

20

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 208

А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Н.С.Бучельникова

Исследование устойчивого состояния
разреженной плазмы в Q -машине

Новосибирск
1968

Расс. А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Н.С.Бучельникова

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОГО СОСТОЯНИЯ РАЗ-

РЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ В Q - МАШИНЕ

$$j_{\text{ср}} = \frac{1}{e} AT^2 e^{-\psi}$$

АННОТАЦИЯ

где T - температура катодатора, W - работа выхода катодатора, A - константа Ричардсона. Поток ионов с катодатора $j_{\text{и}}$ определяется потоком нейтральных атомов на катодатор.

Работа посвящена исследованию устойчивого состояния термически ионизованной плазмы в Q - машине. Теоретически рассмотрен случай, когда потенциал плазмы отрицателен. Найдены функции распределения электронов и ионов. Получены выражения для потенциала плазмы, плавающего потенциала электрода и его вольт-амперной характеристики. Результаты расчёта сравниваются с экспериментом.

Рассматриваемое распределение потенциалов ($\psi_0 < 0$) соответствует случаю, который известен как режим электронного слоя у поверхности катодатора.

В этом режиме во время в Q - машине наблюдается устойчивое состояние разреженной плазмы при не очень больших значениях U . Поэтому ниже при теоретическом рассмотрении мы ограничимся случаем режима электронного слоя ($\psi_0 < 0$).

Функции распределения

Примем, для простоты, что токи $j_{\text{и}}$ и $j_{\text{е}}$ постоянны по поверхности катодатора, так что задача одномерна. Предположим, кроме того, что плазма сильно разрежена, так что статистическими электронами и ионами можно пренебречь. Тогда функции распределения электронов f_e и ионов f_i зависят лишь от продольной энергии частиц

$$f_e = f\left(\frac{mv_x^2}{2} - e\psi(x)\right), \quad f_i = f\left(\frac{mv_x^2}{2} + e\psi(x)\right) \quad (2)$$

Рассмотрим схему экспериментов в α -машине.

Плазма образуется на ионизаторе 1 (рис. 1а). Ионы и электроны движутся вдоль магнитного поля, параллельного оси цилиндра X . На холодном электроде 2 происходит рекомбинация.

Поток электронов возникает благодаря термоэлектронной эмиссии с ионизатора:

$$j_{oe} = \frac{1}{e} AT^2 e^{-\frac{W}{kT}} \quad (1)$$

где T - температура ионизатора, W - работа выхода ионизатора, A - константа Ричардсона. Поток ионов с ионизатора j_{oi} определяется потоком нейтральных атомов на ионизатор.

Обычно длина плазменного цилиндра L много больше Дебаевского радиуса $\lambda_D \gg \left(\frac{T}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}$, n - плотность нейтральной плазмы. Примем, что потенциал ионизатора $\varphi_1 = 0$. Рассмотрим простейшее распределение потенциала, показанное на рис. 1б: φ_2 - потенциал электрода, φ_0 - потенциал нейтральной плазмы, причем $\varphi_2 \leq \varphi_0$.

Рассматриваемое распределение потенциала ($\varphi_0 < 0$) соответствует случаю, который известен как режим электронного слоя вблизи ионизатора.

В этом режиме на опыте в α -машине наблюдается устойчивое состояние разреженной плазмы (при не очень больших значениях L). Поэтому ниже при теоретическом рассмотрении мы ограничимся случаем режима электронного слоя ($\varphi_0 < 0$).

Функции распределения

Примем, для простоты, что токи j_{oe} и j_{oi} постоянны по поверхности ионизатора, так что задача одномерна. Предположим, кроме того, что плазма сильно разрежена, так что столкновениями электронов и ионов можно пренебречь. Тогда функции распределения электронов f_e и ионов f_i зависят лишь от продольной энергии частиц

$$f_e = f\left(\frac{mV_x^2}{2} - e\varphi(x)\right), \quad f_i = f\left(\frac{MV_x^2}{2} + e\varphi(x)\right) \quad (2)$$

Ниже, ввиду одномерности, индекс X будем опускать. У поверхности ионизатора ($\psi = 0$), функции распределения, с учётом отражения электронов от электрода с потенциалом ψ_2 , можно принять обрезанными Максвелловскими с температурой ионизатора (см. /1-3/):

$$f_{oe} = \begin{cases} j_{oe} \frac{m}{T} e^{-\frac{mv^2}{2T}}, & v \geq -\sqrt{-\frac{2e\psi_2}{m}} \\ 0 & v < -\sqrt{-\frac{2e\psi_2}{m}} \end{cases} \quad (3)$$

$$f_{oi} = \begin{cases} j_{oi} \frac{M}{T} e^{-\frac{Mv^2}{2T}}, & v \geq 0 \\ 0 & v < 0 \end{cases}$$

Функции распределения f_e и f_i нормированы на потоки, т.к. заданными предполагаются j_{oe} и j_{oi} . В случае распределения потенциала, показанного на рис. 16, функции распределения в любой точке с потенциалом $\psi \geq \psi_2$ имеют вид

$$f_e = \begin{cases} j_{oe} \frac{m}{T} e^{-\frac{mv^2}{2T} + \frac{e\psi}{T}}, & v \geq -\sqrt{-\frac{2e(\psi_2 - \psi)}{m}} \\ 0 & v < -\sqrt{-\frac{2e(\psi_2 - \psi)}{m}} \end{cases}$$

$$f_i = \begin{cases} j_{oi} \frac{M}{T} e^{-\frac{Mv^2}{2T} - \frac{e\psi}{T}}, & v \geq \sqrt{-\frac{2e\psi}{M}} \\ 0 & v < \sqrt{-\frac{2e\psi}{M}} \end{cases} \quad (4)$$

f_e и f_i представлены на рис. 2. Видно, что распределение электронов по продольным скоростям представляет собой максвелловскую функцию, обрезанную в области отрицательных скоростей за счёт тех электронов, которые преодолели потенциальный барьер ψ_2 и поглотились на электроде. В распределении ионов отсутствуют не только все частицы с отрицательными скоростями, но и частицы с положительными скоростями $v < \sqrt{-\frac{2e\psi_0}{M}}$.

Плавающий потенциал

Поток электронов на электрод 2 при потенциале $\psi_2 \leq \psi_0$ равен согласно (4)

$$j_e(\psi_2) = \int v f_e(v) dv = j_{oe} e^{-\frac{e\psi_2}{T}} \quad (5)$$

Поток ионов на электрод 2 равен j_{oi} . Плавающий потенциал ψ_n электрода 2 находим из условия, что ток электрода равен нулю

$$j_2(\psi_n) = e(j_e(\psi_n) - j_{oi}) = 0$$

Подставляя сюда (1) и (5) получаем

$$\psi_n = \frac{T}{e} \ln \frac{j_{oi}}{j_{oe}} = \frac{T}{e} \left[\frac{W}{T} + \ln \left(\frac{e j_{oi}}{A T^2} \right) \right] \quad (6)$$

Из этой формулы видно, что при фиксированном потоке ионов плавающий потенциал холодного электрода зависит только от температуры ионизатора.

Потенциал плазмы

Потенциал нейтральной плазмы ψ_0 определен условием равенства плотности ионов и электронов, т.е.

$$n_i(\psi_0) = n_e(\psi_0) \quad (7)$$

Из (4) имеем

$$n_i(\varphi_0) = \int f_i dv = \sqrt{\frac{\pi m}{2T}} j_{oi} e^{-\frac{e\varphi_0}{T}} \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right) \right] \quad (8)$$

$$n_e(\varphi_0) = \int f_e dv = \sqrt{\frac{\pi m}{2T}} j_{oe} e^{\frac{e\varphi_0}{T}} \left[1 + \Phi\left(\sqrt{-\frac{e(\varphi_2 - \varphi_0)}{T}}\right) \right] \quad (9)$$

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

Подставляя (8) и (9) в (7) получаем уравнение для φ_0

$$\ln B = -\frac{2e\varphi_0}{T} - \ln \left(\frac{1 + \Phi\left(\sqrt{-\frac{e(\varphi_2 - \varphi_0)}{T}}\right)}{2} \right) + \ln \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right) \right] \quad (10)$$

где $B = 2 \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{j_{oe}}{j_{oi}}$

Таким образом, при фиксированном j_{oi} , потенциал плазмы зависит от температуры ионизатора и от потенциала холодного электрода. Правда, зависимость от φ_2 очень слаба, т.к. второй член в правой части (10) меняется от 0 до 0,7 при изменении φ_2 в пределах $\varphi_0 \geq \varphi_2 > -\infty$. На рис. 3 показана зависимость $\frac{e\varphi_0}{T}$ от B при $e(\varphi_0 - \varphi_2) > T$.

На рис. 3б более подробно показана область малых значений B . Видно, что в области значений $1 \geq B \geq 0,8$ имеется двухзначная зависимость $\frac{e\varphi_0}{T}$ от B .

При этом часть кривой, показанная пунктиром, описывает неустойчивое состояние. Штрихпунктиром показано состояние, соответствующее ионному слою ($\varphi_0 > 0$). Видно, что в указанной области значений B может осуществляться как состояние с электронным, так и с ионным слоем. Переходы между ними показаны на рисунке стрелками. Соответственно имеется гистерезис зависимости φ_0 от T . Разница между критичес-

кими значениями температуры, где B двухзначно, невелика ($\sim 20^\circ K$ при $j_{oi} \sim 10-10^3 \frac{\text{мкА}}{\text{см}^2}$).

Вольт-амперная характеристика

Пусть электрод 2 находится при потенциале $\varphi_2 \leq \varphi_0$. Тогда на электрод 2, а следовательно и через плазму пойдет ток

$$J(\varphi_2) = e [j_i(\varphi_2) - j_e(\varphi_2)]$$

Поскольку $j_i(\varphi_2) = j_{oi}$ при $\varphi_2 \leq 0$, а

$$j_e(\varphi_2) = j_{oe} e^{-\frac{e\varphi_2}{T}} = j_{oi} e^{\frac{e\varphi_n}{T}} e^{-\frac{e\varphi_2}{T}}$$

$$J(\varphi_2) = -e j_{oi} \left(e^{-\frac{e(\varphi_2 - \varphi_n)}{T}} - 1 \right) \quad (11)$$

Эта формула определяет вольт-амперную характеристику электрода 2. При $\varphi_2 = \varphi_n$, $J = 0$, что и должно быть согласно определенному плавающего потенциала.

При $\varphi_2 > \varphi_0$ ток на электрод 2 перестает зависеть от φ_2 и определяется лишь значением φ_0 . Таким образом, при $\varphi_2 = \varphi_0$ достигается насыщение тока.

Средняя скорость ионов

Ускоряясь на разности потенциалов φ_0 , ионы приобретают среднюю направленную скорость \bar{v}_i :

$$\bar{v}_i = \frac{\int v f_i dv}{n_i} = \frac{j_{oi}}{n_i} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi m}{2T}} e^{-\frac{e\varphi_0}{T}} \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right) \right]} \quad (12)$$

Если $\left| \frac{e\varphi_0}{T} \right| \gg 1$, можно воспользоваться разложением интеграла вероятности

$$1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right) \approx \frac{e^{\frac{e\varphi_0}{T}}}{\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}} \left(1 - \frac{1}{2\frac{e\varphi_0}{T}} + \frac{3}{4\left(\frac{e\varphi_0}{T}\right)^2} + \dots\right),$$

пренебрегая членами порядка $\left(\frac{T}{e\varphi_0}\right)^2$ получаем приближенное выражение для \bar{v}_i

$$\bar{v}_i = \sqrt{-\frac{2e\varphi_0}{M}} \left(1 + \frac{T}{2e\varphi_0}\right) \quad (13)$$

Эффект ускорения ионов приводит к уменьшению дисперсии по скоростям, что эквивалентно уменьшению эффективной продольной температуры ионов $T_{||i}$. Её можно определить как $T_{||i} = M(v - \bar{v}_i)^2 = M\left(\frac{v^2}{2} - \bar{v}_i^2\right)$.

$$\bar{v}^2 = \frac{\int v^2 f_i dv}{n_i} = \frac{T}{M} \frac{\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}} e^{\frac{e\varphi_0}{T}} + \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right)\right]}{1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right)} \quad (14)$$

Пользуясь опять разложением интеграла вероятности, имеем

$$\bar{v}^2 = -\frac{2e\varphi_0}{T} \left(1 - \frac{T}{e\varphi_0}\right)$$

тогда, учитывая (13), получаем

$$T_{||i} = -\frac{T^2}{4e\varphi_0} \quad (15)$$

Видно, что эффективная температура ионов уменьшается в нейтральной плазме, если $-\frac{e\varphi_0}{T} \gg 1$. Этот эффект "электростатического охлаждения" ионов понятен физически. Действительно, ионы ускоряются электрическим полем. Поток их сохраняется. Следовательно плотность убывает обратно пропорционально скорости: $N \sim \frac{1}{\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}}$. Вместе с тем максимум функции распределения $f_{max} = \int_0^M \frac{M}{T}$, как ясно из (4), сохраняет свою величину. Поскольку $N \sim f_{max} \Delta V$, где ΔV - эффективный разброс по скоростям, то ΔV с уменьшением плотности убывает пропорционально N . Поэтому, эффективная температура ускоряемых частиц $T_{||i} \sim (\Delta V)^2 \sim N^2$. Она уменьшается в $-\frac{e\varphi_0}{T}$ раз: $T_{||i} \sim T \frac{T}{e\varphi_0}$.

Если $-\frac{e\varphi_0}{T} \lesssim 1$, то эффект ускорения мало существен и f_i - практически однонаправленный Максвелл.

Роль столкновений

При постановке задачи предполагалось, что длина пробега $\lambda \sim \lambda_{ei} \sim \lambda_{ii} \gg L$. Выполнение этого условия важно, т.к. рассмотрение основано на том, что функции распределения (4) не меняются по длине плазменного столба. Наличие столкновений приводит к изменению функций распределения. При большом числе столкновений они приближаются к Максвелловским.

Основное влияние на распределение ионов оказывают ионные столкновения. Уже при редких столкновениях $\lambda_{ii} \gg L$ резкий край функции распределения (4) (см.рис.2) размывается.

При $\lambda_{ii} \lesssim L$ постепенно выравниваются поперечные и продольные температуры ионов. При $\lambda_{ii} \ll L$ функция распределения ионов близки к максвелловской с $T_i \approx \frac{2}{3}T$

Средняя направленная скорость ионов не меняется. Благодаря этому, на выражениях для потенциалов φ_0 , φ_n и вольт-амперной характеристике рассмотренные изменения функции распределения ионов не сказываются.

Функция распределения электронов искажается за счёт $e-i$ и $e-e$ столкновений. Наиболее существенны $e-i$ столкновения, так как они приводят к уменьшению средней направленной скорости электронов.

В случае больших отрицательных потенциалов φ_2 функция распределения (4) близка к максвелловской, т.к. в распределении отсутствует лишь незначительная часть электронов с

$v < -\sqrt{-\frac{2e(\varphi_2 - \varphi_0)}{m}}$. Столкновения в этом случае не играют значительной роли, т.к. разрыв функции распределения лежит при $v \gg v_{Te}$, а длина свободного пробега растёт пропорционально v^4 .

В случае малых потенциалов φ_2 , когда $-(\varphi_2 - \varphi_0) \leq \frac{I}{e}$, f_e оказывается обрезанной в области малых скоростей; при $\varphi_2 = \varphi_0$ максимум f_e и разрыв совпадают на $v=0$. В этом случае роль $e-i$ столкновений особенно существенна. Уже при редких столкновениях $\lambda_{ei} \gg L$ край разрыва размывается, при этом максимум f_e смещается в область $v > 0$, появляются электроны со скоростями $v < 0$, уменьшается средняя направленная скорость электронов. Это приводит к искажению вольт-амперной характеристики вблизи $\varphi_2 \sim \varphi_0$ и уменьшению электронного тока насыщения. При большом числе столкновений $\lambda_{ei} \ll L$ функция распределения электронов приближается к сдвинутой максвелловской. В этом случае существенную роль играет возникающее в квазинейтральной плазме электрическое поле.

Следует еще обратить внимание на следующее обстоятельство. При теоретическом рассмотрении неустойчивостей, возбуждаемых током, обычно предполагается, что функция распределения электронов в системе координат ионов имеет вид сдвинутой максвелловской

$$f_e = \sqrt{\frac{m}{2\pi T}} e^{-\frac{m(v - U_{gp})^2}{2}} \quad (17)$$

где U_{gp} — дрейфовая скорость электронов относительно ионов. При этом средняя направленная скорость электронов \bar{v}_e совпадает с U_{gp} . В случае же, когда ток течет в бестолкновительных системах, аналогичных рассматриваемым нами, ток возникает не за счет смещения f_e на величину $\bar{v}_e = \frac{de}{ne}$,

а за счет обрезания функции распределения. Это приводит к изменению условий возбуждения неустойчивости. Однако при

$\varphi_2 \sim \varphi_0$ при наличии даже редких столкновений можно предполагать, что функция распределения не сильно отличается от (17) и пользоваться при расчётах понятием U_{gp} , полагая, что $U_{gp} \sim \bar{v}_e = \frac{de}{ne}$

Описание установки и методик

Схема установки показана на рис. 4. Измерения проводились при плотности плазмы $10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Длина свободного пробега $\lambda \sim \lambda_{ei} \sim \lambda_{ii}$ лежит при этом в пределах $4 \cdot 10^2 - 4 \text{ см}$, т.е. $0,1 \leq \frac{\lambda}{L} \leq 10$. В качестве электрода 2, который фигурировал выше, использовался коллектор (рис. 3). Электроны и ионы могут попадать на коллектор, пройдя через отверстие радиусом 5 мм в пластине 4. Это обеспечивает постоянство собирающей поверхности коллектора при изменении его потенциала относительно плазмы, т.е. он работает как плоский зонд.

Отметим, что при работе со щелочными плазмами существенную роль могут играть контактные разности потенциалов электрод-ионизатор ($\Delta\varphi_{крп}$), возникающие из-за образования плёнки щелочного металла на холодном электроде. Для вольфрамового ионизатора и калия $\Delta\varphi_{крп}$ может достигать величины $\sim 2-3 \text{ в}$. Наличие контактной разности потенциалов должно приводить к смещению вольт-амперной характеристики электрода в отрицательную область.

Для определения направленной скорости ионов измерялась зависимость ионного тока на зонд в "тени" диска 6 (рис. 4). Согласно работе [4] за телом, которое обтекается плазмой образуется тень. В случае, когда скорость направленного движения плазмы параллельна силовым линиям магнитного поля, в зоне тени образуется периодическое по длине распределение плотности ионов. Расстояние между минимумами плотности ΔX_{min} связано простым соотношением со средней скоростью ионов и ионно-циклотронной частотой f_{hi} :

$$\bar{v}_i = \Delta X_{min} f_{hi} \quad (18)$$

а расстояние X_0 , на котором периодичность теряется, связано с дисперсией по продольным скоростям ионов $\Delta V = \sqrt{T/M}$ соотношением

$$X_0 \approx \frac{\bar{v}_i \lambda}{f_{ni} \Delta V} \quad (19)$$

В качестве тела обтекаемого плазмой использовался диск диаметром 5 мм.

Распределение плотности ионов в зоне тени измерялось по току на зонд длиной 2 мм, диаметром 0,25 мм.

Результаты эксперимента

На рис. 5 показана зависимость плавающего потенциала коллектора от температуры ионизатора. Сплошная кривая φ_n посчитана по формуле (6). Пунктирная кривая $\varphi = \varphi_n - \Delta\varphi_{крп}$. Видно, что с учётом контактной разности потенциалов экспериментальная кривая хорошо описывается расчётной; начиная с $T \approx 2100^\circ$, при которой φ_0 становится отрицательным,

Согласно формуле (10) в условиях наших экспериментов

$\varphi_0 - \varphi_n \sim 4 \frac{T}{e}$. На эксперименте эта величина может быть измерена в предположении, что ток насыщения J_n коллектора достигается при $\varphi_2 = \varphi_0$. Экспериментальное значение $\varphi_2(J_n) - \varphi_n = 5 \frac{T}{e}$. Этот результат можно рассматривать как удовлетворительное согласие расчёта с экспериментом.

Вольт-амперная характеристика коллектора показана на рис. 6. Сплошная кривая построена по формуле (11). Отметим, что формула (11) удобна в том отношении, что ток выражен в ней через разность потенциалов $\varphi_2 - \varphi_n$. При сравнении с экспериментом это не требует знания абсолютной величины φ_2 и φ_n , которые измеряются с точностью до контактной разности потенциалов. Видно хорошее согласие эксперимента с расчётом при

$$(\varphi_2 - \varphi_n) \approx 3 \frac{T}{e}.$$

Отношение электронного тока, насыщения коллектора к ионному $J_e/J_i = \bar{v}_e/\bar{v}_i$. Большинство наших экспериментов проводилось при таких T и j_{oi} , что расчетное значение $e\varphi_0 \lesssim T$. Для этого случая отношение $J_e/J_i \sim 100$. Однако, в экспериментах, выполненных при $n \gtrsim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ($\lambda_{ei} \sim L$), обычно наблюдается $J_e/J_i \sim 60$. Такое расхождение естественно ожидать, т.к. электронный ток насыщения достигается при $\varphi_2 \sim \varphi_0$, где особенно существенны $e-i$ столкновения, понижающие его величину. При малой плотности плазмы (малая частота столкновений) можно ожидать лучшего согласия с расчётом. Действительно, при уменьшении плотности плазмы измеренное значение J_e/J_i растёт, достигая при $n \lesssim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ($\lambda_{ei} \sim 10L$) величины $J_e/J_i \sim 100$.

Средняя направленная скорость ионов \bar{v}_i определялась, как говорилось выше, по зависимости от X тока на зонд в тени диска. Измерения проводились при $H \sim 1000$ эрст в двух режимах: I) $j_{oi} = 100 \text{ мка/см}^2$, $T = 2200^\circ \text{К}$; II) $j_{oi} = 35 \text{ мка/см}^2$, $T = 2200^\circ \text{К}$. Зависимость тока на зонд на оси плазменного столба от расстояния до диска для этих режимов показана на рис. 7. Средняя направленная скорость ионов, найденная из рис. 7 по формуле (18) равна $1,2 \cdot 10^5$ и $1,9 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ для первого и второго режима соответственно. Согласно формулам (10), (12) \bar{v}_i в этих условиях должно быть равно $1 \cdot 10^5$ и $1,7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Видно, что измеренные и расчетные значения \bar{v}_i находятся в удовлетворительном согласии.

Зная экспериментальное значение \bar{v}_i , по уравнению (12) можно найти величину потенциала плазмы φ_0 . Для режимов I и II φ_0 оказывается равным $\sim 0,2\vartheta$ и $\sim 0,7\vartheta$ в удовлетворительном согласии с расчётом по уравнению (10), которое даёт $\varphi_0 \sim 0\vartheta$ и $\sim 0,5\vartheta$.

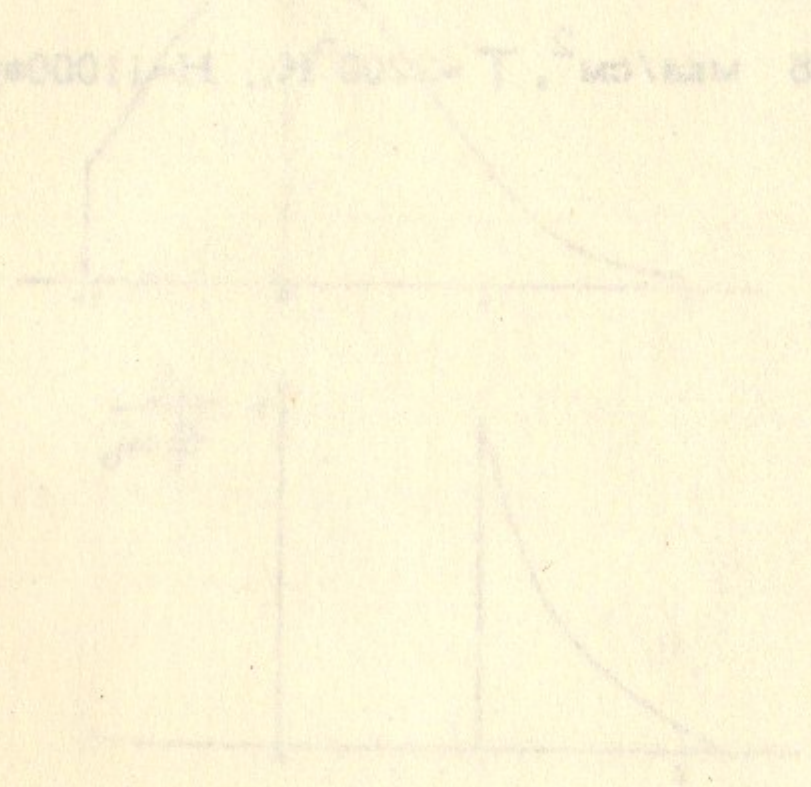
Согласно формуле (15), с ростом φ_0 падает продольная температура ионов T_{ni} . В режиме I, когда потенциал плазмы мал ($-e\varphi_0/T \sim 1$) эффект "электростатического охлаждения", как отмечалось выше, несущественен и можно ожидать, что $T_{ni} \sim T$. Действительно, как видно из рис. 7, в этом случае периодичность теряется практически на одном периоде, т.е. соглас-

но (19) $\bar{v}_i/\Delta V \sim 1$. Во втором режиме периодичность сохраняется в течении 3 + 4 периодов, т.е. $\bar{v}_i/\Delta V \sim 3 + 4$. Для этого случая ($-e\varphi_c/T \sim 3,5$) из формул (13), (15) имеем $\bar{v}_i/\Delta V \sim 5$. Из этих результатов видно, что при больших значениях $-e\varphi_c/T$ эффект "электростатического охлаждения" действительно проявляется.

Полученные результаты можно подытожить следующим образом. Результаты расчёта, которые нечувствительны к искажению функций распределения из-за столкновений, находятся в количественном согласии с экспериментом. К ним относятся: зависимость плавающего потенциала коллектора от температуры ионизатора; вольт-амперная характеристика коллектора при $\varphi_2 < \varphi_0$; абсолютная величина средней направленной скорости и её зависимость от φ_0 ; абсолютная величина φ_0 . Абсолютное значение I_e/I_i чувствительно к искажению функции распределения электронов и здесь имеется расхождение. В свою очередь это расхождение можно рассматривать как подтверждение предположения об искажении функции распределения электронов за счет столкновений.

Л и т е р а т у р а

1. P.L. Auer, J. Appl. Phys. 31, 2096 (1960).
2. R. McJntyz, J. Appl. Phys. 33, 2485 (1962).
3. N. Rynn, Phys. Fluids, 9, 165, (1966).
4. Я.А. Альперт, А.В. Гуревич, А.П. Питаевский. Искусственные спутники земли в разреженной плазме, Москва, Наука, 1964 г., гл. Ш, стр. 85.



Подписи к рисункам

Рис.1. Пояснения в тексте.

Рис.2. Функции распределения электронов и ионов.

Рис.3. Пояснения в тексте.

Рис.4. Схема установки. 1 - катушки магнитного поля;

2 - ионизатор; 3 - коллектор; 4 - кольцевая пластинка

5 - подвижный зонд; 6 - диск; 7 - напылитель калия

Рис.5. Зависимость плавающего потенциала коллектора от температуры ионизатора; $j_{oi} = 100$ мка/см².

Рис.6. Вольт-амперная характеристика коллектора.

$$I - j_{oi} = 75 \text{ мка/см}^2, T = 2200^\circ\text{K};$$

$$II - j_{oi} = 30 \text{ мка/см}^2, T = 2230^\circ\text{K}.$$

Рис.7. Зависимость тока на зонд от расстояния до диска.

$$I - j_{oi} = 100 \text{ мка/см}^2, T = 2200^\circ\text{K}, H = 1000 \text{ эрст};$$

$$II - j_{oi} = 35 \text{ мка/см}^2, T = 2200^\circ\text{K}, H = 11000 \text{ эрст}.$$

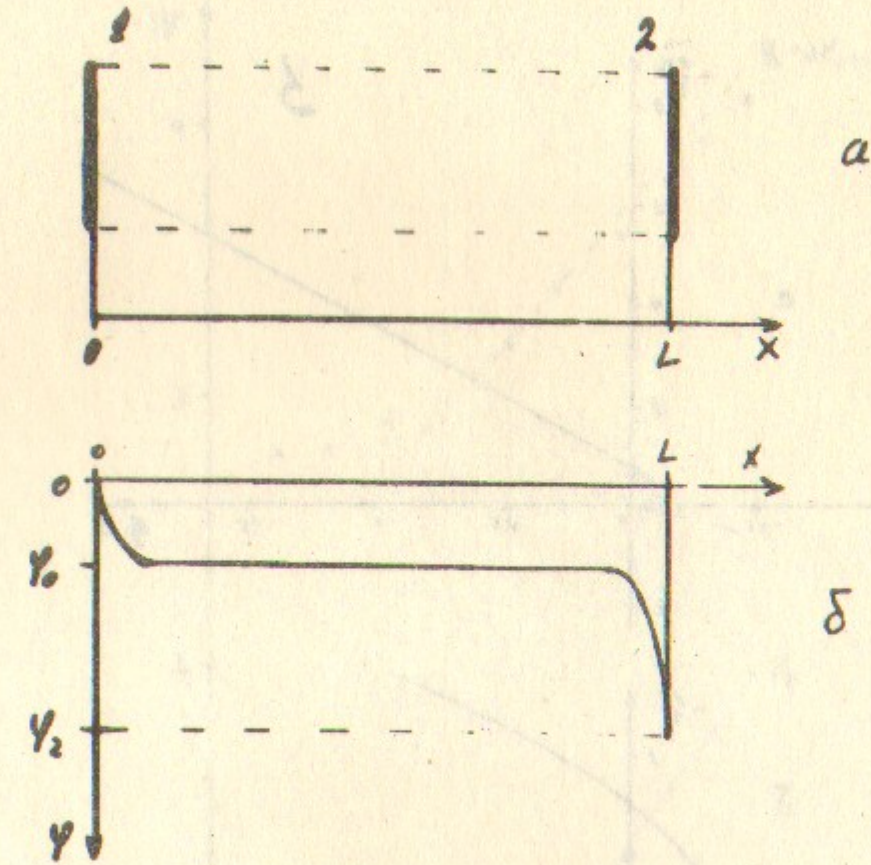


Рис. 1

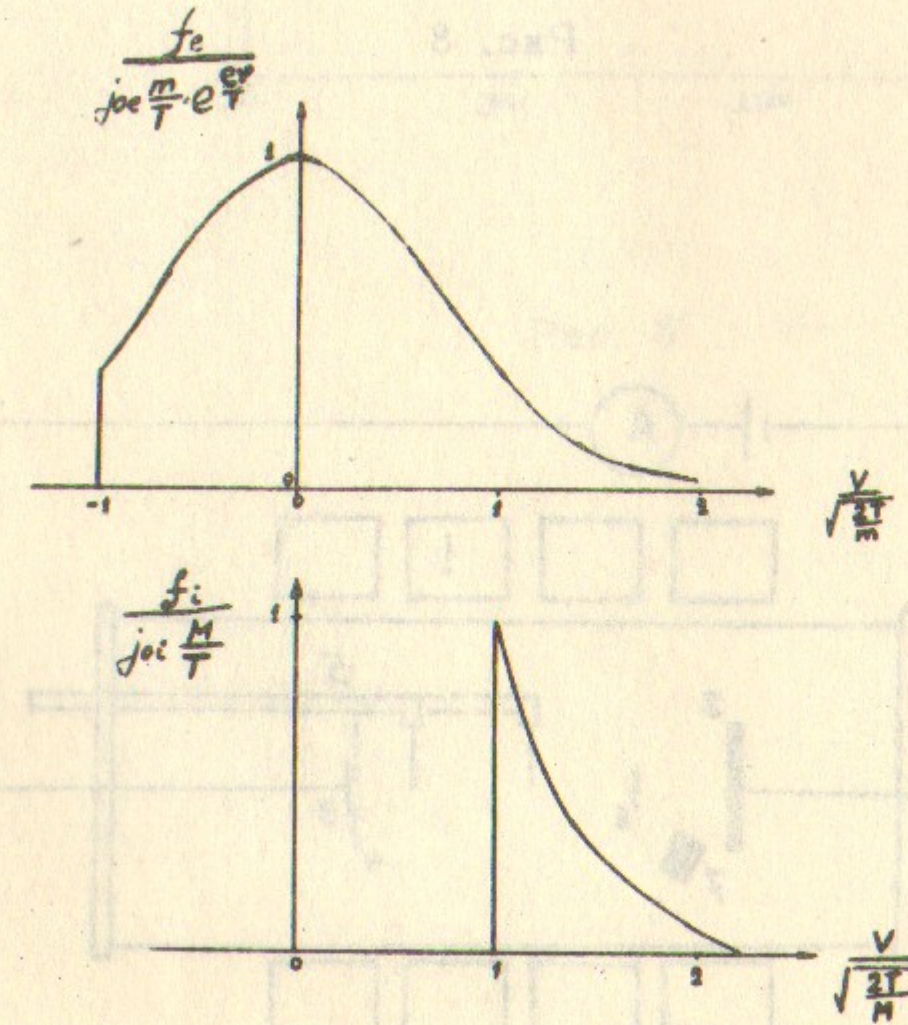


Рис. 2

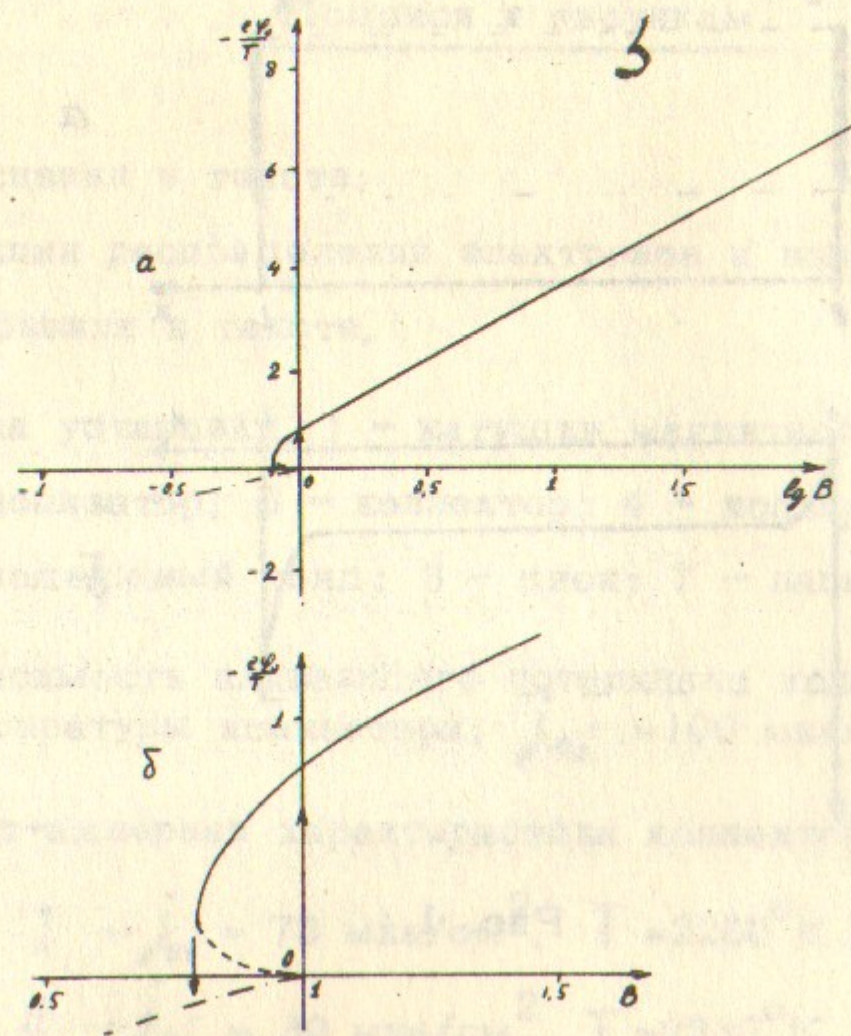


Рис. 3

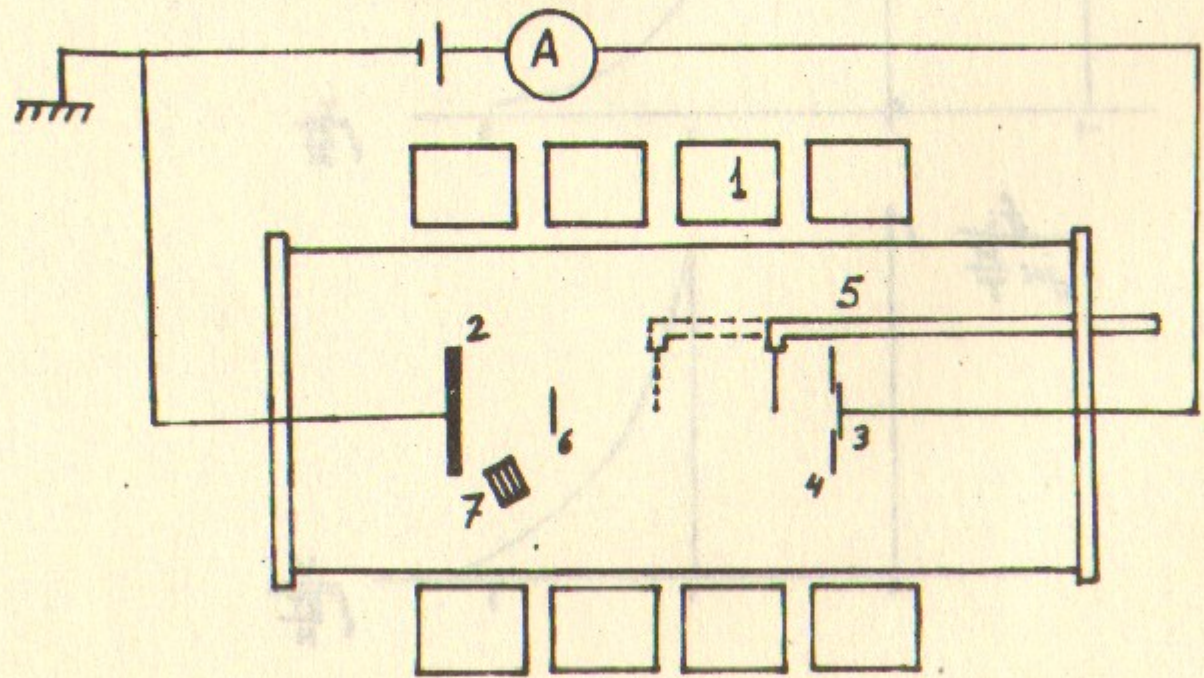


Рис. 4

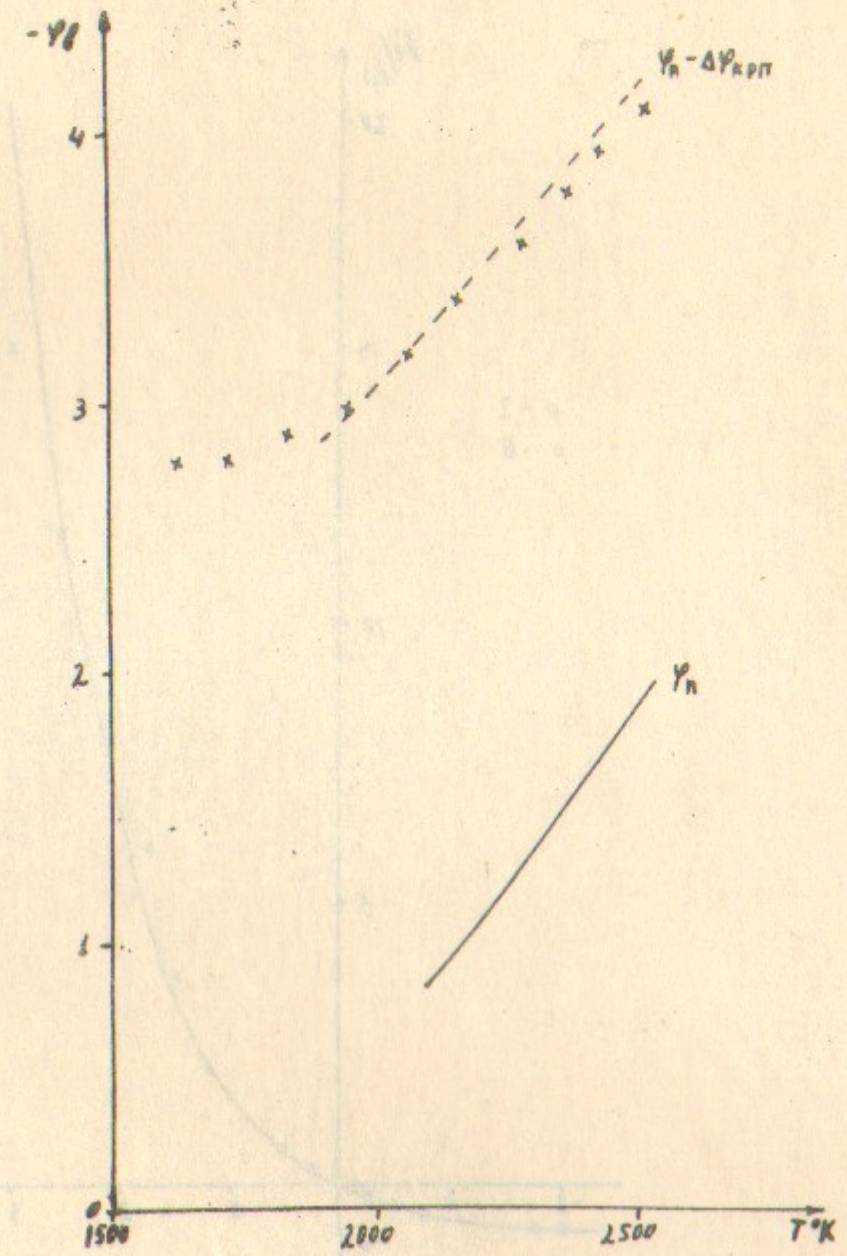


Рис. 5

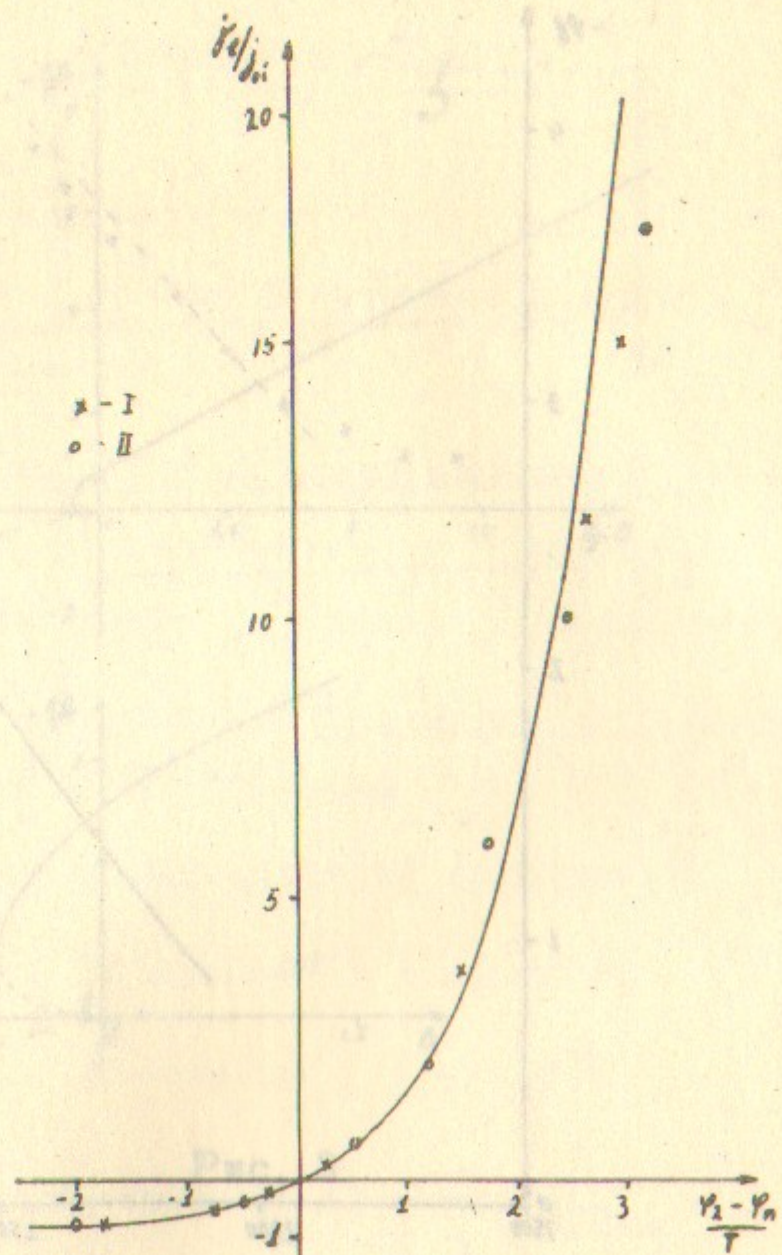


Рис. 6

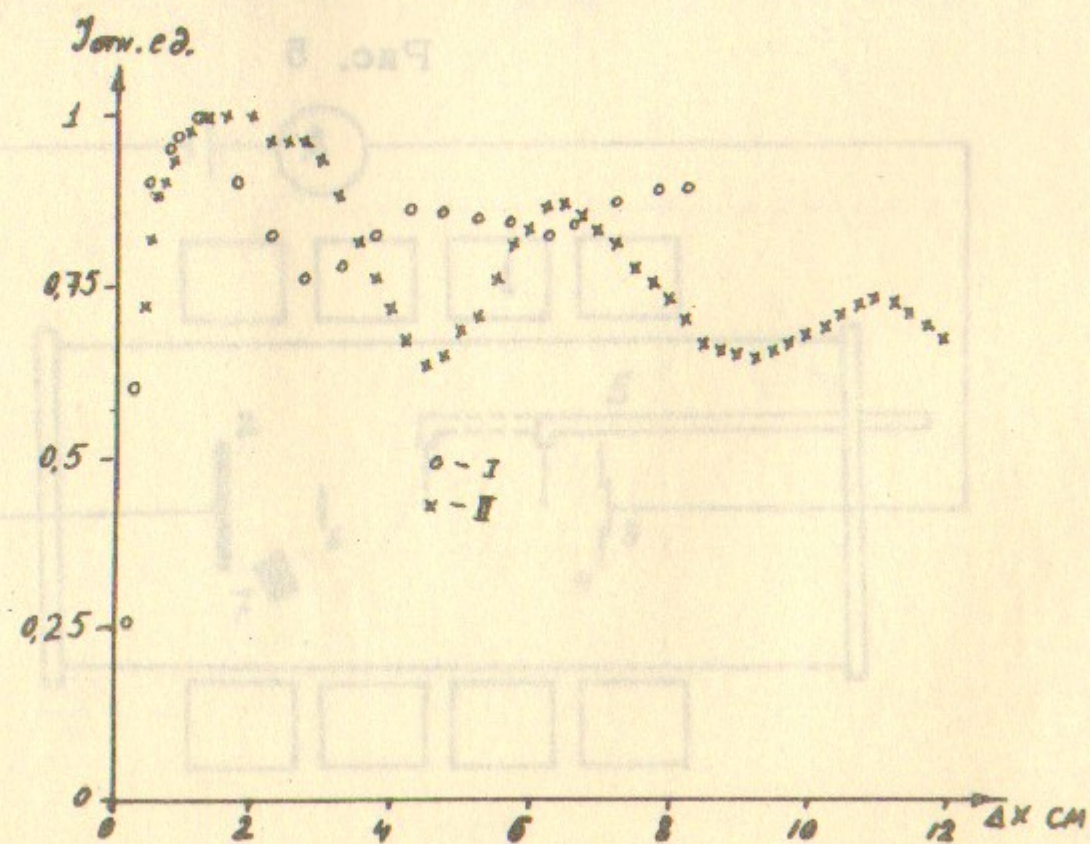


Рис. 7

Ответственный за выпуск КУДРЯВЦЕВ А.М.
 Подписано к печати 15.V-1968г.
 Усл. 0,8 печ.л., тираж 250
 Заказ № 208, бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР