

23

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 212

А.М.Кудрявцев, В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова

А.А.Дроздов, И.Ю.Эйдельман

**Высокочастотная пучковая неустойчивость  
в калиевой плазме**

Новосибирск  
1968

Кудрявцев А.М., Астрелин В.Т., Бучельникова Н.С.,

Дроздов А.А., Эйдельман Ю.И.

## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

### А Н Н О Т А Ц И Я

Исследовано взаимодействие электронного пучка с термически ионизованной калиевой плазмой. Обнаружено возбуждение широкого спектра электронных ленгмюровских колебаний. Показано, что механизм их возбуждения является черенковским. С помощью корреляционных измерений определены тип волн, их фазовая скорость и время потери корреляции. Найдено, что возбуждение высокочастотных колебаний сопровождается нагревом электронов плазмы и расплыванием по скоростям функции распределения электронов пучка.

$$R(\tau, \sigma) = \langle A(\vec{r}_1, t_1) A(\vec{r}_2, t_2) \rangle \quad (1)$$

где  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ,  $\sigma = t_1 - t_2$  при этом предполагается, что ко-

Исследованию взаимодействия электронных пучков с плазмой посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ [1]. Но, практически, во всех экспериментах плазма создавалась самим пучком.

В настоящей работе исследовано взаимодействие электронного пучка с термически ионизованной калиевой плазмой, создаваемой независимо от пучка.

Эксперименты производились на установке, схема которой показана на рис. 1. Вакуумная камера представляет собой трубу из нержавеющей стали диаметром 15 см и длиной 144 см, откачиваемую до давления  $5 \cdot 10^{-7}$  тор. Стационарное магнитное поле, создаваемое системой катушек, составляет  $\sim 1000$  эрстед. Неоднородность поля вдоль оси не превышает 1%, длина зоны однородного поля 100 см. Плазма создается при термической ионизации паров калия на вольфрамовой пластине диаметром 4 см, нагретой до температуры  $\sim 2300^\circ$  К. Ионизатор расположен в зоне однородного магнитного поля. Плазменный столб ограничен по длине подвижным диском с отверстием, на диск подается потенциал порядка плавающего потенциала плазмы, длина столба могла изменяться от 40 см до 80 см. Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу. Эксперименты производились при плотности плазмы на оси  $(1 + 10) \cdot 10^9$  см $^{-3}$ . Электронный пучок создается трехэлектродной электронной пушкой, расположенной также в зоне однородного магнитного поля. Энергия пучка 20 - 600 эВ, ток до 20 мА, диаметр пучка 1 см.

Плотность плазмы в отсутствие пучка измерялась с помощью одиночных ленгмюровских зондов. Высокочастотные колебания потенциала плазмы регистрировались одиночными зондами с длиной  $l \approx 0,2$  см, диаметром 0,025 см, работающими в режиме емкостного приёма ( $l \ll \lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны измеряемых колебаний). В качестве измерительных приемников использовались приемники типа П5-1 - П5-3, перекрывающие диапазон частот 20 - 1800 мгц и имеющие чувствительность  $10^{-11}$  -  $10^{-12}$  вт.

Для описания состояния плазмы при наличии развитых в ней колебаний необходимо знать их пространственно-временную корреляционную функцию.

$$R(\vec{\xi}, \tau) = \langle A(\vec{r}_1, t_1) A(\vec{r}_2, t_2) \rangle \quad (1)$$

где  $\vec{\xi} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ,  $\tau = t_1 - t_2$  : при этом предполагается, что ко-

лебания плазмы, описываемые амплитудами  $A(\vec{r}, t)$  являются стационарными во времени и изотропными в пространстве, так что корреляционная функция зависит только от разностей  $\vec{r}$  и  $\tau$ . Угловые скобки означают усреднение по ансамблю. Если понимать под ансамблем в одном случае различные значения амплитуд в некоторой точке пространства в различные моменты времени, а в другом — значения амплитуд в некоторый момент времени в различных точках плазменного столба, то из (1) можно получить временную  $\rho(\tau)$  и пространственную  $\rho(\vec{r})$  корреляционные функции:

$$R(0, \tau) \equiv \rho(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(t) A(t + \tau) dt \quad (2)$$

$$R(\vec{r}, 0) \equiv \rho(\vec{r}) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int_V A(\vec{r}) A(\vec{r} + \vec{r}) d\vec{r} \quad (3)$$

Принято называть  $\rho(\tau)$  автокорреляционной функцией (АКФ), а  $\rho(\vec{r})$  — пространственной корреляционной функцией (ПКФ) [2]. Отметим, что практически невозможно измерить ПКФ, определенную формулой (3), т.к. усреднение по пространству трудно реализуется экспериментально. Однако, если предположить усреднение по пространству эквивалентным усреднению по времени (эргодичность), можно получить для  $\rho(\vec{r})$  следующее выражение:

$$R(\vec{r}, 0) \equiv \rho(\vec{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(\vec{r}, t) A(\vec{r} + \vec{r}, t) dt \quad (4)$$

В настоящем эксперименте с помощью высокочастотного коррелометра измерялась т.н. взаимная корреляционная функция ВКФ, имеющая вид

$$\rho(\vec{r}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(\vec{r}, t) A(\vec{r} + \vec{r}, t + \tau) dt \quad (5)$$

Нетрудно видеть, что ВКФ при  $\vec{r} = 0$  является автокорреляционной функцией (4). Отметим, что подобные измерения проводились в работе [3].

Таким образом, в эксперименте, измеряя ВКФ, можно получить следующие характеристики колебаний плазмы:

1. Направление распространения и фазовую скорость волн - сравнивая ВКФ, измеренные при различных  $\vec{r} = (\vec{r}_1 \cup \vec{r}_2)$  - находим  $V_{\varphi} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) / \Delta \tau$ , где  $\Delta \tau$  - сдвиг взаимных корреляционных функций относительно друг друга по оси  $\tau$ ;

2. время потери корреляции фаз колебаний в некоторой точке плазменного столба - по времени затухания автокорреляционной функции;

3. спектральную плотность по  $k$  энергии колебаний - применяя фурье-преобразование к пространственной корреляционной функции. Спектральная плотность по  $\omega$  может быть определена аналогичным преобразованием автокорреляционной функции.

Для измерения ВКФ в настоящей работе использовался коррелометр, схема которого показана на рис. 2. Задержка  $\tau$  сигнала с одного из зондов осуществляется с помощью линии задержки, выполненной на отрезках коаксиального кабеля. Величина  $\tau$  может изменяться от 0 до 100 нсек через 0,1 нсек. В качестве умножителя использовался диод с экспоненциальной вольт-амперной характеристикой. Операция усреднения результирующего сигнала производилась с помощью гальванометра, имеющего достаточно большой период собственных колебаний ( $T_0 \sim 0,1$  сек).

Частотный диапазон коррелометра от 50 мгц до 1000 мгц, при неравномерности частотной характеристики в нем не хуже 3 дб.

Прибор позволяет работать с сигналами, мощность которых  $\geq 10^7$  вт. С помощью коррелометра, собранного по такой схеме, измеряется величина вида:

$$\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \epsilon_1(\vec{r}, t) \epsilon_2(\vec{r} + \vec{r}, t + \tau) dt - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{1}{2} (\epsilon_1^2(\vec{r}, t) + \epsilon_2^2(\vec{r} + \vec{r}, t)) dt$$

$$\sim \rho(\vec{r}, \tau) - C(\vec{r}, \vec{r})$$

где  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  - амплитуды сигналов, подаваемых с зондов на входы коррелометра. Очевидно, что член  $C(\vec{r}, \vec{r})$  дает постоянное во времени смещение и существенен лишь при измерении пространственной корреляционной функции.

Анализ электронов по продольным энергиям производился с помощью двухсеточных анализаторов (рис. 3).

При прохождении электронного пучка через плазму наблюдается возбуждение высокочастотных колебаний, типичный спектр которых показан на рис. 4. С ростом плотности плазмы наблюдается смещение максимума спектра колебаний в область более высоких частот (рис. 5), причём максимальная частота в спектре не превосходит плазменной. Зависимости частоты и амплитуды от магнитного поля не обнаружено.

Сравнение спектров, снятых с полностью остеклованного и открытого зондов в диапазоне 20 - 2000 мгц показало, что зонды работают в режиме емкостного приема, и регистрируемые колебания являются колебаниями потенциала плазмы.

С ростом энергии пучка амплитуда колебаний возрастает по всему спектру, а затем довольно резко падает (рис. 6), при этом вид спектра практически не меняется. Было обнаружено, что для каждой данной плотности плазмы существует такое значение энергии пучка  $U_{кр}$ , выше которого возбуждения колебаний не происходит. На рис. 7 показана зависимость критических энергий пучка от плотности плазмы при токе пучка  $I_0 \sim 5$  мА. Видно, что  $U_{кр} \propto n$ . Оказалось, что эта критическая энергия возрастает с ростом тока пучка (рис. 8, плотность плазмы постоянна). При заданном  $U_0$  и  $I_0$  колебания возбуждаются только в случае, когда плотность превосходит критическую величину.

Была измерена зависимость амплитуды высокочастотных колебаний в данной точке  $Z$  плазменного столба от его длины  $L$ , изменяющейся от 45 до 75 см (рис. 9). Кроме того, при  $L = const$  было обнаружено, что амплитуда колебаний у входа пучка в плазму значительно меньше, чем в середине плазменного столба и у ионизатора. Совокупность этих результатов указывает на то, что амплитуда колебаний нарастает по ходу пучка, по крайней мере на первых 20 - 30 см. Отметим, что амплитуда высоких частот нарастает круче, чем амплитуда низких. Колебания локализованы в области пучка и спадают по радиусу тем сильнее, чем выше их частота (рис. 10).

Для снятия ВКФ на коррелометр подавались сигналы с двух зондов, расположенных в разных точках плазменного столба. Корреляционные измерения показали отсутствие азимутального и радиального сдвига фаз и наличие сдвига фаз вдоль оси системы. На рис. 11 показаны ВКФ, снятые при различных расстояниях между зондами. Полученное значение фазовой скорости волны совпадает со скоростью электронов пучка (для  $U_0 = 300 \text{ eV}$ ,  $V_0 = 1 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ ,  $V_\phi \sim 10^9 \text{ см/сек}$ ). Из рис. 11 видно, что время потери корреляции  $\sim 1-2$  периодов средней частоты, что подтверждается и видом АКФ, приведенной на рис. 12.

Распределение электронов плазмы по продольным энергиям определялось по кривым запираения электронного тока на коллектор анализатора. При этом запирающий потенциал подавался на сетку, а сам анализатор располагался на радиусе, превышающем радиус пучка. На рис. 13 показано несколько типичных кривых запираения при различных энергиях пучка, построенных в полупологарифмическом масштабе -  $\lg I_k(U_2)$ . Видно, что  $\lg I_k$  линейно связан с  $U_2$ , и, следовательно,  $I_k \propto e^{-\alpha U_2}$ .

Очевидно, что экспоненциальная зависимость  $I_k$  от  $U_2$  может быть лишь при максвелловском распределении электронов плазмы по скоростям (энергиям). Действительно, если  $f(v) \propto e^{-mv^2/2T}$  то

$$I_k(U_2) \propto \int_{\sqrt{\frac{2eU_2}{m}}}^{\infty} v e^{-\frac{mv^2}{2T}} dv = I_{k0} e^{-\frac{eU_2}{T}}$$

Таким образом, при экспоненциальном виде кривой запираения электронов плазмы их продольная температура  $T_{\parallel}$  определяется по наклону прямой  $\lg I_k(U_2)$ . Эта температура растет с увеличением энергии пучка, когда наблюдается рост амплитуды высокочастотных колебаний (рис. 6). При этом первоначально монохроматический пучок размывается и появляется "хвост" ускоренных пучковых электронов (рис. 14). При энергии пучка, превышающей критическую (когда исчезают высокочастотные колебания) прекращается нагрев электронов плазмы и её состояние не отличается от невозмущенного. Отметим, что при наличии в плазме развитых высокочастотных колебаний и "горячих" электронов наблюдалось возбуждение низкочастотных колебаний плотности с частотами до 100 кгц.

Частотный диапазон возбуждаемых в плазме колебаний, зависимость их спектра от плотности плазмы и отсутствие зависимости от магнитного поля позволяют сделать вывод о ленгмюровском характере колебаний.

Совпадение фазовой скорости колебаний со скоростью пучка указывает на черенковский механизм их возбуждения. Конвективный характер неустойчивости, проявляющийся в нарастании амплитуды высокочастотных колебаний по ходу пучка, также свидетельствует в пользу черенковского механизма возбуждения. В работах /4,5/ теоретически рассмотрено взаимодействие ограниченного по радиусу электронного пучка с ограниченной плазмой. Найдено, что на черенковском механизме происходит возбуждение плазменных колебаний. Показано, что, в отличие от случая неограниченных плазмы и пучка, когда возбуждается плоская продольная волна с  $\omega \sim \omega_{oe}$ , в ограниченной системе раскачиваются волны вида

$$A(r, \varphi, z, t) \sim J_0(\lambda_p \frac{r}{\alpha}) \exp(-i\omega t + im\varphi + ik_z z) \quad (6)$$

со спектром частот

$$\omega \approx \frac{k_z}{k} \omega_{oe} < \omega_{oe} \quad (7)$$

Здесь  $\alpha$  - радиус пучка,  $\omega_{oe}$  - электронная ленгмюровская частота,  $k$ ,  $k_z$  - волновой вектор и его продольная компонента соответственно,  $m$  - номер моды и  $J_0$  - функция Бесселя.

Этот спектр является широким, т.к. единственное условие на  $\omega$  и  $k_z$  есть

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{k_z} \lesssim v_0 \quad (8)$$

где  $v_0$  - скорость электронов пучка. В этих же работах найдено следующее условие раскачки таких волн:

$$v_0 < \frac{\alpha \omega_{oe}}{\lambda_p} \left[ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\Omega_{oe}}{\omega_{oe}} \right)^{2/3} \right] \quad (9)$$



$\lambda_p \approx 2,4$  - первый корень  $J_0$ ;  $\Omega_{ce}$  - ленгмюровская частота пучка.

Сопоставим экспериментальные результаты с вытекающими из теоретического рассмотрения следствиями.

1. Обнаруженное в эксперименте отсутствие сдвига фаз колебаний в радиальном и азимутальном направлениях связано, по-видимому, с тем, что в соответствии с выражением (6) в плазме возбуждается стоячая по  $z$  волна с нулевой азимутальной модой ( $m=0$ ).

2. Измеренные спектры являются широкими и лежат, как правило, в области частот  $\omega < \omega_{ce}$  (ср. с (7)).

3. Продольная фазовая скорость колебаний, найденная по взаимным корреляционным функциям,  $\sim V_0$ .

4. Обнаруженная на эксперименте критическая величина энергии пучка и её зависимость от плотности плазмы хорошо согласуется с условием (9).

5. Зависимость критической энергии пучка от его тока тоже качественно согласуется с условием (9).

Таким образом, можно считать, что теоретические предсказания о возбуждении и характере ленгмюровских колебаний в ограниченной системе плазма-пучок /4,5/ подтверждаются экспериментально.

Следует сказать несколько слов о механизме наблюдающегося в эксперименте нагрева электронов плазмы. Очевидно, что этот нагрев вызван их взаимодействием с электрическими полями высокочастотных колебаний и имеет, по-видимому, не резонансный, а стохастический характер. Такое предположение кажется разумным, поскольку высокочастотные колебания сильно хаотизированы (время потери корреляции порядка 1-2 периодов колебаний). Качественная оценка показывает, что энергия, приобретенная электронами плазмы при нагреве по порядку величины соответствует энергии, теряемой пучком.

Авторы выражают благодарность И.С.Фишману за изготовление и отладку высокочастотного коррелометра, а также А.В.Гуревичу за полезные обсуждения.

Подписи к рисункам

Рис.1. Схема установки.

1 - катушки магнитного поля, 2 - вакуумный объем,  
3 - ионизатор с напылителем калия, 4 - ограничивающий диск  
5 - электронная пушка, 6 - измерительные зонды,  
7 - двухсеточный анализатор, 8 - измеритель поперечного  
потока плазмы, 9 - плоский зонд.

Рис.2. Схема высокочастотного коррелометра.

Рис.3. Двухсеточный анализатор.

1 - внешняя сетка и корпус, 2 - запирающая сетка,  
3 - коллектор,  $d=0,2$  см,  $\Phi=0,8$  см.

Рис.4. Спектр высокочастотных колебаний,  $n=3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $N=800$  э,  
 $U_0=300$  эв,  $I_0=8$  мА,  $L=80$  см.

Рис.5. Спектры колебаний при различных плотностях плазмы  
 $N=800$  э,  $U_0=320$  эв,  $I_0=6$  мА,  $L=43$  см,  $\circ - n=1,2 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  
 $\circ - n=3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $\times - n=1,3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Рис.6. Зависимость амплитуды колебаний от энергии пучка  $N=800$  э,  
 $L=80$  см,  $n=4,3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $I_0=5$  мА.

Рис.7. Зависимость критических энергий пучка от плотности плазмы  
 $N=800$  э,  $L=80$  см,  $I_0=5$  мА.

Рис.8. Зависимость критических энергий пучка от тока пучка  
 $N=800$  э,  $L=43$  см,  $n=4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>.

Рис.9. Рост амплитуды колебаний по ходу пучка,  $(L-z)$  - рас-  
стояние от диска до измерительного зонда,  $N=800$  э,  
 $n=5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $U_0=340$  эв,  $I_0=6$  мА,  $\circ - f=200$  мГц,  
 $\circ - f=700$  мГц.

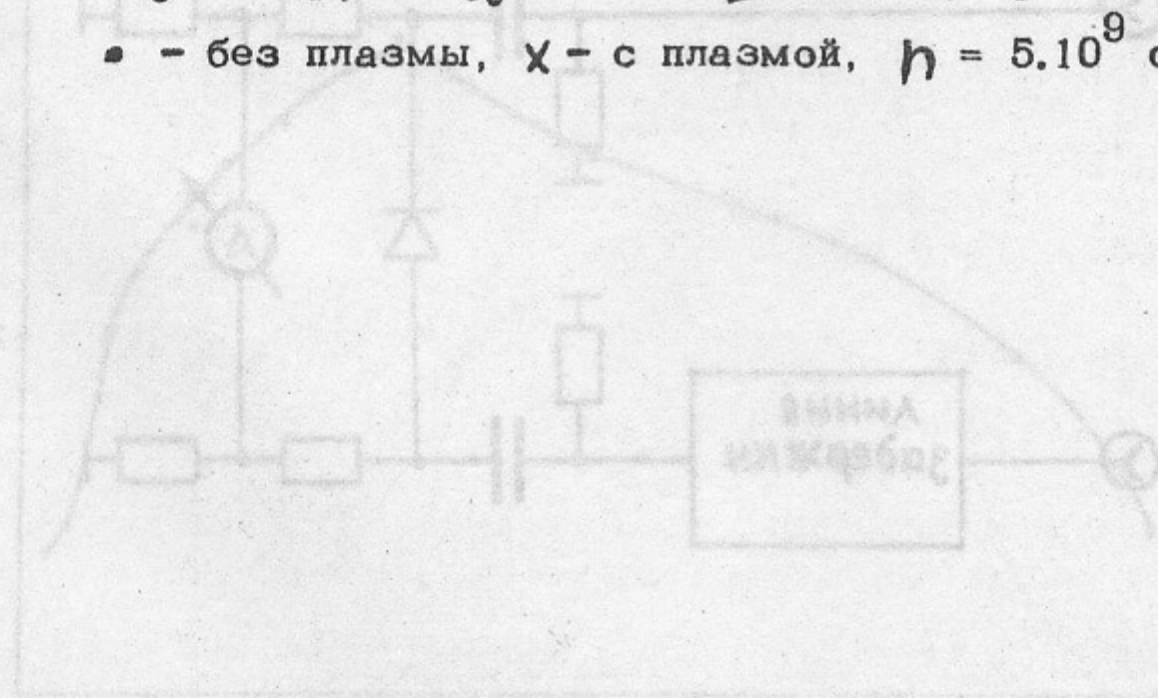
Рис.10. Распределение амплитуды колебаний по радиусу,  
 $N=1000$  э,  $L=80$  см,  $n=8 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $U_0=300$  эВ,  
 $I_0=4,5$  мА,  $\bullet - f=900$  мГц,  $\circ - f=380$  мГц,  $\times - f=250$  мГц,  
 $\Delta - f=100$  мГц.

Рис.11. ВКФ при различных расстояниях между зондами,  $N=800$  э,  
 $n=10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $L=80$  см,  $U_0=300$  эВ,  $I_0=8$  мА,  
 $\bullet - \Delta Z=0$ ,  $\circ - \Delta Z=1$  см,  $\times - \Delta Z=2$  см.

Рис.12. Временная корреляционная функция. Параметры рис. 11.

Рис.13. Кривые запираания электронов плазмы  $\lg I_k(U_2)$ ,  
 $N=800$  э,  $n=5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $L=80$  см, координаты анализа-  
тора  $Z=50$  см,  $r=1,5$  см,  $I_0=7$  мА,  $\bullet - U_0=60$  эВ -  
( $T_{e||} \sim 2$  эВ),  $\circ - U_0=100$  эВ - ( $T_{e||} \sim 30$  эВ),  
 $\times - U_0=180$  эВ - ( $T_{e||} \sim 50$  эВ).

Рис.14. Кривые запираания электронов пучка  $N=800$  э;  $L=80$  см,  
 $U_0=126$  эВ,  $I_0=5$  мА,  $Z=20$  см,  $r=0,3$  см,  
 $\bullet -$  без плазмы,  $\times -$  с плазмой,  $n=5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>.



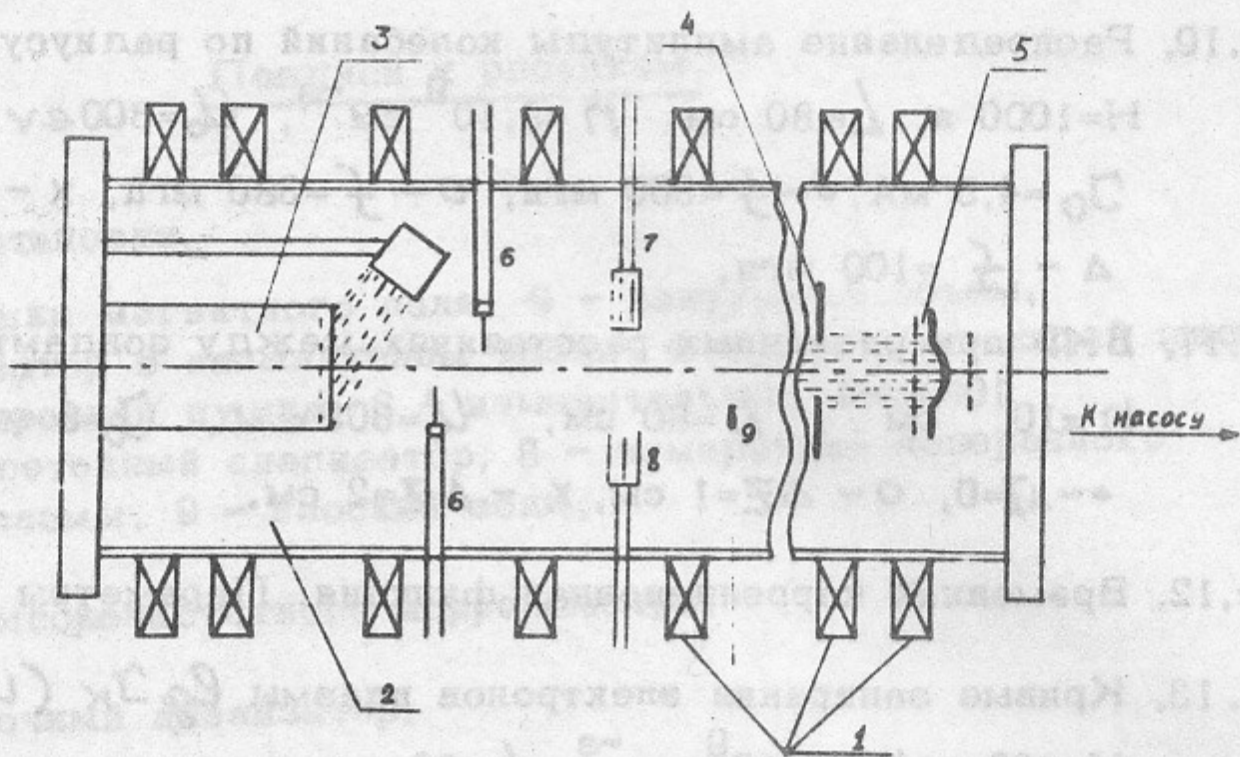


Рис. 1.

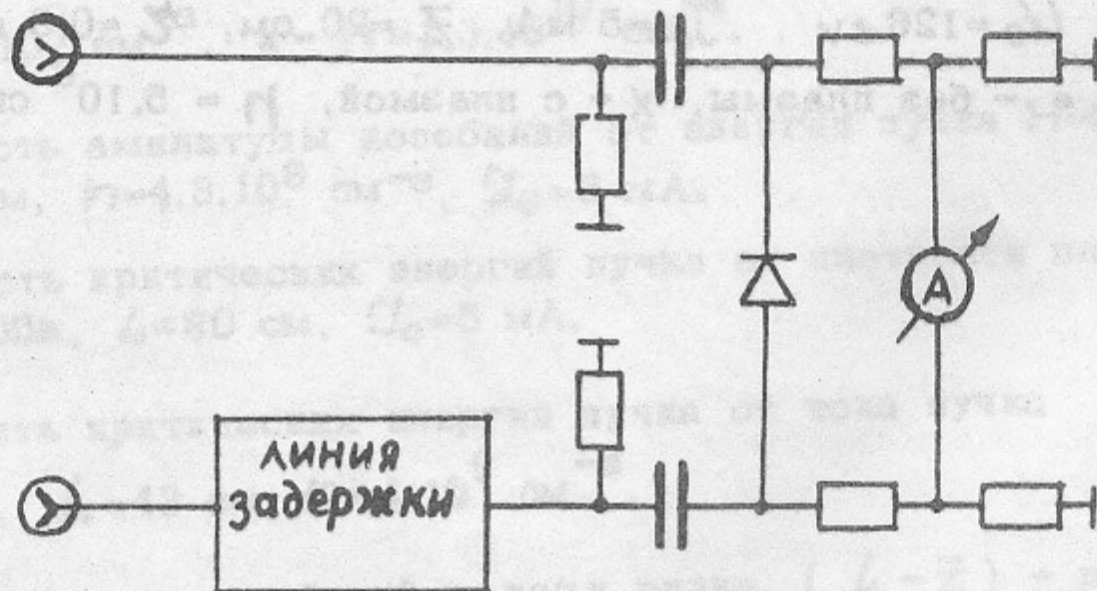


Рис. 2.

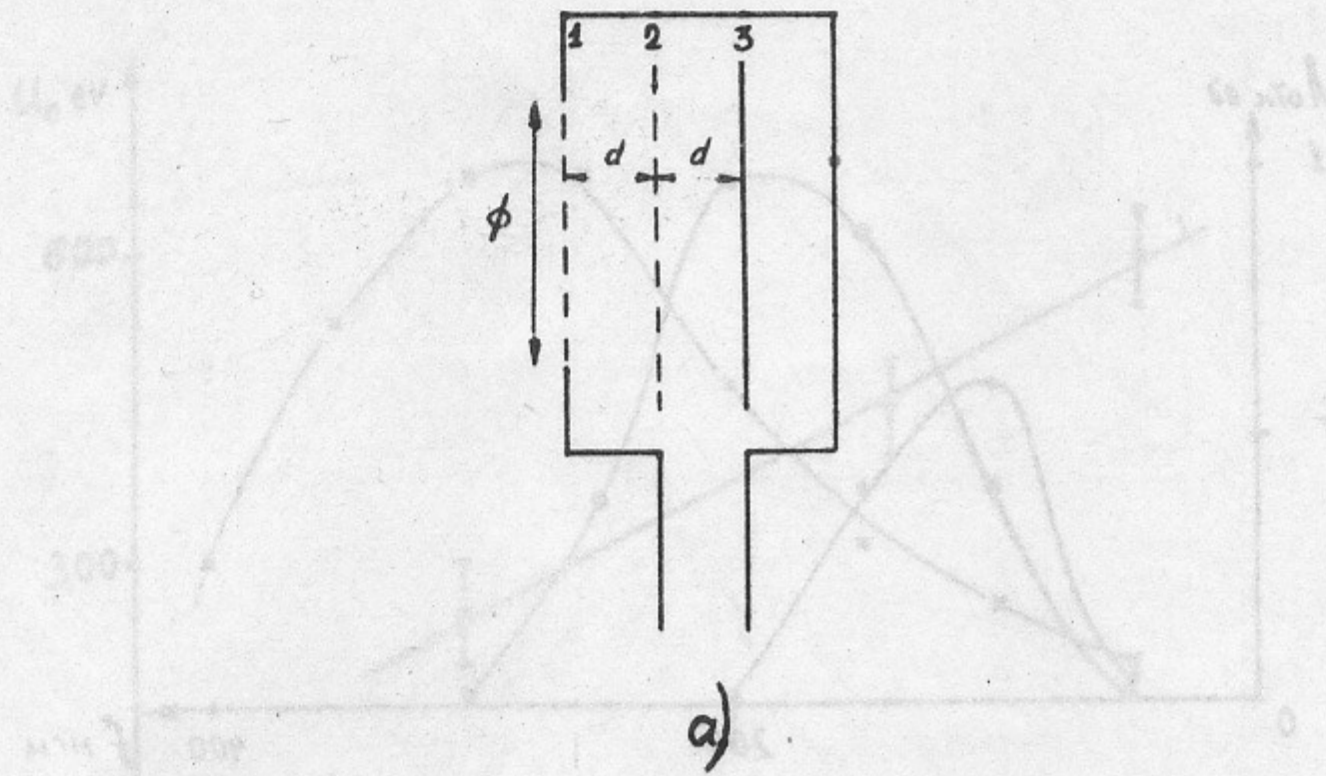


Рис. 3.

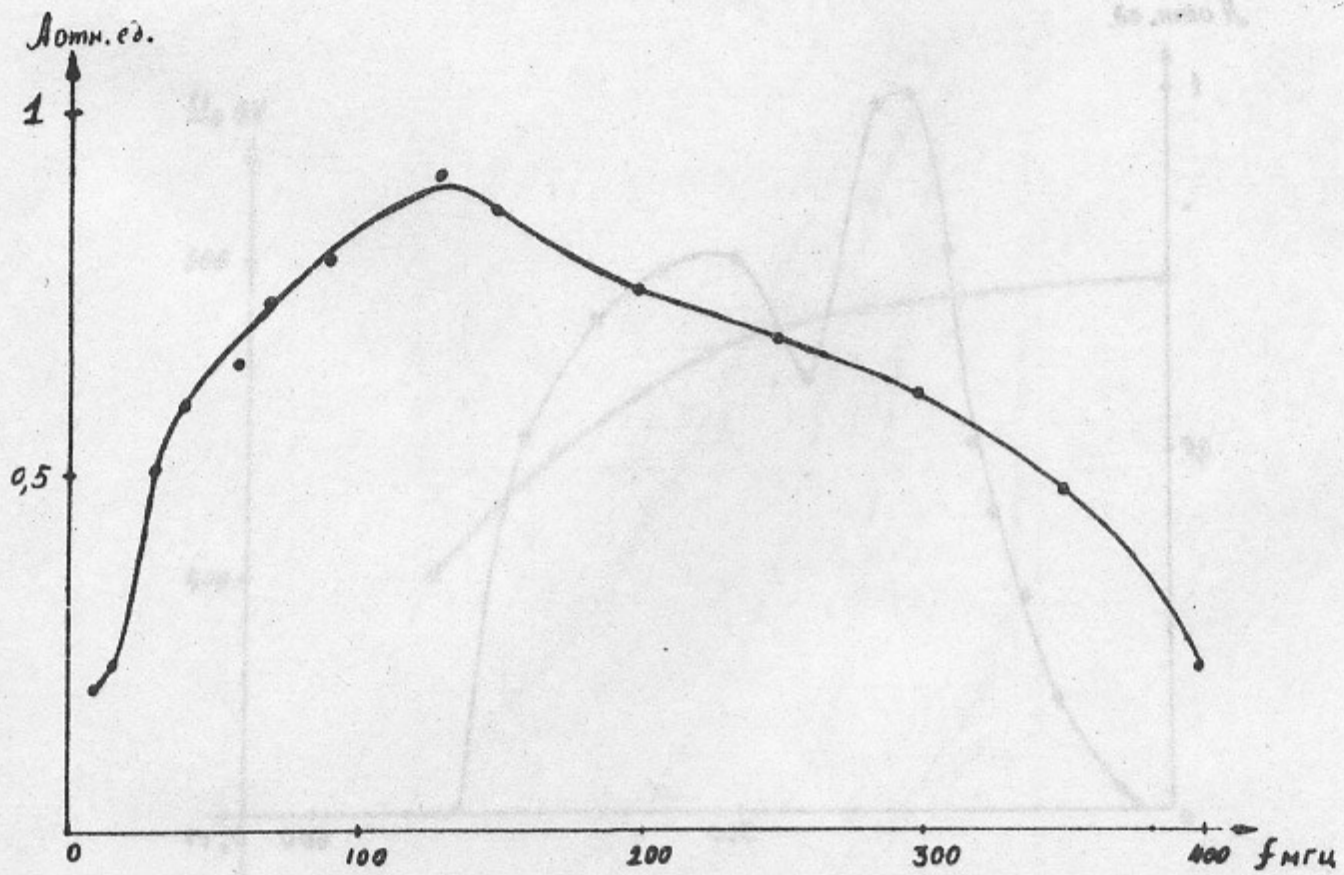


Рис. 4.

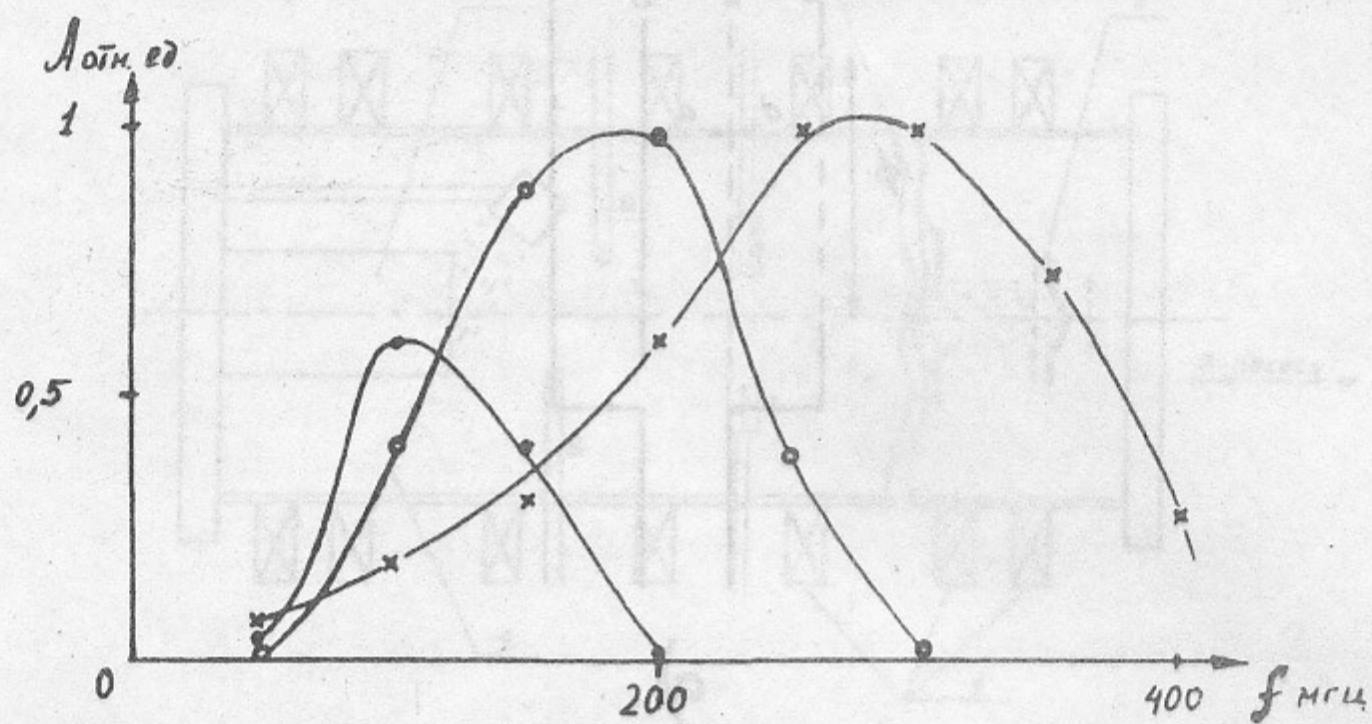


Рис. 5.

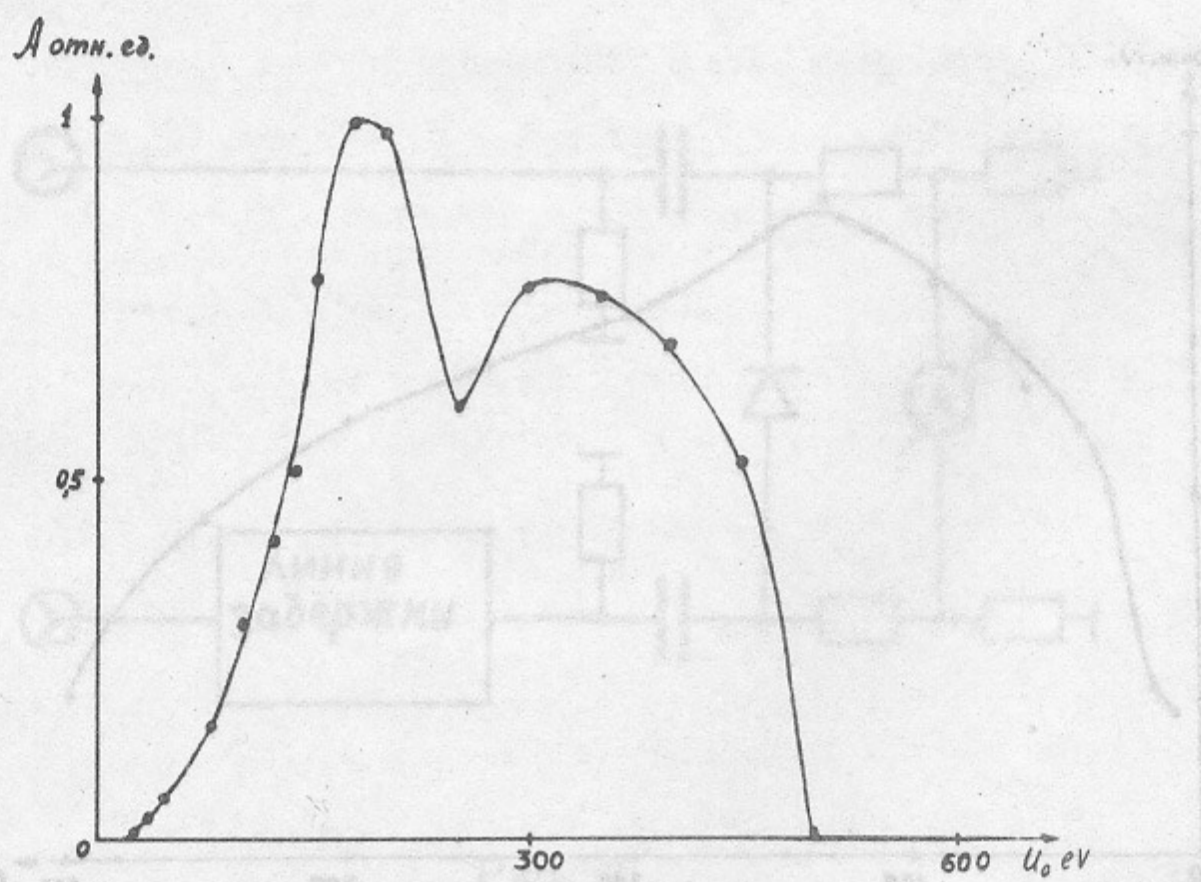


Рис. 6.

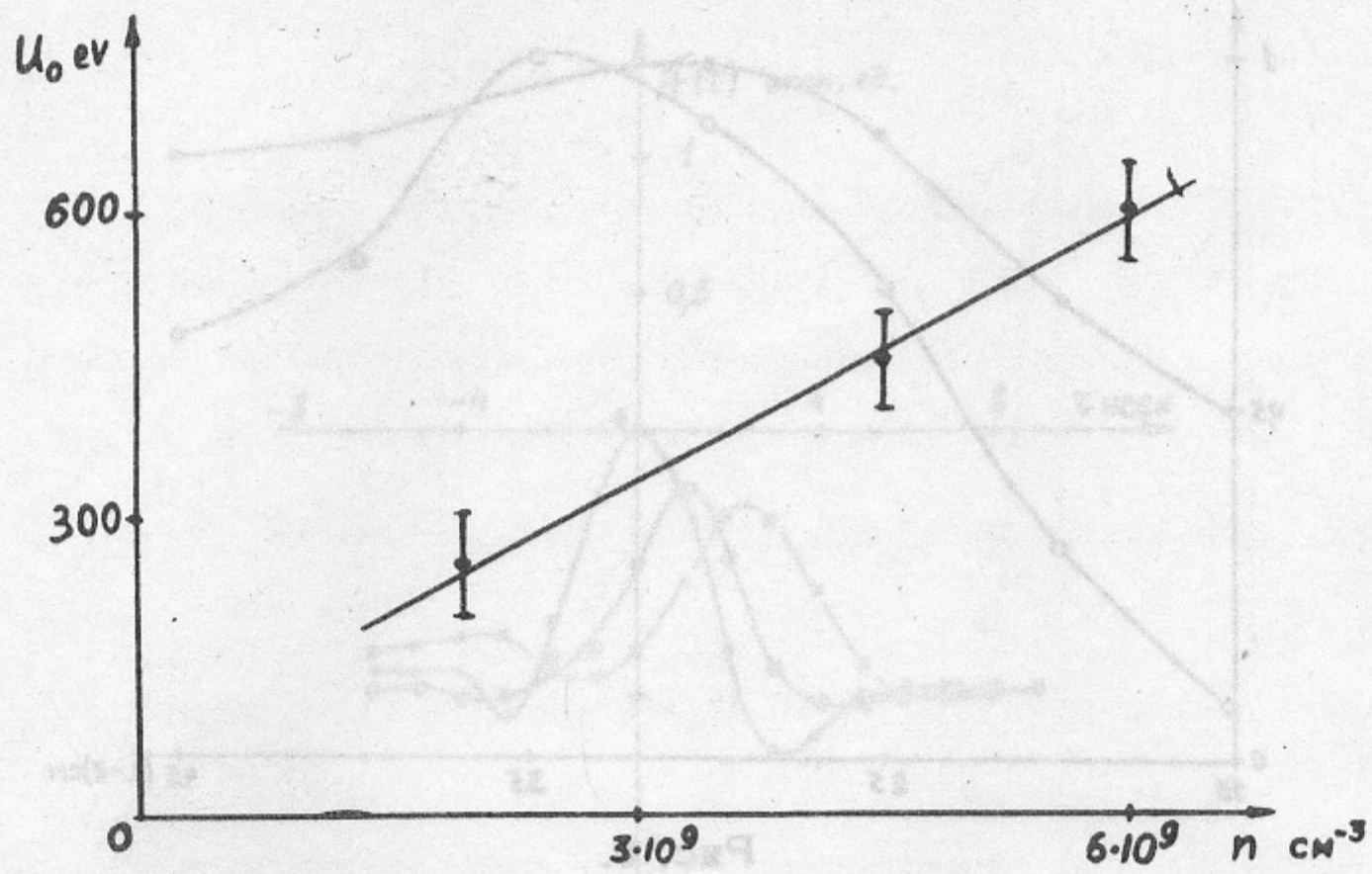


Рис. 7.

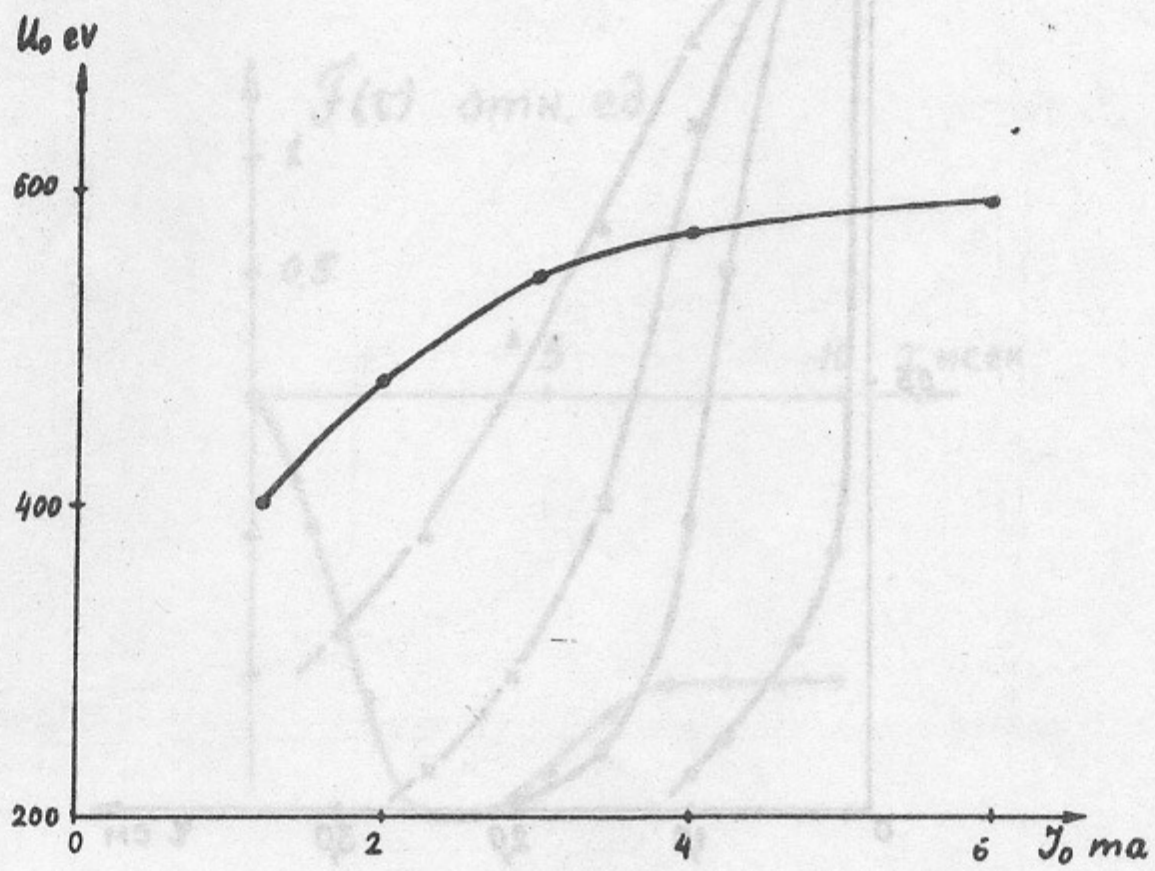


Рис. 8.

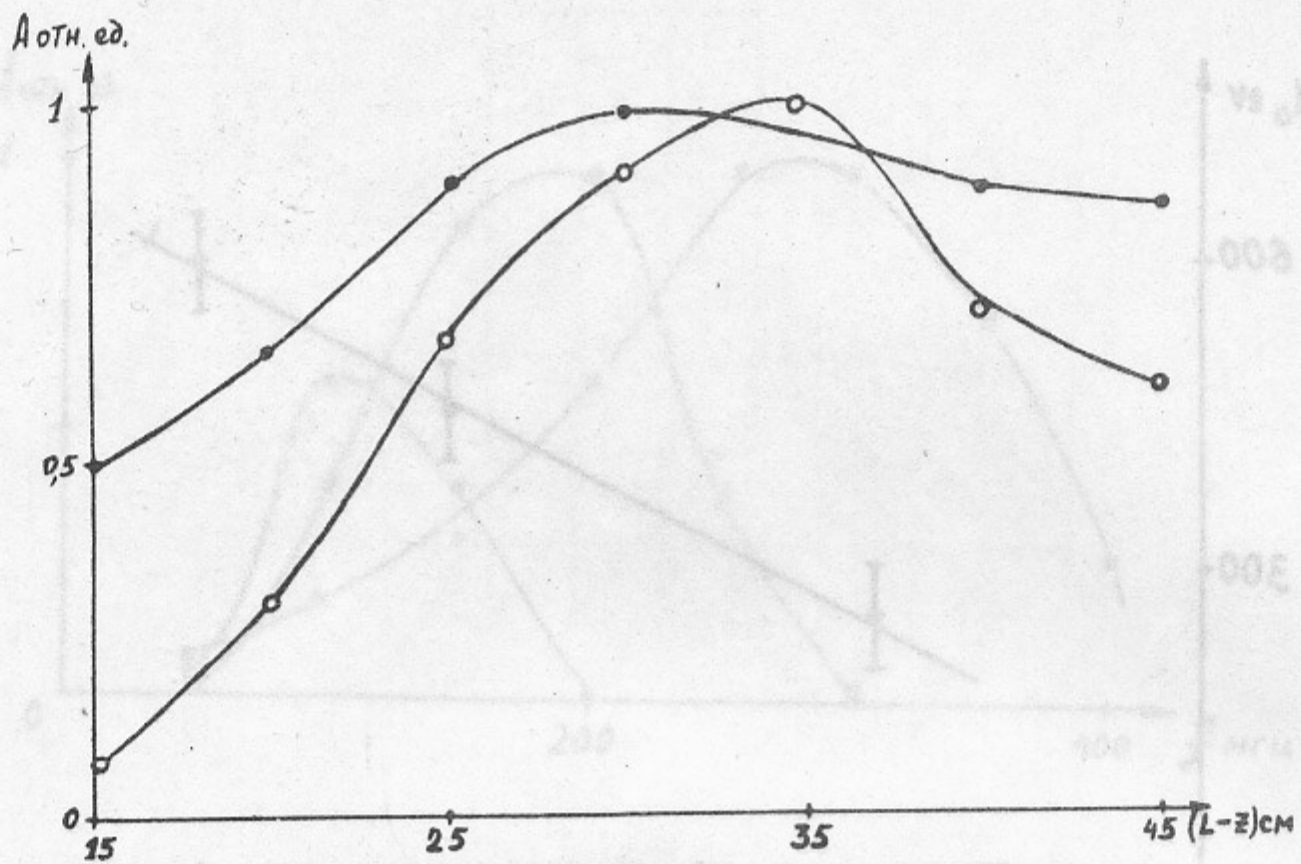


Рис. 9.

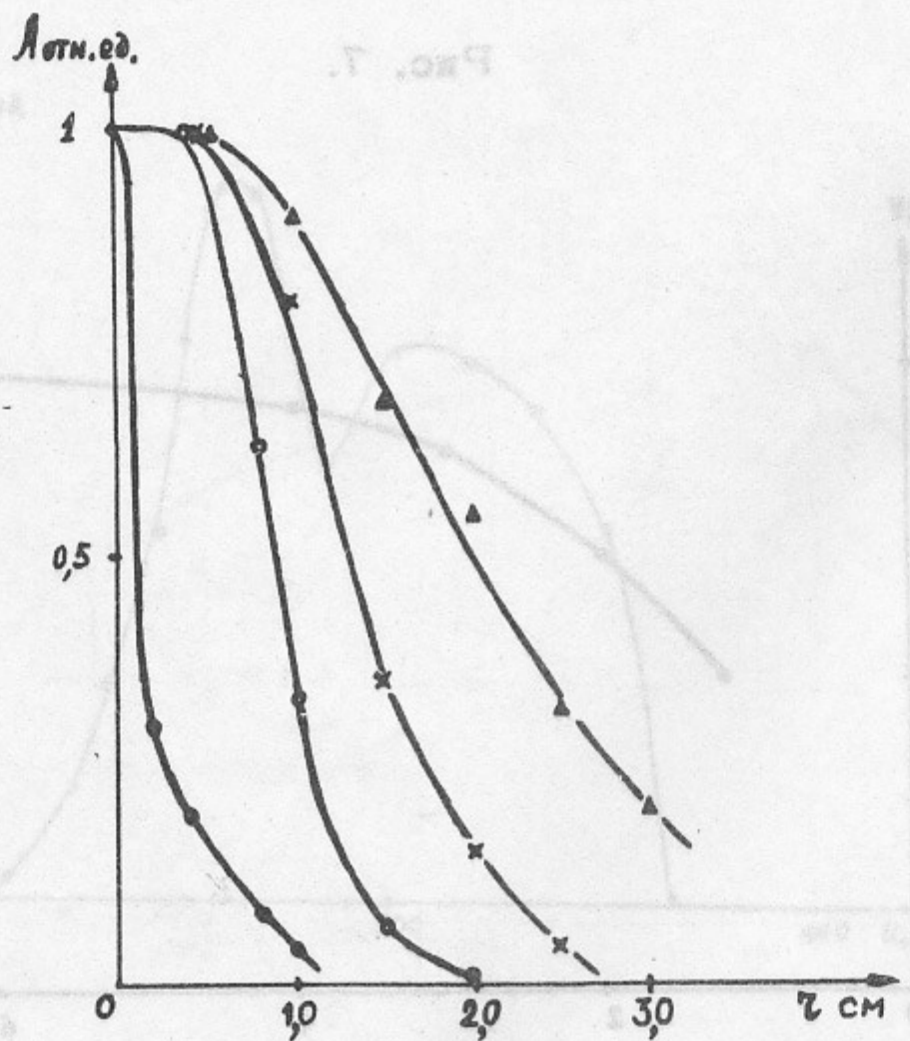


Рис. 10.



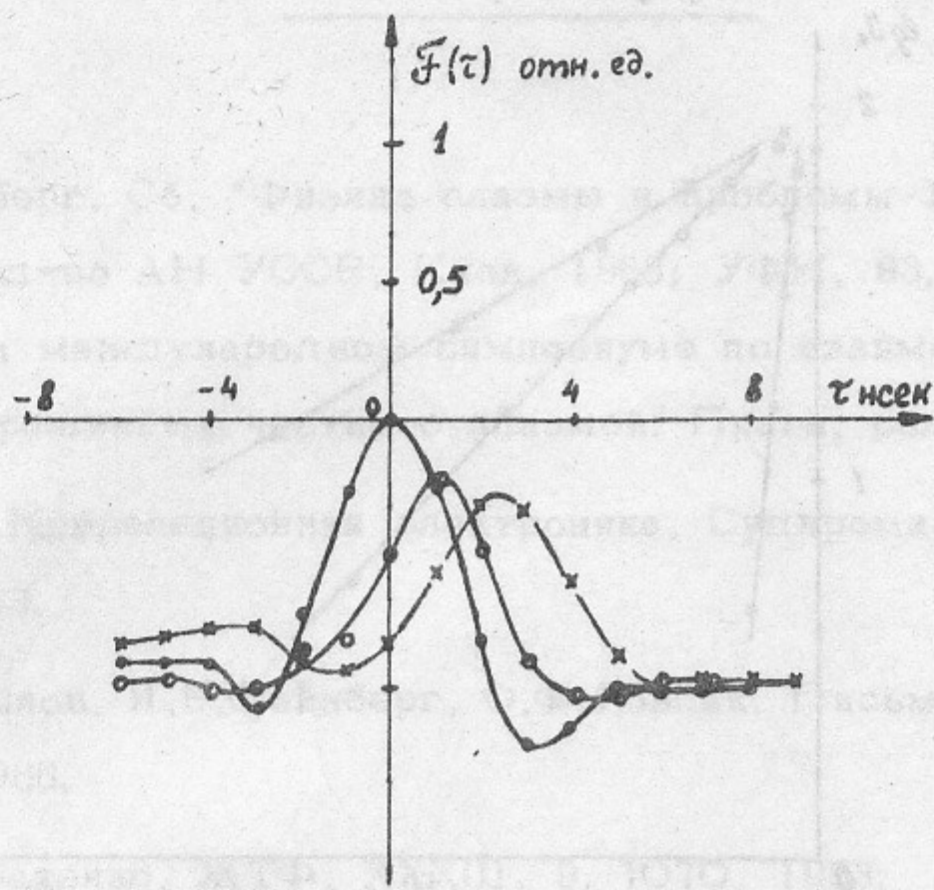


Рис. 11.

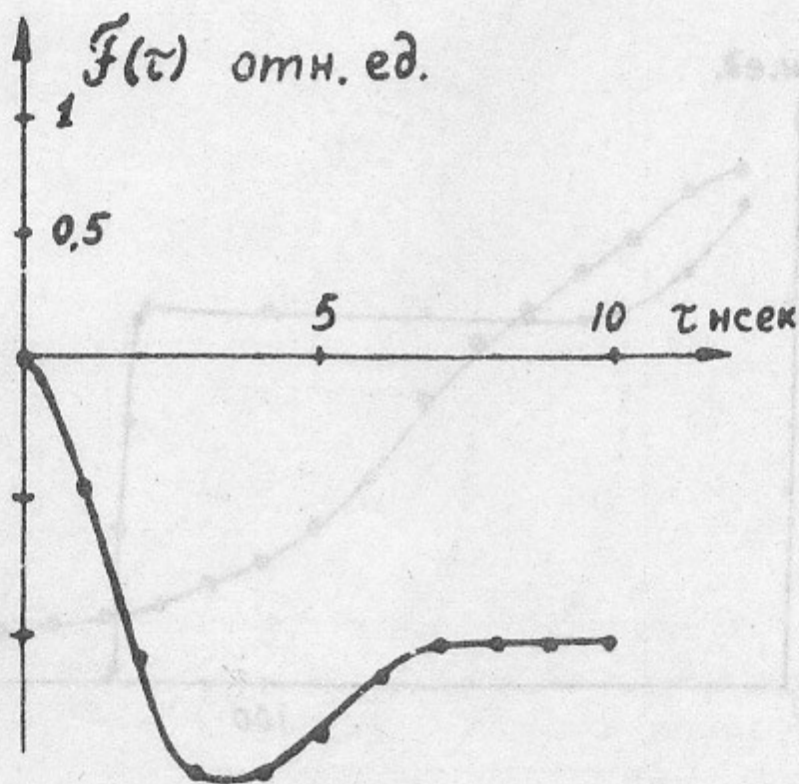


Рис. 12.

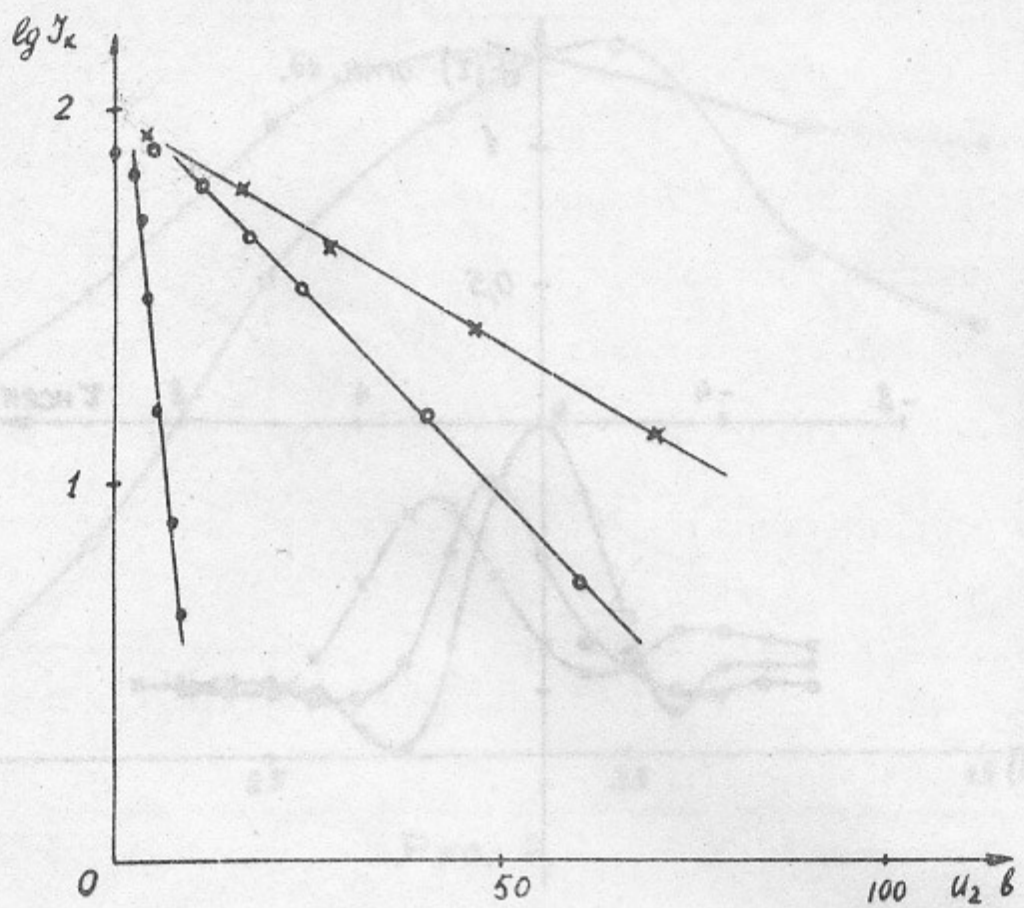


Рис. 13.

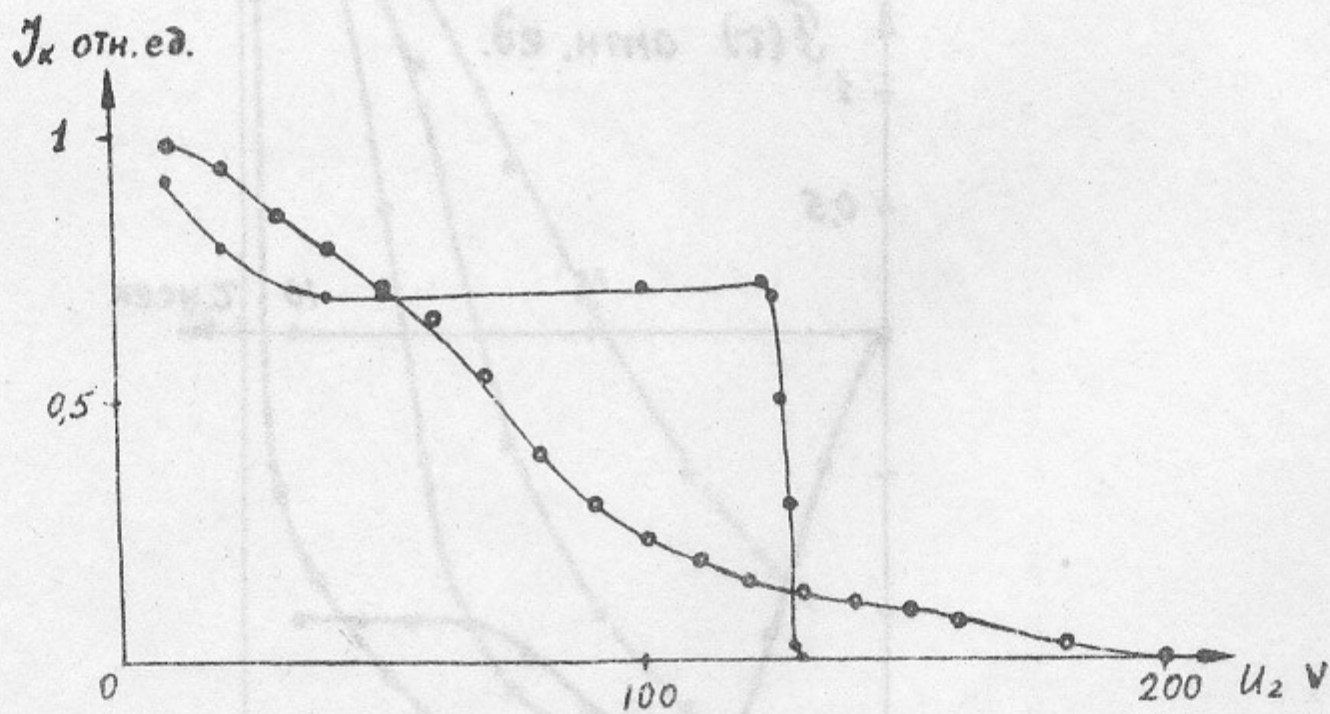


Рис. 14.

## Л и т е р а т у р а

1. Я.Б.Файнберг. Сб. "Физика плазмы и проблемы УТС", т.2, стр.88, изд-во АН УССР, Киев, 1963; УФН, 93, 4, 617, 1967; доклад на международном симпозиуме по взаимодействию пучков заряженных частиц с плазмой, Прага, сентябрь, 1967.
2. Ф.Ланге. Корреляционная электроника, Судпромиздат, Ленинград, 1963.
3. Е.А.Корнилов, Я.Б.Файнберг, О.Ф.Ковпик. Письма ЖЭТФ, 4, 147, 1966.
4. М.Ф.Горбатенко, ЖТФ, XXXIII, 9, 1070, 1963.
5. R. J. Briggs, *Electron-Stream Interaction with Plasmas*, The M.I.T. Press, Cambridge, 1964.

Литература

1. R. E. Fairbrother, C. G. "Физика плазмы и лазеры" УИИ, т. 2, стр. 88, изд-во АН УССР, Киев, 1968; УИИ, т. 2, стр. 817, 1967; доклад на международном симпозиуме по взаимодействию пучков с плазмой, Киев, 1967, сентябрь, 1967.
2. Ф. Ленте, Карпенковская электроника, Спутниковый, Ленинград, 1963.
3. E. A. Kozlov, R. E. Fairbrother, O. F. Kovalev, Теория ЖЭП, т. 4, стр. 147, 1963.
4. M. F. Tolozanov, ЖЭП, т. XXII, в. 10, стр. 1983.
5. R. J. Briggs, Electron-Stream Interaction with Plasmas, The M.I.T. Press, Cambridge, 1964.



---

Ответственный за выпуск САЛИМОВ Р.А.  
Подписано к печати 8.V.1968 г.  
Усл. 0,8 печ.л., тираж 250 экз.  
Заказ № 212, бесплатно.

---

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР