

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
ФИЗТЕХ-ШКОЛА РАДИОТЕХНИКИ И КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Лабораторная работа № 3.5.1  
**Изучение плазмы газового разряда в неоне**

Климова Екатерина  
Группа Б01-108

Долгопрудный, 2022 г.

**Цель работы:** изучение вольт-амперной характеристики тлеющего разряда; изучение свойств плазмы методом зондовых характеристик.

**В работе используются:** стеклянная газоразрядная трубка, наполненная неоном; высоковольтный источник питания; источник питания постоянного тока; делитель напряжения; потенциометр; амперметры; вольтметры; переключатели.

## 1 Аннотация

В работе предлагается измерить вольт-амперную характеристику тлеющего разряда и зондовые характеристики при разных токах разряда. По результатам измерений рассчитать концентрацию и температуру электронов в плазме, степень ионизации, плазменную частоту и дебаевский радиус экранирования.

## 2 Теоретическое введение

Как известно, вещество может находиться в трех агрегатных состояниях — твердом, жидком или газообразном, причем эти состояния последовательно сменяются при возрастании температуры. Если и дальше нагревать газ, то сначала молекулы диссоциируют на атомы, а затем и атомы распадаются на электроны и ионы, так что газ становится *ионизованным*, представляя собой смесь из свободных электронов и ионов, а также нейтральных частиц. Если степень ионизации газа (отношение числа ионизованных частиц к общему их числу) оказывается достаточно велика, то поведение заряженных частиц принимает коллективный характер, так что описание свойств среды не может быть сведено к описанию обычного газа. Такое состояние ионизованного газа называется **плазмой**.

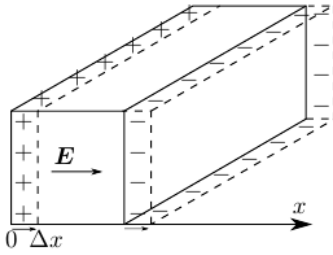
Из характерных свойств плазмы можно выделить высокую электропроводность и квазинейтральность. Частицы в плазме стараются распределиться таким образом, чтобы средняя плотность заряда была равна нулю. Равенство концентраций положительных и отрицательных частиц — квазинейтральность — нарушается, как правило, лишь в микроскопических масштабах из-за тепловых флуктуаций.

В низкотемпературной плазме ( $T \approx 10^4$  К) степень ионизации атомов обычно невелика. Например, в тлеющем газовом разряде (при низком давлении газа и малом токе) люминисцентной лампы концентрация электронов составляет  $n_e \approx 10^9$  см<sup>-3</sup>, а концентрация нейтральных молекул —  $n_0 \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Лишь внутри звезд и в некоторых установках, где температуры достигают  $T \approx 10^6$  К и более, доля ионизованных атомов приближается к единице.

Стационарное состояние плазмы часто является неравновесным. При этом электроны и ионы в плазме, как правило, имеют разную температуру. Это связано с тем, что масса электрона много меньше массы иона, поэтому при электрон-ионных столкновениях обмен энергией идет гораздо медленнее, чем при столкновениях частиц одного сорта. Например, в тлеющем газовом разряде обычно имеются «холодные» ионы и «горячие» электроны. Так получается из-за того, что в сильно разреженном газе

электроны ускоряются внешним электрическим полем, почти не теряя энергии при соударениях с ионами и атомами газа или стенками сосуда, — в результате электроны разгоняются до высоких температур  $T_e \approx 10^4$  К. Ионы же, напротив, быстро отдают полученную от поля и от электронов энергию нейтральным атомам газа и атомам стенок, поскольку их массы близки, — поэтому их температура оказывается порядка комнатной ( $T_i \approx 300$  К).

## 2.1 Плазменная частота



**Рис. 1.** Плазменные колебания

Выделим в нейтральной плазме некоторый объем в виде параллелепипеда (рис. 1); обозначим концентрацию электронов как  $n_e$ ; ионы для простоты будем считать однозарядными (в уравнении квазинейтральности плазмы  $-en_e + (Ze)n_i = 0$  количество электронов, которое отдает в плазму каждый ион,  $Z = 1$ ), тогда  $n_e = n_i$ . Предположим, что все электроны сместились на расстояние  $x$  относительно ионов. Ионы же весят существенно больше, поэтому их можно считать неподвижными. В результате на боковых гранях параллелепипеда возникнут нескомпенсированные поверхностные заряды с плотностью  $\pm n_e e \Delta x$ , которые, как две пластины конденсатора, создадут электрическое поле, которое будет действовать на электроны, придавая им ускорение:

$$\Delta \ddot{x} = -\frac{eE}{m_e} = -\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \Delta x.$$

Видно, что полученное уравнение описывает гармонические колебания с частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}. \quad (1)$$

Таким образом, мы получили частоту коллективных колебаний электронов относительно квазинейтрального состояния. Такие колебания называют ленгмюровскими, а частоту  $\omega_p$  — плазменной или *ленгмюровской*. Эта частота — один из важнейших параметров плазмы, потому что она определяет характерный временной масштаб для плазмы — время отклика на флуктуацию плотности заряда в ней.

## 2.2 Дебаевский радиус

Оценим амплитуду плазменных колебаний, возбужденных за счет тепловой энергии, содержащейся непосредственно в плазме.

Средняя скорость теплового движения электронов по порядку величины равна  $\bar{v}_e \approx \sqrt{k_B T_e / m_e}$ . Тогда искомая амплитуда

$$r_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}} \approx \frac{\bar{v}_e}{\omega_p} \quad (2)$$

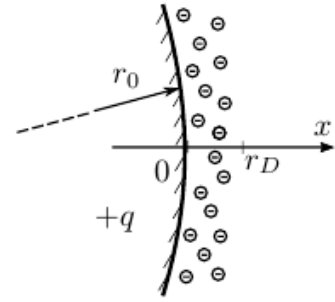
называется *дебаевским радиусом* и характеризует пространственный масштаб многих

плазменных явлений. Также видно, что дебаевский радиус есть амплитуда ленгмюровских колебаний, возбуждаемых тепловыми флуктуациями. Он задает масштаб, на котором возможно спонтанное нарушение квазинейтральности плазмы.

## 2.3 Плазменное экранирование

Поместим в равновесную плазму с температурой  $T = T_e = T_i$  некоторую пробную частицу, имеющую фиксированный положительный заряд  $+q$ , и найдем, как распределяются заряженные плазменные частицы вокруг нее. Будем считать, что частица достаточно массивна, так что ее можно считать неподвижной.

Заряд будет притягивать к себе плазменные электроны, в результате чего вокруг него образуется «облако», заряженное отрицательно и *экранирующее* поле заряда на большом расстоянии от него — электрическое поле вокруг  $q$  будет быстрее убывать, чем по закону  $q/r^2$ . Если бы электроны не имели кинетической энергии, то они так «облепили» бы пробный заряд, что его собственное поле было бы полностью скомпенсировано. Тепловое движение мешает такой компенсации.



**Рис. 2.** Упрощенная геометрия задачи об экранировании заряда

Чтобы наглядно выявить характерные особенности данной задачи, предположим, что радиус  $r_0$  пробной частицы велик по сравнению с дебаевским и будем рассматривать распределение поля вдоль ее поверхности — так мы сведем задачу к одномерной.

Пространственное распределение электронов в равновесии подчиняется распределению Больцмана:

$$n_e = n_{e0} \cdot \exp \frac{e\varphi}{k_B T},$$

где  $\varphi$  — потенциал электростатического поля,  $n_{e0}$  — концентрация электронов вдали от заряда, где  $\varphi \rightarrow 0$ . Будем считать, что температура электронов в плазме настолько велика, что

$$\frac{e\varphi}{k_B T} \ll 1.$$

Найдем объемную плотность заряда:

$$\rho = -en_e + en_i \approx -en \cdot \frac{e\varphi}{k_B T},$$

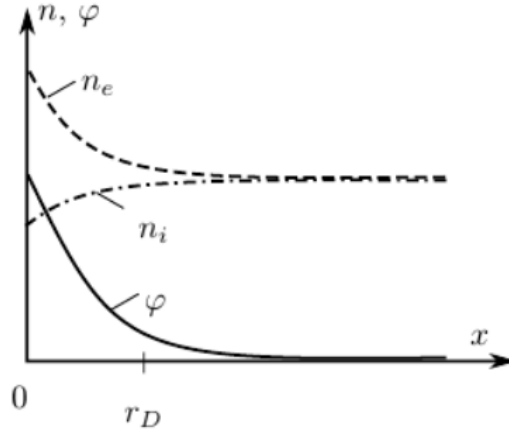
где  $n = n_{e0} + n_{i0} = 2n_{e0}$  — полная концентрация заряженных частиц вдали от  $q$ . Запишем уравнение Пуассона для одномерного случая:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\rho.$$

Учитывая граничные условия ( $\varphi(\infty) = 0$  и  $\varphi(0) = \frac{q}{r_0}$ ), получим

$$\varphi(x) = \frac{q}{r_0} e^{-\frac{x}{r_D}}. \quad (3)$$

Таким образом, потенциал поля и его напряженность, а также концентрация плазменных частиц изменяются при удалении от пробного заряда по экспоненциальному закону с характерной длиной порядка дебаевского радиуса. На расстояниях, превышающих эту длину, плазму фактически можно считать квазинейтральной, а поле заряда  $q$  практически экранированным. В связи с этим дебаевский радиус также называют *радиусом экранирования*.



**Рис. 3.** Схематичное распределение потенциала (сплошная) и плазменных зарядов (пунктиры)

Теперь можно дать количественное определение плазмы. **Плазмой** называется ионизованный газ, дебаевский радиус которого существенно меньше характерного размера области  $a$ , занимаемой этим газом:

$$\sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n e^2}} \ll a.$$

Именно при таком соотношении поведение среды носит коллективный характер. *Идеальной* называется плазма, энергия кулоновского взаимодействия частиц которой мала по сравнению с тепловой. Это выполняется, если в дебаевской сфере число частиц велико. Идеальную плазму можно с хорошей точностью рассматривать как идеальный газ.

## 2.4 Плавающий потенциал

Для исследования свойств плазмы используется зондовый метод. Зонд, представляющий собой небольшой проводник, помещается в плазму и измеряет электрический потенциал. Измерив вольт-амперную характеристику зонда, можно определить температуру плазмы, её дебаевский радиус и ленгмюровскую частоту.

При внесении проводника в плазму он подвергается бомбардировке заряженными частицами, преимущественно электронами. Будем считать плазму идеальной. Тогда

поток электронов на единичную поверхность (число частиц, ударяющихся о единичную поверхность за одну секунду) равен:

$$j = \frac{1}{4} n \bar{v},$$

где  $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$  — средняя тепловая скорость движения частиц. Так как скорость электронов больше скорости ионов, то проводник зарядится отрицательно и приобретет отрицательный потенциал  $-U_f$ , называемый *плавающим потенциалом*.

В начальный момент времени потенциал зонда равен 0, тогда электронный и ионный токи, которые называют *тепловыми* равны:

$$I_{e0} = -\frac{n\bar{v}_e}{4} eS, \quad I_{i0} = \frac{n\bar{v}_i}{4} eS,$$

где  $S$  — площадь зонда,  $n = n_e = n_i$ . Когда потенциал зонда станет равен  $-U_f$ , то электроны будут замедляться зондовым полем, ионы ускорятся. Так как масса ионов большая, то потенциальный барьер зонда практически не повлияет на ионный ток:

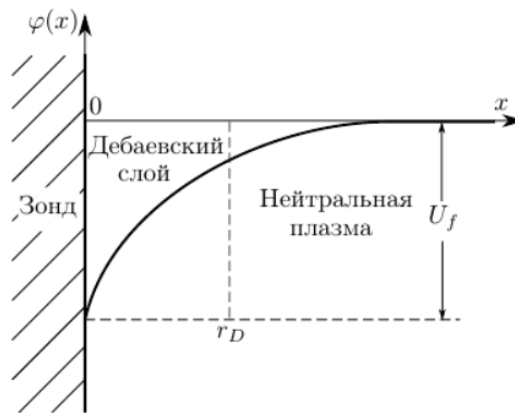
$$I_i \approx I_{i0}.$$

Электронный ток уменьшится, так как только электроны, обладающие достаточной кинетической энергией, способны преодолеть потенциальный барьер. Так как распределение электронов по энергии определяется распределением Больцмана, то электронный ток равен

$$I_e = I_{e0} \exp\left(-\frac{eU_f}{kT_e}\right).$$

В состоянии равновесия электронный и ионный токи равны  $I_e = I_i$ . Тогда

$$U_f = -\frac{kT}{e} \ln \frac{\bar{v}_i}{\bar{v}_e} = \frac{1}{2} \frac{kT}{e} \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e}. \quad (4)$$



**Рис. 4.** Распределение потенциала в окрестности зонда

## 2.5 Измерение с помощью двойного зонда

*Двойным зондом* называется система, состоящая из двух зондов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. Между зондами создаётся разность потенциалов  $U$ , которая по величине много меньше плавающего потенциала. При этом оба зонда имеют близкий к плавающему потенциал.

При отсутствии разности потенциалов ток между зондами равен нулю. Рассчитаем величину тока, проходящего через двойной зонд вблизи точки  $I = 0$ . При небольших разностях потенциалов ионные токи на оба зонда равны ионному току насыщения (формула Бома:  $I_{\text{ин}} \approx 0.4n_i e S \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_i}}$ ) и компенсируют друг друга. Величина результирующего тока целиком связана с различием в электронных токах. Пусть

$$\begin{aligned} U_1 &= U_f + \Delta U_1 \\ U_2 &= U_f + \Delta U_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $U_1$  — потенциал первого зонда,  $U_2$  — потенциал второго зонда,  $\Delta U_1, \Delta U_2 \ll U_f$ . Напряжение  $U$  между зондами равно

$$U = \Delta U_2 - \Delta U_1.$$

Вольт-амперная характеристика зонда представлена на рис. (5). Приближенная зависимость, описывающая вольт-амперную характеристику двойного зонда:

$$I = I_{\text{ин}} \operatorname{th} \left( \frac{eU}{2kT_e} \right). \quad (6)$$

*Током насыщения* называется ток, которому соответствует точка пересечения наклонной асимптоты и оси ординат. На левой ветви в пределе  $U \rightarrow -\infty$  электронный ток прекращается  $I_e \rightarrow 0$ , на правой ветви  $U \rightarrow \infty$  прекращается ионный ток из-за потенциального барьера. Электронный ток насыщения можно оценить по формуле

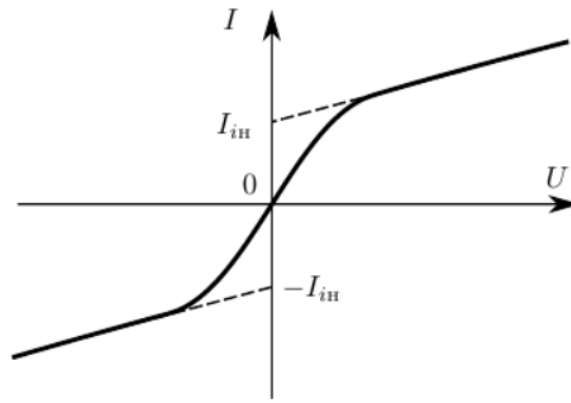
$$I_{\text{ен}} \approx I_{e0} \approx \frac{1}{4} n_e S \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}.$$

Из графика (5) сначала находится ионный ток насыщения  $I_{\text{ин}}$  из пересечения асимптот с осью  $U = 0$ . Затем находится наклон графика в начале координат, из которого можно определить температуру электронов  $T_e$ . Дифференцируя (5) по  $U$  в точке  $U = 0$  и принимая во внимание, что при малых аргументах  $\operatorname{th} x \approx x$ , найдем

$$k_B T_e = \frac{1}{2} \frac{e I_{\text{ин}}}{\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=0}}, \quad (7)$$

где  $\frac{dI}{dU}$  — наклон характеристики зонда вблизи начала координат. По известным  $T_e$  и  $I_{\text{ин}}$  можно найти концентрацию заряженных частиц  $n_i = n_e$  по формуле Бома.

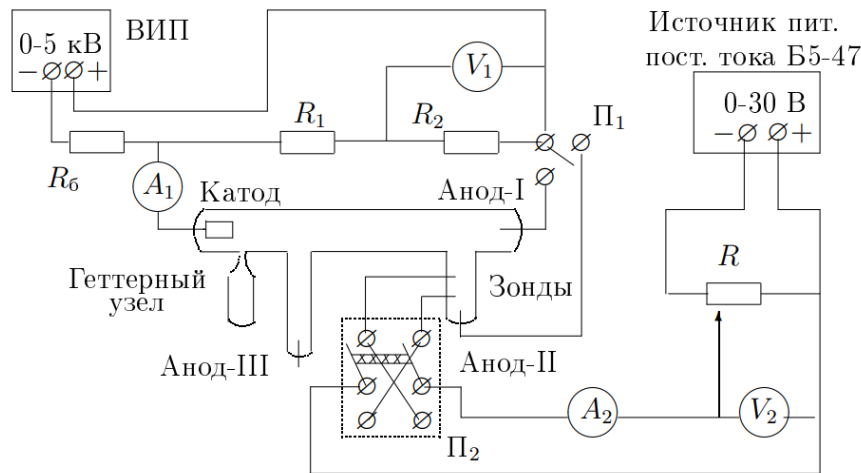
Таким образом, двойные зонды удобно применять для измерения электронной температуры и концентрации частиц в плазме.



**Рис. 5.** Вольт-амперная характеристика двойного зонда

### 3 Экспериментальная установка

Схема установки для исследования плазмы газового разряда в неоне изображена на рис. 6. Стеклопаяная газоразрядная трубка имеет холодный (ненагреваемый) полый катод, три анода и геттерный узел — стеклопаяный баллон, на внутреннюю поверхность которого напылена газопоглощающая пленка (геттер). Трубка наполнена изотопом неона  $^{22}\text{Ne}$  при давлении 2 мм рт. ст. Катод и один из анодов (I или II) с помощью переключателя  $\Pi_1$  подключаются через балластный резистор  $R_6 \approx 450$  кОм к регулируемому высоковольтному источнику питания (ВИП) с выходным напряжением до 5 кВ.



**Рис. 6.** Схема установки для исследования газового разряда

При подключении к ВИП анода-I между ним и катодом возникает газовый разряд. Ток разряда измеряется миллиамперметром  $A_1$ , а падение напряжения на разрядной трубке — цифровым вольтметром  $V_1$  (мультиметром  $GDM$ ), подключенным к трубке через высокоомный (25 МОм) делитель напряжения с коэффициентом  $(R_1 + R_2)/R_2 = 10$ .

При подключении к ВИП анода-II разряд возникает в пространстве между катодом и анодом-II, где находится двойной зонд, используемый для диагностики плазмы положительного столба.



Зонды изготовлены из молибденовой проволоки диаметром  $d = 0.2$  мм и имеют длину  $l = 5.2$  мм. Они подключены к источнику питания *GPS* через потенциометр  $R$ . Переключатель  $\Pi_2$  позволяет изменять полярность напряжения на зондах. Величина напряжения на зондах измеряется с помощью дискретного переключателя  $V$  выходного напряжения источника питания и потенциометра  $R$ , а измеряется цифровым вольтметром  $V_2$  (*GDM*). Для измерения зондового тока используется мультиметр  $A_2$  (*GDM*). Анод-III в нашей работе не используется.

## 4 Ход работы

### 4.1 Вольт-амперная характеристика разряда

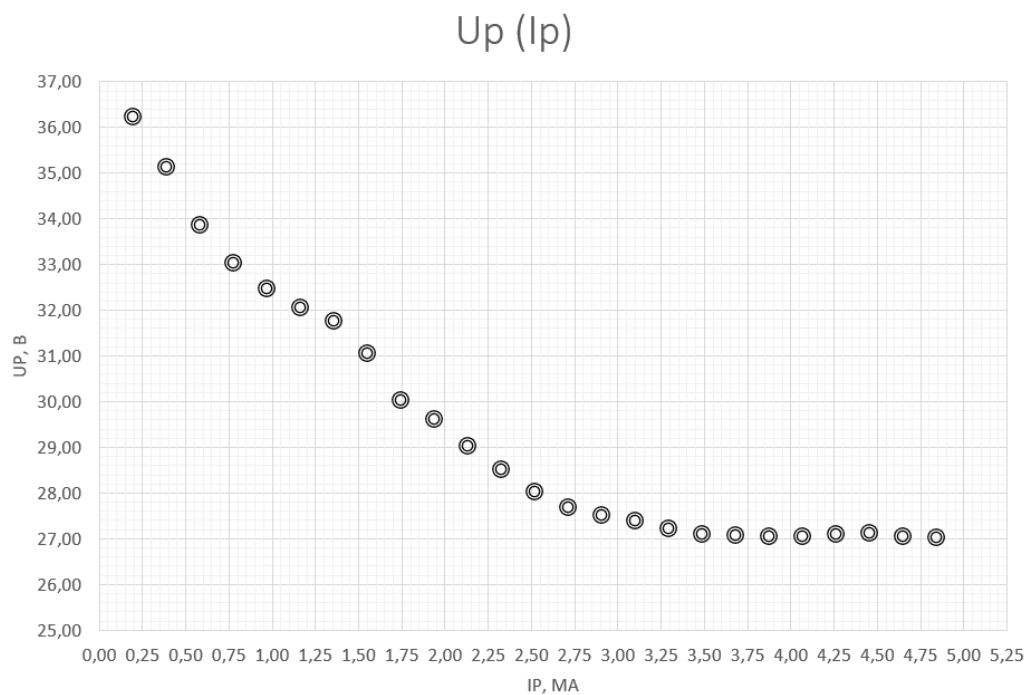
Подготовим приборы к работе в соответствии с техническим описанием. Плавно увеличивая выходное напряжение ВИП, определим напряжение зажигания заряда, то есть напряжение, которое показывал вольтметр  $V_1$  непосредственно перед зажиганием:  $U_{\text{зж}} = 220$  В.

С помощью вольтметра  $V_1$  и амперметра  $A_1$  снимем вольт-амперную характеристику разряда  $I_p(U_p)$ , результаты занесем в таблицу 1:

$U_p$ , В	$I_p$ , мА
36.25	0.19
35.14	0.39
33.87	0.58
33.03	0.77
32.49	0.97
32.06	1.16
31.76	1.35
31.06	1.55
30.04	1.74
29.63	1.94
29.03	2.13
28.53	2.32
28.04	2.52
27.69	2.71
27.53	2.90
27.39	3.10
27.23	3.29
27.11	3.48
27.08	3.68
27.06	3.87
27.06	4.06
27.11	4.26
27.12	4.45
27.06	4.65
27.04	4.84

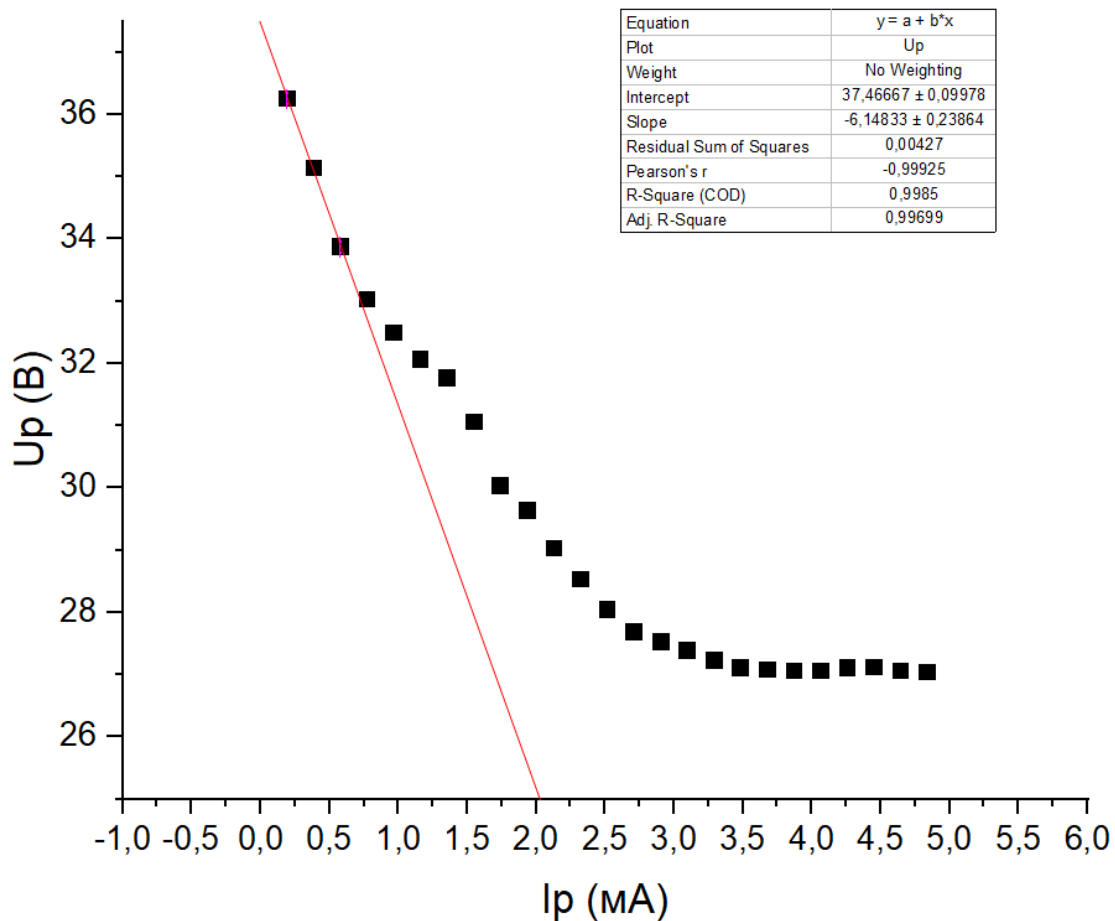
Таблица 1. Вольт-амперная характеристика разряда

Построим ВАХ разряда в координатах  $U_p(I_p)$ :



**Рис. 7.** График вольт-амперной характеристики разряда

Зная максимальный наклон графика, можно найти максимальное дифференциальное сопротивление разряда  $R_{\text{диф}} = dU/dI$ . Максимальный наклон график будет иметь в первых трех своих точках:



**Рис. 8.** График вольт-амперной характеристики разряда; максимальный наклон

Отсюда видно, что (учитывая, что вольтметр подключен через делитель напряжения с коэффициентом 10)  $|R_{\text{диф}}| = (6.15 \pm 0.24) \cdot 10^4$  Ом. Конечно, в определении погрешности значения сопротивления должна также сыграть роль погрешность определения тока на амперметре и напряжения на вольтметре, но они малы по сравнению с указанной выше.

## 4.2 Зондовые характеристики

Уменьшим напряжение ВИП до нуля, а затем будем плавно увеличивать до возникновения разряда. Установим максимальное значение разрядного тока  $I_p = 5$  мА и максимальное напряжение на зонде  $U_z = 25$  В. Измерим с помощью вольтметра  $V_2$  и амперметра  $A_2$  вольт-амперную характеристику двойного зонда  $I_z(U_z)$  при трех различных фиксированных токах разряда  $I_p = 5$  мА, 3 мА и 1.5 мА на амперметре  $A_1$ . Измерения будем проводить в диапазоне от  $-U_{\text{max}} = -25$  В до  $+U_{\text{max}} = 25$  В, меняя полярность подключения зонда при нулевом токе. Занесем полученные зондовые характеристики в таблицу 2:

$U_3, \text{ В}$	$I_3, \text{ мкА}$	$U_3, \text{ В}$	$I_3, \text{ мкА}$	$U_3, \text{ В}$	$I_3, \text{ мкА}$
$I_p = 5.0 \text{ мА}$		$I_p = 3.0 \text{ мА}$		$I_p = 1.5 \text{ мА}$	
25.04	92.78	25.03	54.32	25.02	30.02
22.00	87.98	22.01	54.32	21.99	28.75
18.99	85.18	19.00	52.27	19.02	27.50
16.01	81.73	16.00	50.04	15.99	26.23
13.00	76.44	13.01	47.59	13.00	24.88
9.97	68.21	10.00	43.71	10.01	22.97
8.00	60.09	7.99	39.41	8.01	20.87
5.95	49.05	6.01	33.10	6.02	17.77
3.95	34.86	4.00	24.32	4.00	13.34
2.03	19.78	2.01	13.28	2.00	7.49
0.94	9.96	0.98	6.59	0.99	4.09
0.01	0.73	0.00	0.00	0.01	0.57
-0.01	0.88	-0.01	-0.61	-0.01	0.00
-0.96	-8.37	-1.01	-7.66	-1.00	-3.61
-1.99	-18.78	-2.00	-14.42	-1.99	-7.15
-4.00	-38.00	-4.01	-27.02	-4.01	-13.70
-6.00	-54.70	-5.98	-37.16	-6.03	-19.03
-8.00	-68.06	-8.00	-44.99	-8.01	-22.86
-9.99	-78.09	-10.00	-50.43	-10.02	-25.48
-13.00	-87.98	-13.00	-55.04	-13.00	-27.58
-16.03	-93.86	-16.00	-57.33	-16.00	-28.56
-18.98	-97.30	-18.99	-59.25	-19.00	-29.35
-22.01	-100.60	-22.03	-60.86	-21.99	-30.14
-25.04	-103.96	-25.03	-62.78	-25.03	-30.99

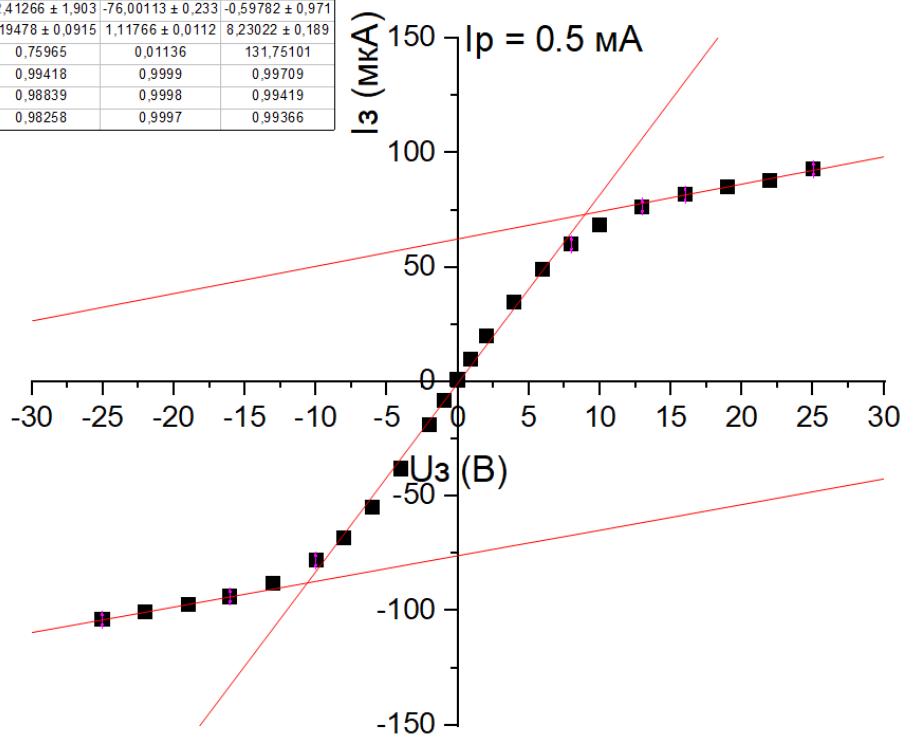
**Таблица 2.** Зондовые характеристики при различных значениях тока разряда

Построим зондовые характеристики  $I_3 = f(U_3)$ , отцентрируем кривые и с их помощью найдем температуры электронов  $T_e$  по формуле (7):

$$T_e = \frac{1}{2k} \frac{eI_{\text{ин}}}{\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=0}},$$

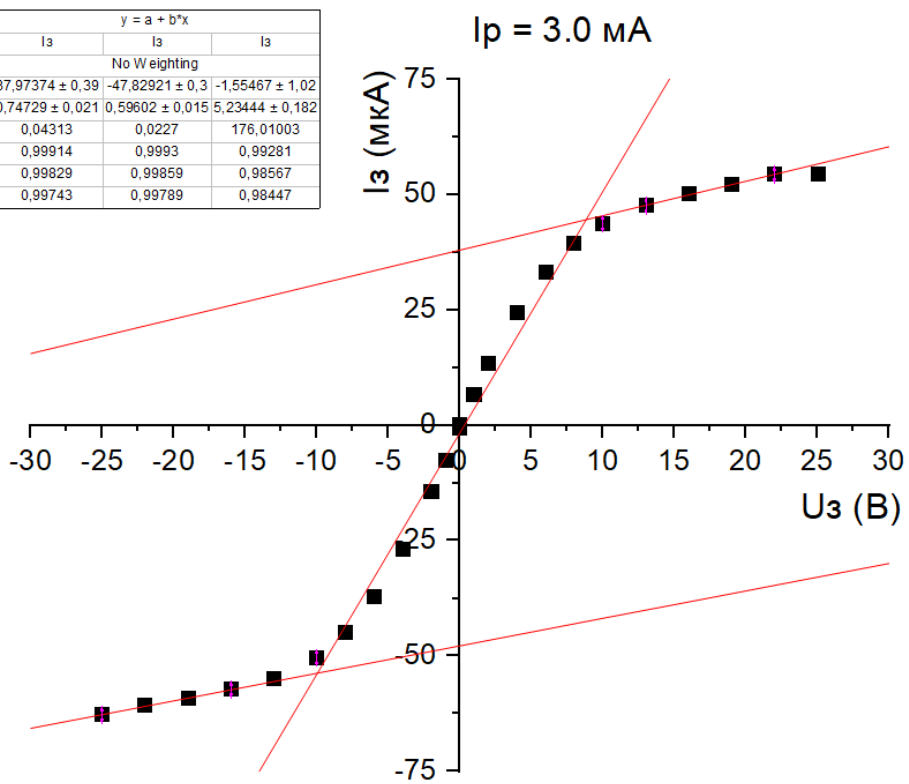
где ток  $I_{\text{ин}}$  можно найти из перечення асимптоты к току насыщения с осью  $U = 0$  (рис. 9),  $\frac{dI}{dU}|_{U=0}$  — наклон  $I = f(U)$  в начале координат,  $kT_e = (\Delta U)/2$  эВ,  $\Delta U$  — расстояние между абсциссами точек пересечения асимптот на графиках на рис. 9.

Equation	$y = a + b \cdot x$		
Plot	$I_3$	$I_3$	$I_3$
Weight	No Weighting		
Intercept	$62,41266 \pm 1,903$	$-76,00113 \pm 0,233$	$-0,59782 \pm 0,971$
Slope	$1,19478 \pm 0,0915$	$1,11766 \pm 0,0112$	$8,23022 \pm 0,189$
Residual Sum of Squa	0,75965	0,01136	131,75101
Pearson's r	0,99418	0,9999	0,99709
R-Square (COD)	0,98839	0,9998	0,99419
Adj. R-Square	0,98258	0,9997	0,99366



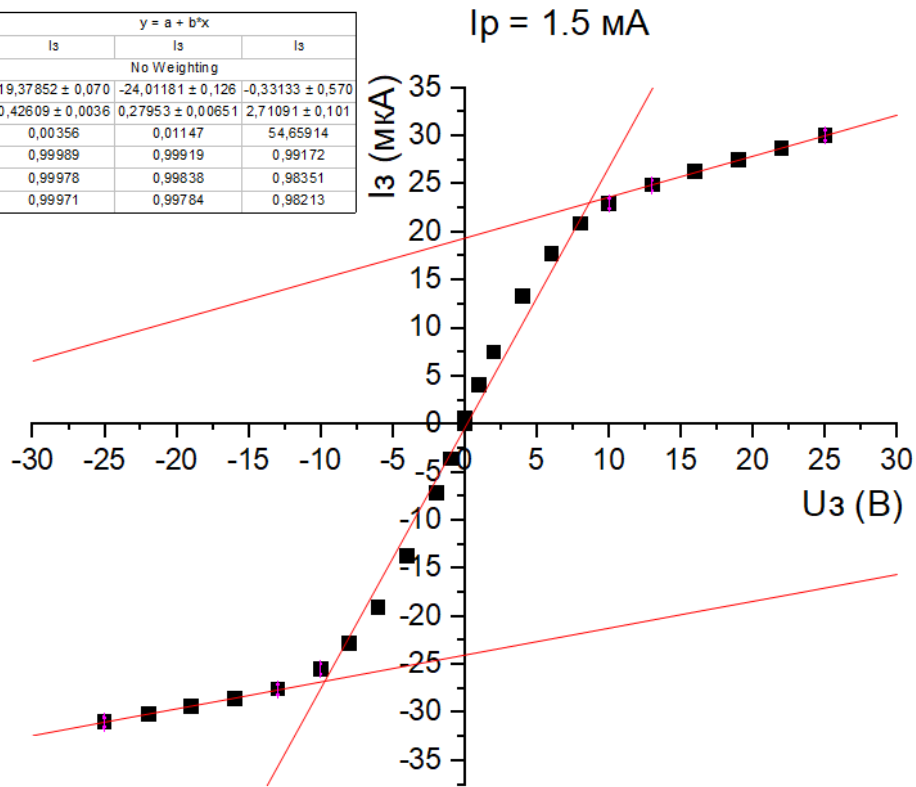
(a) ВАХ двойного зонда,  $I_p = 5.0$  мА

Equation	$y = a + b \cdot x$		
Plot	$I_3$	$I_3$	$I_3$
Weight	No Weighting		
Intercept	$37,97374 \pm 0,39$	$-47,82921 \pm 0,3$	$-1,55467 \pm 1,02$
Slope	$0,74729 \pm 0,021$	$0,59602 \pm 0,015$	$5,23444 \pm 0,182$
Residual Sum of Squa	0,04313	0,0227	176,01003
Pearson's r	0,99914	0,9993	0,99281
R-Square (COD)	0,99829	0,99859	0,98567
Adj. R-Square	0,99743	0,99789	0,98447



(b) ВАХ двойного зонда,  $I_p = 3.0$  мА

Equation	$y = a + b \cdot x$		
Plot	$I_s$	$I_s$	$I_s$
Weight	No Weighting		
Intercept	$19,37852 \pm 0,070$	$-24,01181 \pm 0,126$	$-0,33133 \pm 0,570$
Slope	$0,42809 \pm 0,0036$	$0,27953 \pm 0,00651$	$2,71091 \pm 0,101$
Residual Sum of Squar	0,00356	0,01147	54,65914
Pearson's r	0,99989	0,99919	0,99172
R-Square (COD)	0,99978	0,99838	0,98351
Adj. R-Square	0,99971	0,99784	0,98213



(с) ВАХ двойного зонда,  $I_p = 1.5 \text{ mA}$

**Рис. 9** Зондовые характеристики при различных токах разряда

**Температура электронов** рассчитывается по уже упомянутой выше формуле:

$$T_e = \frac{\Delta U}{2k},$$

причем энергии 1 эВ соответствует температура порядка 11800 К. Эта формула в системе СИ. Далее, полагая концентрации электронов и ионов равными ( $n_i = n_e = n$ ), определим эти **концентрации** из формулы Бома:

$$I_{iH} = 0.4n_e e S \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \rightarrow n_e = \frac{I_{iH}}{0.4eS} \sqrt{\frac{m_i}{2kT_e}},$$

где  $S = \pi dl = 3.26 \text{ мм}^2$  – площадь поверхности зонда,  $m_i = 22 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  – масса иона неона. Эта формула также в СИ.

Также мы можем рассчитать **плазменную (ленгмюровскую) частоту**  $\omega_p$  (в СГС) по формуле (1):

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} = 5.6 \cdot 10^4 \sqrt{n_e},$$

где  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$  – масса электрона, **электронную поляризационную длину** (в СГС):

$$r_{De} = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2}} \text{ см},$$

и дебаевский радиус экранирования:

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_i}{4\pi n_e e^2}} \text{ см},$$

где считаем, что  $T_e \gg T_i$ ,  $T_i \approx 300$  К. Среднее **число ионов в дебаевской сфере** рассчитывается по формуле

$$N_D = \frac{4}{3}\pi r_D^3 n_i,$$

а **степень ионизации**, считая давление в трубке приблизительно равным 2 торр (2 мм рт. ст.), можно найти как  $\alpha = n_i/n$ , где  $n$  — общее число частиц в единице объема ( $P = nkT_i$ ).

Теперь разберемся с погрешностями:

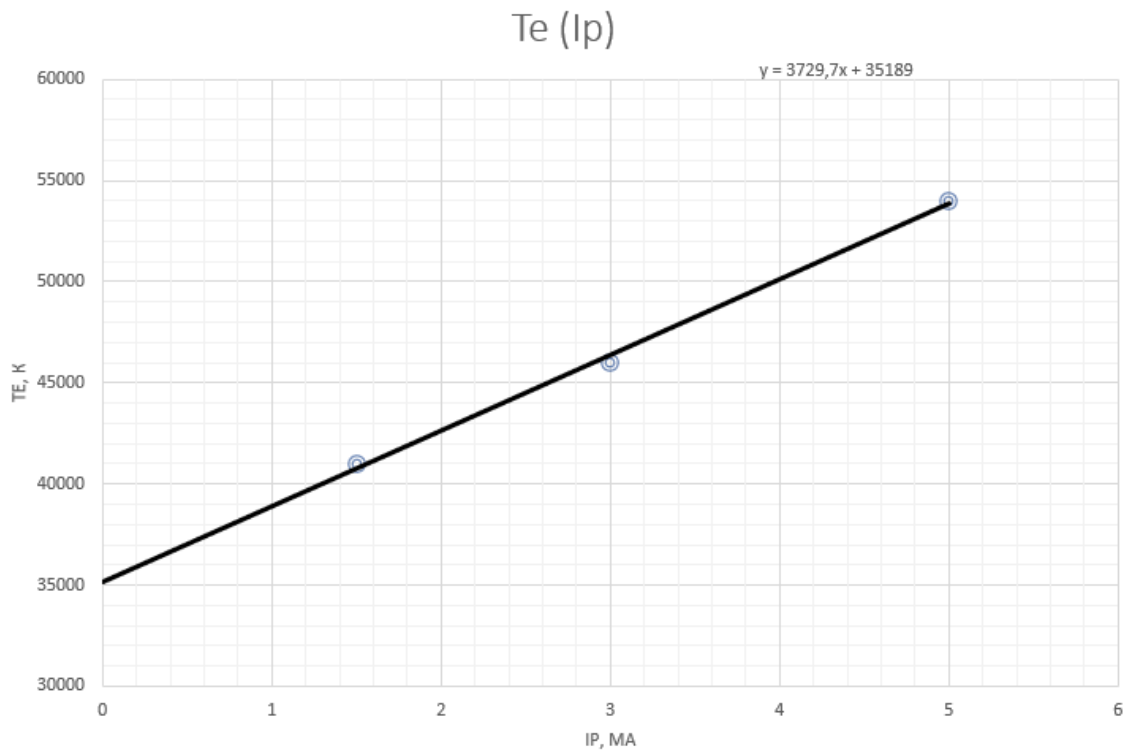
$$\begin{aligned}\varepsilon_{n_e} &\approx \sqrt{\frac{1}{4}\varepsilon_{T_e}^2 + \varepsilon_{I_{\text{ин}}}^2}; \\ \varepsilon_{T_e} &\approx \varepsilon_{\Delta U}; \\ \varepsilon_{\omega_p} &\approx \frac{1}{2}\varepsilon_{n_e}; \\ \varepsilon_{r_{De}} &\approx \sqrt{\frac{1}{4}\varepsilon_{T_e}^2 + \frac{1}{4}\varepsilon_{n_e}^2}; \\ \varepsilon_{r_D} &\approx \frac{1}{2}\varepsilon_{n_e}; \\ \varepsilon_{N_D} &\approx \sqrt{\frac{1}{9}\varepsilon_{r_D}^2 + \varepsilon_{n_e}^2}; \\ \varepsilon_{\alpha} &\approx \varepsilon_{n_e}.\end{aligned}$$

Наборы расчетов для трех различных токов разряда сведены в таблицу 3:

$I_p$ , мА	$T_e \cdot 10^4$ , К	$n_e \cdot 10^{-9}$ , см <sup>-3</sup>	$\omega_p \cdot 10^{-9}$ , рад/с	$r_{De}$ , мкм	$r_D$ , мкм	$N_d$	$\alpha \cdot 10^{-6}$
1.5	4.1 ± 0.2	21.9 ± 2.2	8.2 ± 0.4	67.9 ± 13.6	5.7 ± 0.3	17.1	0.35
3.0	4.6 ± 0.2	42.5 ± 4.2	11.7 ± 0.6	51.5 ± 10.3	4.1 ± 0.2	12.3	0.67
5.0	5.4 ± 0.3	70.3 ± 7.0	14.0 ± 0.7	43.2 ± 8.6	3.2 ± 0.2	9.6	1.11

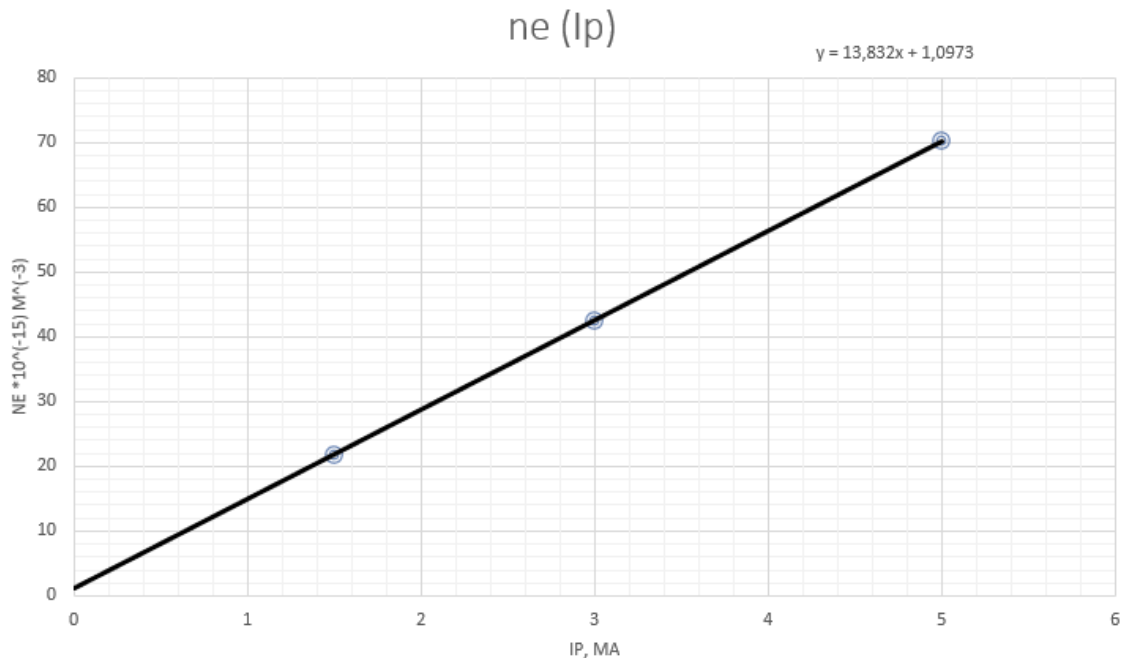
**Таблица 3.** Характеристики плазмы

По полученным результатам построим график зависимости электронной температуры от тока разряда  $T_e(I_p)$ :



**Рис. 10.** График зависимости электронной температуры от тока разряда

Уравнение полученной зависимости указано на графике. Также построим график зависимости концентрации электронов от тока разряда:



**Рис. 11.** График зависимости концентрации электронов от тока разряда

В заключение для наглядности построим на одном графике семейство зондовых характеристик для разных токов разряда:



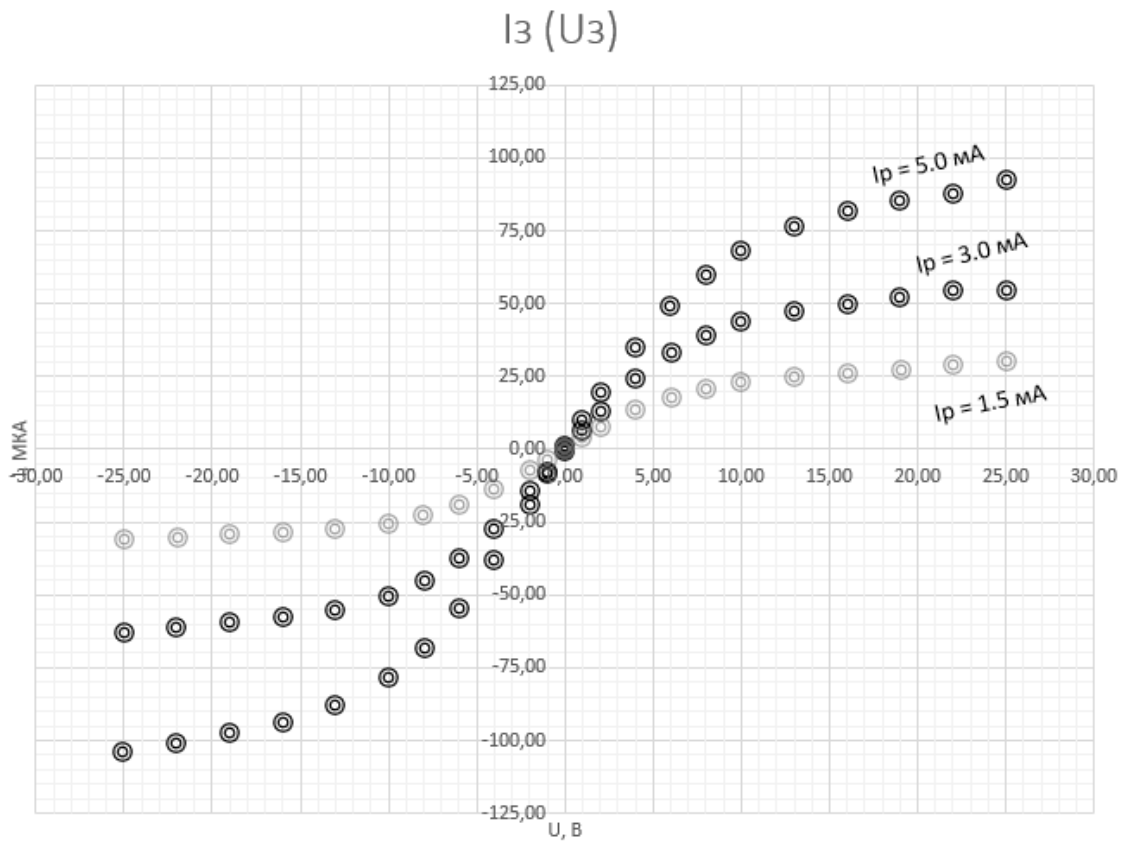


Рис. 12. Семейство зондовых характеристик

## 5 Вывод

В ходе работы была получена вольт-амперная характеристика тлеющего газового разряда, в результате чего было определено максимальное дифференциальное сопротивление разряда  $R_{\text{диф}} = (6.15 \pm 0.24) \cdot 10^4 \text{ Ом}$ . Также были определены и рассчитаны характеристики плазмы при трех различных токах разряда (таблица 3). Из них можно сделать следующие выводы:

1. степень ионизации достаточно далека от единицы, что соответствует температуре электронов порядка  $10^4 \text{ К}$ ;
2. так как  $N_D \gg 1$ , плазма близка к идеальной, потому что является очень разреженной;
3. так как дебаевский радиус очень мал (много меньше линейных размеров плазмы), плазму можно считать квазинейтральной.