

B-68

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АКАДЕМИИ НАУК СССР.

В.И.Волосов, М.В.Незлин.

№ 879

ОБ ОДНОМ ТИПЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОННОГО  
ПУЧКА В ПЛАЗМЕ И В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ



Москва-Новосибирск, 1961 г.



## В В Е Д Е Н И Е

Хорошо известно, что плотность потока заряженных частиц одного знака в идеальном вакууме ограничена объемным зарядом этих частиц. Чтобы снять это ограничение, необходимо, кроме компенсации заряда частицами противоположного знака, обеспечить также и устойчивость потока. Вопрос об устойчивости электронного пучка, объемный заряд которого скомпенсирован положительными ионами, впервые был рассмотрен в теоретической работе Пирса /1/. В ней было показано, что, если плотность тока пучка ( $j$ ) превышает некоторый предел ( $j_n$ ), то пучок является аperiodически неустойчивым к нарастанию во времени малых возмущений плотности и скорости. Величина предельного устойчивого тока ( $j_n$ ) превышает максимальный ток в пучке без ионов ( $j_m$ ) всего в несколько раз. В работе /1/ ионы предполагаются неподвижными. При этом решающую роль в неустойчивости пучка играют крайние условия на его границах. Учет движения ионов в электронном пучке /2/ приводит к неустойчивости пучка также и в случае отсутствия границ.

Настоящая работа состоит из двух частей. В первой части (§1), выполненной В.И.Волосовым, экспериментально показано, что в закомпенсированном ионами электронном пучке, распространяющемся в высоком вакууме, при  $j > j_n$  образуется виртуальный катод и что предельные токи в устойчивом пучке хорошо согласуются с теоретическими значениями  $j_n$ .

Во второй части работы (§2), выполненной М.В.Незлиним, проведено экспериментальное исследование неустойчивости закомпенсированного ионами электронного пучка по отношению к образованию виртуального катода в том случае, когда пучок распространяется в плазме. Показано, что в этом случае рассматриваемая неустойчивость также имеет место, но предельный устойчивый ток пучка резко возрастает с увеличением концентрации плазмы.

### § 1. Электронный пучок в вакууме

Решение задачи об устойчивости закомпенсированного ионами ограниченного электронного пучка в вакууме, в предположении о неподвижности ионов было дано в /1/ - для плоского и цилиндрического случаев, а также в /3/ - для систем с более сложной ге-



ометрией. В частности, для изучавшейся экспериментально системы было найдено /3/ :

$$I_n = 1,03 \cdot V_0^{3/2} \quad (I)$$

где  $I_n$  - предельный устойчивый ток пучка (в амперах), а  $V_0$  - энергия электронов (в киловольтах).

Для измерения предельных токов в закомпенсированном электронном пучке, распространяющемся в вакууме, использовалась аксиально-симметричная система, находившаяся в продольном магнитном поле (рис.1). Перед катодом (1) стояла управляющая сетка (2), изменением потенциала которой можно было регулировать силу тока в пучке. Отверстия в крышках анода (3) были закрыты сетками (4), соединенными с анодом. Коллектор имел положительный (относительно анода) потенциал ( $V_{кол.} = + 300$ в) для улавливания электронов вторичной эмиссии. На катод подавались прямоугольные отрицательные импульсы высокого напряжения ( $V_0$ ). Управляющая сетка была соединена с катодом через  $RC$  - цепочку, и скорость нарастания силы тока в пучке определялась величиной  $R_1 C_1$ . Для того, чтобы в процессе быстрого нарастания тока в пучке не мог образоваться виртуальный катод, необходимо было выполнить условие:

$$\frac{\partial I}{\partial t} < \frac{I_m}{\tau_k} \quad (2)$$

где  $I_m$  - максимальный ток в пучке без ионов, а  $\tau_k$  - время компенсации пучка ионами, образующимися при ионизации остаточного газа пучком. Поэтому предельный ток измерялся в режиме  $R_1 C_1 \gg \tau_k$ . Максимальное провисание потенциала в пучке в этом режиме могло быть порядка  $V_0 \frac{\tau_k}{R_1 C_1}$ .

Типичная осциллограмма для этого случая (рис.2) показывает, что в то время, как инжектируемый ток непрерывно растет, ток на коллектор, достигая некоторого предельного значения ( $I_n$ ), скачком уменьшается в несколько раз, после чего начинает колебаться. Подобный срыв тока может быть связан только с появлением в пучке виртуального катода. Аналогичные осциллограммы наблюдались в диапазоне изменения магнитного поля от 20 до 2000 эрстед и давления остаточного газа от  $1 \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст. <sup>90</sup>

$1 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст., причем величина  $I_n$  изменялась не более, чем на (10-20)%. На рис.3 приведены значения  $I_n$ , измеренные на опыте при различных  $V_0$ , а также построена теоретическая кривая (деления оси X пропорциональны  $V_0^{3/2}$ ). Как видно на рис.3, предельные токи в закомпенсированном пучке превышают  $I_m$  в несколько раз и отличаются от теоретических значений на (10-20)% в меньшую сторону. Последнее, как показывают расчеты (/3/), может быть объяснено неэквипотенциальностью дрейфового пространства как вследствие недостаточно большой величины отношения  $R_1 C_1 / \tau_k$  ( $R_1 C_1 \approx 100$  мксек,  $\tau_k \approx 20$  мксек), так и вследствие ионных колебаний в пучке, а также тем, что энергия продольного движения электронов была несколько меньше их полной энергии  $eV_0$ .

Отметим, что по данным, полученным в экспериментах других авторов (см. /4/), предельные токи ( $I_n$ ) отличаются от  $I_m$  весьма мало, т.е. - значительно ниже наших. Это, на наш взгляд, объясняется тем, что в упомянутых экспериментах, по-видимому, не выполнялось условие (3), пучок не успевал компенсироваться, и виртуальный катод в пучке мог образоваться в процессе резкого наращивания тока.

Отметим также, что рассмотренная выше неустойчивость пучка может быть обусловлена как влиянием граничных условий /1,3/, так и движением ионов /2/.

## § 2. Электронный пучок в плазме

Экспериментальное исследование устойчивости интенсивного электронного пучка в плазме производилось на установке, показанной на рис.4. Для создания интенсивного электронного пучка и концентрированной высокоионизованной плазмы использовался газовый разряд с накалимым катодом на постоянном токе в парах лития и в сильном продольном магнитном поле. По выходе из разрядной камеры (имевшей длину 150 мм и диаметр концевых диафрагм 12 мм) заряженные частицы распространялись внутри вакуумного объема диаметром 125 мм и попадали на анод, располагавшийся в 100 см от катода. Давление остаточного газа в вакуумном



объеме (р) составляло  $(3+6) \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст., давление паров лития в разрядной камере - порядка  $10^{-4}$  мм рт.ст., разрядное напряжение  $V_p$ , определяющее энергию электронов пучка, варьировалось от 30 до 300 вольт (обычно 100-200 вольт), сила тока в пучке ( $I_p$ ) составляла (0,5-5) ампер, магнитное поле  $H$  - около 2000 эрстед. Концентрация плазмы в исследуемом объеме регулировалась двумя способами: изменением давления паров лития в разрядной камере (не ниже порога зажигания разряда) и - при помощи специального устройства - фильтра плазмы. Последний состоял из двух охлаждаемых водой медных пластинок длиной 200 мм с вырезом по форме пучка, которые окружали пучок и могли в процессе опыта сдвигаться и раздвигаться (не задевая пучок). Поскольку пластины "вымораживали" ионы и пары лития, выходящие из разрядной камеры, концентрация плазмы падала вдоль фильтра. Измерение концентраций пучка и плазмы производилось зондовым методом - по вольтамперной характеристике массивного коллектора, располагавшегося за маленьким расточенным отверстием в центре анода (рис.5 и 6). Обработка зондовой характеристики производилась по формуле Бома <sup>15/</sup>, согласно которой

$$j_+ = 0,4 e n_+ \sqrt{\frac{2 T_e}{m_+}} \quad (3)$$

где  $j_+$  - плотность ионного тока на зонд,  $n_+$  - концентрация ионов в плазме,  $m_+$  - их масса,  $T_e$  - температура плазменных электронов. В нашем случае

$$n_+ = n_{e1} + n_{e2} \quad (4)$$

где  $n_{e1} = \frac{j_{e1}}{e v_{e1}}$  - концентрация электронов пучка, а  $n_{e2} = \frac{4 j_{e2}}{e v_{e2}}$  - концентрация электронов плазмы ( $j_{e1}$  и  $j_{e2}$  - плотность тока электронов пучка и хаотического тока плазменных электронов, соответственно). Величину  $j_{e1}$  мы принимаем равной плотности тока на коллектор при нулевом потенциале коллектора ( $j_0$ ). При этом мы в соотношении

$$j_0 \approx j_{e1} + j_{e2} \exp\left(-\frac{e \varphi_a}{T_e}\right)$$

пренебрегаем экспоненциальным членом, в котором  $\varphi_a$  - потенциал плазмы относительно анода (равный нескольким  $T_e/e$ ). Справедливость этого предположения будет видна ниже (см., например, соотношение (6)).

Опыты показали, что если при данной концентрации плазмы, плотность тока пучка ( $j_{e1}$ ), не превышает некоторого "критического" значения ( $j_k$ ), то пучок в плазме устойчив. При этом пучок проходит через плазму свободно, т.е. все электроны пучка попадают на анод, и колебания в анодном токе практически отсутствуют. Если же  $j_{e1} > j_k$ , то пучок в плазме проявляет неустойчивость, которая выражается в том, что пучок то проходит через плазму и попадает на анод, то запирается и попадает на разрядную камеру.

Картина колебаний в неустойчивом электронном пучке показана на рис.7-8. Период высокочастотных колебаний составлял  $(1+3) \cdot 10^{-7}$  сек, низкочастотных -  $(10^{-4} + 10^{-3})$  сек. Амплитуда колебаний тока электронов на анод составляла около 100% от полного тока разряда.

Таким образом, на основании представленных здесь экспериментальных данных приходим к выводу, что наблюдаемые колебания связаны с тем, что в пучке при  $j_{e1} > j_k$  попеременно с периодом  $10^{-7}$  сек - образуется и исчезает виртуальный катод.

Измерения показали, что в условиях наших экспериментов предельный устойчивый ток пучка ( $j_k$ ) пропорционален концентрации плазмы и (с точностью до коэффициента порядка 1,5) может быть определен из соотношения:

$$j_k \approx j_{e2} = \frac{e n_{e2} v_{e2}}{4} \quad (5)$$

Так, при  $n_{e2} = 2,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>  $I_k = 1,05$  ампера; при  $n_{e2} = 1,1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>  $I_k = 4$  ампера, и т.д. (6)

(Эти данные относятся к  $V_p = 120$ в).

Этот результат можно выразить еще и иначе: пучок в плазме устойчив, если относительная концентрация плазмы  $\alpha$  ( $\alpha = \frac{n_{e2}}{n_{e1}}$ ) превышает некоторое критическое значение  $\alpha_k$ ; при  $\alpha < \alpha_k$



электронный пучок в плазме неустойчив по отношению к образованию виртуального катода. В наших условиях

$$\lambda_k \approx 6 \frac{v_{e1}}{v_{e2}} \approx (30 \div 40) \quad (7)$$

Отметим, что отсутствие сильных колебаний в течение части длинного периода (на рис.7) можно объяснить следующим образом. В электрических полях, возникающих в электронном пучке при образовании виртуального катода, плазменные электроны "нагреваются" и производят дополнительную ионизацию паров лития. При этом концентрация плазмы растет во времени, и, когда она достигает критической величины ( $\lambda = \lambda_k$ ), пучок становится устойчивым, т.е. колебания прекращаются ("столик" на рис.7). При этом, вследствие исчезновения больших электрических полей, концентрация плазмы постепенно перестает расти и начинает уменьшаться. Когда она снижается до уровня  $\lambda = \lambda_k$ , снова начинаются колебания, и т.д.

Таким образом, из представленных в настоящем параграфе экспериментальных данных следует, что плазма оказывает на распространяющийся в ней электронный пучок очень существенное стабилизирующее действие. В самом деле, если бы в нашей геометрической системе плазма отсутствовала, то, как уже об этом говорилось выше, пучок был бы неустойчив к нарастанию во времени отрицательных флуктуаций потенциала—как вследствие влияния краевых условий на катоде и аноде /1/, так и вследствие движения ионов /2/. Из /1/, /3/ и /4/ следует ( и это не противоречит /2/), что предельный устойчивый ток ( $I_n$ ) в компенсированном электронном пучке диаметром 1 см с энергией электронов 100-120 эв, проходящем внутри металлической трубы диаметром 12 см, составлял бы 30-40 ма, тогда как в наших опытах при концентрации плазмы  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  предельный устойчивый ток ( $I_k$ ) равен 4 амперам (см.(7) ); т.е.  $I_k \approx 10^2 \cdot I_n$ . Это стабилизирующее действие плазмы может быть объяснено только тем, что, когда в электронном пучке возникает возмущение потенциала, плазменные электроны уходят из системы в дополнительном количестве (по сравнению с невозмущенным состоянием пучка), и развитие возмущения замедляется или (при  $\lambda \geq \lambda_k$ ) прекращается

вовсе.

Вопрос о механизме этого дополнительного ухода электронов находится в настоящее время в стадии исследования.

### З а к л ю ч е н и е

Авторы выражают глубокую благодарность Г.И.Будкеру, по инициативе которого были проведены данные исследования, за полезные советы; М.С.Иоффе, А.А.Веденову, Б.В.Чирикову за ценные дискуссии и советы; А.М.Солнцеву и А.Н.Дубининой за эффективную помощь в проведении экспериментов.



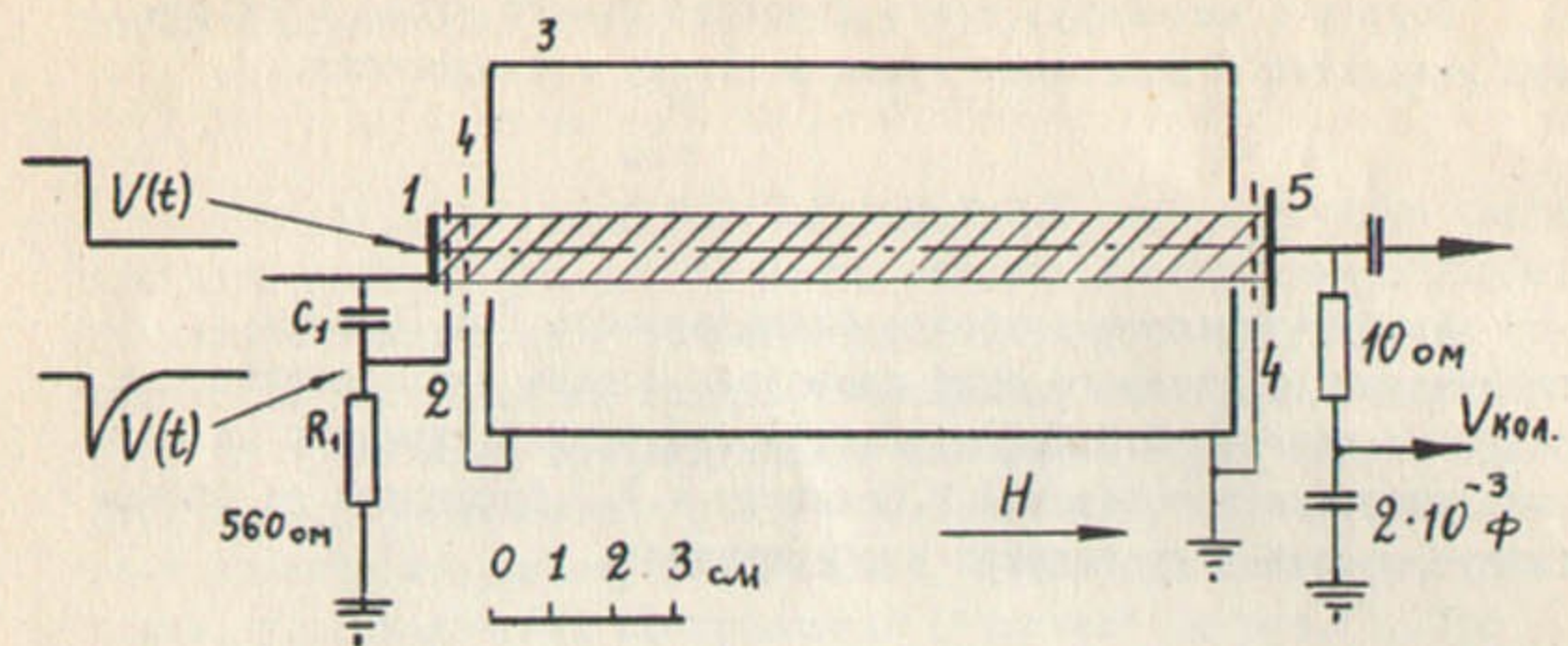


Рис. 1. Схема эксперимента.

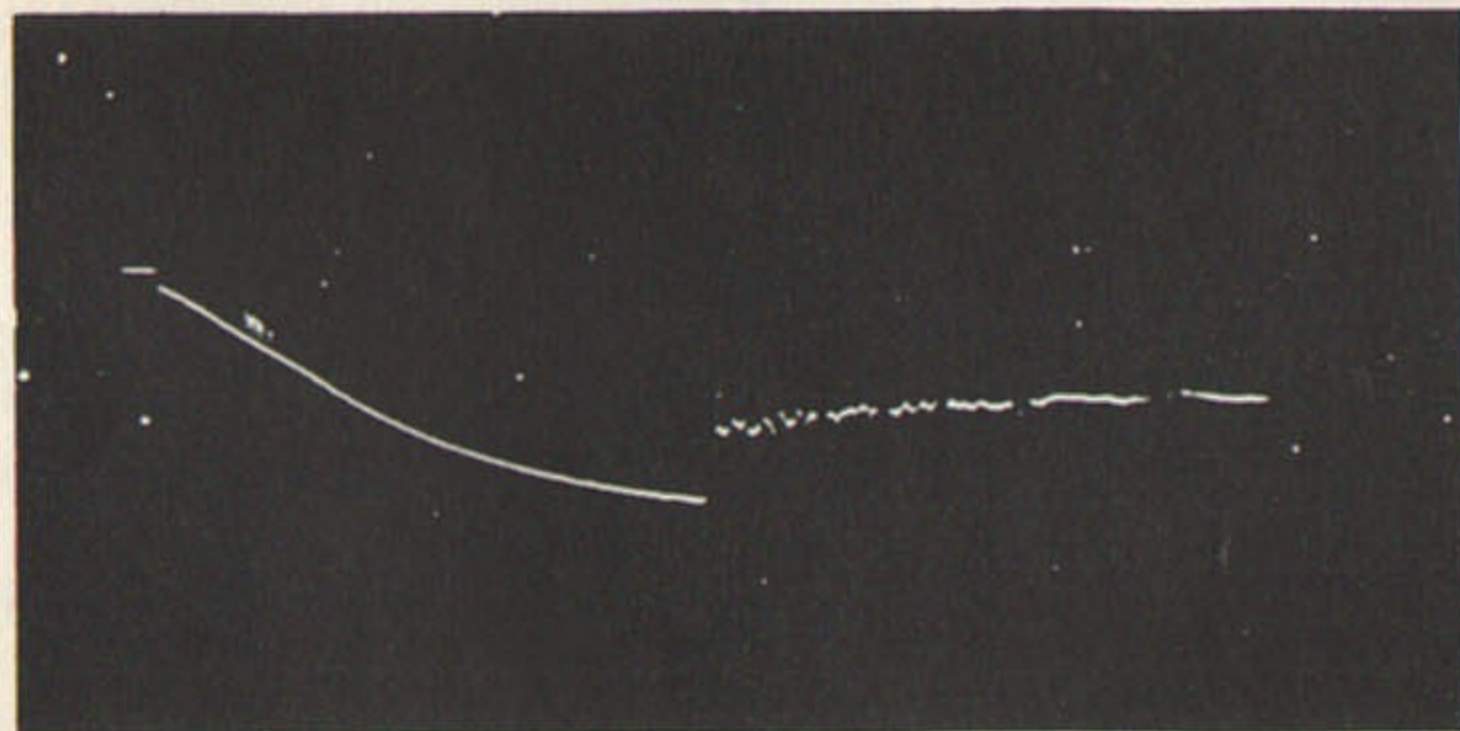


Рис. 2. Осциллограмма тока  $I_{\text{кол.}}$  ( $\mathcal{I}$ ) при медленном нарастании инжектируемого тока; длительность осциллограммы -  $210 \mu\text{сек}$ ,  $V_0 = 1 \text{ кв}$ ,  $p = 6 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт.ст.}$   
 $I_{\text{н}} = 0,97 \text{ а.}$

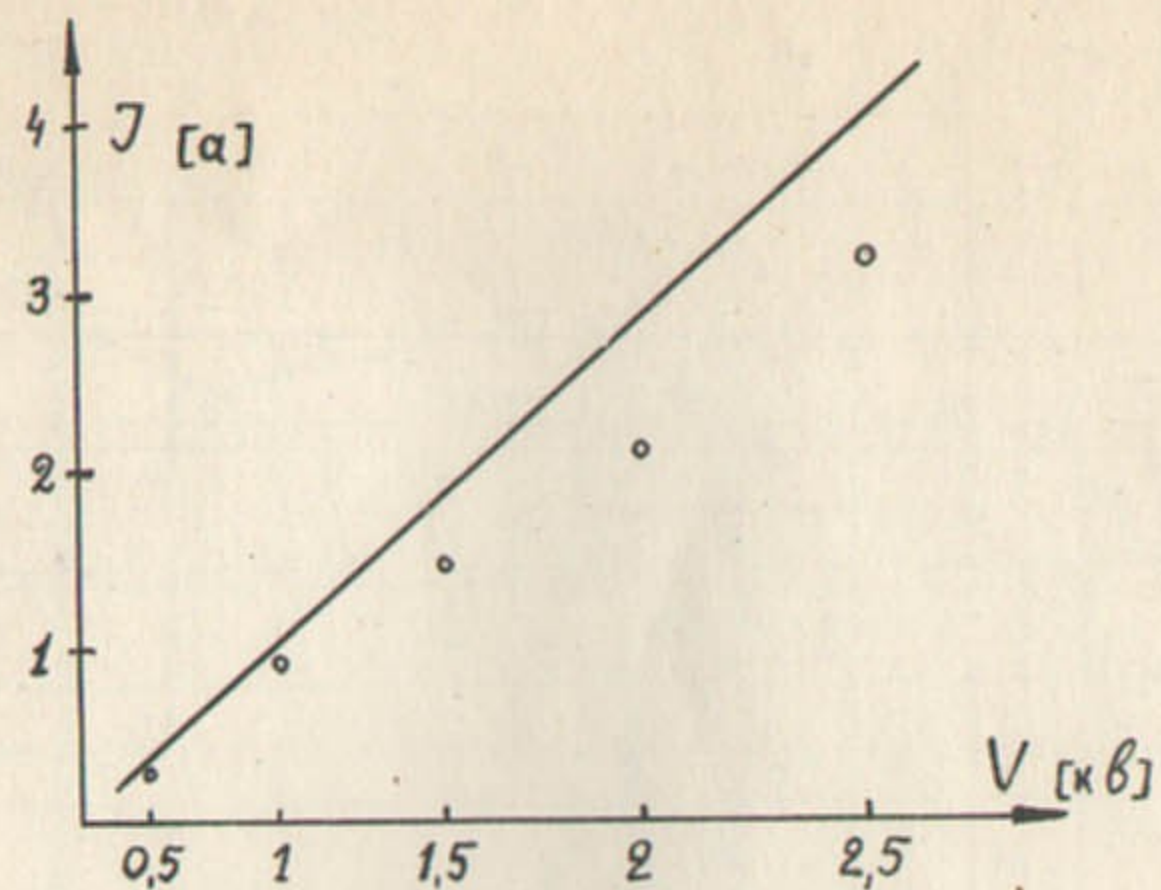


Рис. 3. Зависимость  $I_{\text{н}}$  от  $V_0$   
— теоретическая кривая  
o экспериментальные точки

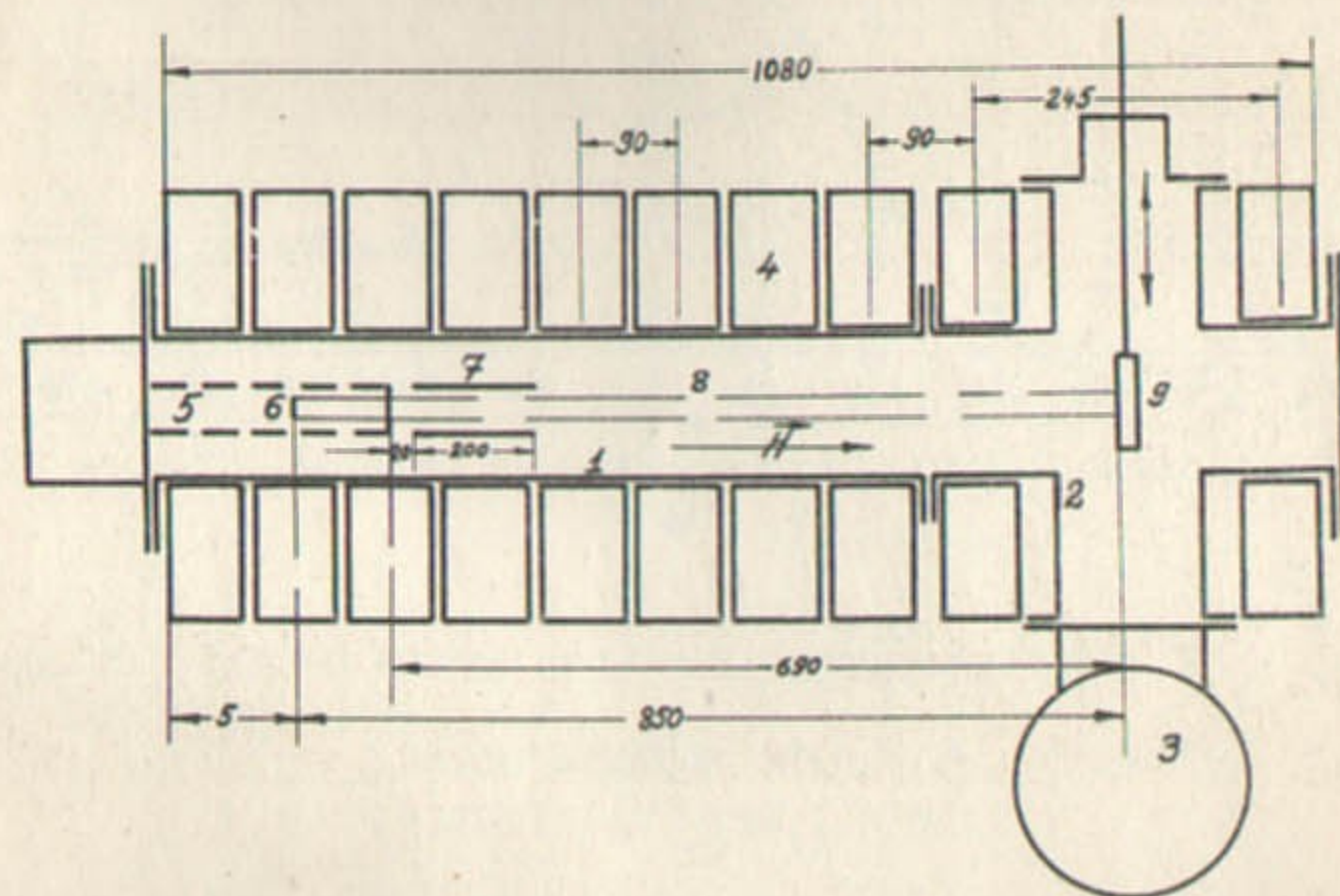


Рис. 4. Экспериментальная установка;  
1 - вакуумный об'ем, 4 - соленоид,  
5 - плазменный источник, 6 - катод источника,  
7 - фильтр плазмы, 8 - плазменный пучок, 9 - анод.  
Размеры в мм.



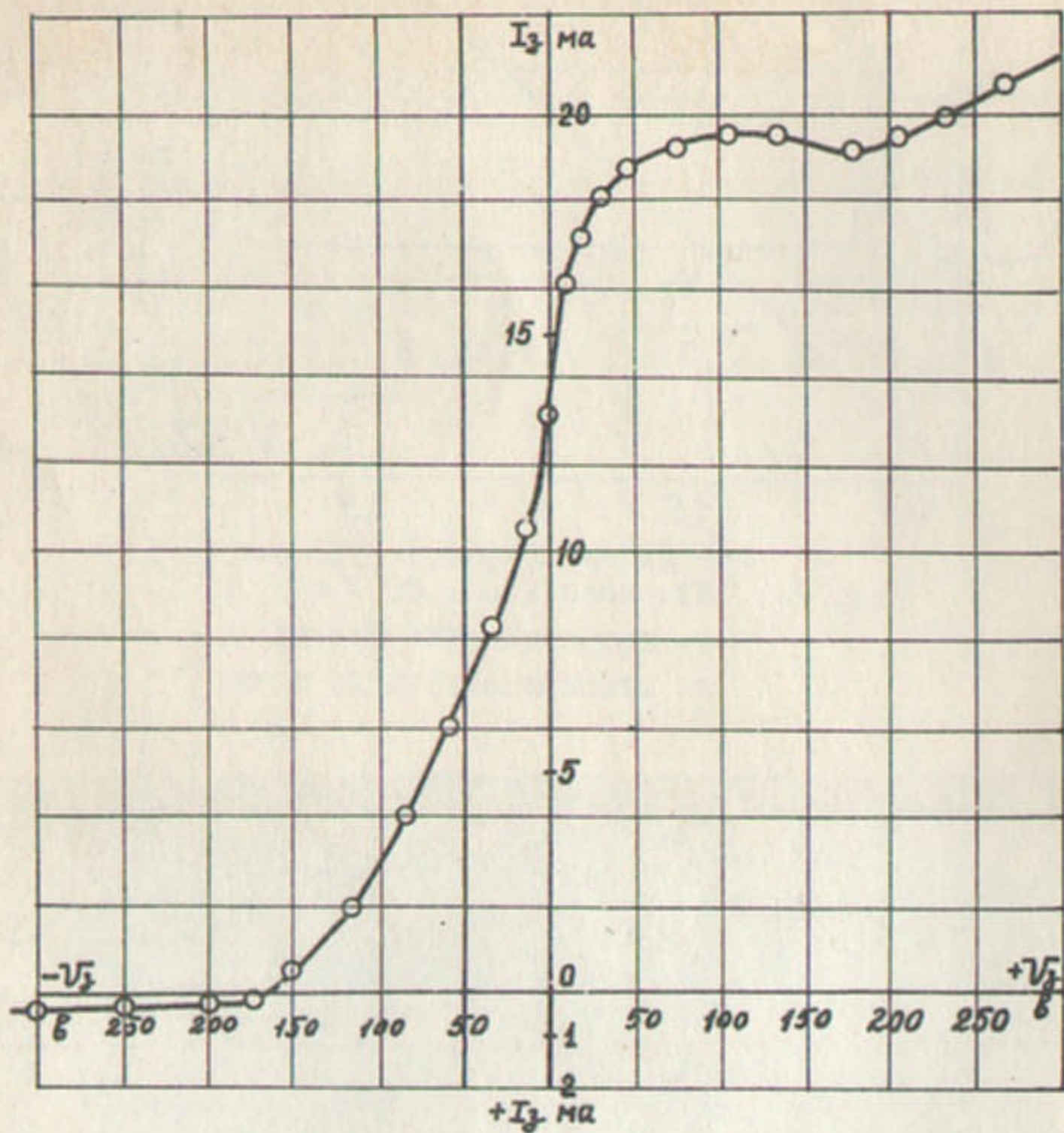


Рис. 5. Зондовая характеристика  
 $I_p = 1,2a$ ;  $V_p = 120$  в.

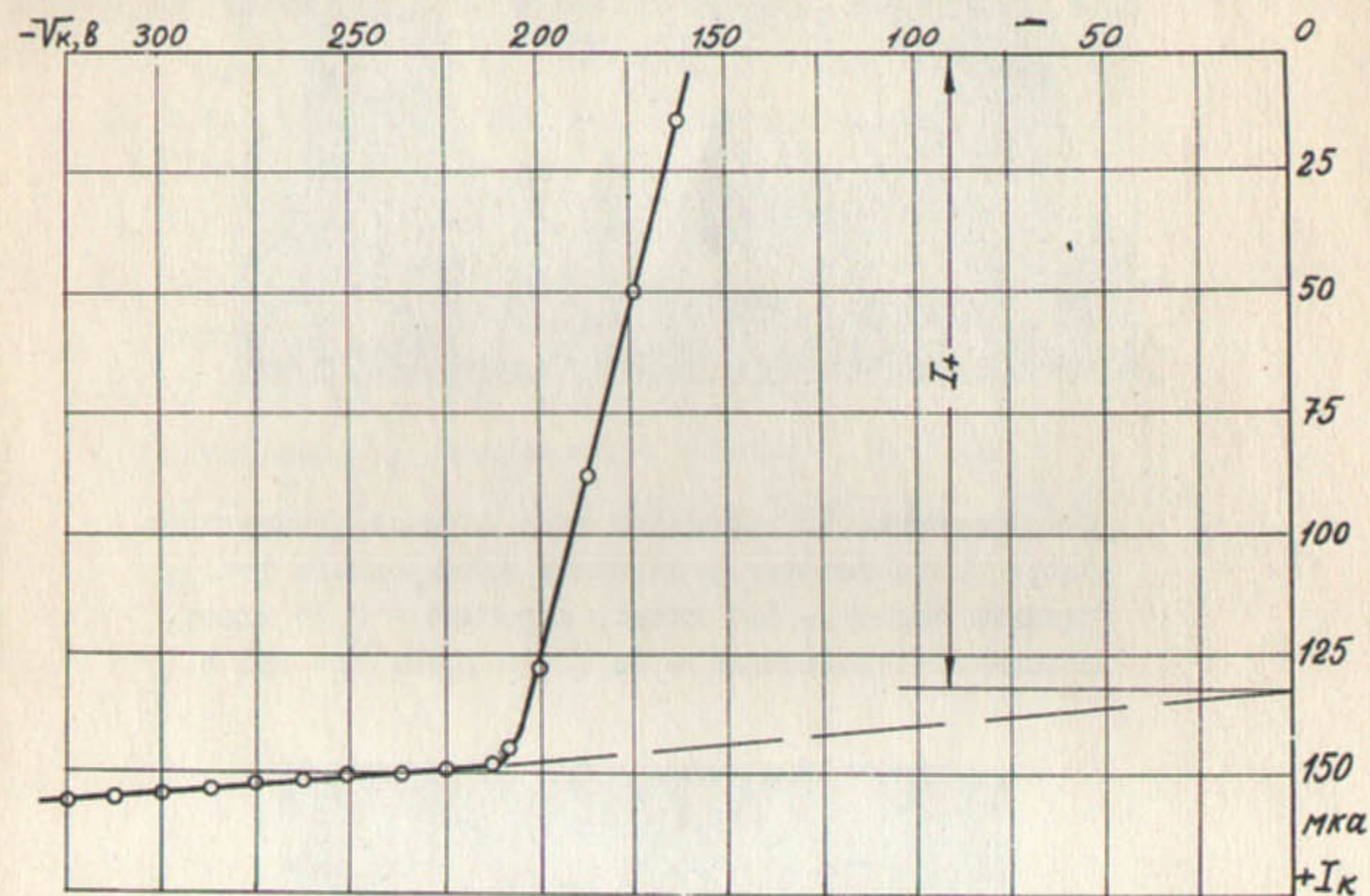


Рис. 6. Ионная ветвь зондовой характеристики.  $I_p = 1,2a$ ,  
 $V_p = 120$  в.



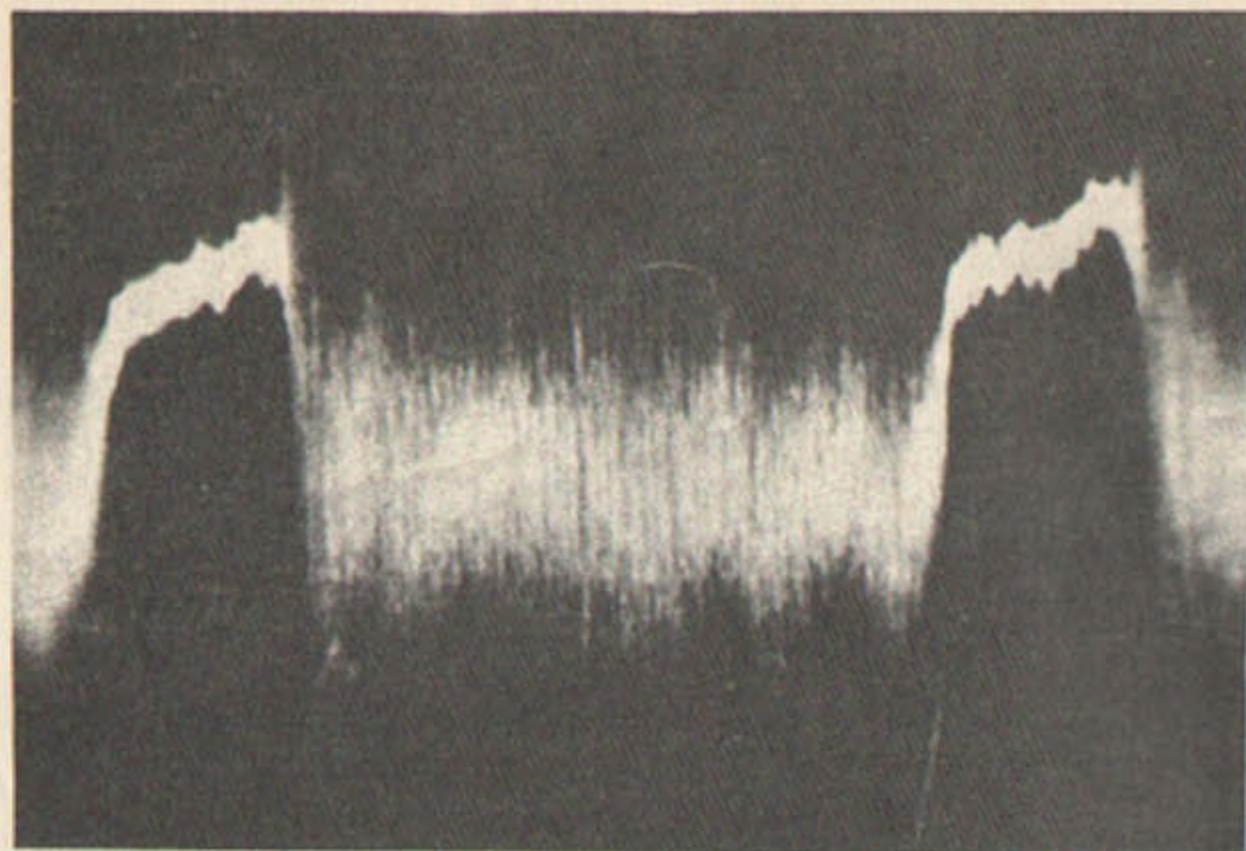


Рис. 7. Осциллограмма электронного тока на анод (отклонение вверх соответствует увеличению электронного тока); длинный период - 500 мксек, короткий - 0,15 мксек, размах в.ч. колебаний - 2а,  $I_p = 1,8a$ ;  $V_p = 180$  в.

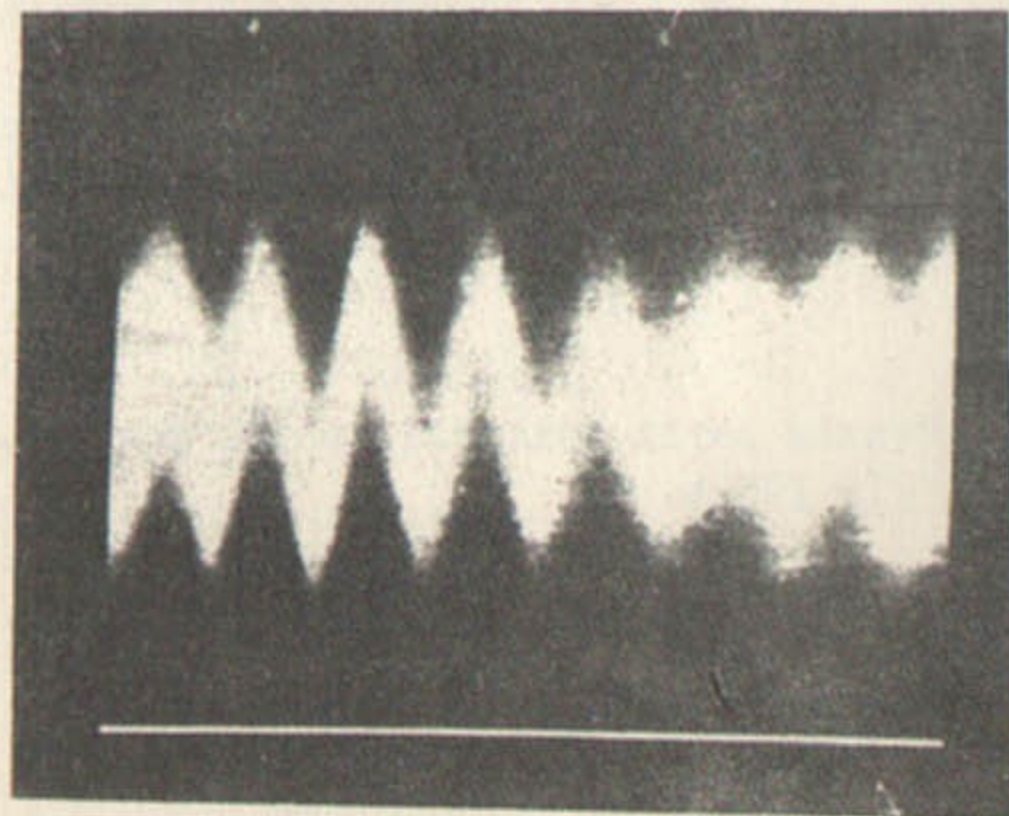


Рис. 8. Развертка в.ч.колебаний в условиях рис. 7.

Л и т е р а т у р а

1. J. R. Pierce, *Journ. of Applied Physics*, 15 (1944), 721 .
2. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев, УФН, L XXIII, (1961), 733-734.
3. В.И.Волосов, Диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1960.
4. Дж.Пирс, Теория и расчет электронных пучков, изд. "Сов. радио", М., 1956.
5. D. Bohm in "The characteristics of electrical discharges in magnetic fields", ed. by A. Guthrie and R.K. Wakerling, ch.2, N.-Y., 1949.