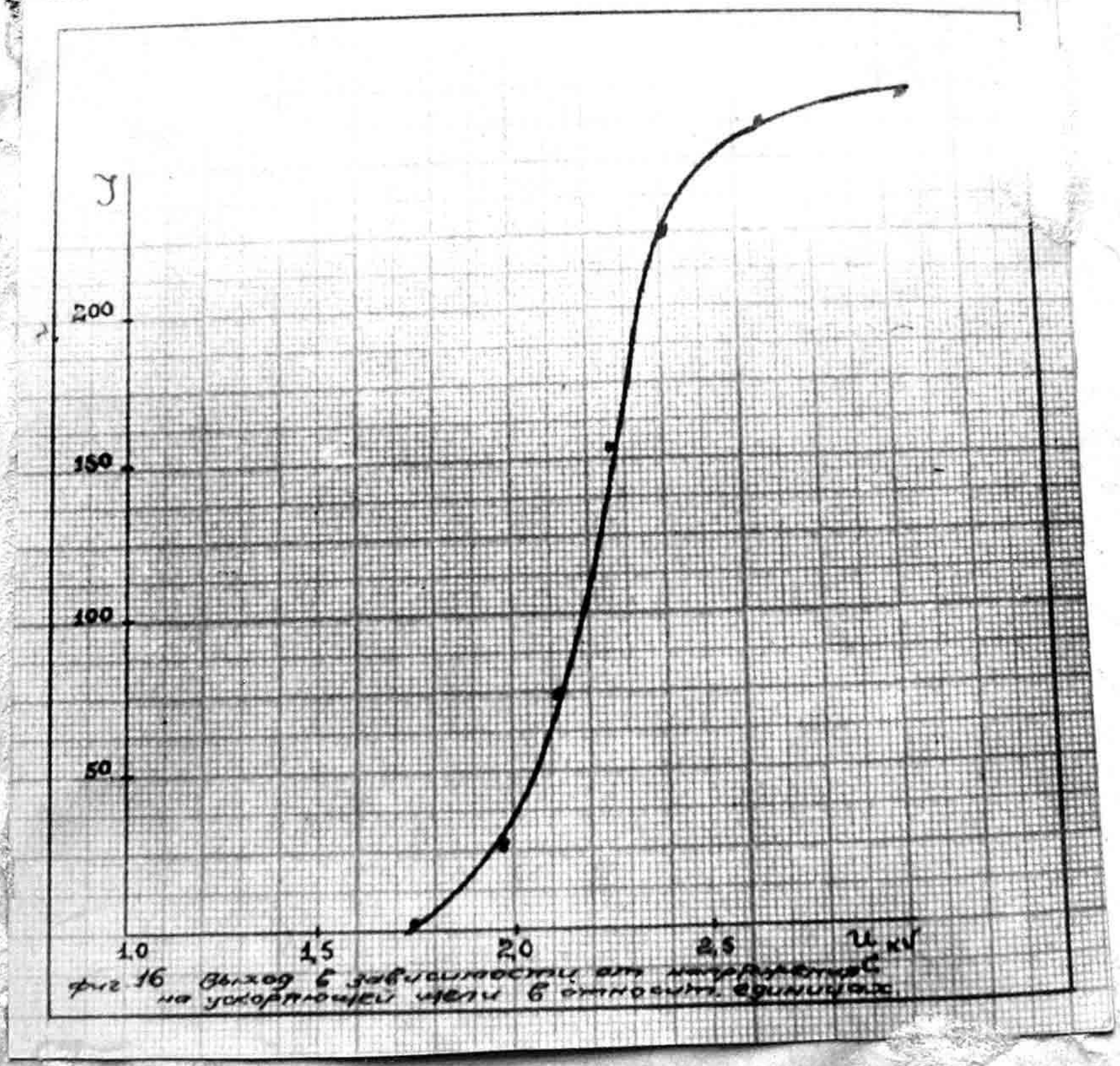
x/ Подробное исследование переходного режима проводится в отдельной работе.

xx/ М.С.Рабинович. Диссертация, ФИАН, 1948 г.



Фиг. 25. Переходный режим. Зависимость Т вкл. выхода от момента включения в.ч. напряжения.

Фиг.25. Зависимость интенсивности от момента включения высокочастотного электрического поля



фиг 16 Выход в зависимости от напряжения на ускорительной трубке в относит. единицах

Фиг.26. Зависимость интенсивности от амплитуды напряжения на эндовибраторе

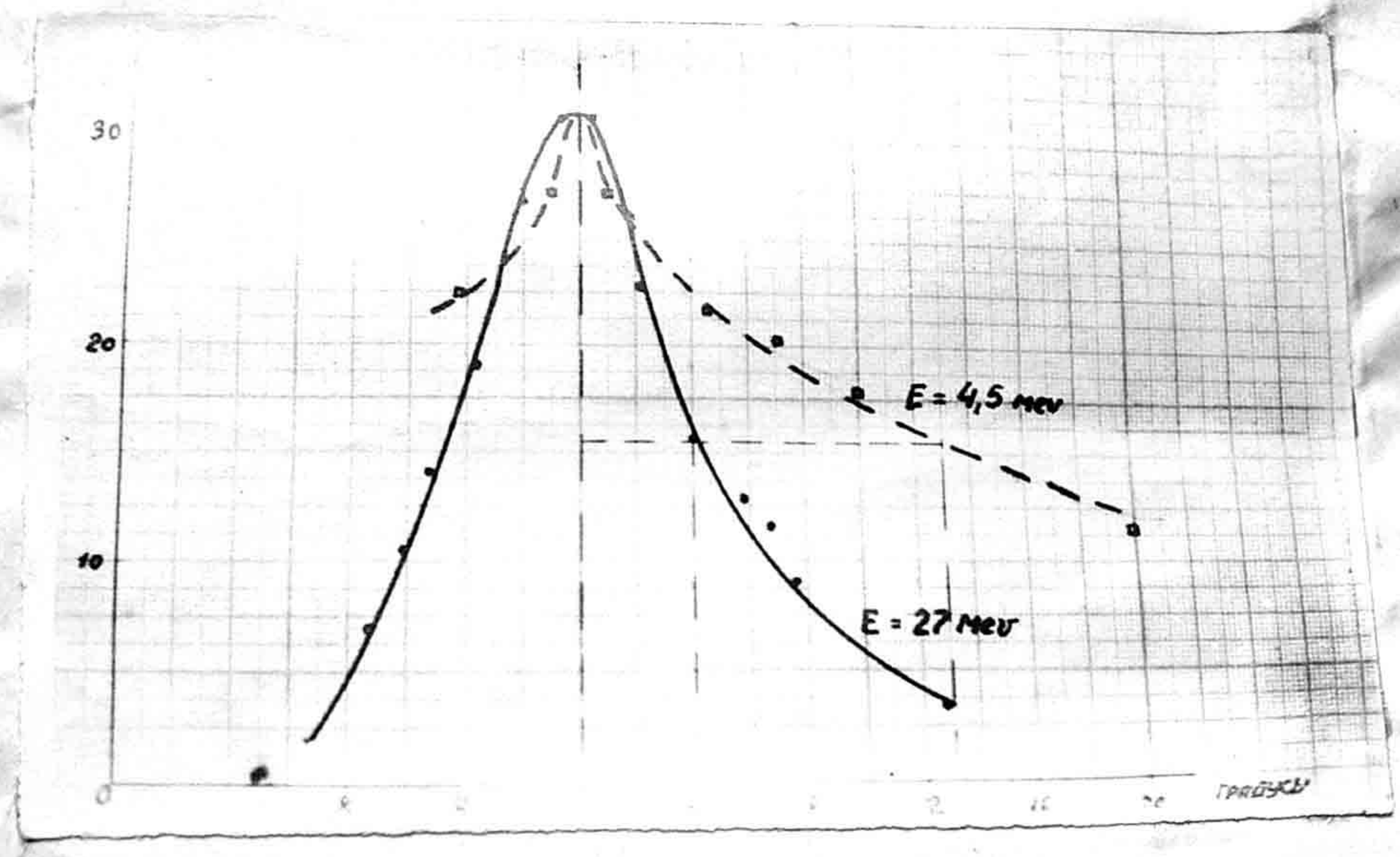
$\omega_\beta = \omega_c$. Для каждого значения энергии электрона E существует радиус R, на котором его собственная частота равна резонансной ω_c.

При исследовании переходного режима были рассмотрены зависимости интенсивности выхода от момента включения высокочастотного электрического поля, зависимость выхода от амплитуды электрического поля на эндовибратор и влияние частоты этого поля.

На фиг.25 представлена зависимость выхода от момента включения электрического поля для f =228 Мгц. Из рассмотрения кривой видно, что захват осуществляется при изменении $t_{вкл}$ от 155 μs до 175 μs. Ширина кривой перехода оказывается независящей от амплитуды электрического поля. Включение электрического поля при t = 155 μs, не создавая захват, ненарушает также видимым образом бетатронный режим; ни интенсивность пучка, ни момент удара электронов о мишень при этом из изменяются.

В таблице приведена зависимость $t_{вкл}$ от амплитуды магнитного поля.

На фиг.26 изображена зависимость выхода от амплитуды напряжения на эндовибраторе. Напряжение на эндовибраторе измерялось вольтметром, присоединенным к нему с наружной стороны. Показание вольтметра только пропорционально электрическому полю в камере и поэтому отложено в относительных единицах. Однако, из теории синхротрона



Фиг.27

Угловое распределение γ - пучка при E = 4,5 Mev

и E = 27 Mev

известно, что захват в синхротронный режим возможен лишь в случае, когда напряжение на ускоряющем промежутке не меньше, чем электродвижущая сила, соответствующая приращению магнитного поля на орбите за время одного оборота. Поэтому в точке А кривой фиг.26 v можно считать равной ЭДС обхода, т.е. 90 v.

Поскольку энергия ускоренных электронов не зависит от напряжения на ускоряющем промежутке, кривая фиг.26 есть относительное количество частиц, захваченных в синхротронный режим. При $v_э = 1,5\ v_{min}$ почти все электроны захватываются в синхронный режим. Рассмотрение осциллограммы импульсов со счетчика указывает на то, что незначительная часть электронов выходит из ускорения, не захватываясь в синхротронный режим, а часть уже захваченных выходит из ускорения равномерно в продолжении всего цикла ускорения.

Для оценки количества электронов, выпадающих на ускорения после захвата от напряжения на ускоряющей щели, проделаем следующий опыт. Одна ионизационная камера помещена в пучок с внутренней мишени, вторая - с внешней. Измеряются показания обеих камер при $t_{выкл} = 920$ мсек, когда весь пучок бьет на внутреннюю мишень и $t_{выкл} = 1520$ мс, когда пучок бьет на наружную мишень для различных величин $V_э$.

В таблице 6 представлены результаты этого опыта.

Таблица 6

J_1 - в пучке с внутр. мишени J_2 - в пучке с наружн. мишени

$U_э$ отн ед	43	47	48	53	56	64	72	39	
J_1 отн ед	30	40	50	60	60	60	60	13	
J_2 отн ед	2,5	4,0	5,25	6,7	6,9	7,5	7,5	0	

Эти результаты являются только качественными, поскольку ионизация от частиц большой энергии отлиние от ионизации ~~от~~ отсеявшихся частиц меньшей энергии.

Этот опыт в отличие от зависимости $J(U_э)$ указывает на уменьшение выпадания электронов из ускорения в течение всего цикла, при увеличении $U_э$.

П. Угловое распределение γ-пучка

Измерение углового распределения γ-пучка производится наперстковой ионизационной камерой, экранированной 3 мм Pb. Контрольная камера помещается около установки. Расстояние измерительной камеры от мишени составляет 1 м.

На фиг. 27 представлены результаты измерений для E = 4,5 Mev и 27 Mev. В первом случае полуширина пучка оказалась равной 11°, во втором - 4,5°, что хорошо согласуется с теоретическими данными.

12. Определение структуры пучка.

Производилось измерение продолжительности импульса тормозного излучения с наружной мишени. В опыте была применена фотоумножительная трубка Кубецкого, включенная

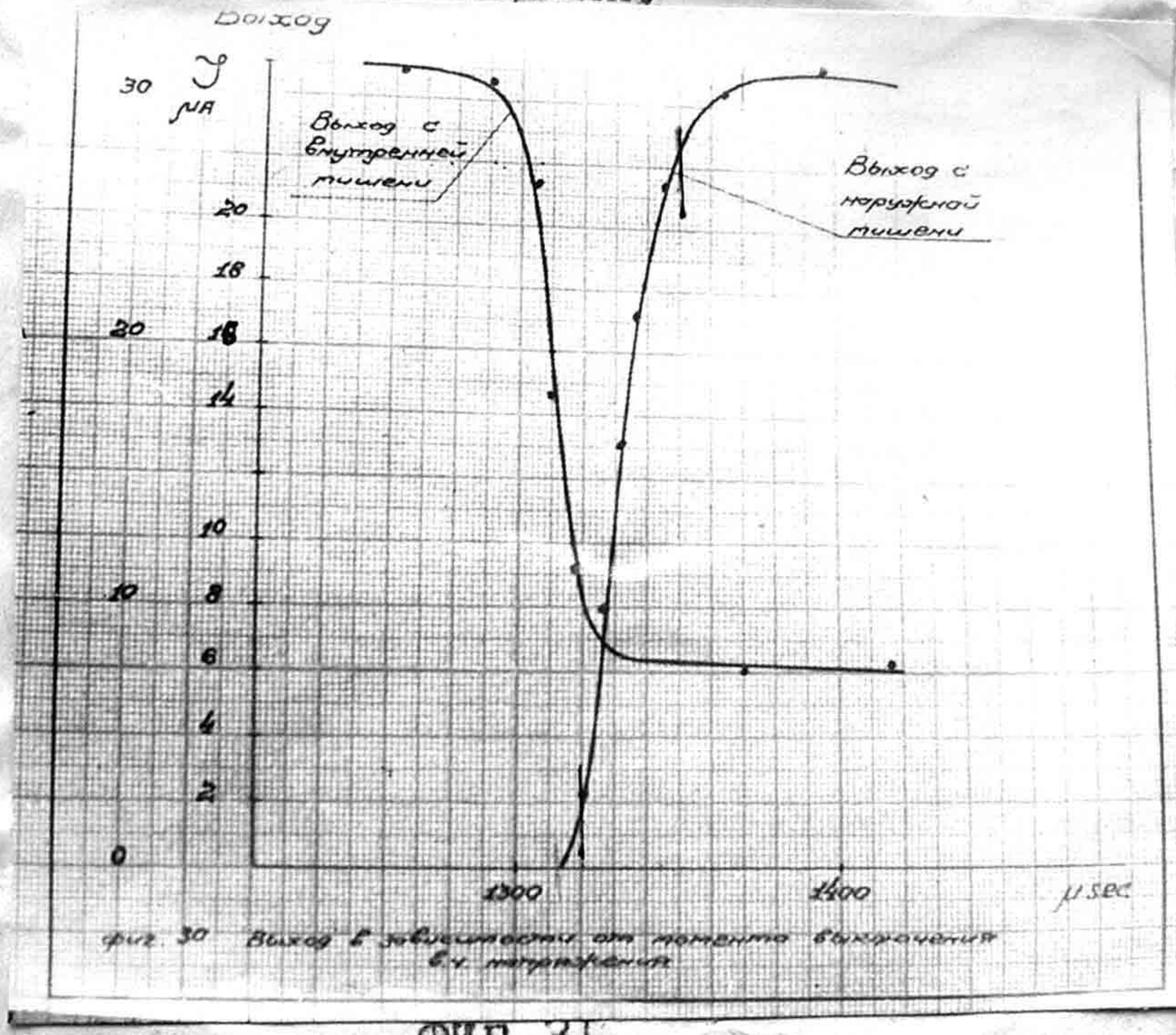
через усилитель с катодной связью на вход катодного осциллографа (см.фиг.22). Трубка в светонепроницаемой оболочке помещалась на пути пучка в 1,5 м от мишени. Входное окошко было заэкранировано 1 мм свинца. На экране осциллографа получается импульс шириной в 15 μs, а передним за 45 μs импульс примерно в 1/10 величины основного импульса. Трубка Кубецкого имела чувствительность около 1 А/лм. Темновой ток сильно уменьшался при охлаждении трубки жидким воздухом.

Второй способ определения структуры пучка, который может быть рекомендован при отсутствии фотоумножителя, заключается в осциллографировании импульсов от счетчика посредством ждущей развертки. Если счетчик поместить в рассеянное излучение, то он будет равновероятно фиксировать γ кванты от первых ударившихся о мишень электронов и от последних. На фиг.29 изображены обе осциллограммы. Столь широкий по времени импульс γ квантов об"ясняется малой скоростью радиального перемещения электронного пучка.

Наиболее точная оценка ширины электронного пучка в конце ускорения была произведена следующим образом. Измерялась интенсивность пучка с наружной мишени в зависимости от момента выключения высокочастотного поля для того интервала времени, когда пучок переходит с внутренней на наружную мишень. На фиг. 30 представлена осцил-

Фиг.30

Осциллограмма удара электронов во внутреннюю и наружную мишени.



ФИГ.31.

Зависимость интенсивности от момента выключения высокочастотного напряжения

лограмма для случая, когда часть электронов ударяется о внутреннюю, а часть о наружнюю мишень. Это происходит тогда, когда электронный пучок, разворачиваясь после выключения электрического поля, в конце четверти периода не пересекает внутреннюю мишень и частично разворачивается на наружную мишень. На фиг. 31 представлена интенсивность выхода от внутренней мишени в функции t вкл. Точка А соответствует удару наружных электронов пучка о мишень при $H_м R_м$ и моменту выключения $t_1 (H_1, R_c)$. Точка В соответствует удару внутренних электронов пучка о внутреннюю мишень при $H_м R_м$ к моменту выключения $t_2 (H_2 R_c)$

$$H(R_c, t_1) R_1 = H(R_м, t_м) R_м$$

$$H(R_c t_2) R_2 = H(R_м, t_м) R_м$$

$$H(R_c, t_1) R_1 = H(R_c, t_2) R_2$$

$$R_1 = R - \Delta R$$

$$R_2 = R + \Delta R$$

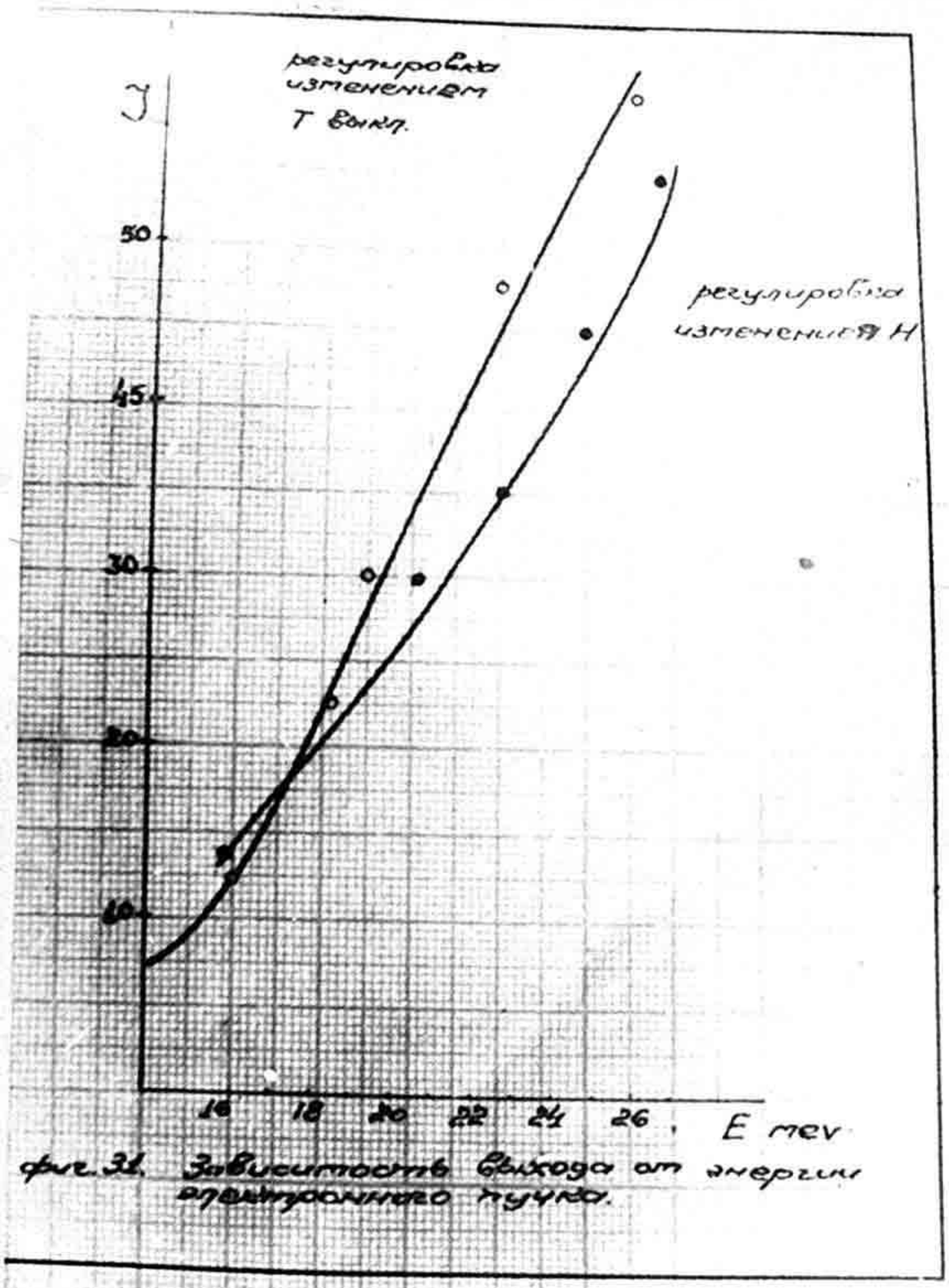
$$R_1 = R - \Delta R$$

$$R_2 = R + \Delta R$$

$$H[R - \Delta R, t_1](R - \Delta R) = H[R + \Delta R, t](R + \Delta R)$$

$$\frac{R - \Delta R}{R + \Delta R} = \frac{H(R + \Delta R, t_2)}{H(R - \Delta R, t_1)} \approx \frac{H_R \sin \omega t_2}{H_R \sin \omega t_1} = \frac{\sin \omega t_2}{\sin \omega t_1}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\sin \omega t_2 - \sin \omega t_1}{\sin \omega t_2 + \sin \omega t_1}$$



фиг.31. Зависимость выхода от энергии ондулированного пучка.

Фиг.32

Зависимость интенсивности от энергии.

I. Изменением момента выключения высокочастотного напряжения.

2. Изменением амплитуды магнитного поля.

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{tg\ \frac{\omega(t_2 - t_1)}{2}}{tg\ \frac{\omega(t_2 + t_1)}{2}}$$

В нашем случае (см.фиг.30)

$\omega = 995$ $\qquad t_1 = 1320\ \mu s$

$t_2 - t_1 = 50\ \mu s$ $\qquad t_2 = 1370\ \mu s$

$\frac{\Delta R}{R} = 5{,}74 \cdot 10^{-3}$ $\qquad \Delta R = 1{,}22$ мм

Таким образом, ширина электронного пучка в конце ускорения составляет около 2,4 мм.

13. Зависимость интенсивности выхода от энергии ускоренных электронов.

Эта зависимость исследовалась двумя способами. По первому способу (кривые А и В) изменение энергии электронов достигалось повышением амплитуды магнитного поля. Интенсивность выхода измерялась ионизационной камерой, помещенной в γ-пучке с наружной мишени. При построении кривой введена поправка на изменение выхода в бетатронном режиме. Высокая частота выключалась в момент, соответствующий максимуму магнитного поля. Согласно второго способа амплитуда магнитного поля поддерживалась постоянной и равной 4200 эрстед. Энергия измерялась регулированием момента выключения напряжения высокой частоты на эндовибраторе от $t = 420\ \mu s$ до $t = 1320\ \mu s$ (см.фиг. 32).

На основании этих кривых можно считать, что интенсивность выхода растет пропорционально третьей степени энергии. Это соответствует теоретическим соображениям, на основании которых величины тормозного излучения, плотности пучка и, наконец, ионизации в ионизационной камере пропорциональны энергии.

Прочие измерения

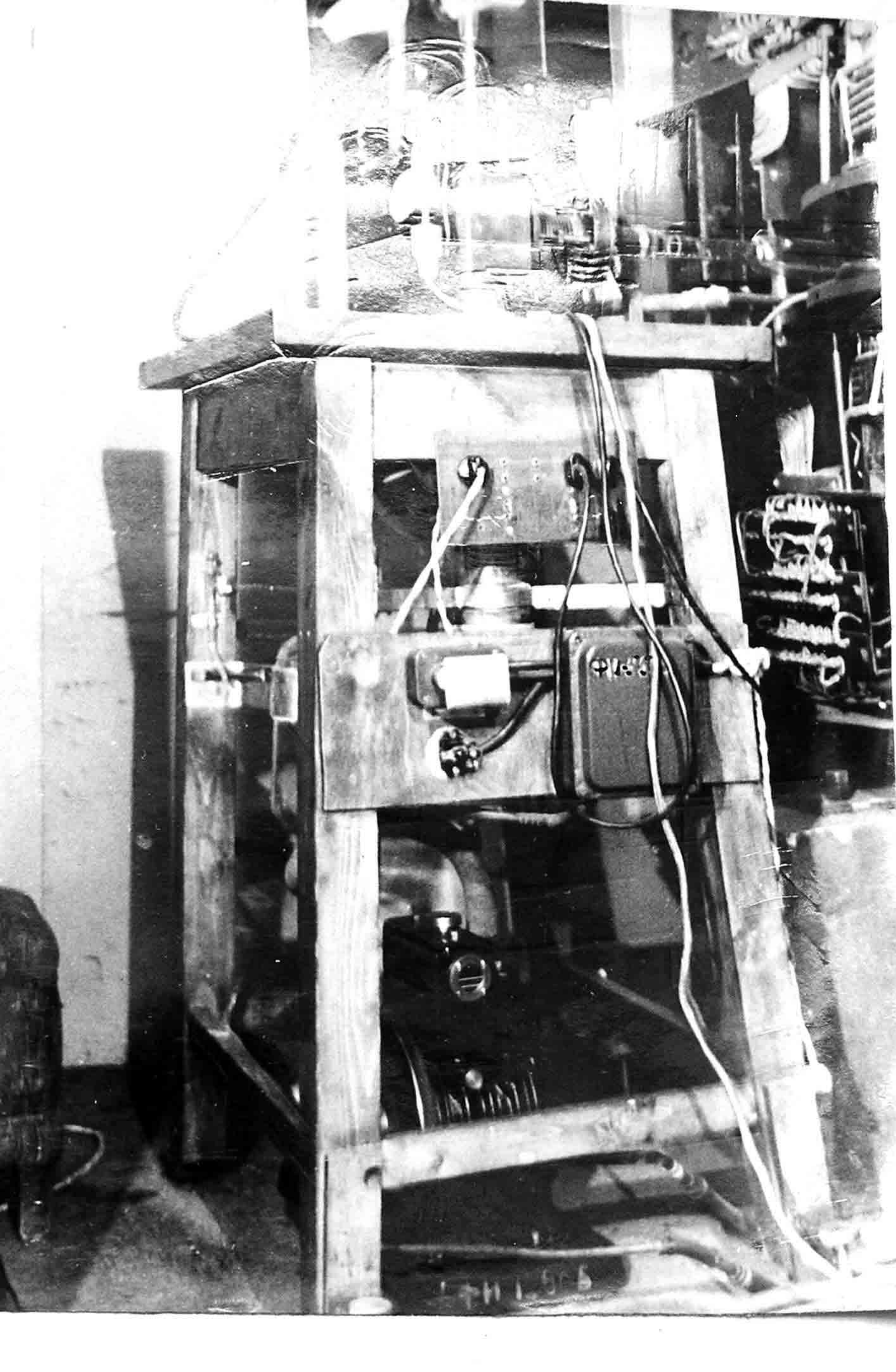
1. Была проверена работа установки при питании инжектора от электронного импульсного генератора. Выход при этом получался примерно вдвое ниже, чем при питании от тиратронного генератора. Происходит это, повидимому, из-за менее крутого фронта импульса и, вследствие этого уменьшения времени захвата.

2. Произведены опыты с внесением искусственной асимметрии в магнитное поле для повышения выхода при нормальном (R = 24,0 см) положении инжектора (см.п.4). Для этого на полюсах были укреплены катушки (2-4 витка). По ним пропускался постоянный ток от 1 до 10 А. Катушки устанавливались на различных азимутах. Во всех случаях наблюдалось уменьшение интенсивности выхода.

3. Произведено приближенное измерение поглощения пучка в свинце. Результаты приведены в таблице 7.

$L_{см}$	0	0,5	1,0	1,5	5,0	10,0	20,0
J	15	20,0	20,0	20,0	18,0	13,0	8,5

Ионизационная камера А находится в экране Pв 4 мм + Cи 2 мм. Такое же поглощение испытывают γ -лучи с энергией в 5 Mev.



Фиг.I. Вакуумная установка

ВАКУУМНАЯ УСТАНОВКА

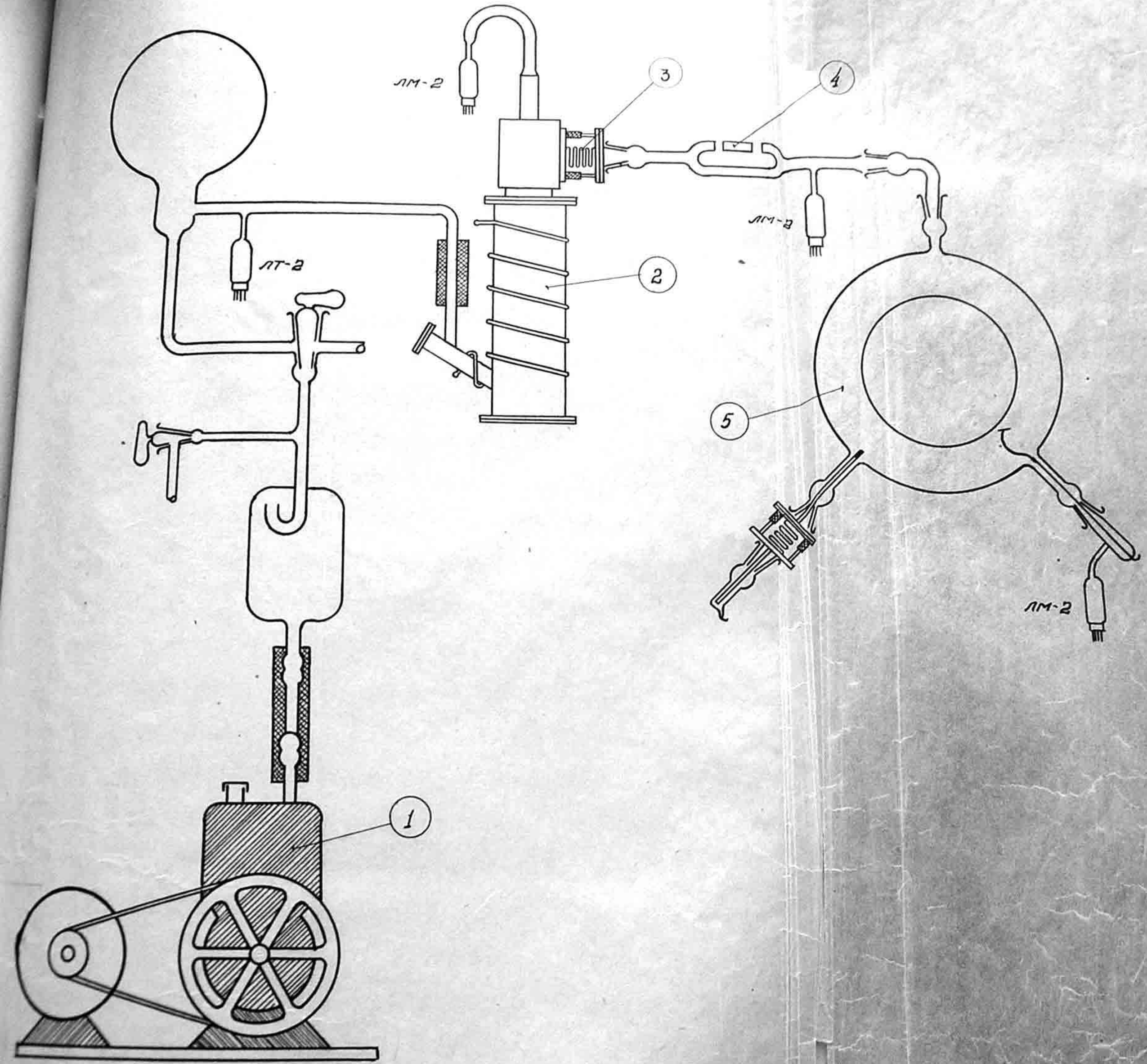
Вакуумная установка (фиг.1) предназначена для получения в торообразной камере вакуума порядка 10^{-6} мм Hg, при постоянной откачке. Она смонтирована на устойчивом столе, высота которого может немного изменяться с помощью винтов на ножках, что облегчает соединение вакуумной камеры с насосом.

В качестве форвакуумного насоса использовались различные типы 2-х ступенчатых насосов производства завода № 615 и W M. Welch (США). Предварительное разрежение, создаваемое этими насосами, достигало 5.10^{-3} мм Hg, что вполне соответствовало применяемому диффузионному насосу ВВЛ-100 (производительностью 100 л/сек. с предельным разрежением 1.10^{-6} мм Hg).

Масло в форвакуумных насосах приходилось обновлять 3-4 раза в год, заменяя его тщательно отфильтрованным и обезвоженным, т.к. даже небольшие количества воды в масле не давали возможности получать предварительное разрежение ниже десятых долей мм Hg.

Контроль форвакуумного давления в установке осуществлялся манометром типа Пирани (УТВ-46) с лампой ЛТ-2, присоединенной к форвакуумному баллону.

Схема вакуумной установки приведена на фиг.2. Применяемая вакуумная резина предварительно в течение одно-


ЛМ-2
3
4
ЛМ-3
ЛТ-2
2
5
ЛМ-2
1

го часа кипятилась в содовом растворе и затем в дистиллированной воде, после чего смазывалась снаружи касторовым маслом.

Форвакуумный баллон имел об"ем 4 литра, что вполне соответствовало откачиваемой системе; так, при хорошо отгазившейся системе диффузионный насос мог качать на баллон в течение 1-2 часов без заметного повышения давления в камере.

Все детали вакуумной установки смонтированы под столом. Диффузионный насос укрепляется в крышке стола. В качестве рабочей жидкости в насосе первоначально употреблялось вазелиновое масло (тяжелые фракции), полученное в ЦВЛ. Упругость его паров при комнатной температуре 10^{-6} мм Hg. Лучшим оказалось масло Апиезон-Б с упругостью паров 10^{-7} мм Hg, которое даже в горячем состоянии заметным образом не портится при попадании в установку воздуха.

Вместо переходного фланца к диффузионному насосу закреплялась стальная точеная головка; в ее верхней части впаяна медная трубка ⌀ 22 мм, другой конец которой был спаян со стеклом - сюда припаивалась манометрическая лампа ЛМ-2 ионизационного манометра. К боковому отверстию головки крепилось сильфонное соединение, дающее возможность некоторого перемещния вакуумной камеры для точной ее установки в зазоре магнита. К сильфону с дру-

гой стороны крепился стальной фланец с впаянным в центре латунным конусом.

Все соединения (насос-головка; головка - сильфонное соединение; сильфонное соединение - фланец) совершенно однотипны со стандартными (для насоса ЦВЛ-100) резиновыми кольцами, которые при сборке после промывки в бензоле смазывались тонким слоем касторового масла.

К латунному конусу посредством шлифа присоединялась ловушка, наполняемая жидким азотом, для улавливания паров масла и воды. К конусу ловушки присоединялся посредством переходника или непосредственно (в зависимости от положения камеры в зазоре магнита) патрубок откачки вакуумной камеры.

Все шлифы и краны смазывались рамзаевской замазкой.

Первоначально соединение латунный конус- шлиф ставилось на пицеине, но это оказалось неудобным при частой разборке установки и, кроме того, не очень надежным. В дальнейшем и здесь применялась рамзаевская замазка. При использовании некомплектных шлифов они дополнительно уплотнялись вакоплastом. Такое соединение также хорошо сохраняло вакуум.

Об"ем высоковакуумной части установки ~7 л. Форвакуумный насос откачивал систему в течение 15-20 минут до довавления $2\text{-}5.10^{-2}$ мм Hg, после чего включался диффузионный насос. Через 3-4 часа давление в камере дости-

гало 10^{-6} мм Hg. Применение вымораживания жидким азотом сокращалс время откачки в 1,5-2 раза. В некоторых случаях, при наличии очень незначительных и трудно обнаруживаемых течей в установке достигался необходимый предельный вакуум только с применением вымораживания.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКОГО ВАКУУМА

Первоначально измерение высокого вакуума производилось манометром МАК-Леода. Но, вследствие прилипания ртути, давление ниже 1.10^{-5} мм Hg им измерять нельзя. Кроме того, давление паров, конденсирующихся в капилляре, им не учитывается.

Была попытка использовать для измерения поворотный масляный манометр, но он оказался еще менее пригодным из-за непостоянства показаний.

В дальнейшем применялся ионизационный вакуумметр ВИ-1 с манометрической лампой ЛМ-2.

Был поставлен опыт, определяющий распределение давления в высоковакуумной полости системы. Оказалось, что через несколько часов откачки без применения вымораживания давление в головке диффузионного насоса в 10-15 раз меньше, чем в патрубке мишени и в 3-4 раза меньше, чем в патрубке откачки. С применением вымораживания это соотношение было примерно в 2 раза меньше. Через несколько дней работы установки, все три манометра показывали примерно одинаковое давление. После этого опыта

за истинное давление в камере принималось давление в патруоке мишени.

При работе ускорителя давление в установке повышается на порядок вследствие электронной и ионной бомбардировки стенок камеры, на которых абсорбирован воздух. Но в дальнейшем повышение давления обычно становится незначительным и насос в несколько минут откачивает систему до предельного разрежения.

Вакуумная камера предназначена для создания высокого разрежения в зазоре магнита, где инжектируются и ускоряются электроны. Она представляет собой тор примерно эллиптического сечения с диаметрами 540 мм и 360 мм и высотой 52 мм, изготовленный из молибденового стекла. Такая форма обуславливалась необходимостью иметь вакуум в возможно большей части междуполюсного пространства и способностью камеры выдерживать атмосферное давление при толщине стенок 2-4 мм.

На заводе ~~№ 59~~ в специальной дюралевой форме выдувались сектора камеры размером 240°.

Дальнейшее изготовление камеры производилось в мастерской Института стеклодувами высокой квалификации. В сектора впаивались круглые патрубки из стекла с тем же коэфициентом теплового расширения, что и стекло камеры, проходным сечением 35 мм и длиной 160-180 мм. Патрубки заканчивались конусными шлифами для крепления инжектора и мишени и присоединения камеры к вакуумной установке. Взаимное расположение патрубков определялось заданным направлением излучения от внешней (тыльная сторона инжектора) и внутренней мишеней, необходимостью расположения эндовибратора вблизи патрубка откачки, удобством в выборе места для вакуумной установки и возможностью стеклодувных работ.

Секторы с впаянными патрубками обязательно отжигались в электрической печи при температуре 550°С. Опыт показал, что при существующей равностенности поставляемых секторов (от 1 до 8 мм), после каждого местного разогрева, их необходимо отжигать во избежание появления опасных напряжений в стекле, причем режим отжига играет очень существенную роль.

Установленный режим:

Нагрев до 550°С - 5 часов,

выдержка при температуре 550° - 1 час,

охлаждение от 550° до 400° - 2 часа.

оказался вполне удовлетворительным. Проверка на полярископе показала полное снятие напряжений в изделии.

Отожженные секторы обрезались до нужных размеров и спаивались в камеру, которая снова отжигалась в том же режиме.

Готовая камера, кроме проверки полярископом отсутствия в ней напряжений, проверялась и на прочность откачкой на специальной вакуумной установке, т.к. бывали случаи, что вследствие тонкостенности отдельных мест, камера не выдерживала атмосферного давления.

Внутренняя поверхность камеры металлизировалась химическим способом (серебрение). Подготовка поверхности стекла перед серебрением проводилась с большей тщательностью. Чистота достигалась промывкой хромовой

смесью и последующим многократным споласкиванием дистиллированной водой. После этого поверхность обрабатывалась 1% раствором $SnCl_2$ и опять споласкивалась дистиллированной водой. В таком виде камера была готова к серебрению.

Для получения очень тонких прозрачных слоев серебра с большим омическим сопротивлением применялся рецепт Боттхера:

I $AgNO_3$ 5 ч. на 100 $см^3$ H_2O

II $AgNO_3$ I_2 + $C_4H_4O_6K$ (сегнетова соль)

0,83г на 500 $см^3$

Растворы брались в соотношении 60 $см^3$ I + 150$см^3$ II +3000 $см^3$ H_2O . При охлаждении смеси до температуры 6 ^oC, в течение 15 минут камера покрывалась прозрачным слоем серебра с сопротивлением по окружности в 120 Ω . Изменением концентрации серебрящего раствора можно было легко варьировать толщину покрытия. При низкой температуре высаживание серебра идет достаточно медленно и при перемешивании (покачиванием камеры) можно ожидать получения достаточно равномерного покрытия поверхности камеры.

Для получения более надежного толстого покрытия применялся другой рецепт серебрения:

I. $AgNO_3$ Ч.др.- 100 $см^3$ H_2O

II. KOH 9,5 др.- 100 $см^3$ H_2O

Ш. сахар 9,5 гр. + винно-каменная кислота 1,1 г. + спирт-ректификат 20 см^3 - 100 см^3 H_2O.

Непосредственно перед серебрением растворы смешиваются в одинаковых пропорциях и разбавляются дистиллированной водой в зависимости от заданной толщины покрытия.

При использовании этого рецепта охлаждение играет еще более существенную роль, т.к. осаждение серебра идет быстрее и равномерность покрытия труднее достигается. Сопротивление в этом случае получается меньшим, чем при серебрении с сегнетовой солью при той же прозрачности покрытия. Так при концентрации раствора 70 см^3 I + 70см^3 П + 70 см^3 Ш + 2000 см^3 H_2O (70 п +2000) получается хороший прозрачный слой с сопротивлением ~ 20 Ω по окружности камеры, в то время, как покрытие такой же прозрачности, полученное с сегнетовой солью, имеет сопротивление ~ 100 Ω. Это, очевидно, должно сказаться и на равномерности покрытия.

При первом пуске ускорителя удобнее было применять прозрачные серебряные слои для лучшего наблюдения за расположением инжектора и мишени и настройки работы в нужном режиме. Но в эксплоатации такие слои оказались непрочными, хотя надежность покрытия предварительно проверялась пропусканием постоянного тока через камеру. Ток до 300 МА в течение 15 минут не портил слоя и не

121

изменял его сопротивления. На поверхности камеры вблизи инжектора, очевидно, как результат ионной бомбардировки, появлялись нарушения целостности покрытия, иногда почти незаметные, вследствие чего интенсивность пучка уменьшалась, а в некоторых случаях даже спадала до нуля. Особенно опасным оказалось место впая патрубка инжектора в камеру, против которого располагался край анода инжектора, где кончалась экранировка выводов нити накала. Поэтому патрубки с контактами, особенно инжекторный, перед серебрением камеры покрывали отдельно плотным слоем серебра (70 h +200 по рецепту 2), захватывая камеру немного выше места впая патрубков.

Нарушения покрытия внутри самого тора камеры при длительной работе, впоследствие заставили вообще отказаться от прозрачных слоев и применять плотные надежные покрытия, тем более, что ухудшения работы ускорителя при этом не наблюдалось, т.к. образующаяся при быстром высаживании серебра неравномерность и малое сопротивление слоя компенсируются радиальным разрезом под зазором эндовибратора.

Последние камеры работали с плотным зеркально-отражающим слоем, сопротивлением 4 Ω - 6 Ω по окружности.

Для осуществления внешнего контакта со слоем, в нескольких местах в стекло патрубков были впаяны выводы из молибденовой проволоки диаметром в 1 мм, с внутрен-

ней стороны заканчивающиеся приваренной полоской платиновой фольги. Впаи имели вид стаканчика, как показано на рис. Платиновый конец впая несколько раз обвивался вокруг стеклянного выступа для осуществления лучшего контакта с покрытием. Кроме того, внутренность стаканчика - место контакта с покрытием, перед серебрением камеры покрывалась тонким слоем платиновой пасты, которая восстанавливалась осторожным нагреванием на ручной горелке и затем прочно вжигалась в стекло. Получался участок камеры, надежно контактирующий с молибденовым выводом, на который хорошо осаждалось серебро при металлизации камеры.

Для большей надежности обычно впаивалось 2-3 резервных контакта.

Как уже упоминалось выше, в слое серебра делается радиальный разрез. Для этого применяется специальное приспособление, вводимое внутрь камеры через патрубок. Медное острие, укрепленное на конце подвижного рычага, вращаясь, прорезает в слое полоску шириной в 1-1,5 мм. Удобнее это делать на еще влажном покрытии; чтобы прорезать сухой слой, нужно пользоваться электрической искрой. Сверху камеры над местом разреза укрепляется медный проволочный эндовибратор.

В качестве мишени, служащей для генерации жесткого рентгеновского излучения при торможении ускоренных

электронов, служила пластинка размером 10x15 мм и толщиной 0,25 мм. Внутренняя мишень укреплялась на радиусе 165 мм при помощи молибденовой проволоки ⌀ 1 мм, изогнутой по форме камеры. В качестве материала мишени было выбрано золото. Внешней мишенью служил сам инжектор, к тыльной стороне которого приваривалась золотая пластинка.

Чтобы камера, установленная на место, не вибрировала при работе магнита, ее необходимо амортизировать. Это достигалось с помощью кусочков губчатой резины, прокладываемых между патрубками камеры и нижним гетинаксовым диском в зазоре магнита. При хорошей амортизации рука, касаясь камеры, не ощущает вибрации.

В.Е.ПИСАРЕВ

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ФОРМА КОЛЬЦЕВОГО ВОЗДУШНОГО ЗАЗОРА В СИНХРОТРОНЕ

I. Постановка задачи

Для того, чтобы ускоряемые в бетатроне или синхротроне частицы двигались по устойчивым орбитам, необходимо, чтобы показатель спадания магнитного поля заключался в пределах:

$$0 < n < 1 \qquad (1)$$

Показатель спадания n определяется соотношением:

$$H(r) = H_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^n \qquad (2)$$

где $H(r)$ - значение магнитного поля на радиусе r, H_0 - его значение на некотором среднем радиусе r_0. Более точно, для любого закона изменения магнитного поля $H(r)$ следует считать:

$$n = -\frac{\partial \ln H}{\partial \ln r} \qquad (3)$$

Для того, чтобы существовала фокусирующая сила в вертикальном (аксиальном) направлении, необходимо и дос-

таточно, чтобы магнитное поле в средней плоскости убывало с ростом радиуса, т.е. чтобы выполнялось условие:

$$n > 0$$

Для радиальной устойчивости, нужно чтобы величина увеличивалась с ростом радиуса, т.е., чтобы

$$n < 1$$

Таким образом, условие (1) об"единяет требования устойчивости, как в радиальном, так и в вертикальном направлении.

Выбор значения n внутри этих допустимых пределов в известной степени произволен. Запрещенными являются значения:

$$n \approx 0{,}2; \qquad 0{,}5; \qquad \geq 0{,}75.$$

В этих случаях между вертикальными и радиальными колебаниями получается резонанс, так что возникает раскачка вертикальных колебаний, при $n = 0{,}5$ получается изображение источника электронов на расстоянии $\pi\sqrt{2}$ радиан от инжектора, и при $n > 0{,}75$ возрастает амплитуда фазовых колебаний из-за потерь на излучение.

Кроме того, область желательных значений n определяется конфигурацией рабочей области в кольцевом воздушном зазоре магнита.

Как известно аксиальные ~~вертикальные~~, ~~так~~ и радиальные ~~горизонтальные~~ колебания частицы подчиняются уравнению:

$$m\ddot{x} + m\omega_t^2 x = 0 \qquad (4)$$

где m - масса частицы

w_x - частота соответствующих колебаний.

Отсюда:

$$x = A \sin w_x t$$

Энергия этого колебания

$$W = \frac{m v^2}{2} = \frac{m w_x^2 A^2}{2}$$

Она пропорциональная $w_x^2 A^2$; в частности

$$W_z = w^2 n A_z^2$$

$$W_z = w^2 (1-n) A_z^2$$

где W_z, A_z - энергия и амплитуда вертикальных колебаний частицы.

W_r, A_r - энергия и амплитуда радиальных колебаний

w - частота обращения частицы.

В силу ряда причин (рассеивание на газе и др. возмущения идеальных условий задачи), энергия радиальных колебаний может переходить в энергию вертикальных и обратно.

Поэтому соотношение между амплитудами A_z и A_r определяется равенством энергий W_z и W_r, т.е.

$$n A_z^2 \approx (1-n) A_r^2$$

или

$$\frac{A_z}{A_r} = \sqrt{\frac{1-n}{n}} \qquad (5)$$

Поскольку вертикальные размеры кольцевого воздушного зазора всегда меньше радиальных, т.е. $A_z < A_r$,

то из (5) следует, что h должно быть больше $\frac{1}{2}$:

$$h > 0,5$$

Так для установки "С-3", исходя из размеров рабочей области (камеры) показатель убывания принят

$$h = 0,65$$

Таким образом, задача данной работы заключалась в том, чтобы: а) найти такую форму полюсных наконечников магнита, которая бы обеспечила внутри воздушного кольцевого зазора магнитное поле, спадающее по закону

$$H(z) = \frac{H_0}{z^h}$$

где h - показатель спадания поля задан, исходя из вышесказанного.

б) Область, удовлетворяющая этому условию (рабочая область), т.е. область, где $h = const$, должна быть максимально великой (в пределе равной об"ему зазора). Однако, в узком кольцевом зазоре на форму магнитного поля сильно сказываются краевые эффекты, ведущие к резкому спаданию магнитного поля к краям ($n > 1$), что сильно уменьшает рабочую область.

Увеличить рабочую область можно соответствующим подбором полюсных наконечников, а также увеличением ширины полюсов или то же самое уменьшение высоты воздушного зазора. Требовалось найти разумное соотношение между этими величинами.

П. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Подбор формы полюсных наконечников эффективной высоты и ширины воздушного зазора, непосредственно на большой машине наталкивается на непреодолимые технические трудности.

Поэтому для решения этой задачи была создана упрощенная модель, представляющая собой часть моделируемой машины.

Полоса этой модели является как бы секторами, вырезанными из кольца магнита достаточной длины с тем, чтобы можно было пренебречь в средней плоскости краевым эффектом от этих концов.

Проверка показала, что для размеров установки "ЕР-3" достаточно было взять полюса длиной 250 мм. Считая, что периметр кольца магнита много больше вырезанного сектора и радиус кольца велик, вследствие чего кривизна этого сектора незначительна, магнитное же поле в кольцевом зазоре симметрично по азимуту, можно было этой кривизной пренебречь и сделать полюса в виде прямоугольных отрезков. Законность такого моделирования (такой замены) можно видеть из кривых магнитного поля для прямоугольных и секторных полюсов (сравни граф. №5, №7)

Ширина этих полюсов бралась в зависимости от моделируемой машины, либо в натуральную величину, либо умень-

шенной в m раз, но тогда и остальные величины: высота воздушного зазора и радиус кольца считались подобно уменьшенными в m раз.

Принцип подобия был проверен отдельно. Ярмо (модели) С-образный вид, расстояние по вертикали между ярмами было 300 мм. Длина ярем 500 мм.

Полюса и ярмо модели были сделаны из сплошного мягкого (отожженного) железа, т.к. намагничивание их создавалось катушками, питаемыми постоянным током, что значительно упрощает изготовление и работу на модели.

Законность применения такой модели была проверена особо (см. ниже).

Намагничивание катушки

Магнитное поле в зазоре модели создавалось двумя катушками по 1330 витков медной проволоки сечения S =6мм². Это давало возможность при пропускании через них тока в 20 А создавать среднюю магнитную индукцию (не учитывая рассеивания). порядка:

$$B = \frac{0{,}4\pi J n}{\ell} = \frac{0{,}4\pi \cdot 20 \cdot 2660}{6} \approx 11.000 \text{ гаусс}$$

где ℓ – высота воздушного зазора, здесь взята в среднем 6 см. Катушки охлаждались с внутренней стороны проточной водой, что достигалось созданием двойных стенок их каркаса

Ш. Измерительная часть

Магнитное поле в зазоре проверялось по радиусу двумя способами: индукционным дифференциальным и балластическим.

а) Индукционный метод

2 измерительные катушки сечением в 0,0707 $см^2$, имеющие по 100 витков медной изолированной проволоки диаметра 0,07 мм, помещались в футляр из плексигласа. Футляр мог вращаться в зазоре полюсов вместе с измерительными катушками. Одна катушка закреплялась в футляре, вследствие чего вращаясь вместе с футляром, оставалась фиксированной в определенной точке поля. Другая катушка с помощью эбонитовой оси, кроме вращения, могла перемещаться вдоль футляра, а следовательно, и относительно фиксированной катушки, вдоль радиуса. Эбонитовая ось жестко соединялась с удлиненной осью мотора. Мотор мог перемещаться поступательно, вследствие него и измерительная катушка могла перемещаться в зазоре. Промерять поле можно было через каждый 1 мм.

Постоянство числа оборотов катушек (мотора) контролировалось строботоком. Мотор мог дать 2500 об/мин. Все же измерения велись преимущественно при 1800 об/мин. Измерительные катушки соединялись последовательно навстречу друг другу.

Индуктируемое напряжение снималось с помощью медных колец и графитовых щеток катодным вольтметром, предварительно усиливаясь усилителем специально для этого изготовленным. Измерения велись при усилении в 100 раз.

Для промера поля по высоте воздушного зазора футляр с катушками мог перемещаться параллельно самому себе в вертикальной плоскости с помощью направдяющих и удерживающих кронштейнов.

Относительная ошибка, какая могла быть здесь допущена (из-за точности отсчета по вольтметру), достигла 0,5%.

в) Баллистический метод

Для контроля измерений, а впоследствии из-за большей простоты и скорости измерений применялся второй метод промера магнитного поля с помощью баллистического гальванометра. Для этого были использованы те же измерительные катушки, но футляр закреплялся (не мог вращаться) и при коммутации тока в намагничивающих катушках ЭДС индукции подавалась на баллистический гальванометр по обычной схеме.

При измерениях применялся баллистический гальванометр (Ленинградского Физического Института). Его данные:

T - период незат. колебаний = 12,6 сек.,

C - постоянная в кулонах на 1 мм/м = $16{,}8 \cdot 10^{-9}$ С,

$R_{кр.} = 50\,\Omega$.

Градуировка гальванометра на магнитную индукцию производилась с помощью нормальной катушки. Ее данные: длина $\mathcal{L}$ = 842 мм, диаметр d = 50 мм; число витков первичной обмотки 766, вторичная катушка имела 217 витков

Определенная постоянная гальванометра составляла

$$C_\delta = 18{,}54 \text{ эрст./мм.}$$

При точности отсчета по шкале до 0,5 мм допускалась относительная ошибка

$$\delta = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{0{,}5}{300} = 0{,}2\%$$

Измерения двумя этими способами магнитного поля дают хорошее совпадение. Это дает возможность пользоваться одним из них - в зависимости от условий работы.

IУ. Экспериментальная часть

1. Обоснование законности применения описанной модели

Для того, чтобы выяснить вопрос законности моделирования магнитного поля на такой упрощенной модели, являющейся только частью моделируемой машины, так как не все ее элементы подобны и, кроме того, работающей на постоянном токе, в отличие от работы моделируемой машины, был поставлен ряд экспериментов.

а) В модели были созданы условия, аналогичные условиям в существующей модели синхротрона (БР-0), т.е. размеры по радиусу, форма полюсов, а также высота воздушного зазора модели и машины полностью совпадали.

Результаты промера магнитного поля по радиусу и по высоте воздушного зазора, сделанные независимо в модели и машине и приведенные к одному масштабу, дали следующие результаты (см. табл. 1 и график 1).

Таким образом, учитывая точность определения положения плоскости, в которой промерялось поле H при эксперименте в лаборат. машине БР-0, можно считать, что совпадение магнитных полей модели и машины БР-0 - точное. Соответственно этому, если вычертить (чертеж № 2) область внутри воздушного зазора, в которой соблюдается условие $0 < n < 1$, то вид этой области достаточно хорошо повторяется.

Итак, поля, промеренные в машине, питаемой переменным током, и ее упрощенной модели, питаемой постоянным током, дают достаточно хорошее совпадение. Отметим, что измерение магнитного поля не зависит от того, каким способом оно производилось (баллистическими или индукционными).

Таблица № 1

Плоскость измерения (по высоте зазора)	Радиус орбиты, на которой измерено поле (в мм)	Поле в лаборат. машине БР-1 (промерено индукцион. методом)	Поле в модели (промерено баллистическим методом) приведенное к масштабу измерений в БР-1.	Плоскость измерения (по высоте орбиты)	Радиус орбиты, на которой измерено поле (в мм)	Поле в лабор. машине БР-1 (промерено индукц. методом).	Поле в модели (промерено баллистическим методом), приведенное к одному масштабу с измерениями для БР-1
1	2	3	4	5	6	7	8
Центральная	255	-	36,2	Плоскость выше центральной на 10 мм	255	-	
	250	38,0	38,5		250	-	
	245	40,1	40,4		245	39,5	39,7
	240	41,8	42,0		240	40,9	41
	235	43,0	43,2		235	41,75	41,7
	230	43,8	43,8		230	42,3	42,3
	225	44,4	44,4		225	42,6	42,5
	220	44,9	44,9		220	42,9	42,7
	215	45,2	45,3		215	43,2	42,9
	210	45,6	45,7		210	43,45	43,9
	205	46,0	46,2		205	43,9	43,7
	200	46,8	47,0		200	44,9	44,7
	195	47,5	47,9		195	46,0	46,1
	190	48,4	48,4		190	47,65	47,8
	185				185		
	180				180		
Плоскость выше центральной на 18 мм	255	-					
	250	38,2	38,7				
	245	40,2	40,3				
	240	40,5	40,6				
	235	40,45	40,5				
	230	40,4	40,4				
	225	40,35	40,35				
	220	40,2	40,1				
	215	40,15	39,95				
	210	40,1	39,8				
	205	40,2	39,7				
	200	40,5	40,3				
	195						
	190						
	185						
	180						

б) Для выяснения зависимости конфигурации магнитного поля в зазоре полюсов магнита, от величины намагничивающего тока, был произведен промер поля при разных индукциях. Результаты этих измерений внесены в таблицу № 2 и ~~график №~~ .

Таблица № 2 x/

Радиус орбиты, на которой измерено поле в см. шкалы.	$J = 1A$	$J_2 = 3A$	$J_3 = 5A$	$J_4 = 12A$
	α в мм отброса по шкале	α в мм отброса по шкале	α в мм отброса по шкале	α в мм отброса по шкале
1,0	6,7	17,5	21,5	26,2
1,5	7,3	19,05	23,35	28,45
2,0	7,6	20,1	24,65	29,95
2,5	7,9	20,75	25,4	30,8
3,0	8,0	20,95	25,7	31,2
3,5	8,2	21,1	25,9	31,45
4,0	8,25	21,3	26,0	31,55
4,5	8,25	21,3	26,0	31,6
5,0	8,2	21,2	25,95	31,55
5,5	8,2	21,2	25,95	31,5

x/ Абсолютная величина поля $H = \alpha$ 13.5,4 эрстед. Из таблицы видно, что с точностью до ошибки измерений форма магнитного поля остается постоянной, независимо от силы тока, т.е. от величины магнитной индукции в зазоре.

Из этих экспериментальных данных можно сделать вывод, что моделирование на такой модели вполне законно.

2. Форма полюсных наконечников

Для того, чтобы можно было быстро изменять форму полюсного наконечника при подборе нужного профиля полюса, были использованы железные пластинки разной толщины и ширины, изготовленные в достаточном количестве (напр. 2; 3; 5; 10; 15; ... мм шириной и толщиной в 1,0, 0,5 мм).

С помощью этих пластин можно было создать любую форму полюсных наконечников без затраты большего количества времени. Получив форму полюса в первом приближении, можно было уже выточить его из сплошного куска железа для окончательной проверки и подгонки.

I - приближение

Форму полюсных наконечников, создающих требуемое магнитное поле в воздушном зазоре, можно предварительно рассчитать, пользуясь в достаточно хорошем приближении законом Ома для магнитной цепи.

В первом приближении считаем, что полюса достаточно широкие, т.е. такие, что в средней части можно пренебречь искажениями поля на краях.

Законность такого расчета формы полюса вытекает из экспериментальных данных, по которым поле в областях, где мало сказывается краевой эффект, повторяет форму полюса.

Пользуясь условием, что для замкнутой магнитной цепи, какой является ярмо, полюса, воздушный зазор, справедливо

соотношение:

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \frac{J_w}{\frac{\ell_0}{\mu_0 S_0} + \frac{\ell}{\mu S}} \qquad (6)$$

где ℓ_0 - длина силовой трубки, проходящей по железу,

μ_0 - магнитная проницаемость железа;

ℓ - длина силовой трубки в воздушном зазоре,

μ - магнитная проницаемость воздуха (1).

Считая, что μ_0 - велико, сопротивлением $\frac{\ell_0}{\mu_0 S_0}$ можно пренебречь, т.е. считаем, что все сопротивление сосредоточено в воздушном зазоре. Поэтому получим:

$$H\ell = const \qquad (7)$$

для всего воздушного зазора.

В нашем случае поле в зазоре должно удовлетворять условию:

$$H(z) = \frac{H_0}{z^n} \qquad (8)$$

из (7) и (8), исключая H и заменяя $\ell = z$, получим:

$$z = k z^n \qquad (9)$$

где постоянная величина k - может быть легко определена из начальных условий, т.е. по величине z_0 при данном радиусе z_0. Как видно из формулы (9), полюс имеет профиль отрезка параболы.

Однако, отличие этой параболы от прямой линии для машин, имеющих радиусы полюсов порядка 250 мм и выше и

небольшую ширину, настолько незначительно, что укладывается в пределы технологических допусков. Поэтому для больших синхротронов можно фигурную форму полюсных наконечников заменить линейной (что значительно упрощает изготовление магнита), ограничиваясь, например, первыми двумя членами разложения в ряд формулы (9) вокруг центра воздушного зазора.

2-е приближение

В реальном случае узкого кольцевого зазора, вследствие краевого эффекта магнитное поле быстро спадает к краям, что сильно сокращает рабочую область магнита.

Увеличить рабочую область можно соответствующим подбором полюсных наконечников, а также увеличением ширины полюсов или то же самое уменьшением высоты воздушного зазора. Однако, увеличение ширины полюсов ведет к резкому увеличению реактивной мощности и утяжелению магнита, а значительное уменьшение высоты воздушного зазора нецелесообразно, т.к. уменьшаются соответствующие размеры ускорительной камеры.

Очевидно, наиболее разумно увеличить рабочую область путем дальнейшего изменения конфигурации полюсных наконечников на краях.

Детальный расчет необходимой конфигурации края полюса не представляется возможным, поэтому целесообразно подобрать ее экспериментально, например, с помощью железных пластин. Нами приняты зубья по краю полюса, усиливающие поле вблизи краев и делающие таким образом большую часть зазора пригодной для ускорения электронов (см. чертеж № 4).

Таким образом, можно заставить магнитное поле в зазоре удовлетворять требуемому соотношению:

$$H(r) = \frac{H_0}{r^n}$$

по всей высоте зазора - (от одного полюса до другого)(см. чертеж № 7).

Вместе с тем, эти же зубья искажают поле в области, непосредственно прилегающей к ним (см. чертеж № 7). Отсюда выгодно зубья делать возможно меньшими по высоте и ширине. Так как величина зубьев зависит только от высоты воздушного зазора и соответственно искаженная (не рабочая) часть поля не зависит от ширины полюсов, то, как и указывалось ранее, для увеличения рабочей области выгодно брать более широкие полюса.

При выборе отношения высоты воздушного зазора к ширине полюса наиболее выгодным (с учетом максимальных размеров камеры) оказалось отношение $\leq \frac{1}{2}$. Применением зубьев удается увеличить рабочую область поля

($n = const$) по радиусу до 60-65% от ширины полюса (при отношении высоты зазора к его ширине, равном 0,5). При возрастании индукции в зазоре сталь выступающих зубьев будет насыщаться, что, конечно, приведет к некоторому уменьшению рабочей области. Однако, во всем цикле работы синхротрона поле должно иметь наибольшую ширину рабочей области в момент инжекции, когда происходит захват электронов и когда ширина инжектируемого пучка - наибольшая. Но в момент инжекции напряженность поля мала и зубья не насыщаются, а следовательно, и рабочая область - максимальна.

В процессе ускорения при росте H электронный пучок сжимается, но одновременно несколько сжимается и рабочая область вследствие насыщения зубьев, так что процесс ускорения существенно не нарушется.

Вообще можно было бы создать требуемое спадание магнитного поля в воздушном зазоре с помощью одних только зубьев даже при плоских полюсах, ~~(как, например, в магнита $\frac{\partial F}{\partial r} = 0$.)~~ Однако, созданное таким образом поле по вертикали будет крайне неравномерно (см. график № 1). Оно уже при отклонении от центральной плоскости на 15 мм становится недопустимым для работы ускорителя и, следовательно, рабочая область делается крайне малой (график №2).

142

3. Машина БР - 3 ("С - 3")

Исходя из всех перечисленных экспериментальных данных, была произведена работа по подбору полюсов модели синхротрона БР-3.

Требовалось создать магнитное поле, показатель скорости спадания которого $n = 0{,}65$.

I) Расчет формы полюса:

а) Внутренний радиус кольцевого магнитного полюса $R_1 = 155$ мм,

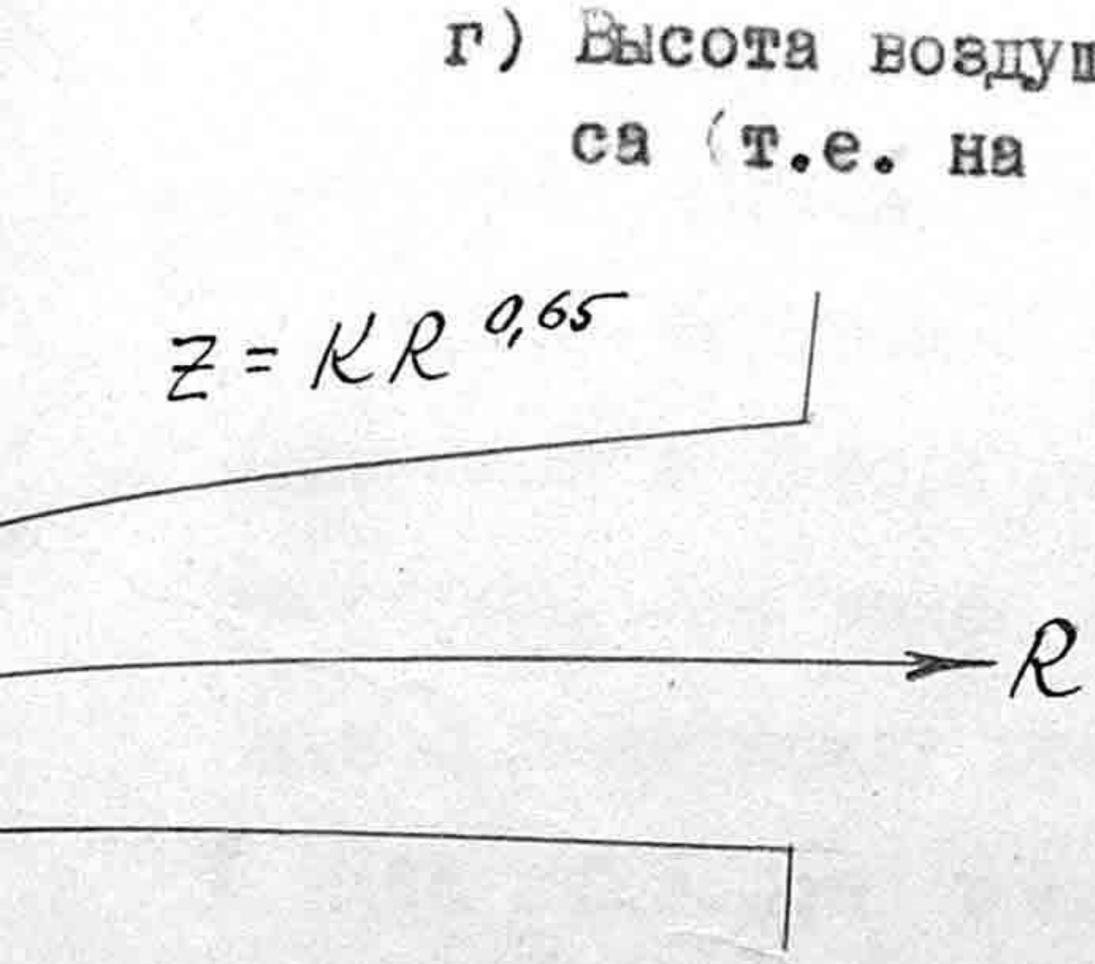
б) Внешний радиус кольцевого магнитного полюса $R_2 = 275$ мм.

в) Ширина полюса $d = 120$ мм

г) Высота воздушного зазора в средней части полюса (т.е. на $R = 215$ мм) $h = 60$ мм.

$Z = KR^{0,65}$

K - определено из условия при $R = 215$, $Z = 30$ мм.



В результате расчета получаем:

265	255	235	215	195	175	165
34,367	33,518	31,786	30,0	28,154	26,243	25,258

Чертеж расчетной формы полюса дан на рис. № 6.

Как видно отсюда, отличие фигурной формы полюса от прямолинейной незначительно.

2) Данные эксперимента.

а) На чертеже № 7 нанесены результаты измерений магнитного поля в воздушном зазоре вдоль радиуса и по высоте зазора. Как видно, поле в большей своей части сохраняет постоянный наклон, т.е. коэфициент спадания поля сохраняет здесь свою величину, равную 0,65. Вблизи зубьев поле несколько искажено. Абсолютное значение поля равно $H = 18{,}54 \cdot \alpha$ эрстед (макс. поле кривой (а) $H = 6080$ эрстед).

б) На чертеже № 8 нанесена рабочая область, т.е. область, в которой $n < 1$

Сплошной линией очерчена область, где $0 < n < 1$, пунктирной -" - -"- -"- где $n = 0{,}65$.

в) На чертеже № 9 даны данные подобранных полюсных наконечников.

г) На чертеже № 5 даны результаты измерений магнитного поля в зазоре между полюсами, сделанными в виде секторов. Как видно из этого графика и графика № 7, магнитное поле между прямоугольными полюсами и полюсами в виде секторов в центральной части мало чем отличается друг от друга.

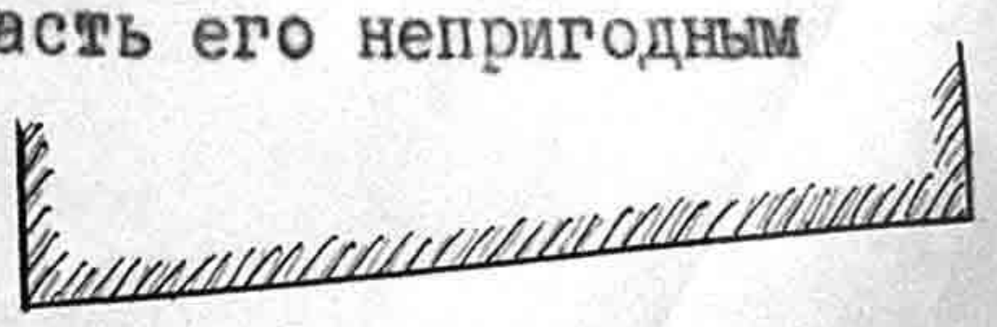
Результаты измерений магнитного поля, проведенные на действующем синхротроне БР-3 в Лаборатории ФИАН, полностью совпадают с результатами измерений магнитного поля на вышеописанной упрощенной модели.

Влияние радиальной разности фаз магнитного потока на величину n

Как известно, прохождение магнитного потока в железе сопровождается потерей некоторой энергии этого потока. В зависимости от величины индукции, формы магнитных силовых линий, токов Фуко, в различных участках магнитной цепи, потери будут различными.

Эти неоднородности в магнитопроводе, а также потоки рассеивания, переменная высота зазора и т.д. вызовут различные потери в полюсе, а следовательно, и фазовую неоднородность потока по радиусу.

Измерение разности фаз потока по радиусу в воздушном зазоре действующих магнитов (БР-0; БВ-3) показали существование такого сдвига фаз (см. лабор. отчет). При этом поток по внешней стороне кольцевого зазора несколько отстает по фазе от потока внутри кольца. Но наличие фазового сдвига по радиусу, особенно в момент инжекции (т.е. вблизи нуля) может существенно исказить конфигурацию поля, сделать большую часть его непригодным для ускорения электронов.



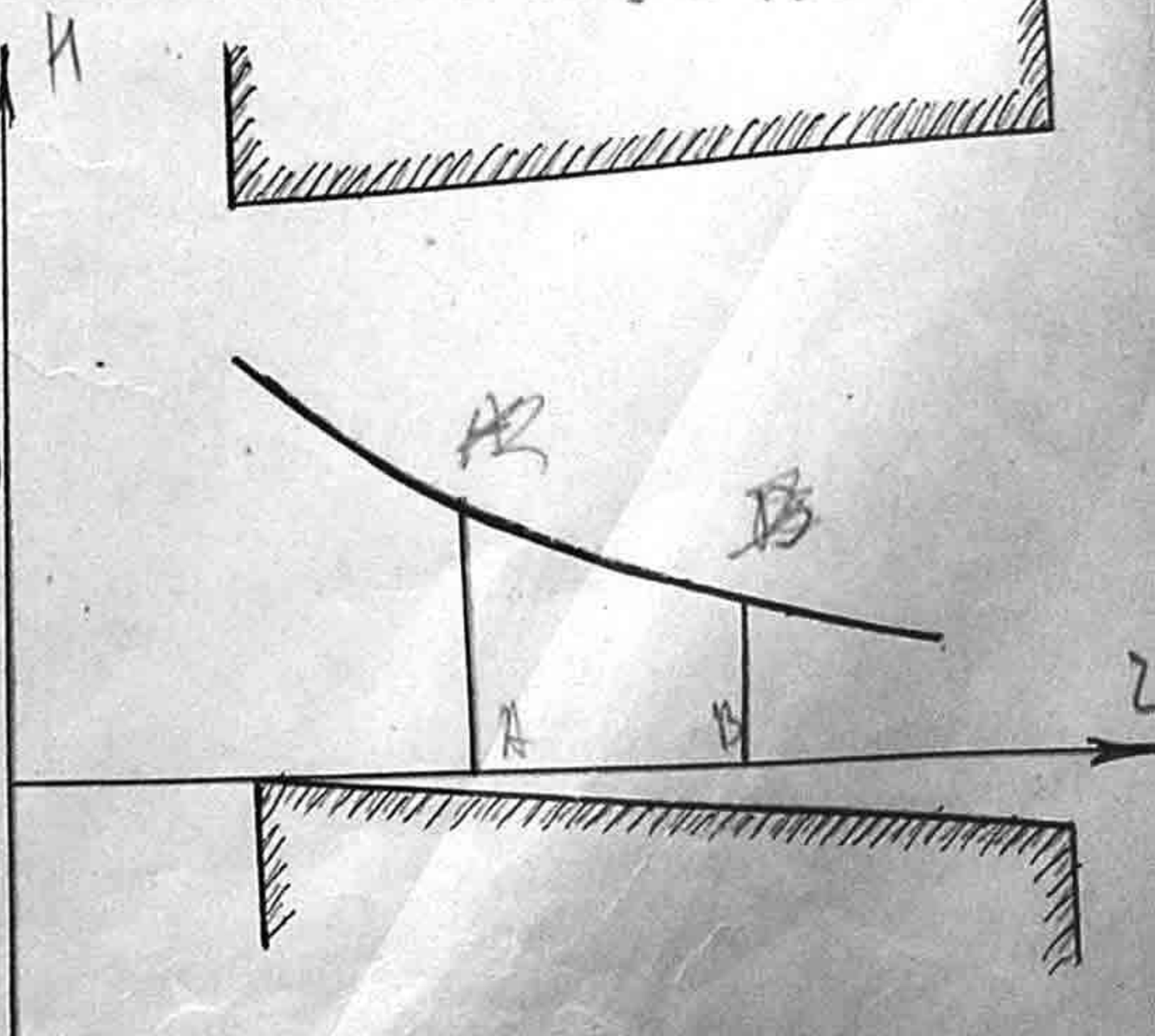
Действительно, пусть:

$$\bar{H}_A = \bar{H}_{Am} \sin \omega t$$

$$\bar{H}_B = \bar{H}_{Bm} \sin(\omega t + \varphi)$$

Тогда

$$\frac{\bar{H}_B}{\bar{H}_A} = \frac{\bar{H}_{Bm} \sin(\omega t + \varphi)}{\bar{H}_{Am} \sin \omega t}$$



обозначим:

$$f = \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{\sin \omega t} = \frac{\sin \omega t \cos\varphi + \cos \omega t \sin \varphi}{\sin \omega t} =$$

$$= \cos\varphi + \sin\varphi \operatorname{ctg} \omega t$$

при малых разностях фаз (что на самом деле и имеет место), можно написать:

$$f = 1 + \varphi \operatorname{ctg} \omega t$$

и, следовательно, $$\frac{H_B}{H_A} = \frac{\bar{H}_{Bm}}{\bar{H}_{Am}}(1 + \varphi \operatorname{ctg} \omega t)$$

Отсюда видно, что при наличии сдвига фаз магнитное поле при малых t (ωt - близко к 0) может существенно отличаться от поля при осутствии сдвига фаз, т.е. может быть даже не спадающим, а возрастающим к периферии.

Найдем зависимость показателя спадания магнитного поля от разности фаз. Между двумя соседними точками A и B коэфициент спадания поля может быть найден из соотношения: $$n = -\frac{R \Delta H}{H_{ср} \Delta R} = -\frac{R\,(H_B - H_A)}{\Delta R \quad H_{ср.}}$$

$$\Delta H = \bar{H}_{Bm} \sin(\omega t + \varphi) - \bar{H}_{Am} \sin \omega t = \bar{H}_{Bm} \sin \omega t \cos\varphi$$

$$+ \bar{H}_{Bm} \cos \omega t \sin\varphi - \bar{H}_{Am} \sin \omega t$$

$$\Delta H = \sin \omega t (\bar{H}_{Bm} \cos\varphi - \bar{H}_{Am}) + \bar{H}_{Bm} \cos \omega t \sin\varphi$$

для малых φ

$$\Delta H = (\bar{H}_{B_m} - \bar{H}_{0_m}) \sin\omega t + \bar{H}_{B_m}\varphi \cos\omega t$$

Первый член этого равенства есть δH - при отсутствии сдвига фаз, второй член дает поправку в приращении поля из-за наличия сдвига фаз.

При t близком к нулю будем иметь

$$\Delta H = H_{B_m}\varphi + \delta H$$

Изменение показателя n определится, в основном, изменением ΔH и в очень малой степени изменением H, поэтому

$$\frac{n_\varphi}{n} = \frac{\frac{\Delta R}{R}\cdot\frac{\Delta H}{H_{cp.}}}{\frac{\Delta R}{R}\cdot\frac{\delta H}{H_{cp.}}} = \frac{\Delta H}{\delta H} = 1 + \frac{\bar{H}\varphi}{\delta H}$$

или

$$n_\varphi = n\left(1 + \frac{\bar{H}\varphi}{\delta H}\right) \qquad (10)$$

Здесь n - показатель спадания магнитного поля в отсутствии разности фаз,

n_φ - показатель спадания магнитного поля при наличии разности фаз φ между точками A и B.

Если допустить относительное изменение n, вследствие имеющейся разности фаз φ, на величину K, т.е. $\frac{H\varphi}{\delta H} \leq K$

то, допуская разность фаз

$$\varphi \leq K\frac{\delta H}{H}$$

и Пользуясь соотношением

$$\delta H = \frac{n \Delta R}{R} H_{cp} = \frac{n \Delta R}{R} \bar{H}_{cp} \delta m \omega t$$

получим $\psi \leq K \frac{n \Delta R H}{R \bar{H}} \delta m \omega t = K n \frac{\Delta R}{R} \delta m \omega t$

В момент инжекции угол $\omega t = \psi_{инж.}$ можно считать малым и тогда:

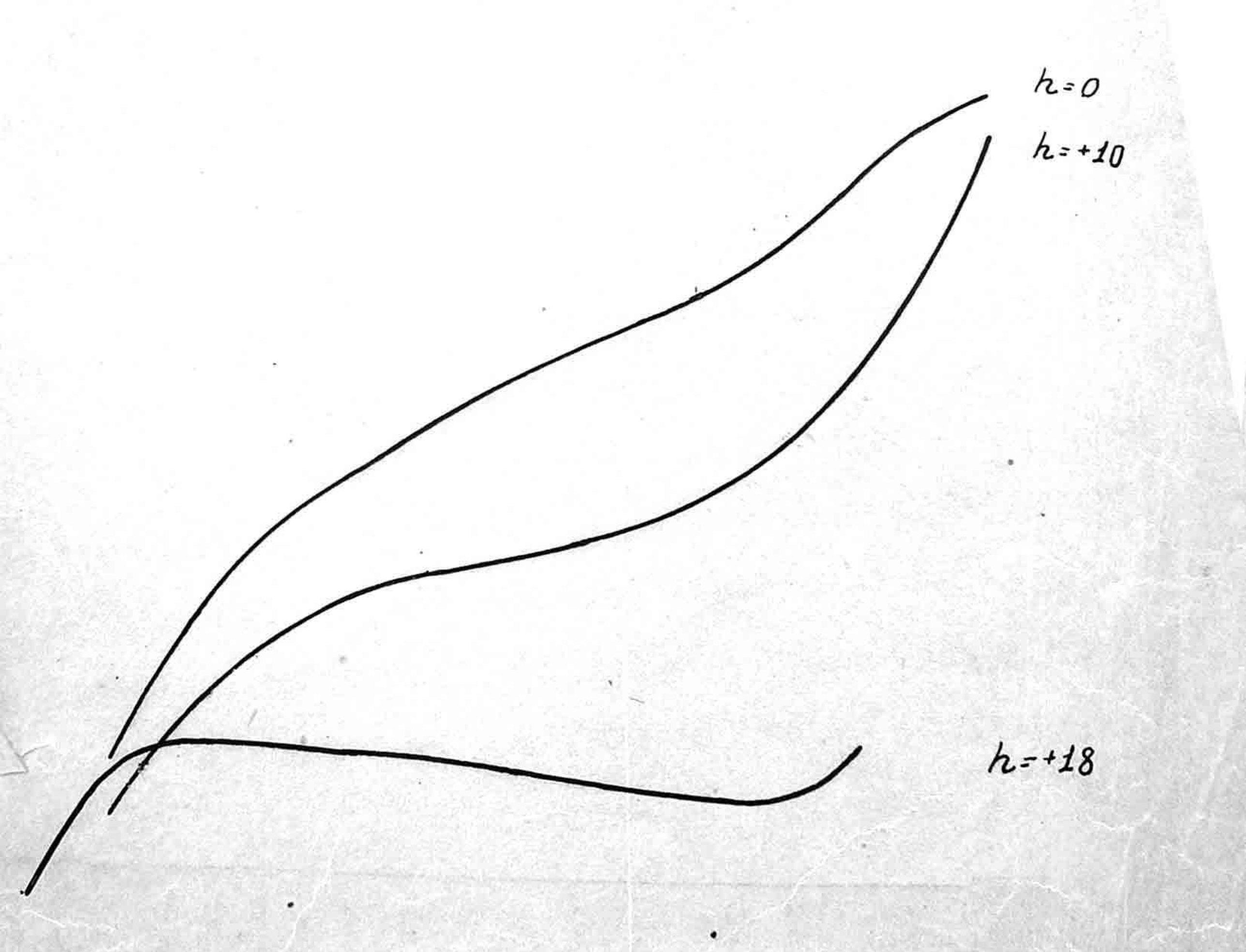
$$\psi \leq K \frac{n \Delta R}{R} \psi_{инжектора} \qquad (11)$$

Отсюда, зная показатель спадания поля n и допустимую величину изменения n ,т.е. "К" ,можно определить допустимую величину разности фаз ψ .

Соотношения (10) и (11) могут служить критерием при выборе показателя скорости спадания магнитного поля в зазоре,при котором при имеющейся разности фаз по радиусу, магнитное поле в момент инжекции будет еще пригодным для ускорения.

ое магнита БР-О и модели.

в модели.

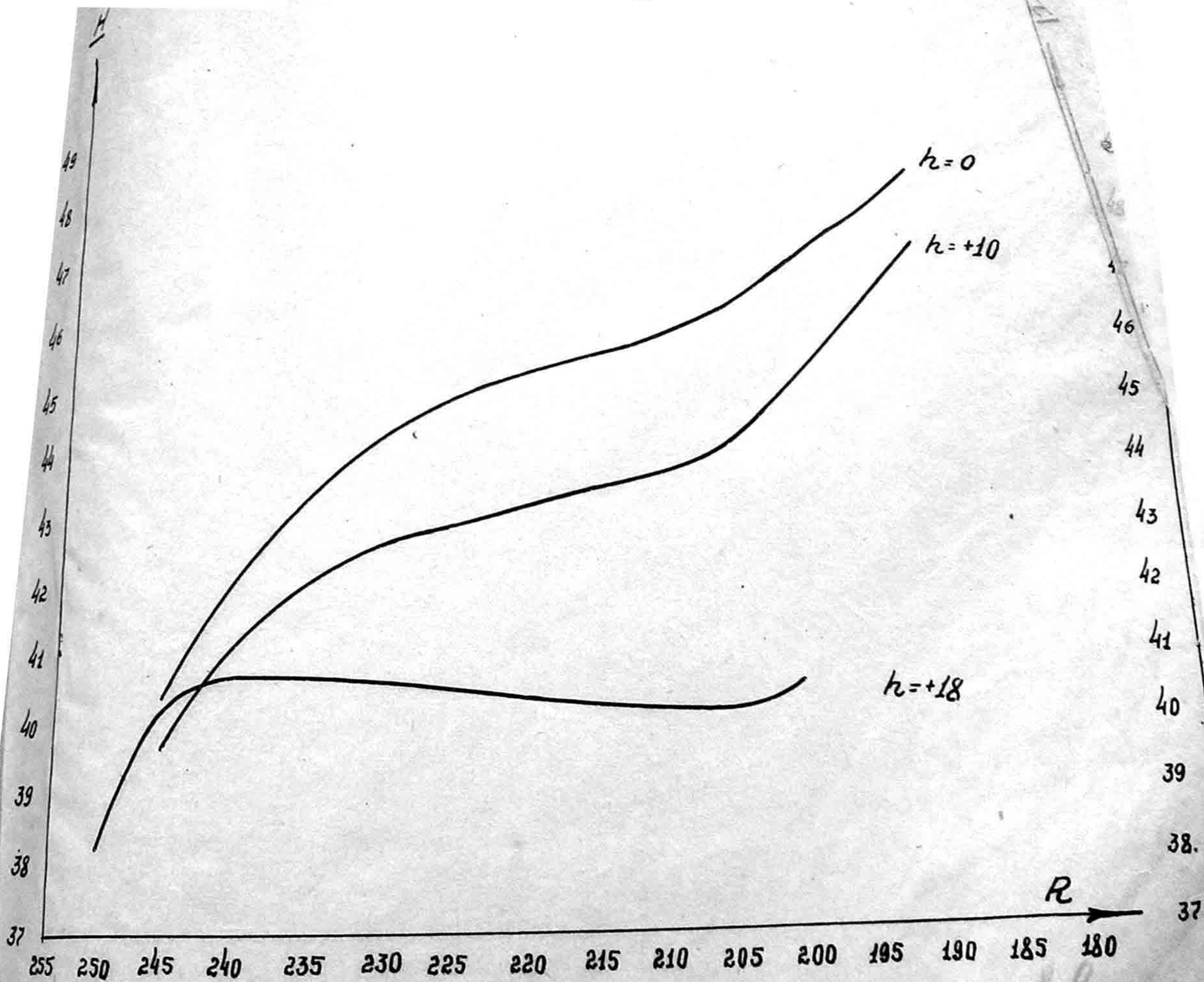


центральной плоскости (h=0).

Чертеж

Магнитное поле в воздушно

В магните БР-0



h - высота плоскости измерения от

а) вверх +

б) вниз −

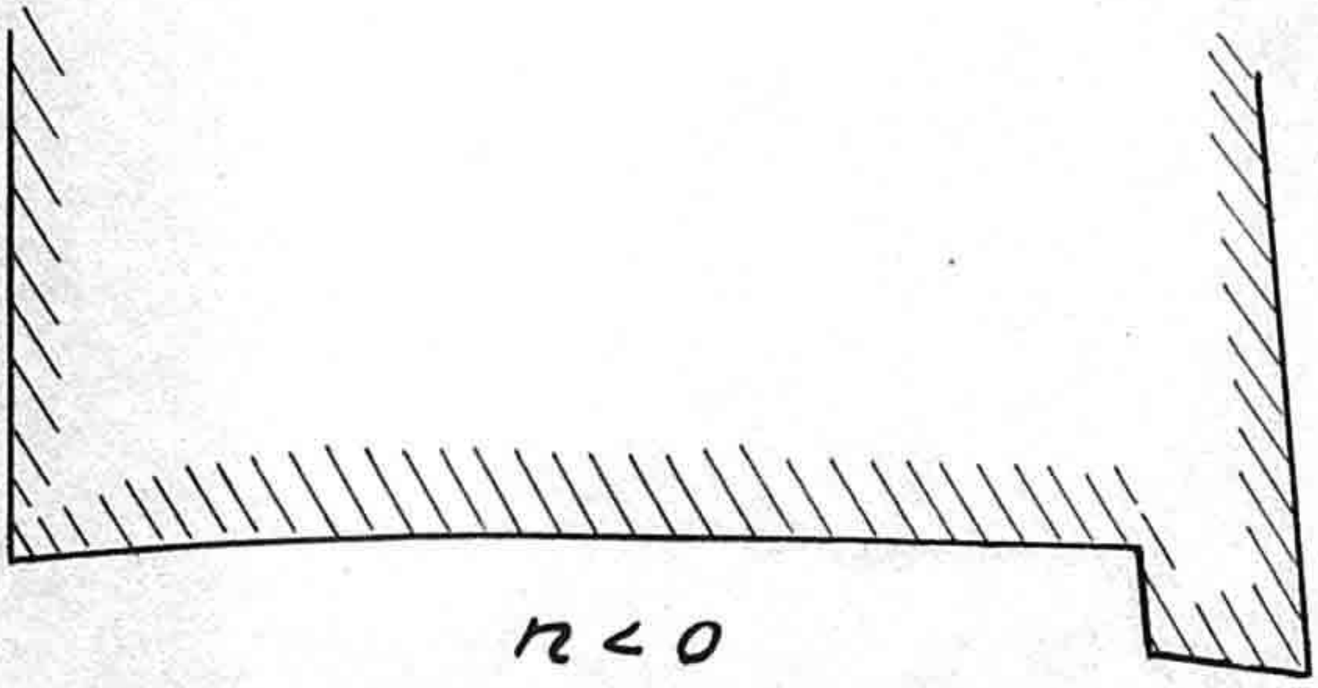
Рис. 17

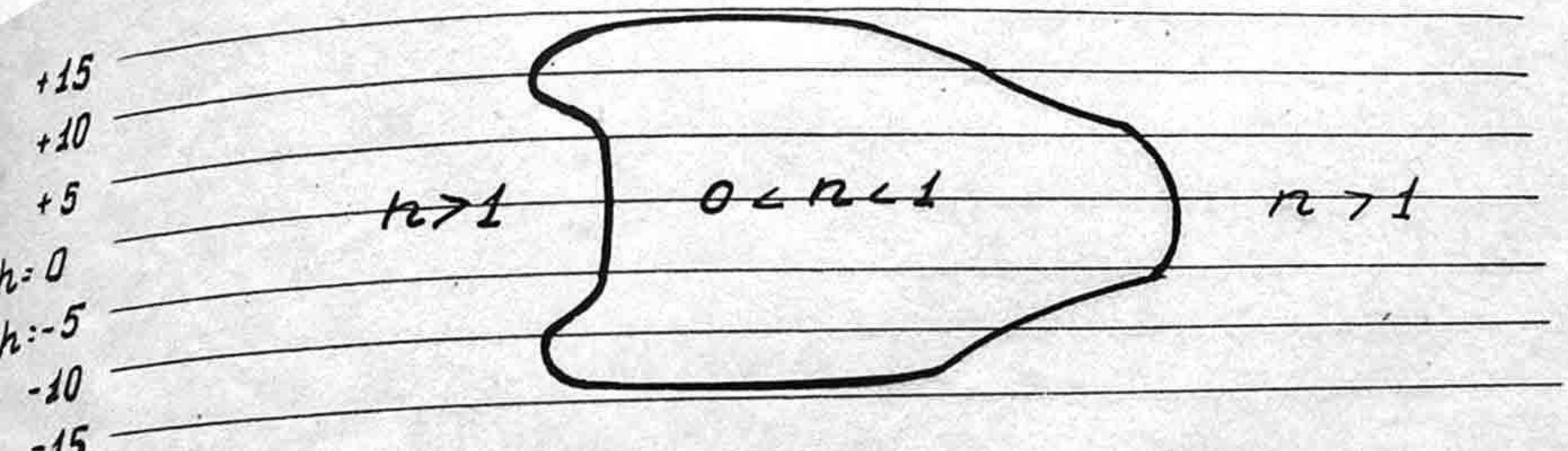
149

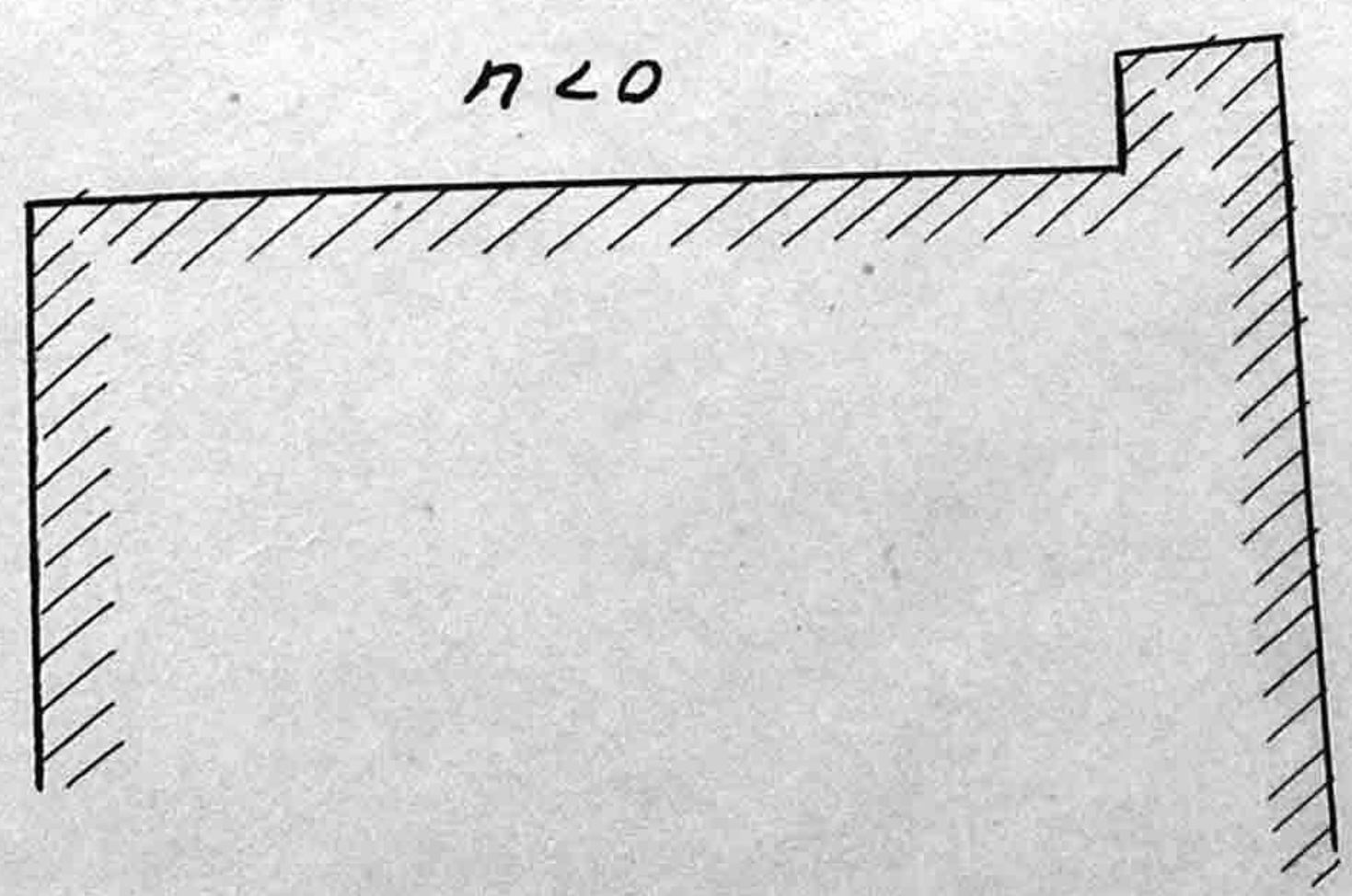
Чертеж №2

Рабочая область магнита БР-0

/Измерения производ. на модели/.







Чертеж №4

Влияние зубцов на увеличение рабочей области магнитного поля

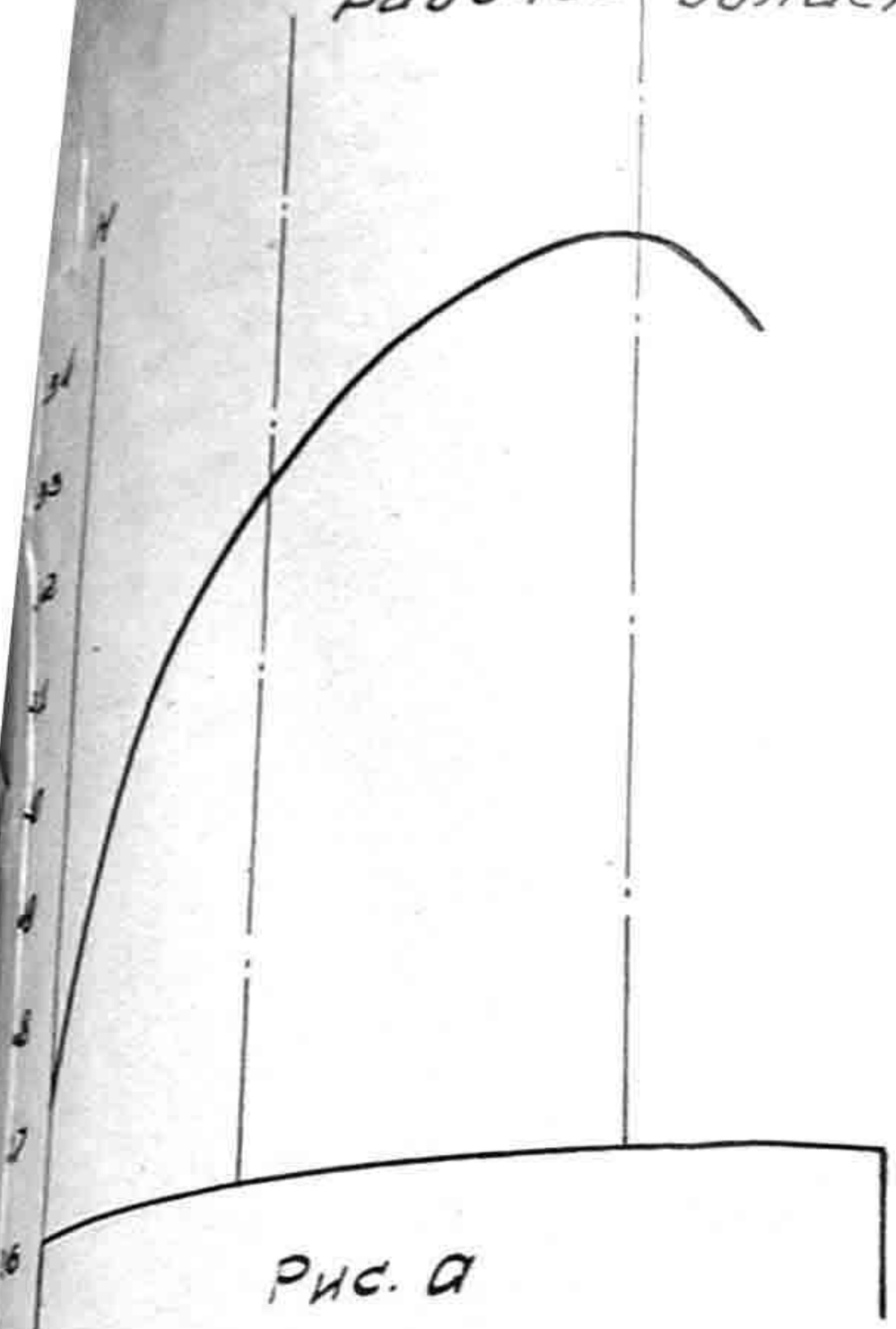


Рис. а

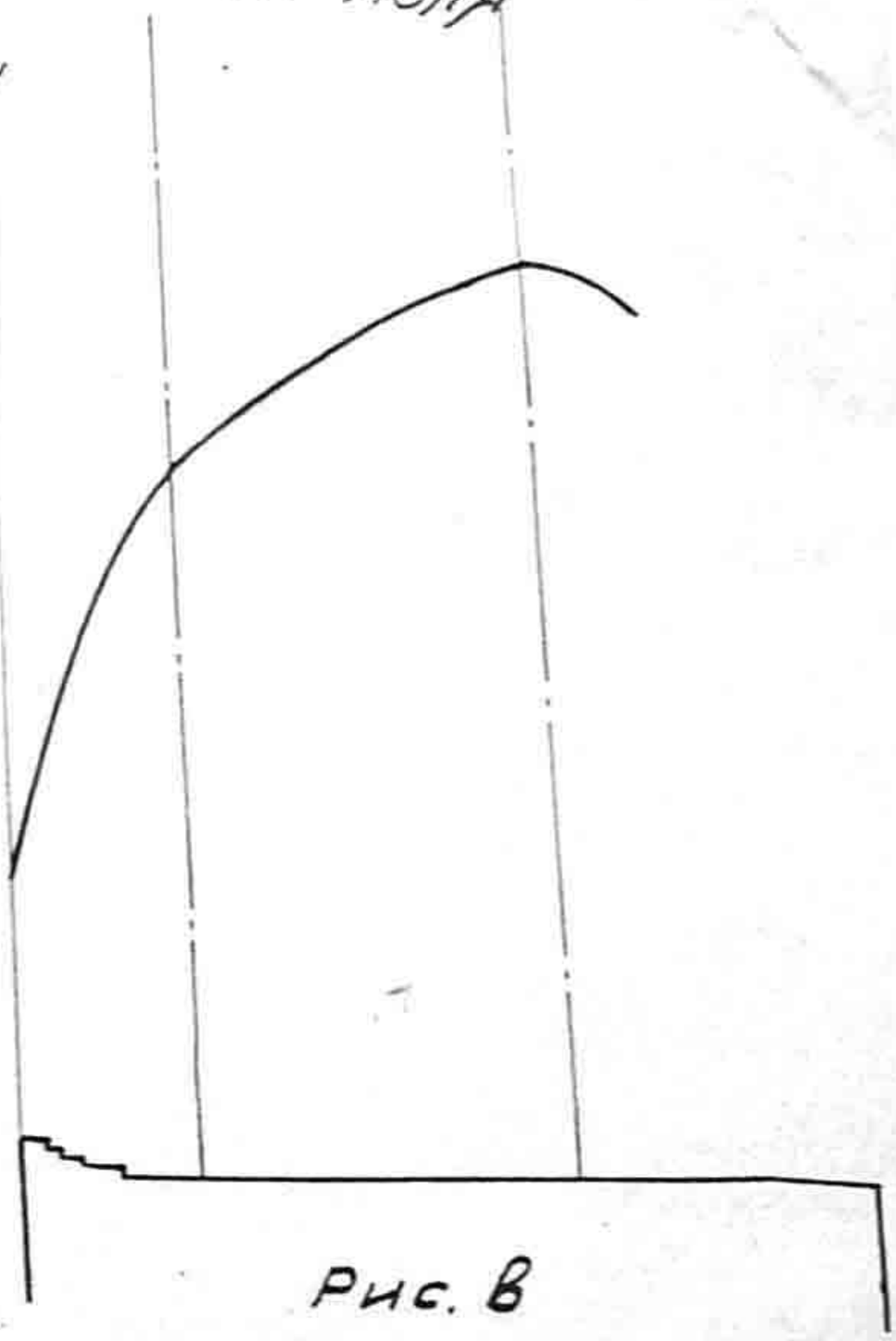


Рис. в

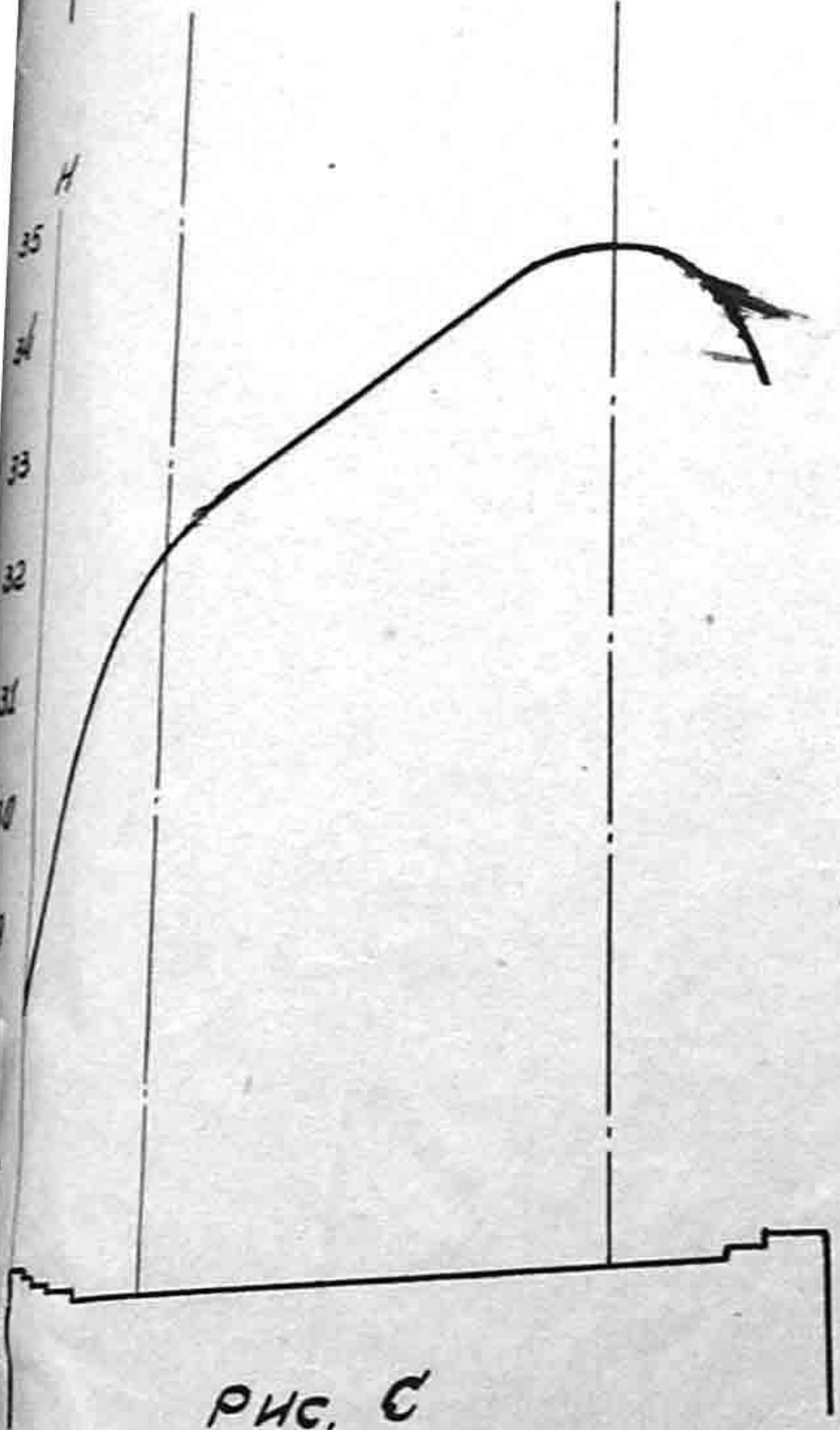


Рис. с

Рис. d.

——·—— Линии ограничивающие область на кривых где σ=1.

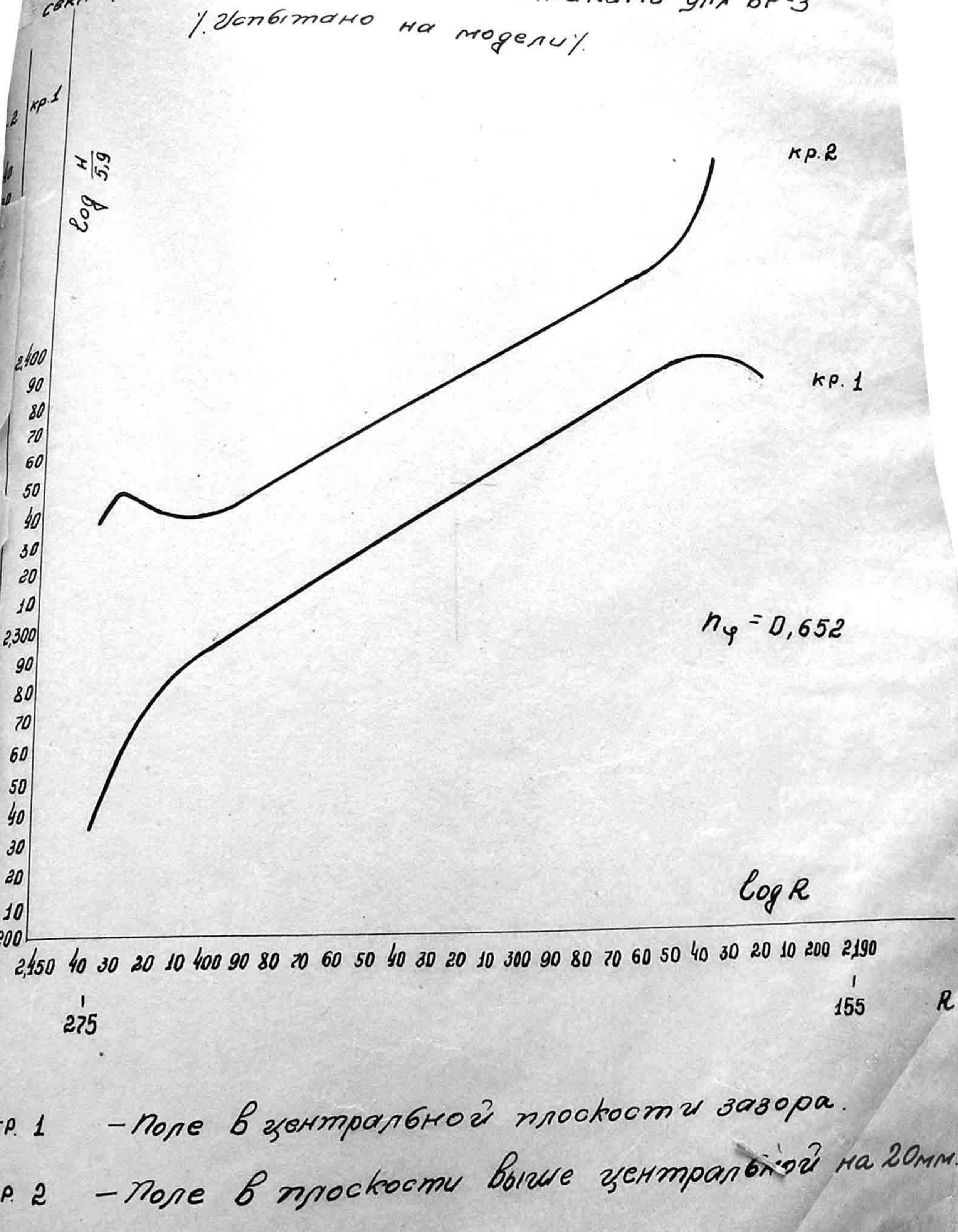
151

157

Чертеж №5

Магнитное поле в зазоре между секторными полюсными наконечниками для БР-3

/Устбштано на модели/



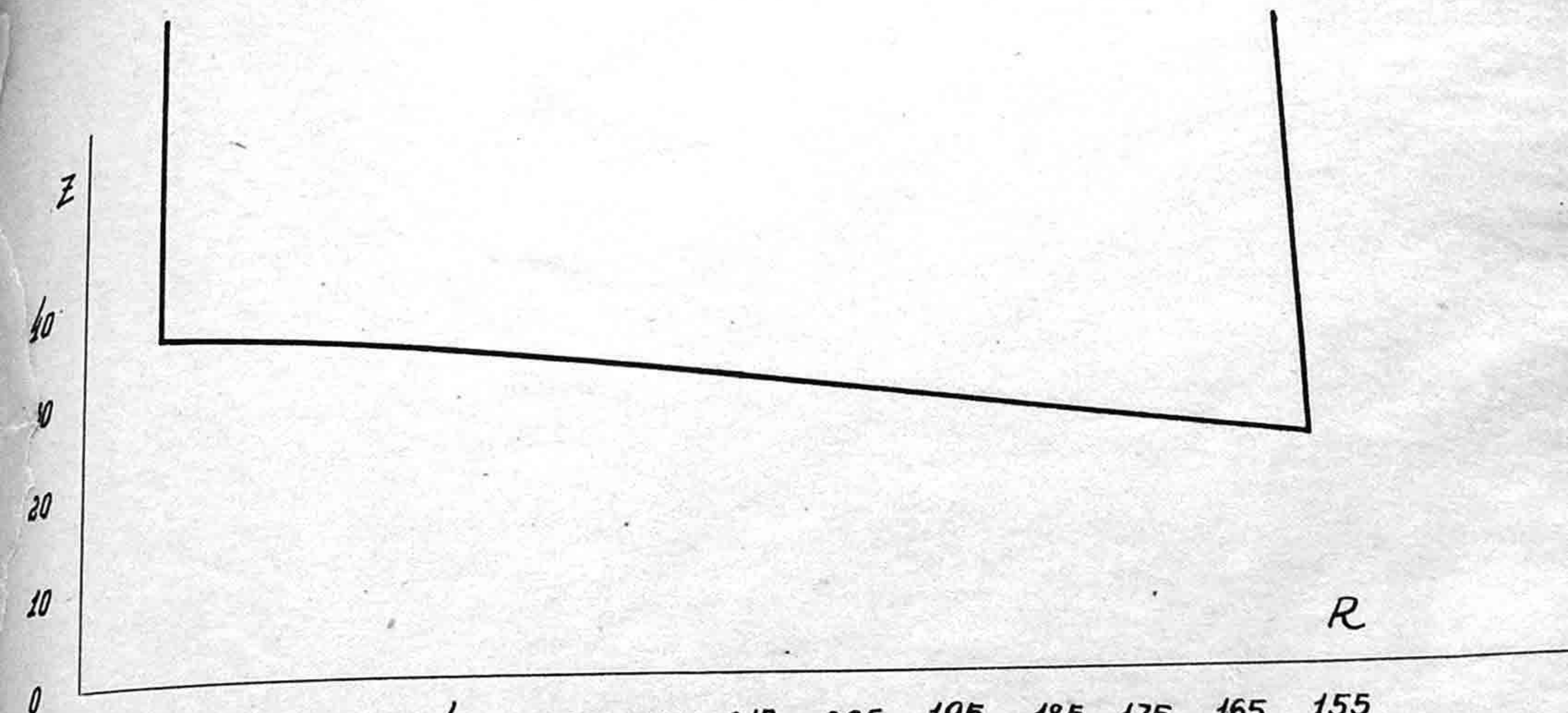
*) кр. 1 – Поле в центральной плоскости зазора.

кр. 2 – Поле в плоскости выше центральной на 20мм.

Чертеж №6

Расчетная форма полюсного наконечника магнита БР-3 /без зуба/.

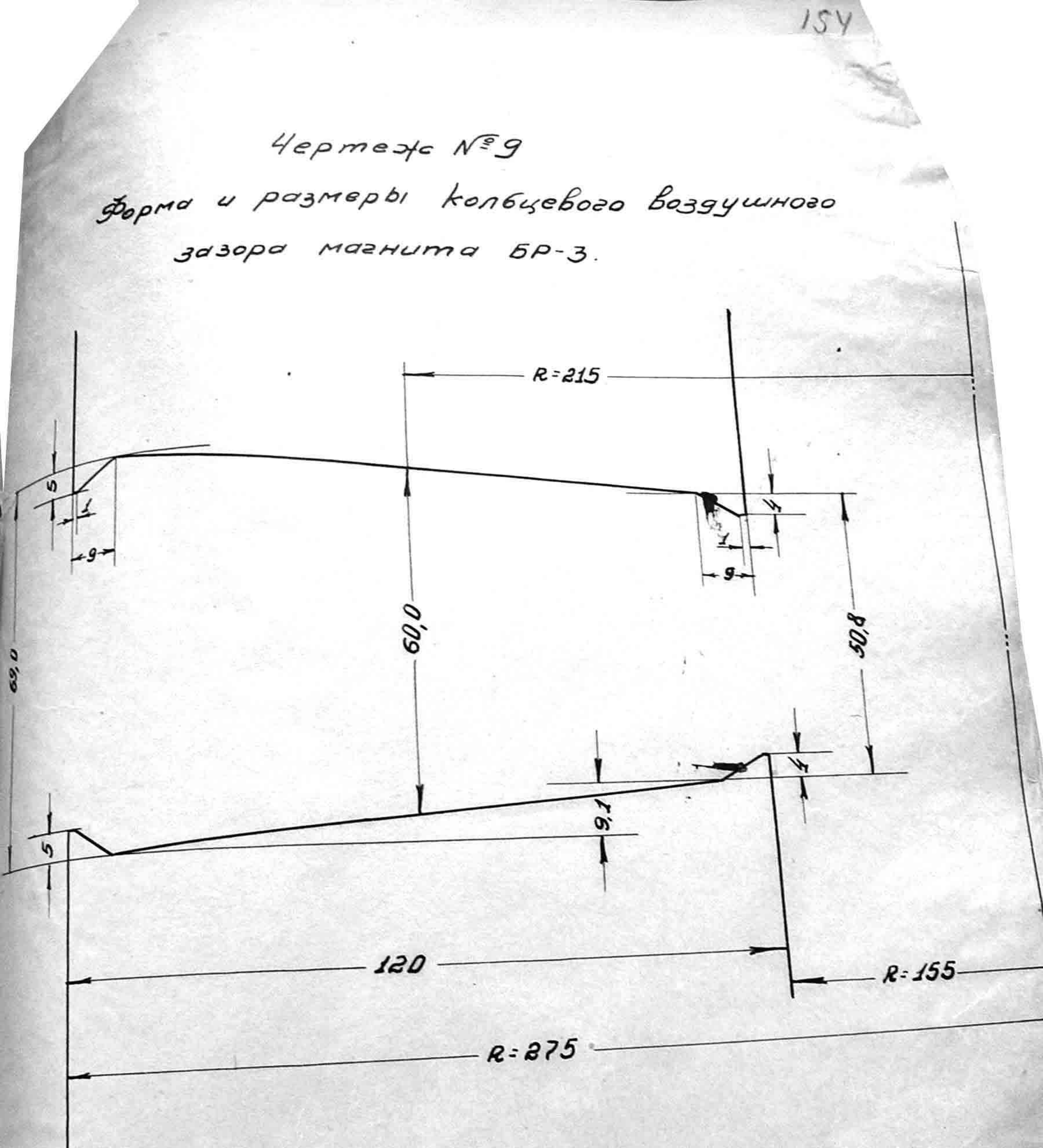
$k = 0{,}65$



R в мм.	265	255	235	215	195	175	165
Z в мм.	34,37	33,52	31,79	30,00	28,15	26,24	25,26.

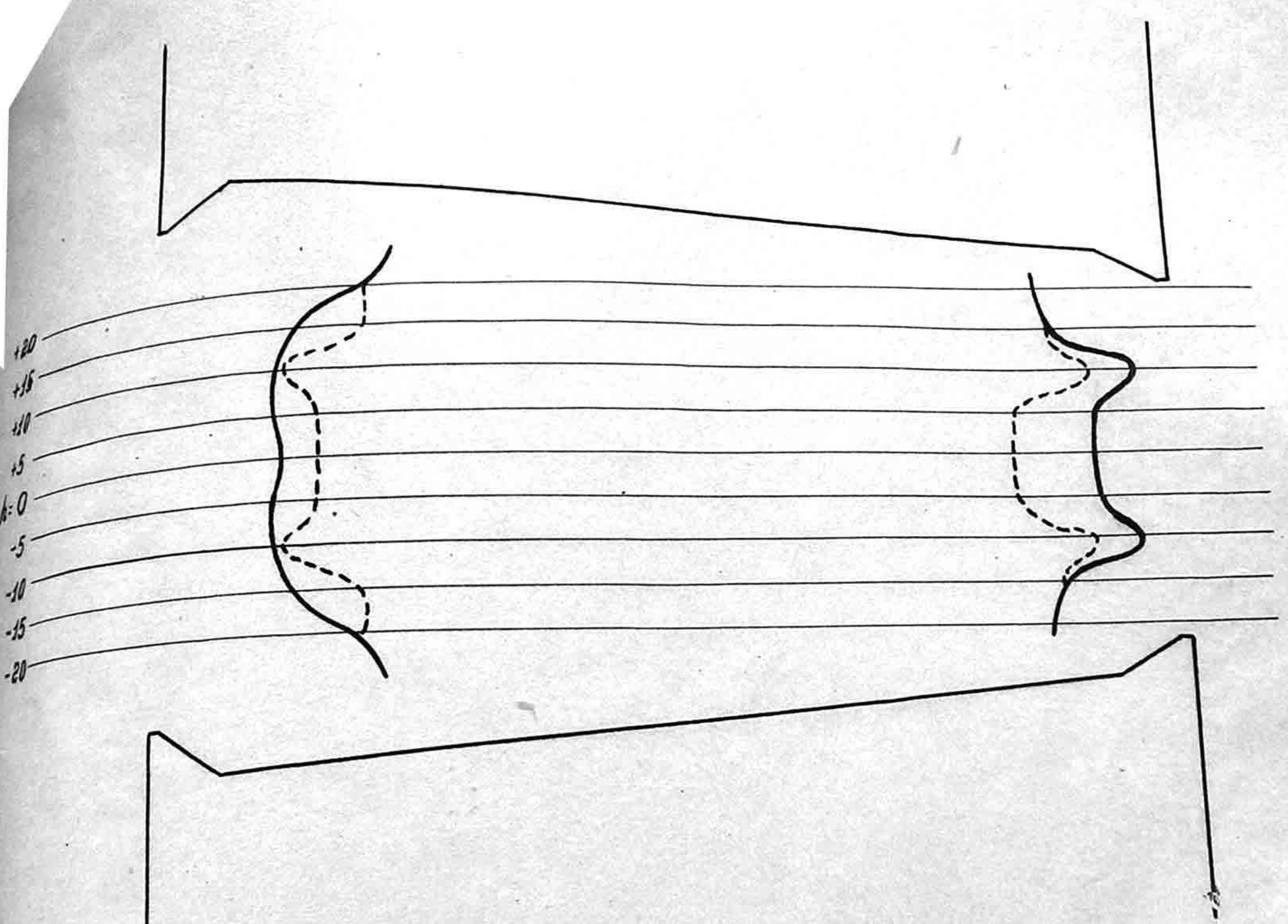
Чертеж №9

Форма и размеры колбцевого воздушного зазора магнита БР-3.



Чертеж № 8

Рабочая область для БР-3



——————— Рабочая область $\%\ 0 < n < 1\%$

- - - - - - - - - Область постоянного n $\%\ n \approx 0{,}65\%$

Е.М.МОРОЗ

6. ВЫБОР ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СИСТЕМЫ СИНХРОТРОНА

Е.М.МОРОЗ 157.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СИСТЕМЕ СИНХРОТРОНА

~~Введение~~

I. Высокочастотная система синхротрона должна быть конструктивно приспособлена к камере, имеющей форму баранки, находящейся между полюсами кольцевого магнита.

2. Длина волны генератора определяется соотношением

$$\lambda = 2\pi\rho$$

где ρ - радиус синхротронной орбиты.

3. Высокочастотная система должна быть сконструирована таким образом, чтобы не возникало вихревых токов, могущих внести фазовые искажения магнитного поля, в метал лических проводниках, подводящих к ускоряющим промежуткам высокочастотное напряжение.

Нами были рассмотрены два типа высокочастотных систем: система, являющаяся продолжением коаксиального кабеля, и эндовибратор. Последний, несомненно, имеет ряд преимуществ перед первой системой.

Глава I. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА, ЯВЛЯЮЩАЯСЯ ПРОДОЛЖЕНИЕМ КОАКСИАЛЬНОГО КАБЕЛЯ

§ I.

Конструкция ускоряющих электродов.

Стеклянная баранка была металлизирована снаружи не

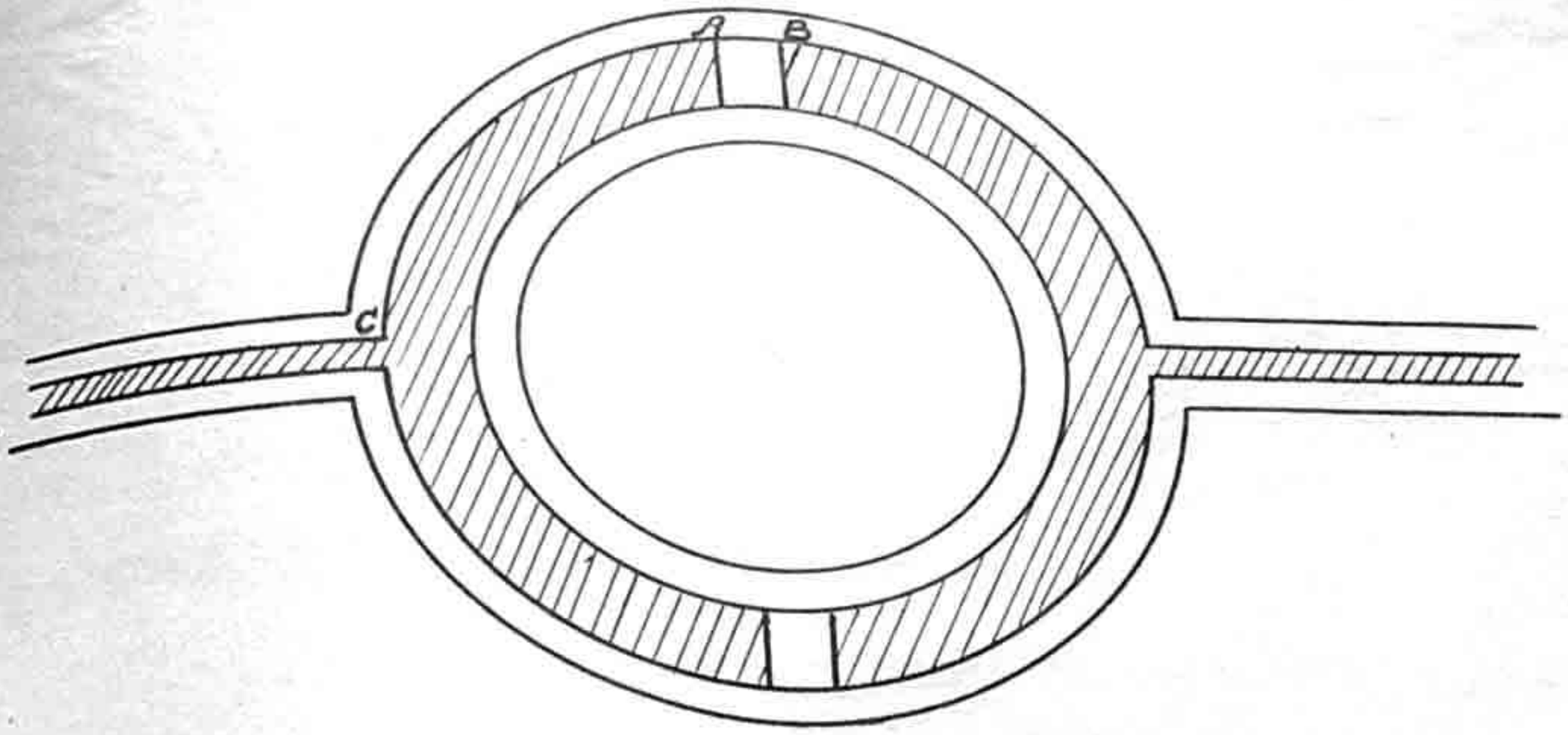


Рис. 1

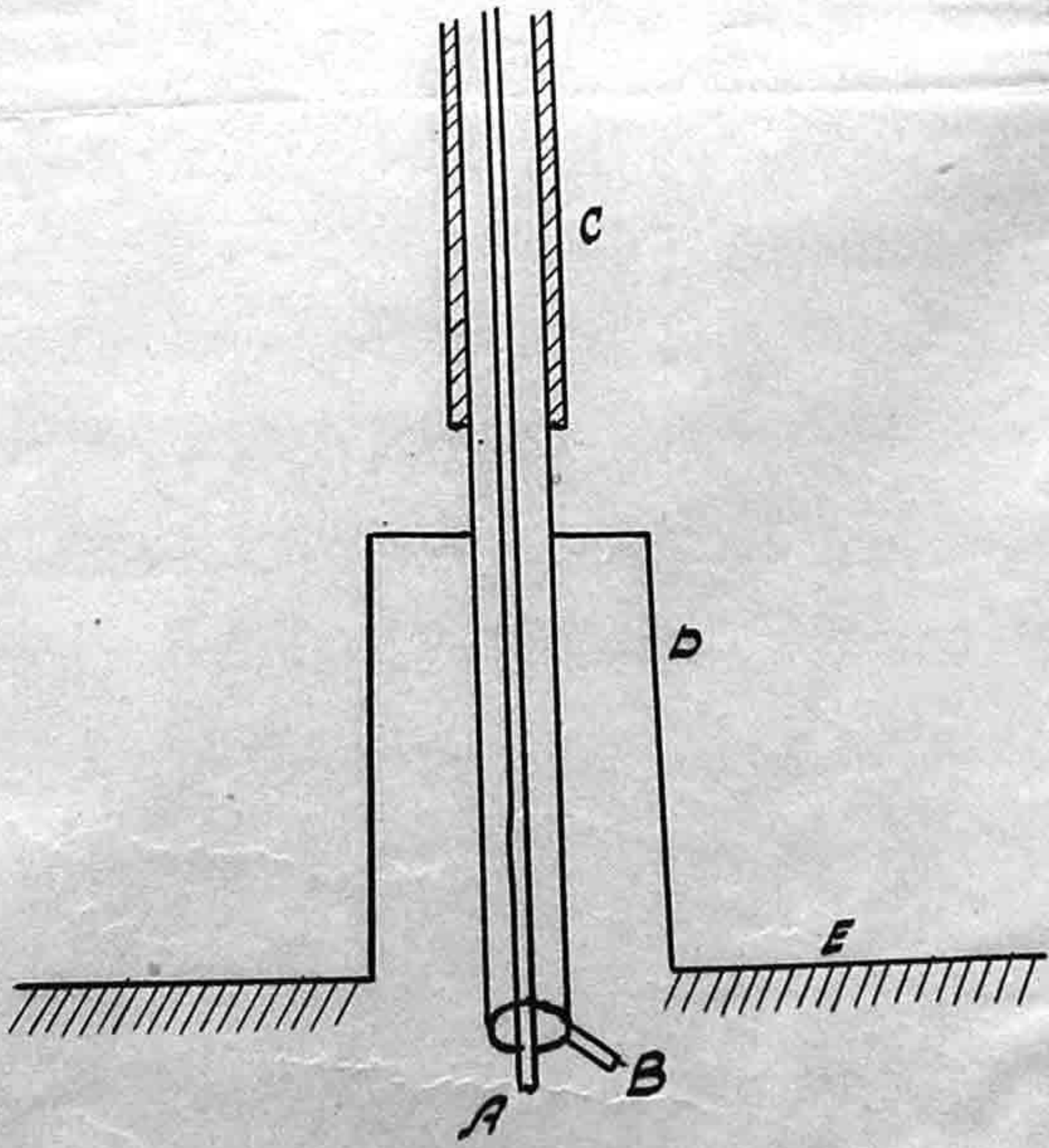


Рис. 2

по всей поверхности. Были оставлены два зазора, расположенные по диаметру (см.рис.1). Баранка окружена металлизированным экраном. К середине каждой полубаранки был присоединен центральный проводник коаксиального кабеля. Оплетка последнего присоединялась к экрану.

Если генератор имеет симметричный выход и длины кабелей, идущих к двум полубаранкам, одинаковые, то концы A и B будут иметь противоположные по знаку и равные по абсолютной величине потенциалы относительно земли (т.е. экрана), а значит разность потенциалов между A и B будет равна удвоенной разности потенциалов между одним из этих электродов и землей.

Толщина металлического покрытия камеры и экрана была около 30 микрон, что в шесть раз превосходит толщину скин-слоя для применявшейся длины волны 140 см. При этом влиянием токов Фуко на 50 периодное магнитное поле в зазоре можно пренебречь.

Итак, предложенная система возбуждения удовлетворяет указанным выше требованиям и может быть применена в модели синхротрона, рассчитанной на получение частиц с энергией до 30 Mev. Как будет видно из дальнейшего, такая система, однако, едва ли может быть применена в синхротронах, ускоряющих частицы до сотен миллионов электронов-вольт.

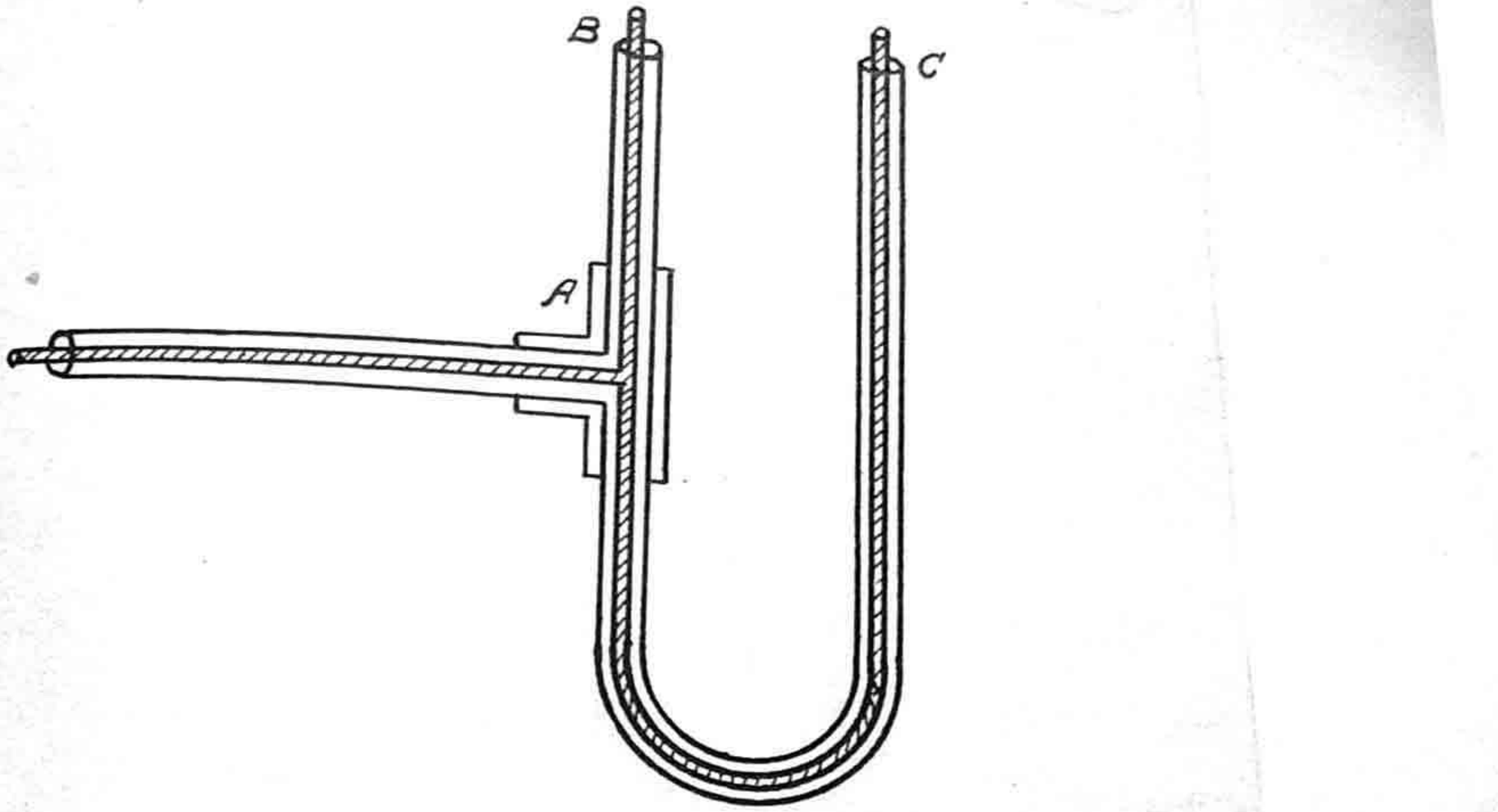


Рис. 3

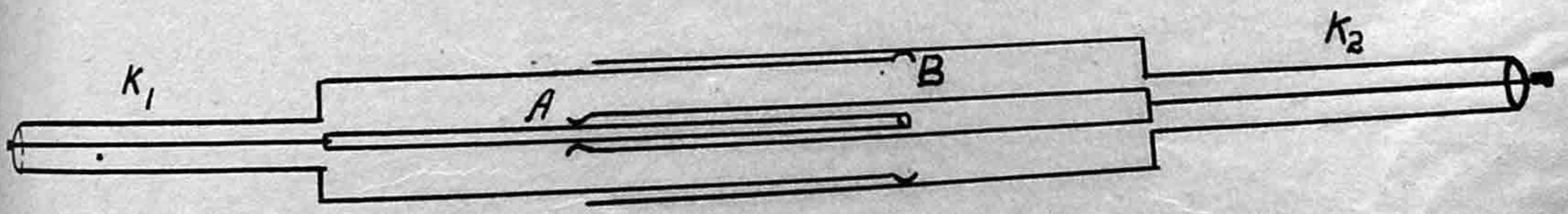


Рис. 4

161

§ 2.

Конструкция линии, подводящей высокую частоту к ускорительным электродам.

1. Выход генератора.

Генератор, имеющий симметричный выход, был присоединен к коаксиальному кабелю, оплетка которого присоединялась к корпусу генератора через четвертьволновую трубу (так называемая "металлическая изоляция"). (См. рис. 2). A и B - концы кабеля, присоединяющиеся к контуру генератора, C - хлорвениловая изоляция кабеля, D - алюминиевая труба длиной в четверть волны, E - металлический корпус генератора, соединенный с землей. Таким образом, оплетка кабеля оказывается заземленной без нарушения нормального режима генератора.

2. U - колено.

Кабель подходит к тройнику A (см. рис. 3), в котором он разветвляется на два конца, отличающиеся друг от друга по длине на нечетное число полуволн. При этом, как известно, на концах B и C будем иметь одинаковые по величине и противоположные по знаку токи и потенциалы, а на щели, образованной ускоряющими электродами, присоединенными к концам B и C, получим требуемое удвоение напряжения

3. Удлинительная линия.

Для получения максимальной амплитуды на ускоряющих электродах необходимо, чтобы реактивная часть входного

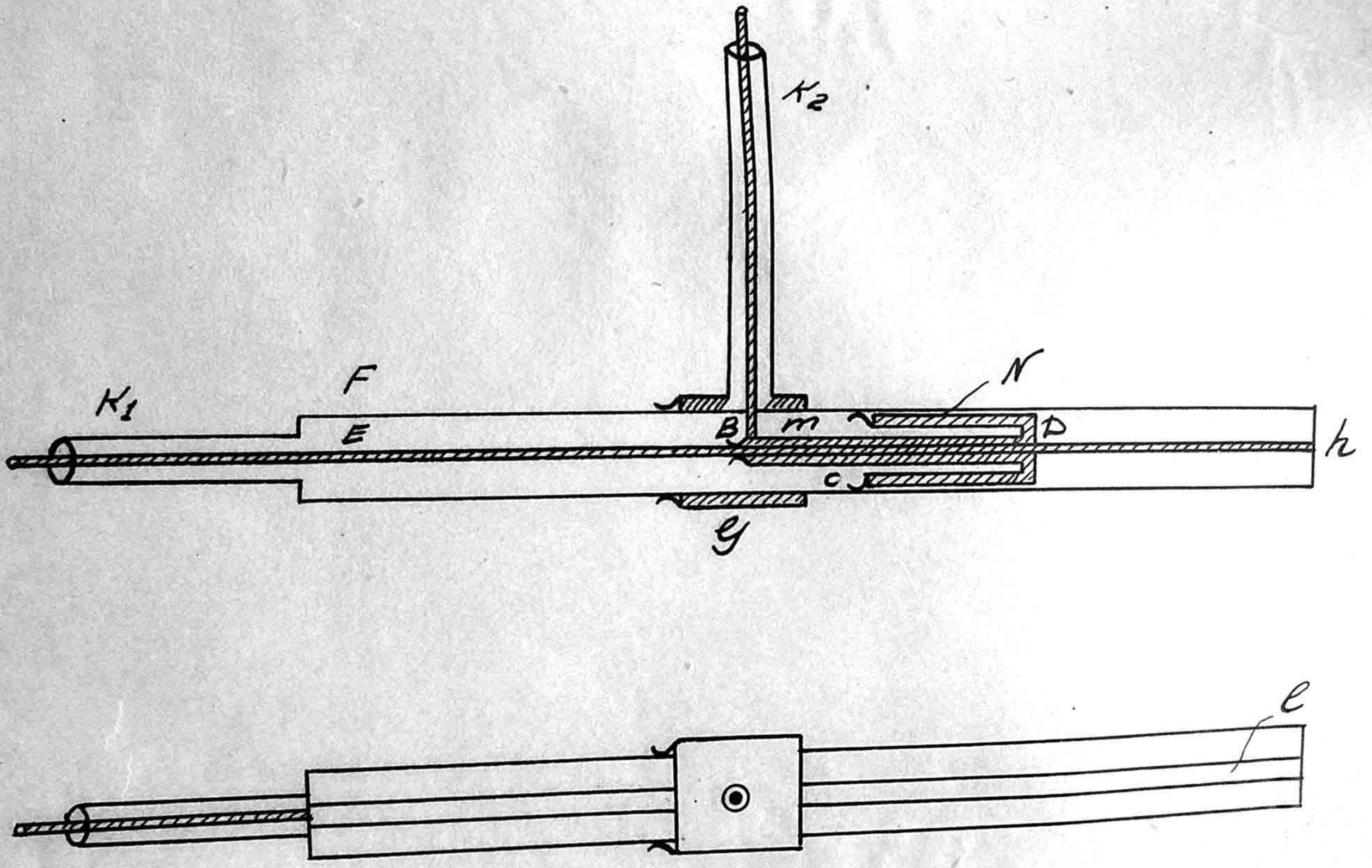


Рис. 5