

16

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ИЯФ 74-70

С.Г.Алиханов, В.Г.Белан, Г.Н.Кичигин

**МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ  
НА УСТАНОВКЕ "ВОЛНА"**

Новосибирск

1970

## МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ "ВОЛНА"

### А Н Н О Т А Ц И Я

Приводится описание схемы измерений и конструкции аппарата для определения плотности и температуры электронов, функции распределения электронов и ионов и потенциала в редкой ( $n_e \sim 10^6 - 10^8$ ) неизотермической плазме без магнитного поля. В работе даются также оценки погрешностей измерений.

- В процессе экспериментов измерялось:
1. Стандартная плотность электронов (только в первом режиме) с помощью резонансного зонда.
  2. Энергетический спектр ионов плазмы тремя видами анализаторов.
  3. Потенциал плазмы эмиссионным зондом.
  4. Температура и функция распределения электронов.

Измеренные свойства плазмы в различных режимах

резонансный зонд как радиочастотный метод определения плотности  $n_e$ , температуры  $T_e$ , энергетический и частотный спектры ионов в плазме при давлении в  $10^{-6}$  т./см<sup>2</sup>. В отличие от частотного метода резонансного зонда для значений  $n_e$  и  $T_e$  достигающих

Хотя диагностика разреженной плазмы достаточно подробно изучена, однако некоторые методы измерений, связанные с исследованием ионнозвуковой волны, потребовали существенных усовершенствований и, по-видимому, могут представить интерес для физиков, работающих в области динамики процессов в разреженной плазме. Изучение распространения ионнозвуковых волн большой амплитуды в бесстолкновительной плазме без магнитного поля производилось на установке "Волна" в двух режимах. В первом /1/ вакуумный объем ( $p_0 \sim 10^{-6}$  мм рт.ст.) заполнялся нейтральным газом (ксенон, аргон, гелий) до давления  $\sim 10^{-4}$  мм рт.ст., и путем ионизации нейтралов потоком ускоренных электронов с накаливаемого катода создавалась стационарная плазма. Во втором режиме /2/ (фиг.1) напуск газа производился импульсно с торца камеры. Расширяющееся газовое облако ионизовалось, как и в первом случае, потоком электронов и, образованная таким образом плазма, растекалась в вакуум со скоростью много большей скорости нейтрального газа. Через время  $\sim 1$  мсек устанавливалось квазистационарное течение и в интервале времени  $\approx 200$  мсек, в течение которого производились эксперименты, параметры плазмы не менялись во времени. Типичные параметры плазмы:

$n_e \sim 10^6 - 10^8$ ,  $T_e \approx 5 - 7$  эв, средняя длина пробега электронов и ионов определяется столкновениями с нейтралами и составляет величину  $\sim 10^2 - 10^3$  см.

В процессе экспериментов измерялось:

1. Стационарная плотность электронов (только в первом режиме) с помощью резонансного зонда.
2. Энергетический спектр ионов плазмы тремя видами анализаторов.
3. Потенциал плазмы эмиссионным зондом.
4. Температура и функция распределения электронов.

#### Измерение плотности плазмы в ч.зондом

Резонансный зонд как радиочастотный метод определения плотности  $n_e$ , температуры  $T_e$  электронов и частоты столкновений в плазме предложен в 1960 г./3/. В отличие от ленгмюровского, резонансный зонд даёт значения  $n_e$  и  $T_e$ , кото-

рые находятся по его характеристикам независимо друг от друга.

Резонансный зонд представляет собой электрод, введенный в плазму, к которому вместе с постоянным напряжением (как к обычному ленгмюровскому зонду) приложено и переменное. При этом в цепи зонда возникает переменный ток, который можно разделить на два. Один из них связан с потоком электронов из плазмы на зонд, другой — аналогичен обычному току поляризации в диэлектрике.

В первом случае на зонд подается постоянное смещение  $U_0$  плюс в.ч. напряжение  $U_{\approx}$  таким образом, чтобы находиться на электронной части характеристики зонда. Вследствие нелинейности характеристики этот ток имеет постоянную составляющую  $I_{\approx}$ . Во втором случае смещение выбирают таким образом, чтобы поток плазменных электронов на зонд был минимальным. Так как строгой теории резонансного зонда нет, то упрощенный анализ работы зонда может быть проделан на основе схемы замещения, приведенной на фиг. 2. Согласно работам [3,4] плазму можно представить вакуумной емкостью  $C_p$  с диэлектрической постоянной  $\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  или параллельным резонансным контуром с собственной частотой  $\omega_p = 1/\sqrt{L_p C_p}$  ( $\omega_p$  — частота электронных плазменных колебаний,  $L_p$ ,  $C_p$  — индуктивность и емкость плазмы соответственно). Легко показать, что оба эти представления эквивалентны. В плазменный контур включено активное сопротивление  $R_p$ , соответствующее потерям за счет столкновений электронов с нейтралами. Что касается переходного слоя зонда, то его можно представить в виде емкости  $C_d$ , с параллельно включенным диодом  $D_d$ . Переменная составляющая тока, текущего на зонд, есть сумма токов, текущих через емкость  $C_d$  и детектор  $D_d$  [4]:

$$I_{\approx} = I_c + I_d$$

Полный ток, текущий через детектор, можно записать в виде

$$I_d^n(U_0 + U_{\approx}) = I_0(U_0) + I_{\approx} + I_d$$

где  $I_{\approx}$  — добавка к постоянному току  $I_0$ , возникающая при наложении переменного напряжения, вследствие нелинейной характеристики детектора.

Наличие нелинейного элемента приводит к появлению гармоник, кратных основной частоте, которые дают дополнительные резонансы. Поэтому необходимо, чтобы переменный ток через детектор был много меньше тока через емкость. Отношение этих токов можно оценить, полагая: ток через емкость  $I_c = i\omega C_d U_d$ , ток диода в первом приближении [4]  $I_d = \frac{dI_e}{dU_0} U_d$ , где  $U_d$  — переменное напряжение, действующее в переходном слое. При максвелловском распределении электронов по скоростям для отрицательно заряженного зонда получим:

$$\frac{|I_d|}{|I_c|} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\omega_p}{\omega} \cdot \frac{d}{\lambda_D} \cdot \exp(-\Phi)$$

где  $d$  — толщина переходного слоя,

$\lambda_D$  — дебаевская длина,

$\omega_p$  — плазменная частота,

$\Phi$  — безразмерный потенциал.

Полагая  $\Phi = 6$  (плавающий потенциал), а  $d/\lambda_D = 5$ , что близко к экспериментальным условиям, и  $\omega = \omega_p/10$ , получим

$$\frac{|I_d|}{|I_c|} \approx 0.03$$

Видно, что на частотах существенно ниже плазменной ток диода много меньше емкостного.

Величину постоянной добавки тока  $I_{\approx}$  в зависимости от приложенного к зонду переменного напряжения  $U_{\approx}$  можно найти, если  $U_{\approx}$  меняется по гармоническому закону. Для случая  $\omega \ll \omega_p$  ток зонда равен:

$$I = I_0 \exp [(-eU \sin \omega t)/T_e]$$

Усредняя по периоду колебаний, получим:

$$I_{\approx} = I_0 [J_0(eU/T_e) - 1] \quad (1)$$

здесь  $J_0$  — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Таким образом, в области низких частот, где индуктивностью  $L_p$  можно пренебречь, добавка к постоянному току  $I_{\equiv}$  не зависит от частоты и связана с  $T_e$  по формуле (1).

Ток диода имеет максимум, когда резонирует контур  $L_p(C_p + C_s)$  и минимум — на частоте резонанса контура  $L_p C_p$ . На частотах много больших плазменной ток диода не зависит от частоты и определяется соотношением между ёмкостями  $C_s$  и  $C_p$ , а также величиной переменного напряжения.

Частота последовательного резонанса меньше  $\omega_p$  и равна:

$$\omega_z = [L_p(C_p + C_s)]^{-1/2}$$

Зависимость толщины переходного слоя, а следовательно и величины ёмкости  $C_s$  от потенциала зонда, приводит к тому, что частота последовательного резонанса меняется при изменении напряжения смещения на зонде.

Согласно схеме замещения частота антирезонанса для тока диода равна:

$$\omega_{az} = 1/\sqrt{L_p C_p} = \omega_p$$

Суммарный переменный ток, текущий через ёмкости  $C_s$  и  $C_k$ , имеет максимальную величину при частоте  $\omega_z$  и минимальную при

$$\omega_{az} = [L_p(C_p + \frac{C_s C_k}{C_s + C_k})]^{-1/2}$$

где  $C_k$  — ёмкость кабеля. Наличие ёмкостей  $C_s$  и  $C_k$  приводит к уменьшению частоты антирезонатора, но при скомпенсированной ёмкости кабеля ( $C_k = 0$ ) параллельный резонанс происходит на плазменной частоте. Определение концентрации плазмы по частоте антирезонанса оказывается неточным, так как минимум тока обычно нечетко выражен. В работе [4] был предложен способ точного определения плазменной частоты по точке (называемой "фокусной") пересечения характеристик зонда при различных потенциалах. Действительно при изменении зондового напряжения, то есть, ёмкости переходного слоя  $C_s$  проводимость системы "плазма-слой" меняется на всех частотах, кроме плазменной. Этот способ определения плазменной частоты ис-

пользовался в данных экспериментах.

Чтобы показать, что схема замещения хорошо отражает частотные свойства резонансного зонда в соответствии с ней был собран имитатор плазмы. Элементы схемы были выбраны примерно такими же, как в случае реальной плазмы. В качестве ёмкости, изменяющейся в зависимости от величины приложенного напряжения, был применен варикап Д-902. На фиг.3 приведены осциллограммы, иллюстрирующие зависимость величин токов  $I_{\approx}$  и  $I_{\equiv}$  от частоты. Частотные характеристики имитатора имеют все характерные участки, как и в случае реальной плазмы. Для тока частота фокусной точки совпадает с частотой параллельного резонанса системы.

В экспериментах использовался плоский зонд, собирающая поверхность которого была выполнена в виде медного диска диаметром 40 мм. Напряжение к зонду подавалось по коаксиальному подводу, который одновременно служил держателем зонда. Электрическая схема измерений приведена на фиг.4. Высокочастотное напряжение на зонд подавалось с генератора качающейся частоты. Сигнал пропорциональный постоянной составляющей тока снимался с сопротивления  $R$ . Измерение переменного тока  $I_{\approx}$  производилось поясом Роговского, выполненном на высокочастотном ферритовом кольце диаметром 30 мм, частотная характеристика которого была линейной от 10 до 150 мгц. Благодаря использованию одного ферритового кольца в схеме в отличие от [4] и тщательному выполнению, удалось получить хорошую компенсацию тока кабеля до частот примерно 100 мгц. При правильном подборе компенсирующей ёмкости с пояса Роговского снимался сигнал, пропорциональный току, текущему только по плазме. Для того, чтобы получить точку "фокуса", использовался генератор низкочастотного (50 - 100 гц) напряжения.

Экспериментальная зависимость постоянной составляющей тока зонда от частоты приведена на фиг.3. Здесь можно выделить три характерные области. В первой — добавка к электронному току  $I_0$  постоянна и не зависит от частоты, во второй — на некоторой частоте появляется резонансный пик, в третьей — на зонд течет ток, обусловленный наличием постоянного напряжения на зонде. Добавка к постоянному току  $I_{\equiv}$ , возникающая при наложении переменного напряжения, обусловлена нелинейны-

ми свойствами зондового слоя. Экспериментальная зависимость добавки тока от амплитуды в.ч.напряжения сравнивалась с теоретической (формула 1). Результаты сравнения приведены на фиг.5. Сплошная линия соответствует теоретической кривой. Для эффективного возбуждения резонанса, как следует из данных экспериментов и работы /3/, необходимо, чтобы амплитуда переменного напряжения  $U \gg T_e$ . Частота резонанса меньше плазменной и понижается при приближении потенциала зонда к плазменному. Частота антирезонанса даёт плазменную частоту. Видно, что точный отсчёт частоты затруднен, так как минимум не четко выражен. Точное значение плазменной частоты может быть произведен по точке "фокуса", которая была получена для переменной составляющей тока зонда. Экспериментальная зависимость  $I_{\approx}$  от частоты приведена на фиг.3. Четко видна точка "фокуса", которая соответствует плазменной частоте. Частота резонанса, как предполагалось, лежит ниже плазменной и смещается с изменением потенциала зонда (фиг.6). Согласно схеме замещения плазмы полуширина резонансного пика определяется активными потерями в плазменном контуре, обусловленными столкновениями электронов с нейтралами. Однако, полуширина экспериментальных кривых гораздо больше  $\nu_{en}$ , и в некотором интервале не зависит от давления нейтрального газа. По-видимому, это можно объяснить наличием дополнительного затухания.

На фиг.7 приведена зависимость отношения плотностей  $n_{\Lambda} / n_{\beta, \gamma}$  от плазменной частоты.  $n_{\Lambda}$  и  $n_{\beta, \gamma}$  - плотности электронов, полученные из статических зондовых характеристик и в.ч.методом. Плотность, полученная из обработки ленгмюровских характеристик, превышает плотность, полученную резонансным методом, в среднем примерно в 1,5 раза.

#### Измерение энергетического спектра ионов плазмы

Энергетическое распределение ионов на установке "Волна" измерялось тремя способами: по методу задерживающего потенциала, по отклонению ионов в поле цилиндрического конденсатора и по времени пролета.

Принцип работы анализатора с тормозящим потенциалом с использованием сеток с высокой прозрачностью, широко известен /6/. На фиг.8 показана схема четырехэлектродного анализатора, примененного в эксперименте, и распределение потенциалов между электродами.

Основные погрешности, возникающие при анализе энергии ионов в таком анализаторе, обусловлены пространственным заря-

дом, вторичной электронной эмиссией, возникающей при бомбардировке металлических поверхностей быстрыми ионами, и провисанием поля в ячейках сетки.

В условиях нашего эксперимента эффектами пространственного заряда из-за малой плотности ионных токов можно пренебречь. Вследствие высокой прозрачности сеток ток вторичной эмиссии с них пренебрежимо мал. Основным источником вторичных электронов является коллектор, но коэффициент вторичной эмиссии для выбранного материала (вольфрам) при максимальной энергии ионов  $\approx 100$  эв, порядка  $10^{-3}$  /6/, поэтому ток вторичной эмиссии можно пренебречь. Из-за провисания поля в ячейках сетки продольная составляющая энергии иона при прохождении ускоряющей сетки меняется на величину

$$\Delta \epsilon_1 = \Delta \varphi^2 / \epsilon_0 \quad (2)$$

а при прохождении тормозящей - на величину:

$$\Delta \epsilon_2 = \Delta \varphi$$

где  $\Delta \varphi$  - разность потенциалов между провололочкой и серединой ячейки сетки;

$\epsilon_0$  - энергия анализируемых ионов.

Используя формулу для распределения поля в триоде для определения провисания поля получим /7/:

$$\Delta \varphi = \frac{\delta}{2\pi d} \left\{ U_{c1} \ln \frac{U_{c1} + U_{c2}}{U_{c1}} + U_{c2} \ln \frac{U_{c1} + U_{c2}}{U_{c2}} - (U_{c1} + U_{c2}) \ln [\pi (1 - \kappa)] \right\} \quad (3)$$

где  $\kappa$  - коэффициент прозрачности сетки;

$\delta$  - размер ячейки;

$d$  - расстояние между электродами;

$U_{c1}, U_{c2}$  - разность потенциалов между сеткой и соседними электродами 1,2.

Подставляя значения  $\delta = 0,5$  мм,  $d = 4$  мм,  $\kappa = 0,8$ ,  $U_{\max} \sim 100$  в для анализатора, применяемого в эксперименте получим:  $\Delta \epsilon_1 / \epsilon_0 \sim 0,1\%$ ,  $\Delta \epsilon_2 / \epsilon_0 \approx 5\%$ . На фиг.9 приведена ос-

циллограмма зависимости тока коллектора от тормозящего напряжения и спектр ионов, полученный из обработки этой осциллограммы.

Принцип работы анализатора, в котором анализ частиц по энергиям происходит при отклонении в поле цилиндрического конденсатора, заключается в следующем. При движении заряженной частицы в радиальном поле сила Лоренца уравнивает центробежную силу, если центр кривизны траектории частицы совпадает с центром поля. То есть, для частиц, движущихся по окружности, выполняется условие

$$\epsilon_0 = \frac{e\psi}{2 \ln(r_2/r_1)}$$

где  $e$ ,  $\epsilon_0$  - заряд и кинетическая энергия частицы:

$r_2$  - наружный,  $r_1$  - внутренний радиусы обкладок конденсатора;

$\psi$  - разность потенциалов между обкладками.

Когда частицы, движущиеся по круговой траектории, отклонятся на угол  $\approx 127^\circ$ , другие, имеющие в точке входа то же направление, но энергию несколько больше или меньше  $\epsilon_0$ , удалятся от круговой траектории на максимальное расстояние, в то время как частицы с энергией  $\epsilon_0$ , пересекающие круговую траекторию в точке входа под небольшими углами, снова сфокусируются в точку /8/. Используя это свойство в данном анализаторе, угол отклонения был выбран равным  $127^\circ 17'$ . Схема анализатора приведена на фиг.10. На сетке 1 происходит разделение зарядов, затем ионы через диафрагму 2 попадают в анализирующее поле конденсатора 3. Выделение частиц, двигающихся по заданной круговой траектории, т.е. с определенной энергией, осуществляется с помощью диафрагм 2 и 4. Регистрация анализируемых ионов производится детектором Дэли /6/, состоящим из ускоряющей сетки 5, высоковольтного (-15 кВ) алюминиевого электрода 6, сцинтиллятора 7, напыленного проводящим покрытием, и фотоумножителя 8. Потенциалы обкладок конденсатора равны  $\psi/2$  и  $-\psi/2$  относительно диафрагм 2, 4, имеющих одинаковый потенциал. Сигнал с ФЭУ, пропорциональный потоку ионов, подавался на осциллограф. Относительное разрешение анализатора определяется в основном шириной выходной щели по формуле /8/:

$$\Delta \epsilon / \epsilon_0 = h / (4 \sqrt{r_1 r_2})$$

где  $\Delta \epsilon$  - допустимая погрешность:

$h$  - ширина выходной щели;

При заданных параметрах  $h = 0,35$  мм,  $r_1 = 63,5$  мм,

$r_2 = 77,5$  мм,  $\Delta \epsilon / \epsilon_0$  равнялось 1%. Погрешность анализа, обусловленная входной сеткой согласно формулам (2,3) при  $\delta = 0,5$  мм,  $d = 3$  мм,  $K = 0,8$ ,  $U = 50$ В приблизительно равнялась 0,1%.

На фиг.11 приведен спектр ионов, полученный в экспериментах по расщепке косых ионных волн пучком быстрых ионов /9/.

Для определения энергетического спектра ионов плазмы, параметры которой в заданной точке пространства быстро меняются во времени, наиболее подходящим является анализатор по времени пролёта. Основными элементами для такого анализатора является: электростатический затвор, формирующий узкий пакет исследуемых частиц, пролётная трубка и коллектор.

Схема импульсного анализатора приведена на фиг.12. Плазма свободно входит в анализатор и на входной сетке 1 происходит разделение зарядов. В интервал времени, когда затвор 2 открыт, ионы проходят в пролётную трубку 3 и в зависимости от энергии достигают коллектора 4 в разные моменты времени. Измеряя зависимость тока коллектора от времени, можно получить информацию об энергетическом спектре исследуемых ионов.

Разрешающая способность анализатора определяется временем открытого затвора, пространственным зарядом ионного пакета и наличием входной сетки. Влиянием пространственного заряда вследствие малости токов, можно пренебречь. Ошибка, вносимая наличием сетки согласно формулам (2,3) при  $\delta = 0,5$  мм,  $d = 10$  мм,  $K = 0,8$ ,  $U = 20$ В, пренебрежимо мала.

Что касается времени открытого затвора  $\tau$ , то для получения хорошей точности анализа необходимо величину выбирать минимальной. В случае, когда  $\tau \ll t(\epsilon)$  относительное разрешение анализатора выражается формулой:

$$\Delta \epsilon / \epsilon = 2\tau / t(\epsilon)$$

где  $t(\varepsilon)$  - время пролёта частицы с энергией  $\varepsilon$ . При увеличении времени пролёта частицы различных энергий эффектнее разделяются в пространстве и разрешающая способность улучшается.

При движении ионного пакета в пролётной трубке из-за наличия поперечной скорости происходят потери частиц на стенках, причём для частиц с различными продольными энергиями потери различны. Это приводит к искажению формы энергетического спектра при анализе. Величину потерь в зависимости от энергии частиц предполагая распределение по поперечным скоростям максвелловским, с температурой  $T_{\perp}$  можно найти из выражения:

$$j = j_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^2 \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} (2\Phi(\beta) - \Phi(\gamma) - \Phi(\delta)) - \frac{1}{\beta^2} (e^{-\gamma^2} + e^{-\delta^2} - 2e^{-\beta^2}) \right] \right\}$$

$$\alpha = \left( \frac{m_i v_{\parallel}^2}{2T_{\perp}} \right)^{1/2}, \quad \beta = \frac{\alpha R_2}{L}, \quad \gamma = \frac{\alpha(R_2 - R_1)}{L}, \quad \delta = \frac{\alpha(R_1 + R_2)}{L}, \quad (4)$$

где  $j_0$  - ток коллектора, при  $T_{\perp} = 0$ ;  
 $v_{\parallel}$  - продольная скорость ионов;

$R_1, R_2, L$  - входной, выходной радиусы и длина трубки;

$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  - интеграл вероятности.

Зависимость величины  $K = (j_0 - j)/j_0$  от энергии частиц для анализатора с параметрами, близкими к экспериментальным для  $T_{\perp} = 0,3$  эв, приведена в фигуре 13.

Для обеспечения необходимой разрешающей способности в интересующем диапазоне энергий 40 - 80 эв в эксперименте был применен анализатор с параметрами:  $L = 22$  см,  $R_1 = 1,5$  см,  $R_2 = 2,8$  см.

Электростатический затвор, формирующий ионный пакет, был изготовлен из медных пластинок толщиной 0,25 мм, шариковой 1 мм, расстоянием между пластинками 0,2 мм. Выбранные параметры позволяют полностью запираить ток плазмы при разности потенциалов между пластинками 5в. Время открытого затвора было выбрано равным 0,5 мксек, что на порядок меньше характерного времени изменения параметров плазмы и в несколько раз больше времени пролета частицы через затвор.

При выбранных величинах  $\tau$  и  $L$  разрешающая способность не хуже 5% в исследуемом диапазоне энергий.

На фиг.14 приведена зависимость полного тока коллектора от потенциала трубки. Видно, что при некотором потенциале ток достигает насыщения и при  $U_{\text{тр}} = 0$  величина тока составляет  $\approx 80\%$  от полной. Зависимость величины потерь на стенках, полученная экспериментально, хорошо согласуется с вычисленной по формуле (4). Анализатор с параметрами, приведенными выше, был применен для исследования спектра ионов по скоростям в ионно-звуковой волне большой амплитуды. На фиг.15 приведены профиль плотности в волне (вверху) и спектры ионов (внизу), полученные в эксперименте. Спектры 1 и 2 относятся к соответствующим точкам профиля плотности.

### Измерение потенциала плазмы

Для измерения потенциала в экспериментах применялся эмиссионный зонд, который представляет собой небольшую накаливаемую спираль, помещенную в плазму. Положительный накаливаемый зонд собирает электроны, а отрицательный - испускает их, поэтому при  $T_e = T_3$ , где  $T_3$  - температура термоэлектронов, плазменный и плавающий потенциалы зонда равны, что позволяет измерять потенциал плазмы. Однако в случае  $T_e \gg T_3$  плавающий потенциал несколько ниже плазменного. Величину плавающего потенциала при  $T_e \gg T_3$ , в плоском случае можно оценить из условия:  $i_e = i_3$ , считая, что  $i_e =$

$$= i_0 \exp(-e\varphi/T_e), \quad i_3 = (2e/m)^{1/2} \varphi^{3/2} / (9\pi d^2)$$

$d = \lambda_D$  получим  $\varphi_{fe} \approx 0,7 T_e / e$ . Экспериментальная зависимость электронного тока от потенциала для холод-



ного и горячего зондов, снятая в статическом режиме, приведена на фиг.16. Как следует из приведенной зависимости, величина плавающего потенциала для эмиссионного зонда равна  $3\text{эВ}$  ( $\approx 0.7 T_e$ ) и совпадает с хорошей точностью с приведенной оценкой. Существенно меньшее динамическое сопротивление горячего зонда по сравнению с холодным при плавающем потенциале, позволяет использовать его для измерения потенциала плазмы, быстро меняющегося во времени. Схема измерения импульсного потенциала эмиссионным зондом приведена на фиг.17. Временное разрешение цепи зонда определяется величинами динамического сопротивления  $R_p$  и паразитной ёмкости  $C$  зонда на землю. В условиях нашего эксперимента  $R_p \sim 100$  ком, характерное время изменения потенциала во фронте волны  $\sim 1$  мксек, поэтому  $C$  должно быть гораздо меньше 10 пф. Для уменьшения паразитной ёмкости источник питания накала зонда, на время измерений (100 мксек), отключался с помощью реле  $P$ , помещенного в непосредственной близости с зондом. Это позволило получить величину ёмкости  $C \approx 2$  пф. На фиг.18 приведена осциллограмма, показывающая временную зависимость потенциала, измеренного эмиссионным зондом, для ионнозвуковой волны большой амплитуды.

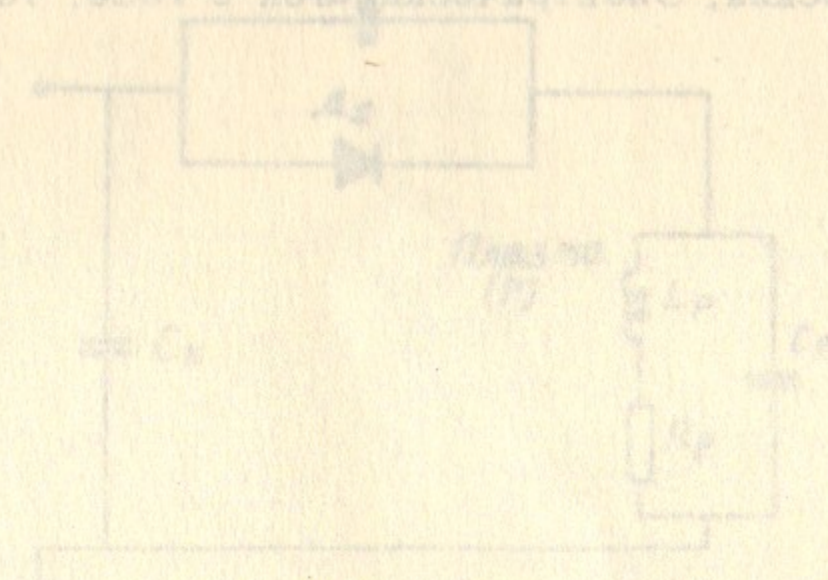
#### Измерение температуры и функции распределения электронов

Функция распределения электронной компоненты плазмы определялась по виду второй производной зондовой характеристики. Как известно [10] при изотропном распределении электронов по скоростям, для случая плоского зонда, вторая производная тока зонда есть:

$$j''(\varphi) = \frac{d^2 j}{d\varphi^2} = \frac{e^2}{4m\varphi} \cdot f(\sqrt{2e\varphi/m})$$

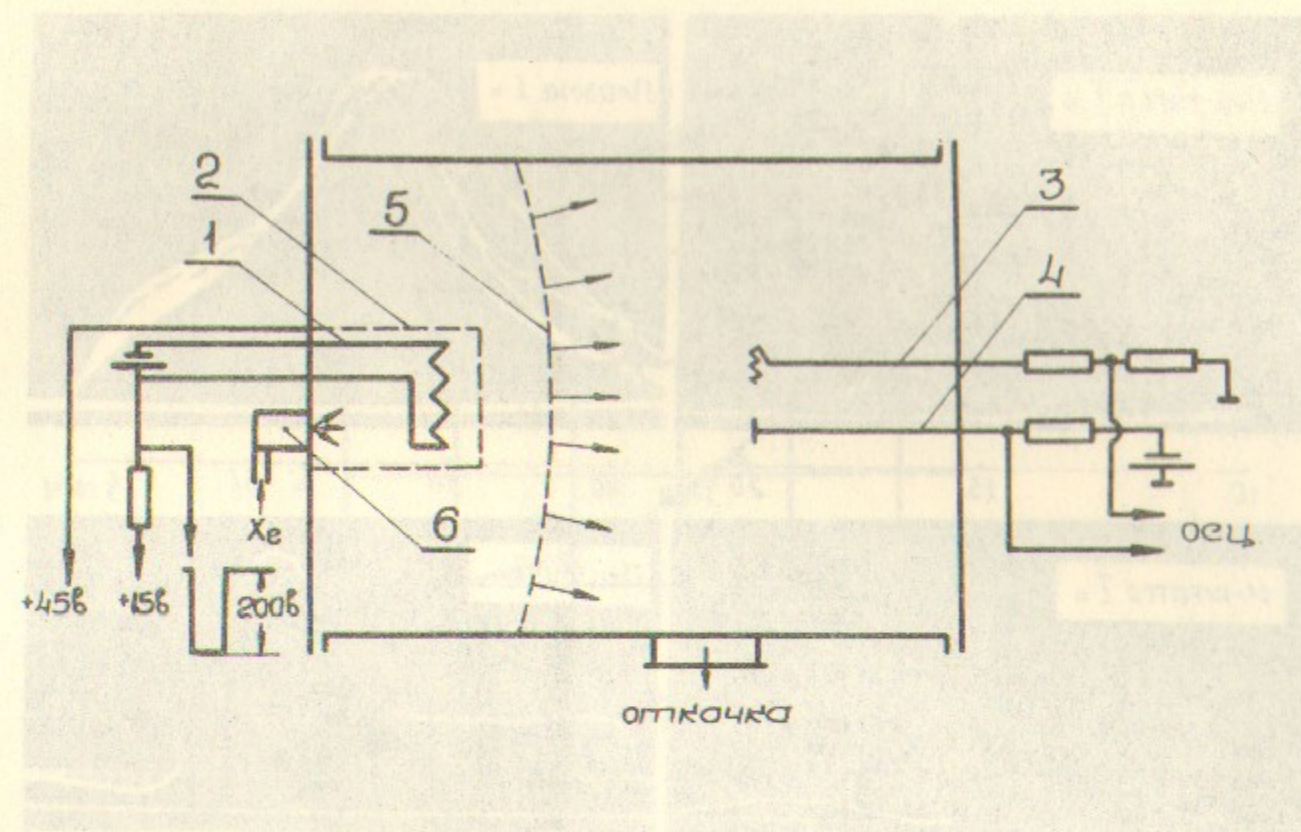
где  $\varphi$  - потенциал зонда относительно плазменного. Таким образом измеряя зависимость  $j''(\varphi)$  можно получить сведения о функции распределения электронов плазмы. В экспериментах

применялся плоский зонд  $\phi$  40мм, на который подавалось пилообразное напряжение со скоростью нарастания 10 в/мксек. Сигнал, пропорциональный току зонда, подавался на вход дифференцирующей цепи, состоящей из двух RC-цепочек с постоянной времени  $\sim 0,1$  мксек. По положению максимума второй производной тока можно определить потенциал плазмы, величина которого, в данных экспериментах хорошо согласовалась с измерениями эмиссионным зондом. Малое время измерения  $j''(\varphi)$  (в данном случае 3 мксек) позволило определить функцию распределения электронов не только в невозмущенной плазме, но и за фронтом ионнозвуковой волны большой амплитуды. Как показали результаты измерений, функция распределения электронов перед фронтом и за фронтом волны практически не отличаются. На фиг.19 приведены зависимость  $f(v)$ , полученная в эксперименте и, для сравнения, здесь же нанесена (пунктир)  $f(v)$  для максвелловского распределения электронов по скоростям при  $T_e = 6,3$  эв.

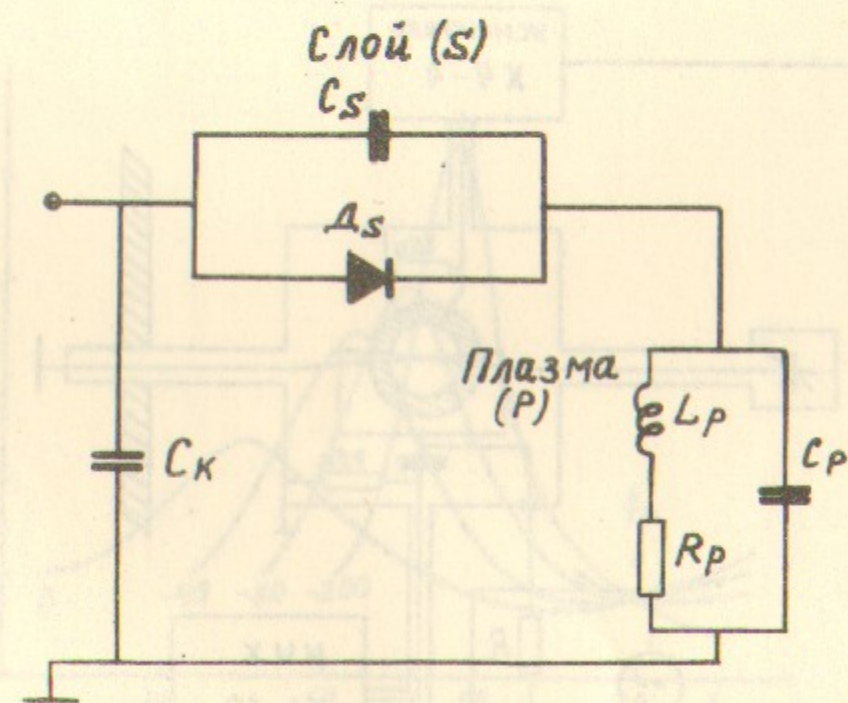


Л и т е р а т у р а

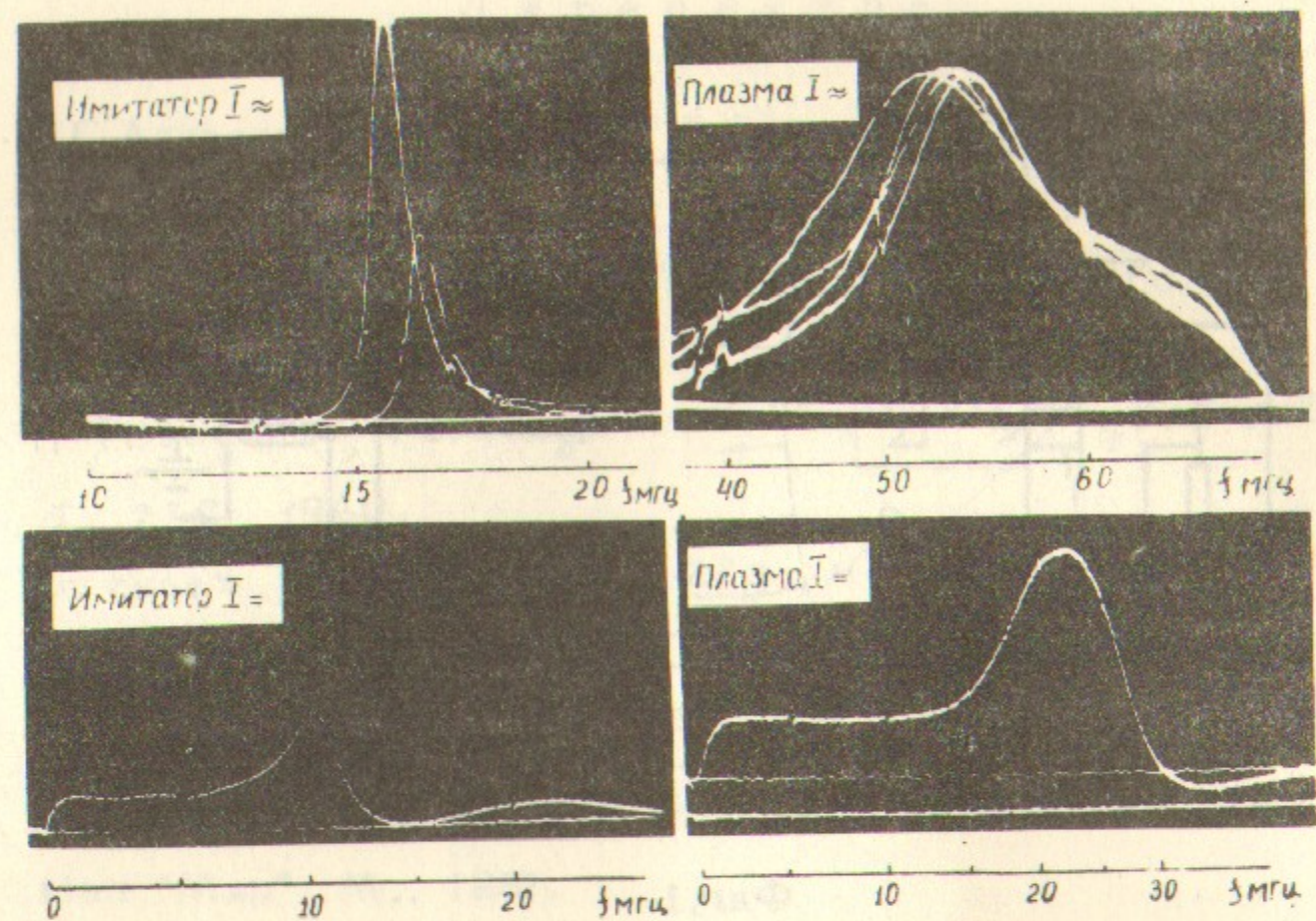
1. С.Г.Алиханов, В.Г.Белан, Р.З.Сагдеев, Письма ЖЭТФ, 57, 405, 1968.
2. С.Г.Алиханов, В.Г.Белан, Г.Н.Кичигин, П.З.Чеботаев, ЖЭТФ (в печати).
3. К.Такаута, Н.И.Икегати, С.Мицзаки, Phys. Rev. Lett., 5, 238, 1960.
4. G. Peter, Z. Naturforsch., 22a, N6, 1967.
5. S. Stephanakis and W.H. Bennett, Rev. Sci. Instrum., 39, 1714, 1968.
6. Диагностика плазмы, под ред.Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда, Изд."Мир". М., 1967.
7. В.Н.Гетманов, Г.Н.Кичигин, ПМТФ (в печати).
8. A. L. Hughes, V. Rojansky, Phys. Rev., 34, 284, 1929.
9. S.G. Alikhanov, V.G. Belan, G.N. Kichigin, Phys. Lett., 29a, N6, 1969.
10. В.Л.Грановский, Электрический ток в газе, том 1, М.-Л., 1952.



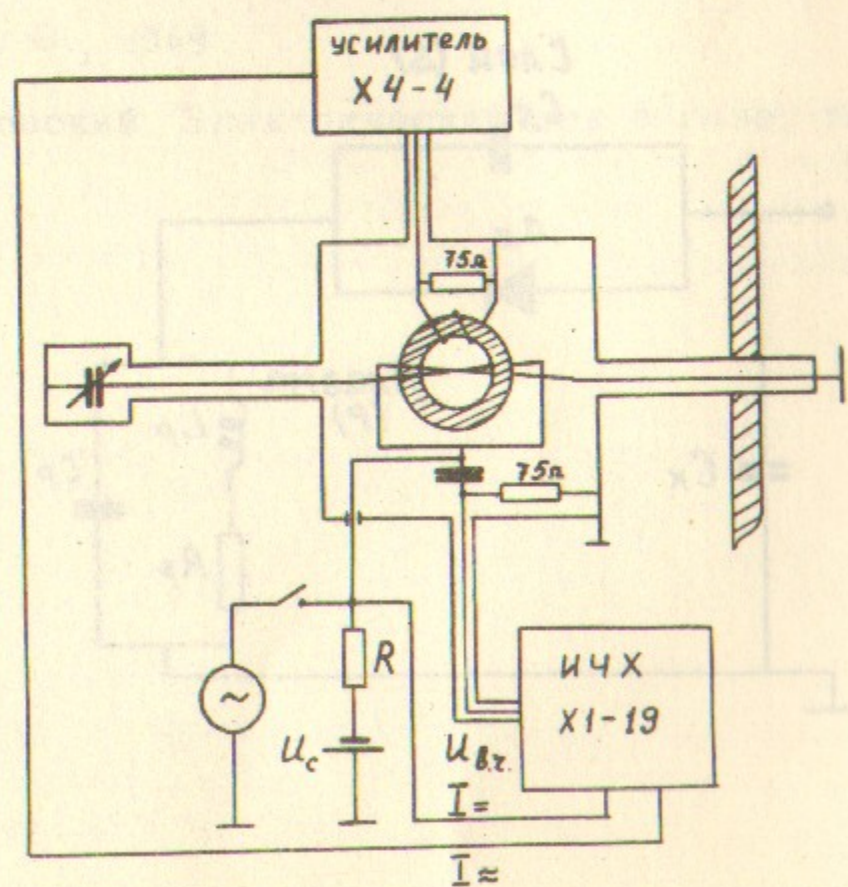
Фиг.1



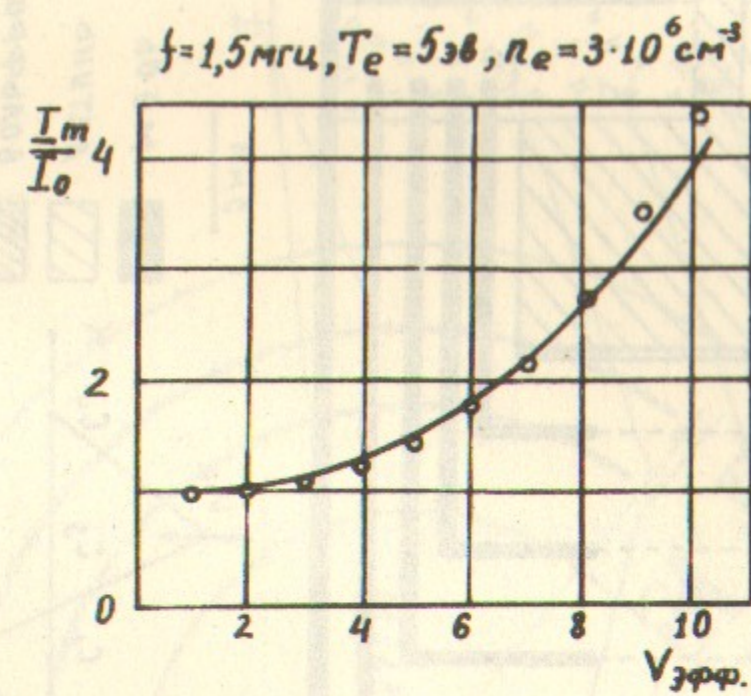
Фиг.2



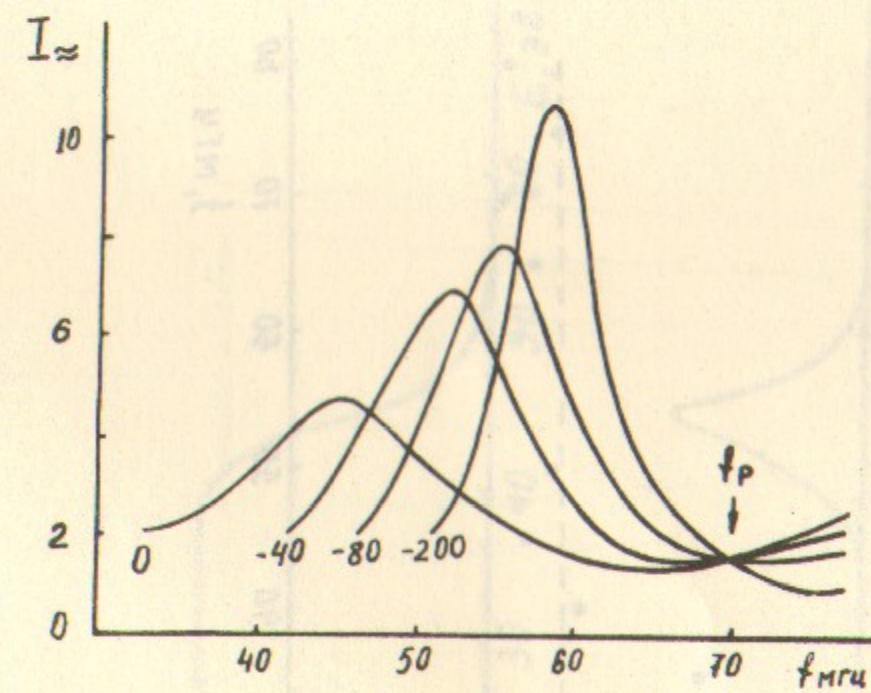
Фиг.3



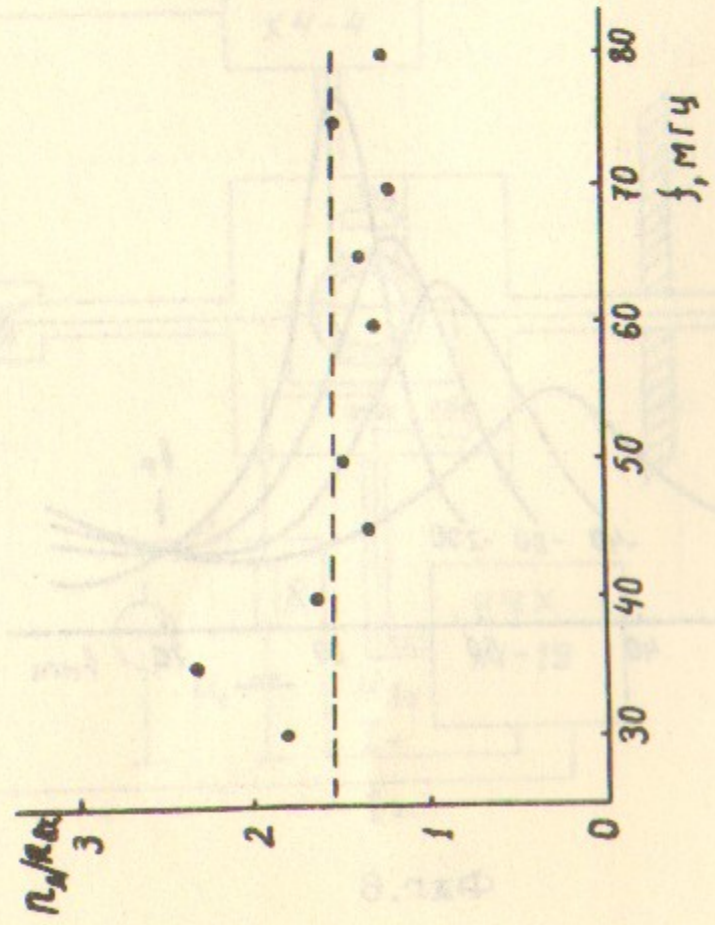
Фиг.4



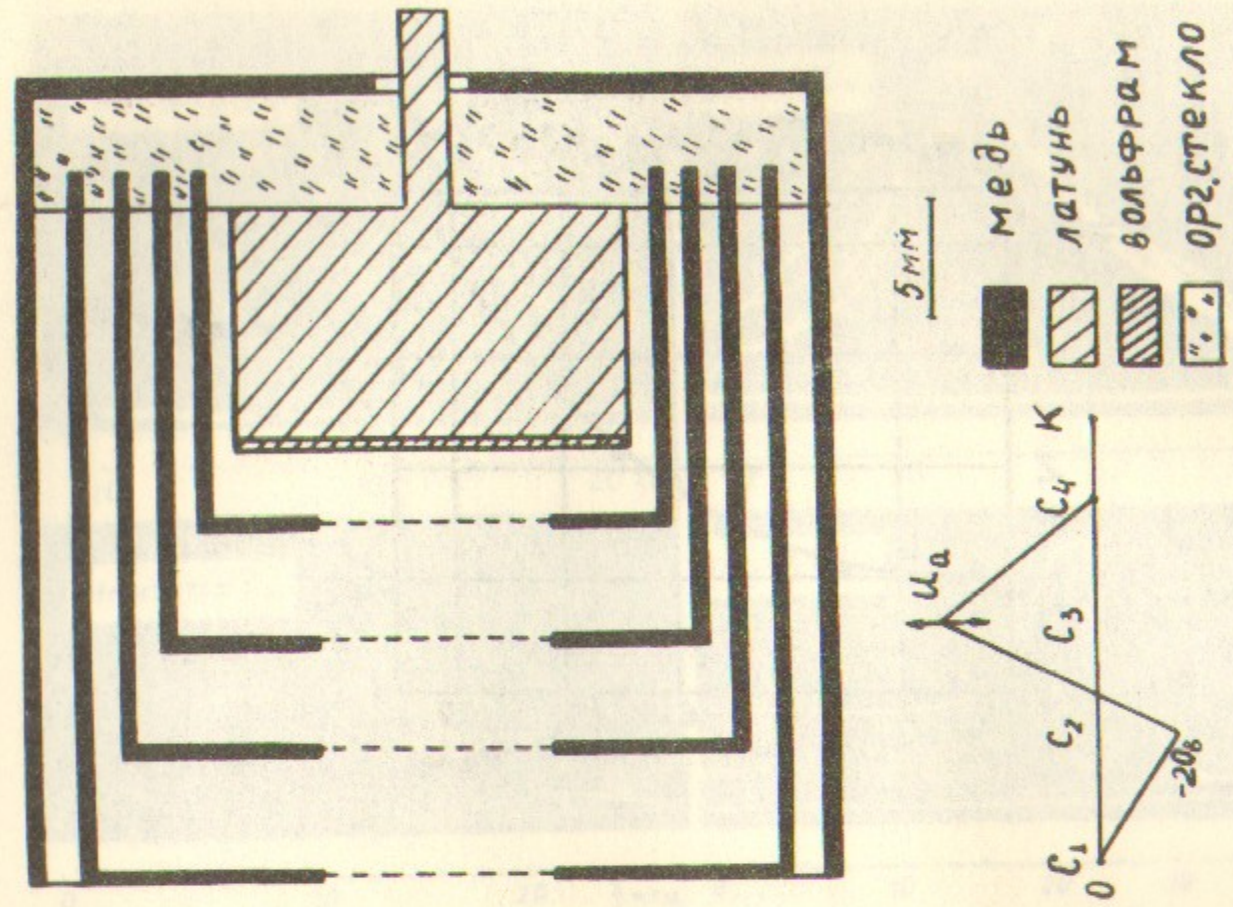
Фиг.5



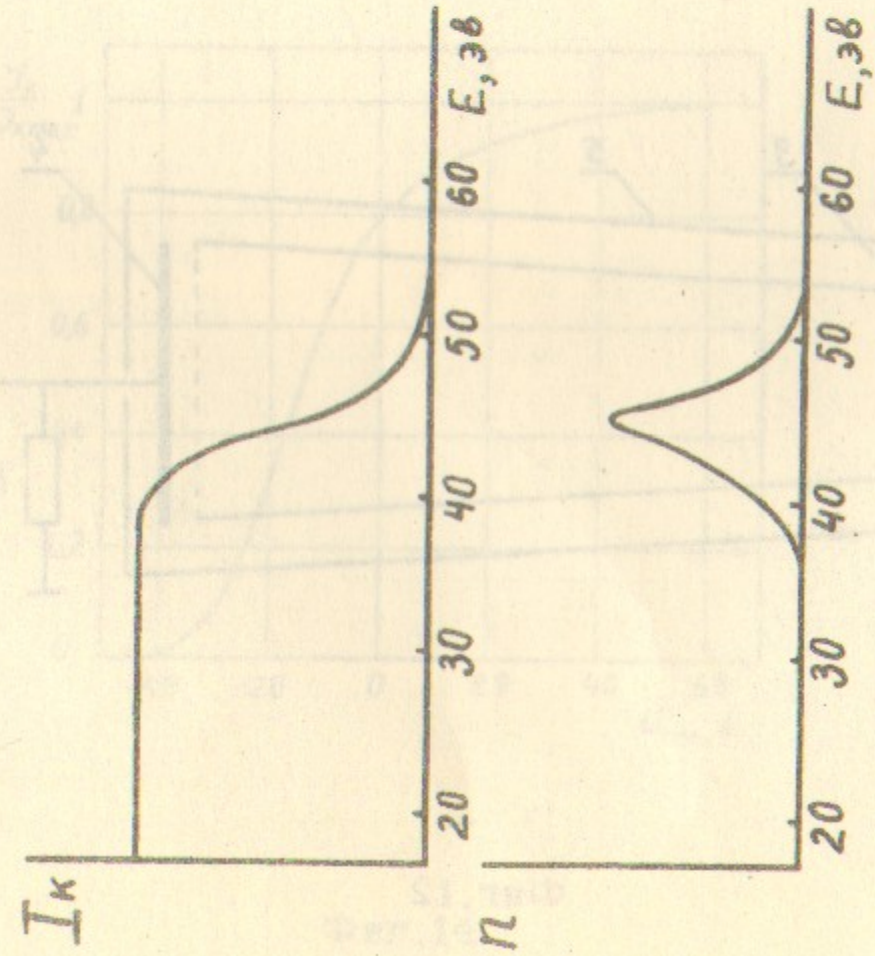
Фиг.6



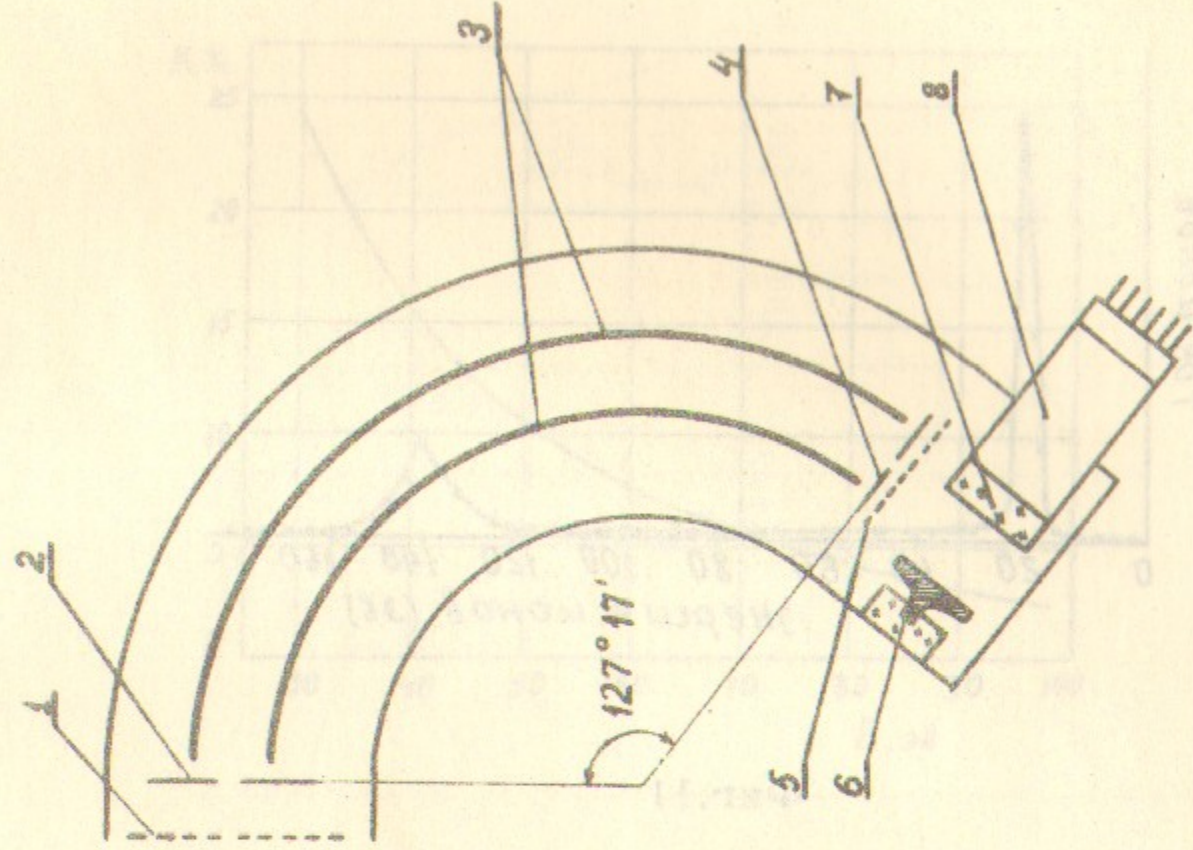
ФИГ. 7



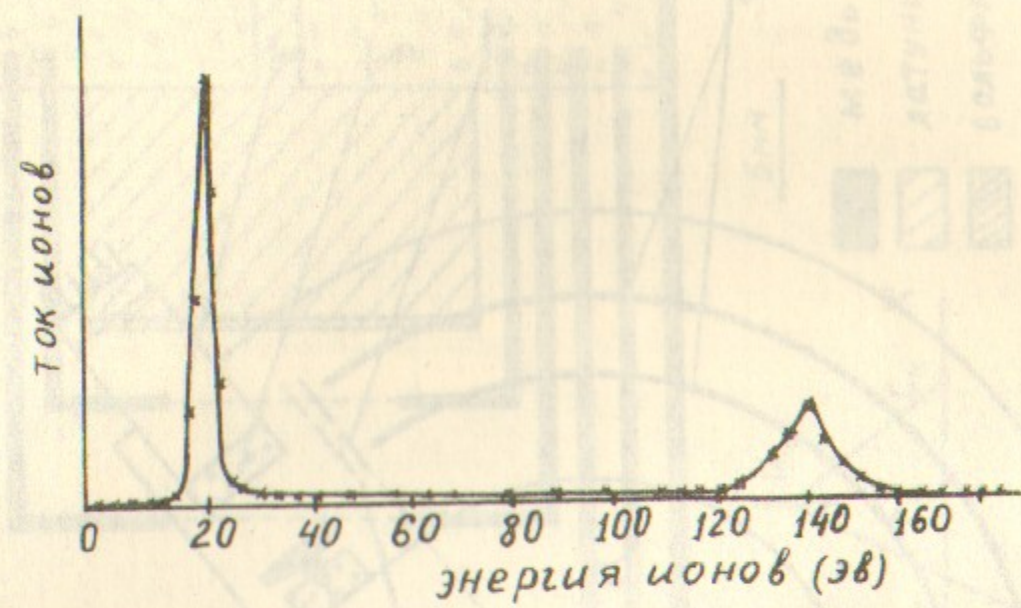
ФИГ. 8



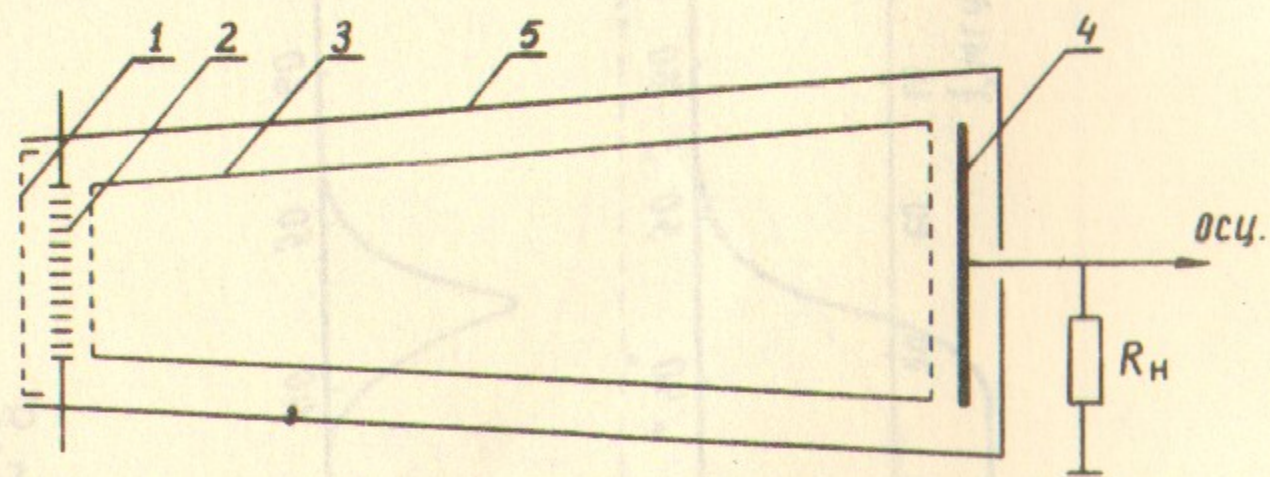
ФИГ. 9



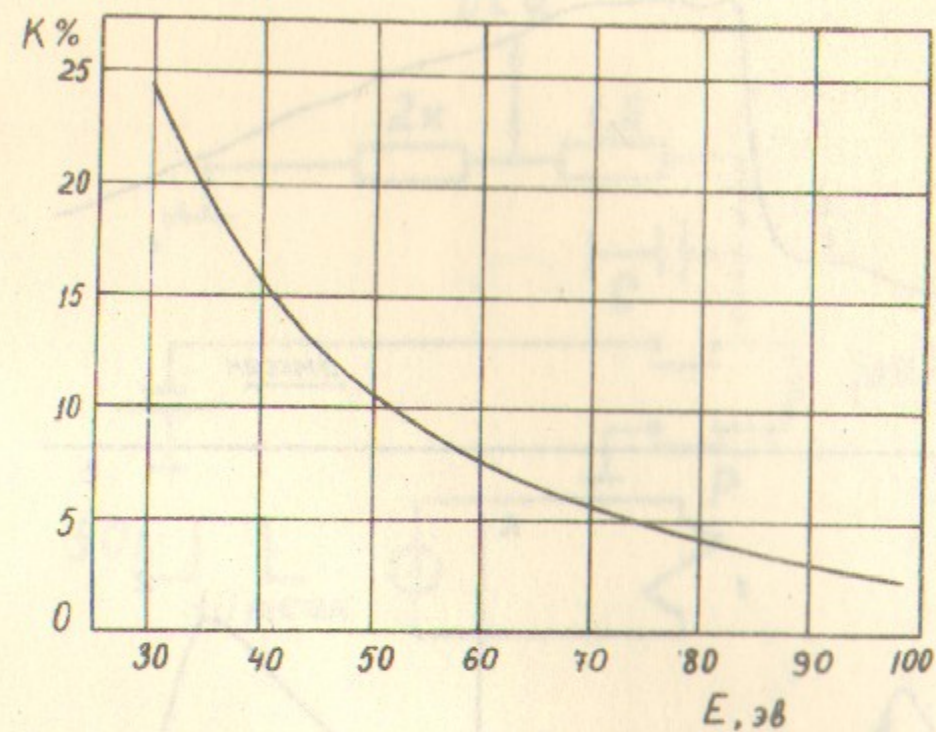
ФИГ. 10



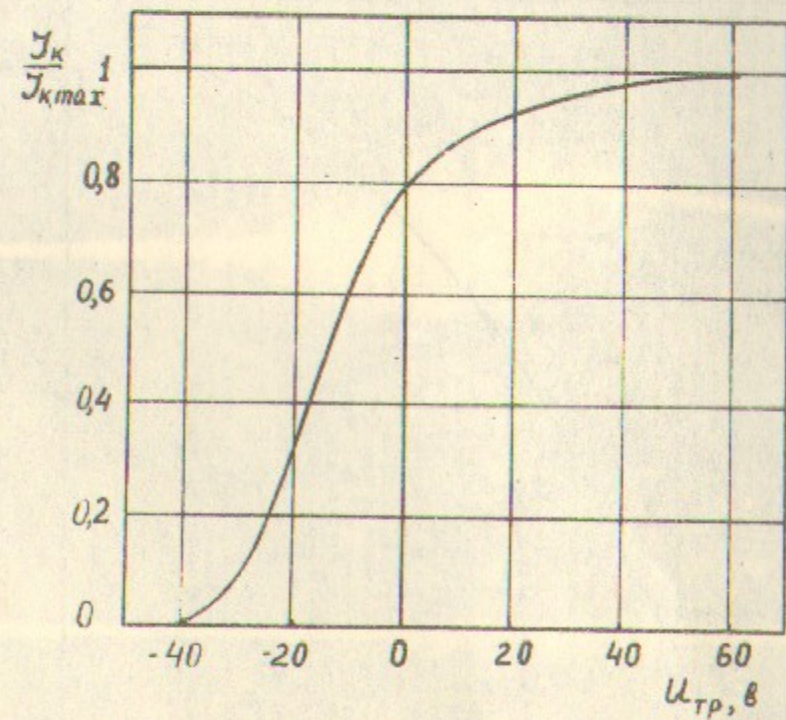
Фиг.11



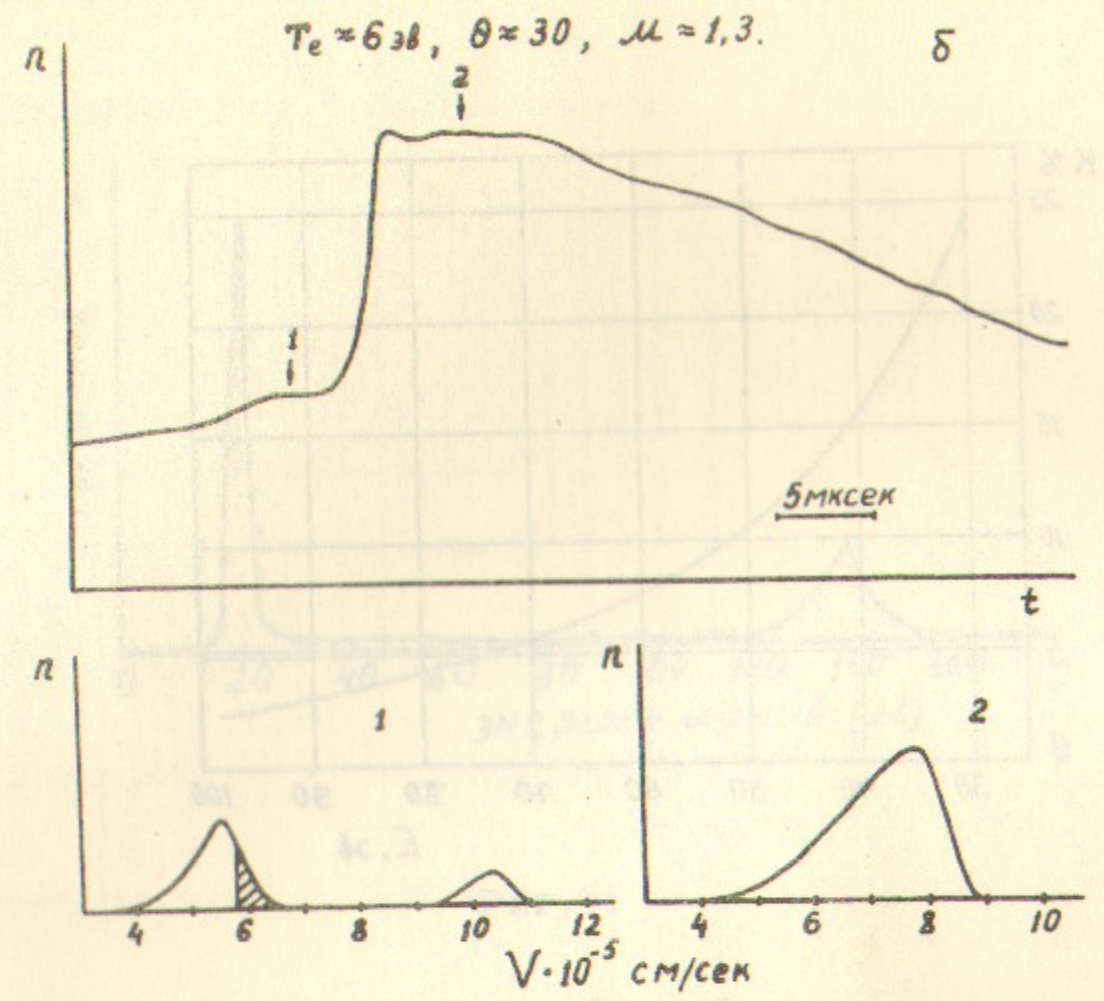
Фиг.12



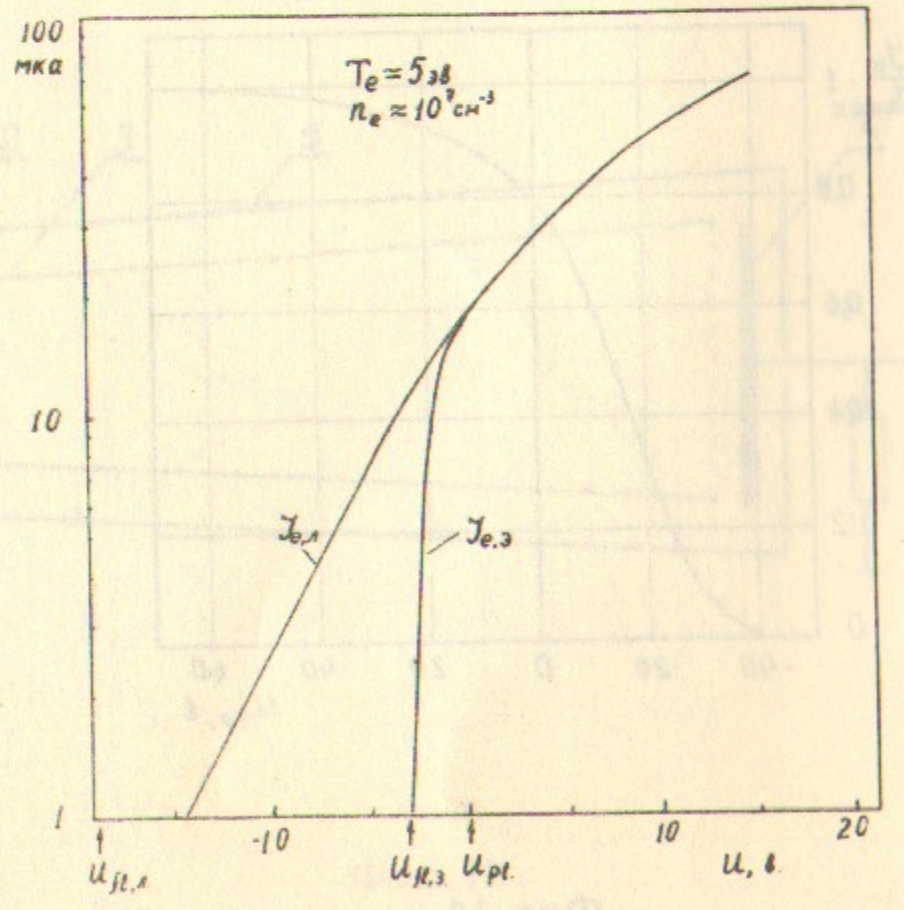
Фиг.13



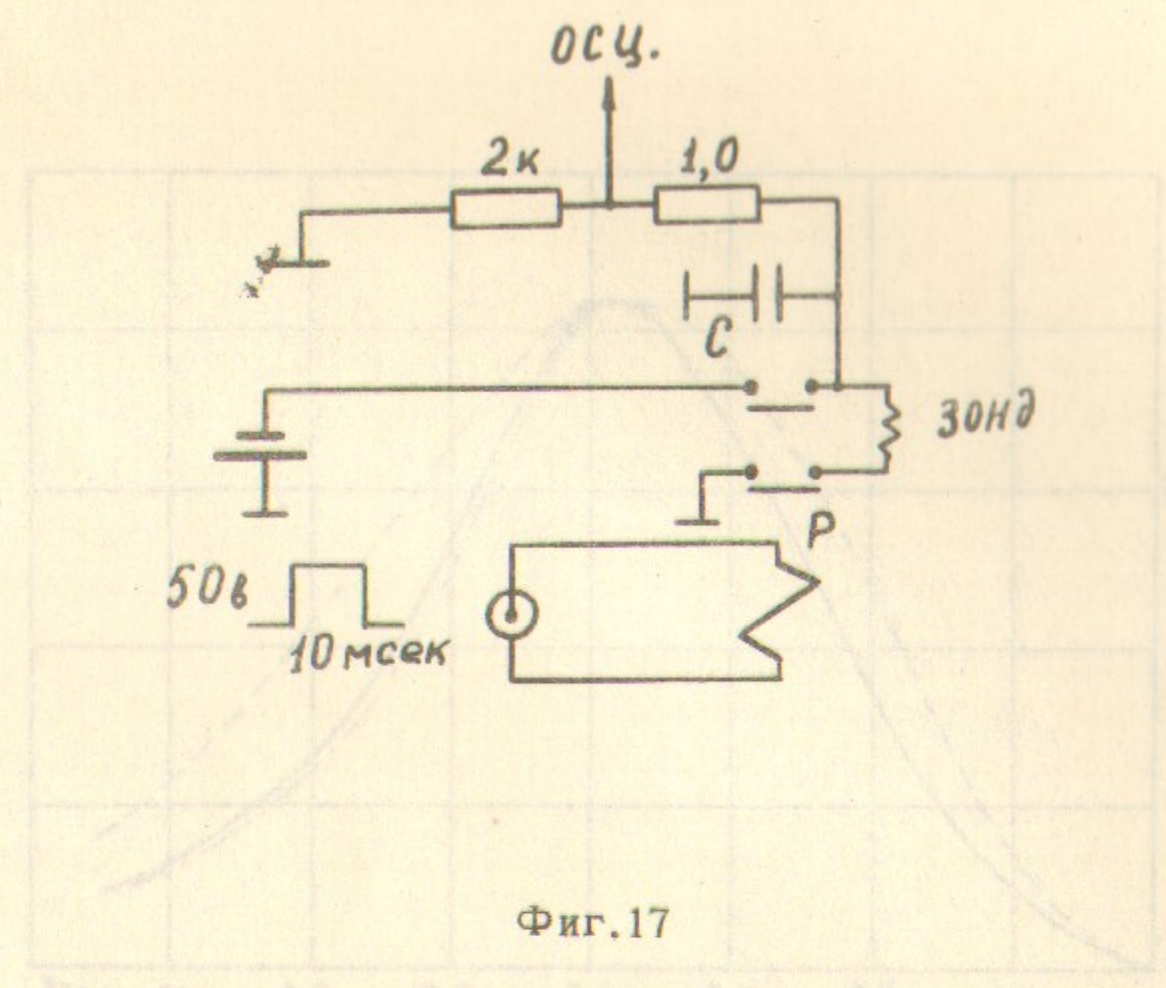
Фиг.14



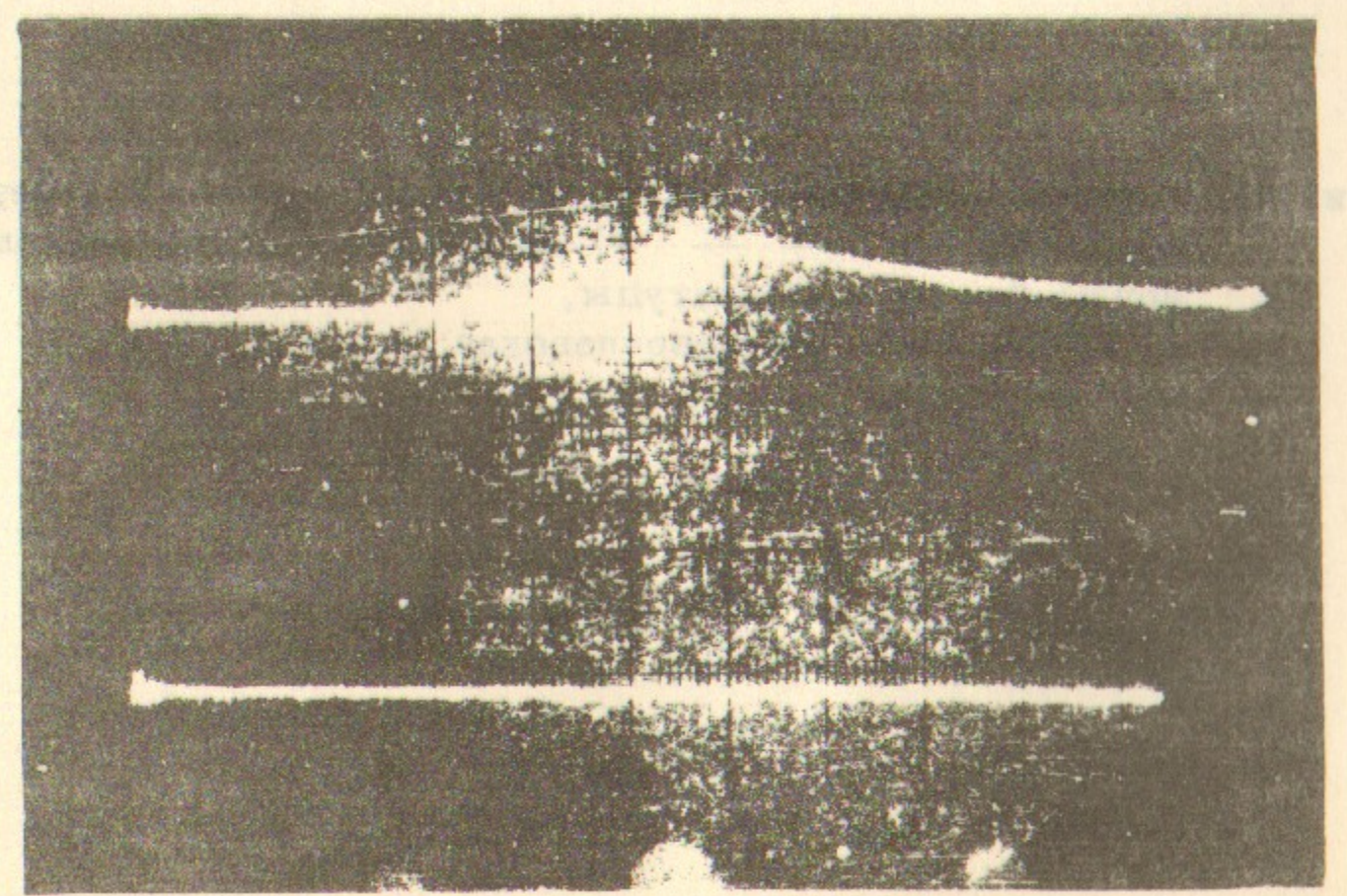
Фиг.15



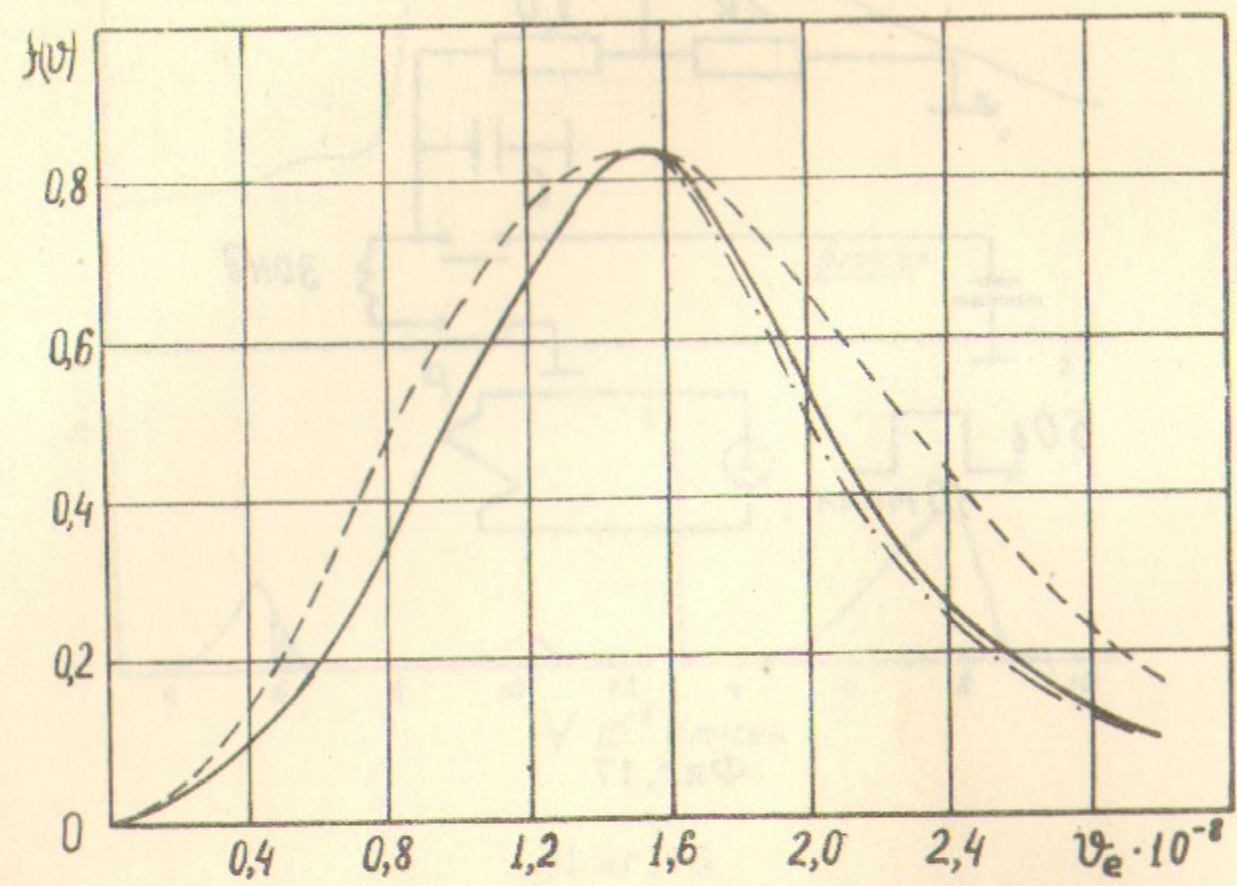
Фиг.16



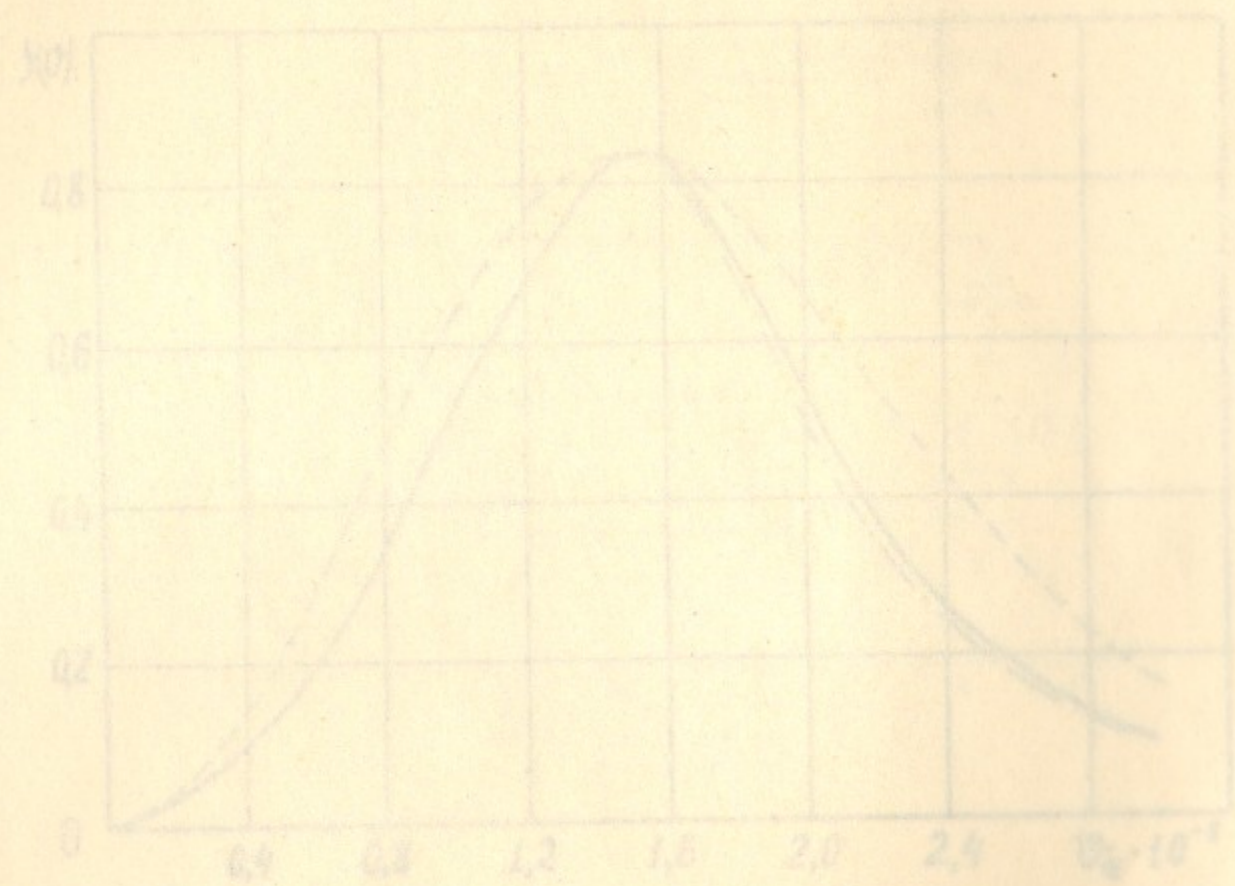
Фиг.17



Фиг.18



Фиг.19. Функция распределения электронов ( — ) перед фронтом, ( — · — · — ) за фронтом ионно-звуковой волны большой амплитуды, ( - - - - - ) максвелловская.



Фиг. 12. Функции распределения энергий электронов (—) вращающемся магнетроне (---) за фронтом волны-антенной большой амплитуды (· · ·) — максвелловская.

Ответственный за выпуск **БСЛАН**.  
 Подписано к печати **14.9.70**  
 Усл. **1,3** печ.л., тираж **150** экз. Бесплатно.  
 Заказ № **74** . ПРЕПРИНТ  
 Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР, нв.