

Отчет о выполнении лабораторной работы 3.5.1

Изучение плазмы газового разряда в неоне

Выполнил: Голубович Тимур, группа Б01-108
05.11.2022

Цель работы

Изучение вольт-амперной характеристики тлеющего разряда; изучение свойств плазмы методом зондовых характеристик.

Оборудование и приборы

Стеклянная газоразрядная трубка, наполненная неоном; высоковольтный источник питания; источник питания постоянного тока; потенциометр; амперметр; вольтметр.

Теоретическое введение

Рассмотрим условие квазинейтральности с точки зрения средних плотностей заряда. Пусть концентрация ионов равна n_i , концентрация электронов – n_e , и каждый ион отдаёт в плазму Z электронов. Тогда условие квазинейтральности запишется в виде:

$$-en_e + (Ze)n_i = 0,$$

$e > 0$ – элементарный заряд. Далее для простоты изложения будем рассматривать случай однократно ионизованной плазмы $Z = 1$.

Нарушение квазинейтральности плазмы в квазиодномерном случае

На микроуровне квазинейтральность плазмы может нарушаться из-за тепловых флуктуаций. Отклонение от квазинейтральности может происходить только на малых расстояниях и в течение малых промежутках врем-

Работа 3.2.1

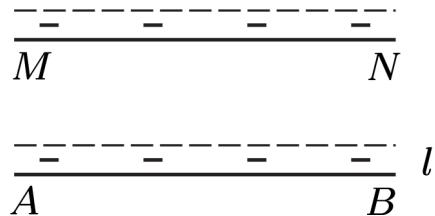


Рис. 1: Плазменные колебания

мени. Оценим характерные расстояния, на которых может происходить разделение зарядов.

Пусть в некотором слое толщиной l произошло разделение зарядов. В состоянии равновесия $n_i = n_e \equiv n$. В результате разделения зарядов на боковых плоскостях возникнут нескомпенсированные заряды с плотностью

$$\sigma = \frac{neV}{S} = nel$$

Выделенный слой можно рассматривать как плоский конденсатор. Напряженность электрического поля в плазме будет

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi nel.$$

Объёмная плотность энергии такого поля равна

$$\omega_E = \frac{E^2}{8\pi}.$$

Так как электрическое поле было создано разделенными в результате тепловой флюктуации зарядами, то, согласно закону сохранения энергии, кинетическая энергия теплового движения преобразовалась в энергию электрического поля:

$$w_E = w_T$$

По теореме о равнораспределении кинетической энергии по степеням свободы, так как случай одномерный, то

$$w_T = w_T^e + w_T^i = n\frac{kT}{2} + n\frac{kT}{2} = nkT$$

Тогда напряженность поля

$$E = \sqrt{8nkT}$$

Работа 3.2.1

и толщина слоя

$$l = \sqrt{\frac{kT}{2\pi ne^2}}$$

Величину

$$r_D = \frac{l}{2} = \sqrt{\frac{kT}{8\pi ne^2}} \quad (1)$$

называют *дебаевским радиусом* или *дебаевской длиной*.

Оценим характерное время, в течение которого может происходить разделение зарядов. Рассмотрим смещение l зарядов в слое плазмы (рис. 1). На электроны действует электрическое поле:

$$E = 4\pi n e l$$

Запишем уравнение движения электронов:

$$m\ddot{l} = -4\pi n e^2 l$$

Это уравнение, решением которого является гармонический осциллятор с частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}, \text{ equation ленгмюровской плазменной.}$$

Таким образом, ленгмюровская частота ω_p определяет время отклика плазмы на флюктуацию заряда, а дебаевский радиус определяет характерные размеры флюктуаций. То есть ленгмюровская частота и дебаевский радиус характеризуют временной и пространственный масштаб плазменных явлений.

Теперь можно дать количественное описание коллективного характера взаимодействия плазмы. Плазмой можно считать газ, дебаевский радиус которого много меньше характерного размера области d , занимаемой газом:

$$r_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi ne^2}} \ll d$$

Если характерный размер области меньше дебаевского радиуса, то тепловые флюктуации будут оказывать более значительное влияние, чем электромагнитные взаимодействия. Тогда можно будет рассматривать только взаимодействия частиц во время столкновений, а дальнодействующими силами пренебречь.

Плазменное экранирование

Внесем в плазму точечный заряд q . Под действием внешнего поля электроны в плазме перераспределяются так, чтобы скомпенсировать поле точечного заряда. Из-за наличия тепловых флюктуаций полной нейтрализации поля заряда наблюдать не будет. Ослабление внешнего поля в плазме называется *экранированием*.

Потенциал точечного заряда равен

$$\varphi_q = \frac{q}{r}$$

Распределение заряженных частиц в электрическом поле определяется распределением Больцмана:

$$n_e = ne^{\frac{e\varphi}{kT}}, \quad n_i = ne^{-\frac{e\varphi}{kT}}$$

На бесконечности потенциал поля будет равен нулю, и в силу квазинейтральности концентрации электронов и ионов будут равны.

Получим выражение объемной плотности заряженных частиц в плазме используя распределение Больцмана. Считая точечный заряд, а следовательно и его потенциал, малым по величине разложим экспоненту по формуле Тейлора.

$$\rho = -en_0 + en_i = en \left(e^{-\frac{e\varphi}{kT}} - e^{\frac{e\varphi}{kT}} \right) \approx \frac{-2ne^2}{kT} \varphi$$

Распределение потенциала электрического поля определяется уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi\rho \tag{3}$$

Поле точечного заряда имеет сферическую симметрию, тогда уравнение Пуассона представимо в виде:

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = \frac{8\pi ne^2}{kT} \varphi$$

На малых расстояниях от точечного заряда суммарный потенциал примерно равен потенциальному точечного заряда ϕ_q . Тогда итоговым распределением потенциала будет

$$\varphi = \frac{q}{r} \exp \left(-\frac{r}{r_D} \right) \tag{4}$$

Этот потенциал называется *дебаевским потенциалом*.

Работа 3.2.1

Оценим энергию кулоновского взаимодействия частиц в плазме. Ионы считаем однозарядными. Представим плазму в следующем виде: ионы будут положительными точечными пробными зарядами, помещенные в плазму, электроны будут их экранировать. В результате суммарное электрическое поле в плазме будет отсутствовать. Будем считать, что ионы между собой не взаимодействуют, и также не взаимодействуют между собой электронные облака, экранирующие разные ионы. Тогда энергия плазмы равна работе, которую необходимо затратить, чтобы поместить вокруг ионов электронные облака, то есть равна сумме потенциалов электронных облаков, количества которых равно числу ионов в плазме. Потенциал экранирующего облака равен

$$\varphi = \varphi - \varphi = \frac{e}{r} \left(\exp \left(-\frac{r}{r_D} \right) - 1 \right) \approx -\frac{e}{r_D}$$

Электростатическая энергия системы зарядов вычисляется по формуле $W = \frac{1}{2} \sum_n (\varphi_n q_n)$. Тогда объемная энергия плазмы равна

$$\omega = -\frac{1}{2} n_i \frac{e^2}{r_D}$$

Идеальная и не идеальная плазмы

Рассмотрим *дебаевскую сферу* – область в плазме, ограниченную сферой радиуса r_D . Концентрация частиц в сфере

$$N = \frac{4}{3} \pi r_D^3 n$$

В веществе объемом V и концентрацией частиц n находится $N = nV$ частиц, тогда каждая частица в среднем занимает объем $V_0 = \frac{V}{N} = \frac{1}{n} \sim d^3$, поэтому среднее расстояние между частицами $d \sim n^{-1/3}$. Тогда

$$N \sim \left(\frac{r_d}{d} \right)^3$$

Рассмотрим два предельных случая.

1. $N \gg 1$. То есть в дебаевской сфере находится очень много частиц. Так как экранирование на расстояниях порядка дебаевского радиуса r_D невелико, то заряженные частицы будут проявлять колективные эффекты, связанные с электромагнитным взаимодействием. Заметим, что хотя количество частиц в сфере велико, плазма является *разреженной* из-за большого дебаевского радиуса:

$$r_D \sim \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}} \gg n^{-1/3} \Rightarrow n \ll \left(\frac{kT}{e^2} \right)^{3/2}$$

Покажем, что потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их кинетической энергией. Условие разреженной плазмы можно переписать в виде:

$$w_E \sim \frac{e^2}{d} \ll w_T \sim kT \quad (5)$$

Плазму называют *идеальной*, если потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с кинетической энергией. В данном случае плазму с хорошей точностью можно рассматривать как идеальный газ.

2. $N \ll 1$. Из-за малого дебаевского радиуса, плотность плазмы велика:

$$n \gg \left(\frac{kT}{e^2} \right)^3 \quad (6)$$

Такую плазму называют *плотной*, и её нельзя рассматривать как идеальный газ.

Квазиравновесная плазма

Плазма может находиться квазиравновесном состоянии, когда температуры электронов и ионов отличаются на порядки. Пусть сначала скорости электронов и ионов распределены изотропно, но не удовлетворяют максвелловскому распределению скоростей. Тогда из-за различия масс электронов и ионов сначала установится максвелловское распределение скорости электронов, затем ионов. При этом температура электронов не обязательно будет равна температуре ионов $T_e \neq T_i$, такую плазму называют *неизотермической* или *двухтемпературной*. Затем в результате взаимодействия электронов и ионов установится максвелловское распределение скоростей для всей плазмы (*изотермическая плазма*).

Если плазма находится в электрическом поле, то в ней течет электрический ток. Энергию от поля получают в основном электроны, так как они более подвижные. Ионы получают основную энергию за счет взаимодействия с быстрыми электронами. В итоге, так как ионы нагреваются достаточно медленно, различие температур электронов и ионов может составлять несколько порядков.

Плавающий потенциал

Для исследования свойств плазмы используется зондовый метод. Зонд, представляющий собой небольшой проводник, помещается в плазму и

Работа 3.2.1

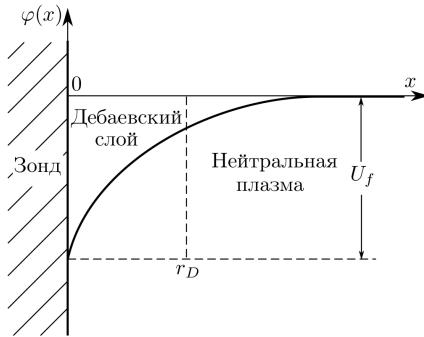


Рис. 2: Распределение потенциала в окрестности зонда

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 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:

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

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 влияет 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

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

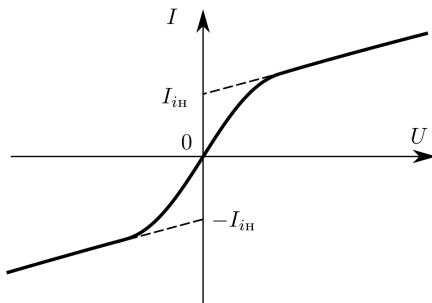


Рис. 3: Вольт-амперная характеристика двойного зонда

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

$$U_f = -\frac{kT}{e} \ln \frac{\bar{v}_i}{\bar{v}_e} = \frac{1}{2} \frac{kT}{e} \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e} \quad (7)$$

Измерение с помощью двойного зонда

Двойным зондом называется система, состоящая из двух зондов, расположенным 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 потенциальному потенциал.

$$\begin{aligned} U_1 &= U_f + \Delta U_1 \\ U_2 &= U_f + \Delta U_2 \end{aligned}$$

Где U_1 – потенциал первого зонда, U_2 – потенциал второго зонда, $\Delta U_1, \Delta U_2 \ll U_f$.

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

Вольт-амперная характеристика зонда представлена на рисунке 3. *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

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

Для ионного тока такая оценка слишком груба, поэтому применяется полуэмпирическая формула Д. Бома:

$$I_{ih} \approx 0.4 n_i e S \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \quad (8)$$

Работа 3.2.1

Приближенная зависимость, описывающая вольт-амперную характеристику двойного зонда:

$$I = I_{\text{th}} \operatorname{th} \left(\frac{eU}{2kT_e} \right) \quad (9)$$

Данная зависимость не учитывает наклонные асимптоты графика и с достаточной точностью применима при $|U| < |U_f|$.

Экспериментальная установка

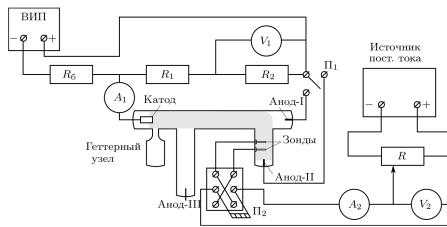


Рис. 4: Схема экспериментальной установки

Установка состоит из стеклянной газоразрядной трубки, в которой находится катод и три анода. В данной работе анод 3 не используется. Трубка наполнена изотопом неона ^{22}Ne при давлении 2 мм рт.ст. Катод и один из анодов с подключаются к высоковольтному источнику питания (ВИЧ) через балластный резистор $R_6 \approx 450$ кОм. Анод 1 и 2 можно подключать к ВИЧ через переключатель Π_1 . Миллиамперметр A_1 измеряет ток между анодом и катодом, а цифровой вольтметр V_1 измеряет напряжение в газоразрядной трубке. Вольтметр V_1 подключен через делитель напряжения с коэффициентом $K = 10$.

Во второй части работы исследуются характеристики плазмы с помощью двух зондов. Зонды изготовлены из молибденовой проволоки диаметром $d = 0.2$ мм, длиной $l = 5.2$ мм. С помощью источника постоянного тока на зонды подается ток, который измеряется миллиамперметром A_2 . Напряжение на зондах измеряется вольтметром V_2 . Для регулировки напряжения используется реостат R .

Ход работы

Вольт-амперная характеристика разряда

Определим напряжение зажигания разряда. Для этого будем плавно поднимать напряжение ВИП. В момент зажигания разряда $U_{заж} = 220$ В.

Проведем измерения ВАХ газоразрядной трубки с помощью амперметра A_1 и вольтметра V_1 и занесём их в таблицу 1. Построим график $U_p(I_p)$ (См. рис. 5).

U_p , В	I_p , мА
36.25	0.20
35.14	0.40
33.87	0.60
33.03	0.80
32.49	1.00
32.06	1.20
31.76	1.40
31.06	1.60
30.04	1.80
29.63	2.00
29.03	2.20
28.53	2.40
28.04	2.60
27.74	2.80
27.53	3.00
27.39	3.20
27.26	3.40
27.11	3.60
27.08	3.80
27.06	4.00
27.11	4.20
27.12	4.40
27.06	4.60
27.04	4.80

Таблица 1: Результаты измерений ВАХ разрядной трубки

Работа 3.2.1

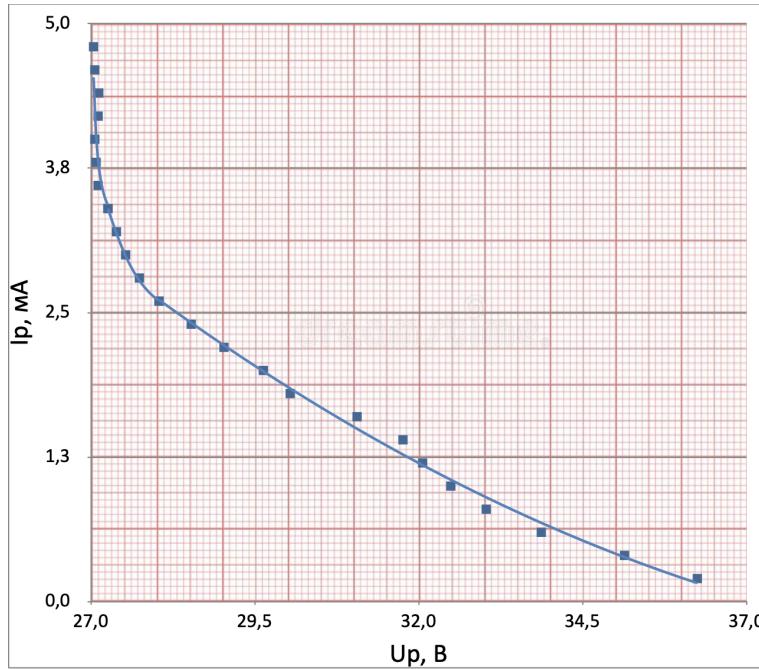


Рис. 5: График ВАХ разрядной трубы

Определим также максимальное дифференциальное сопротивление разряда $R_{\text{дифф}}$.

$$R_{\text{дифф}} = \frac{dU}{dI} = -44.8 \text{ кОм.}$$

Зондовые характеристики

Проведем измерения зондовых характеристик разряда при различных разрядных токах I_p и занесем результаты измерений в таблицу 2. Измерения будем проводить при обоих полярностях зондов.

Работа 3.2.1

U_3 , В	I_3 , мкА	U_3 , В	I_3 , мкА	U_3 , В	I_3 , мкА
$I_p = 5.0$ mA		$I_p = 3.0$ mA		$I_p = 1.5$ mA	
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 I_p

Работа 3.2.1

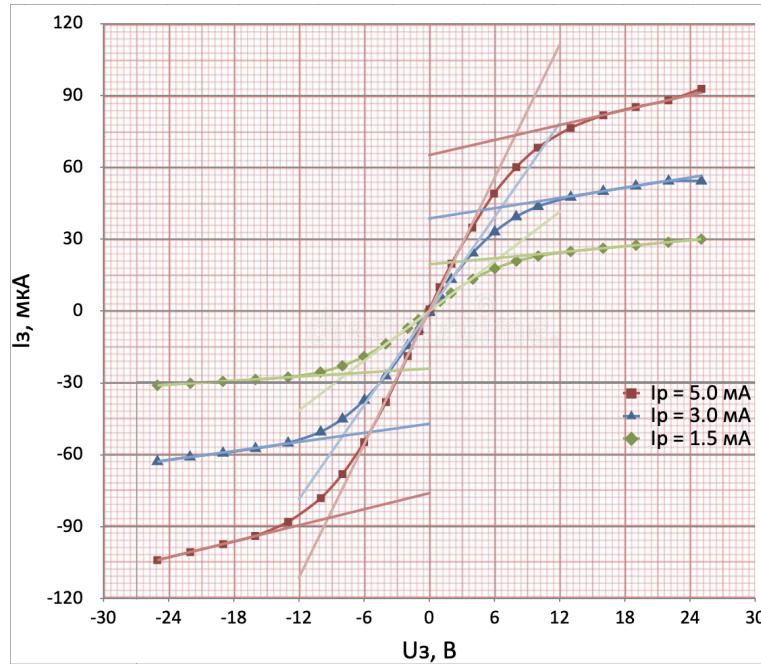


Рис. 6: Зондовые характеристики

Вычислим значение температуры электронов T_e .

$$kT_e = \frac{1}{2} \frac{eI_n}{\frac{dI}{dU}} \Rightarrow kT_e = \Delta U / 2 \quad [\text{СИ}]$$

где ΔU – абсциссы точек, помеченных "крестиками".

Воспользуемся формулой Бома чтобы определить концентрацию электронов n_e . Будем считать, что $n_e = n_i$ – концентрации ионов.

$$I_n = 0.4n_e e S \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \Rightarrow n_e = \frac{I_n}{0.4eS} \sqrt{\frac{m_i}{2kT_e}} \quad [\text{СИ}],$$

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

Также рассчитаем плазменную (ленгмюровскую) частоту ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad [\text{СГС}],$$

где m_e – масса электрона.

Определим характерные длины плазмы – поляризационную r_{De} и де-баевский радиус экранирования r_D .

$$r_{De} = \sqrt{\frac{kT_e}{8\pi n_e e^2}} \quad r_D = \sqrt{\frac{kT_i}{8\pi n_e e^2}} \quad [\text{СГС}],$$

Работа 3.2.1

где $T_i \approx 300$ К – температура ионов.

Оценим среднее число ионов в характерном объеме плазмы – дебаевской сфере.

$$N_d = \frac{4}{3}\pi r_d^3 n_i.$$

Давление в трубке оценивается значением $P \approx 2$ торр. Тогда можно оценить степень ионизации плазмы $\alpha = n_i/n$, где n – концентрация частиц в трубке. Концентрацию n определим из следующего соотношения:

$$P = nkT_i.$$

Полученные результаты сведены в таблицу

I_p , мА	kT_e , эВ	$e \cdot 10^{-9}$, см $^{-3}$	$\omega_p \cdot 10^{-9}$, рад/с	r_{D_e} , мкм	r_D , мкм	N_d	$\alpha \cdot 10^6$
1.5	3.6	21.9	8.3	67.9	5.7	17.1	0.35
3.0	4.0	42.5	11.5	51.5	4.1	12.3	0.67
5.0	4.7	70.3	14.8	43.2	3.2	9.6	1.11

Таблица 3: Характеристики плазмы

Построим графики зависимостей температуры электронов $T_e(I_p)$ и концентрации электронов $n_e(I_p)$, где I_p – разрядный ток.

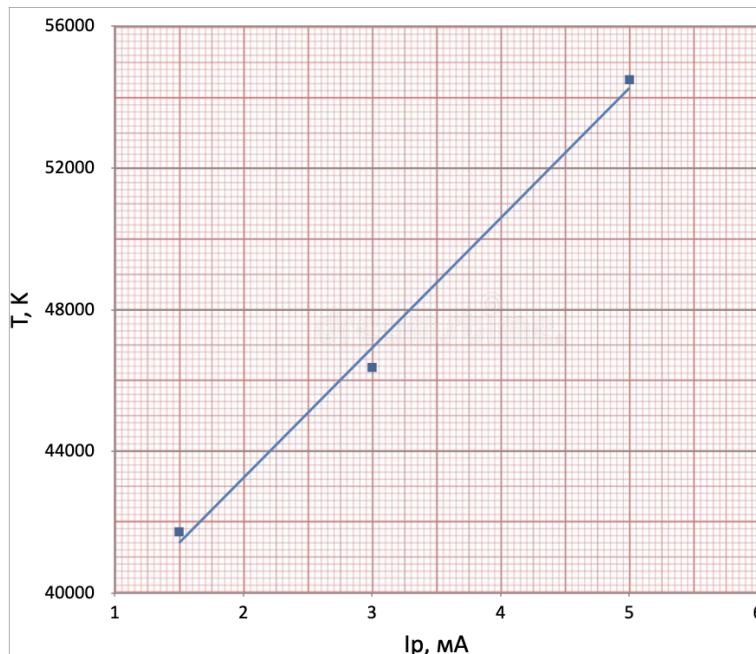


Рис. 7: T_e от тока в разряде

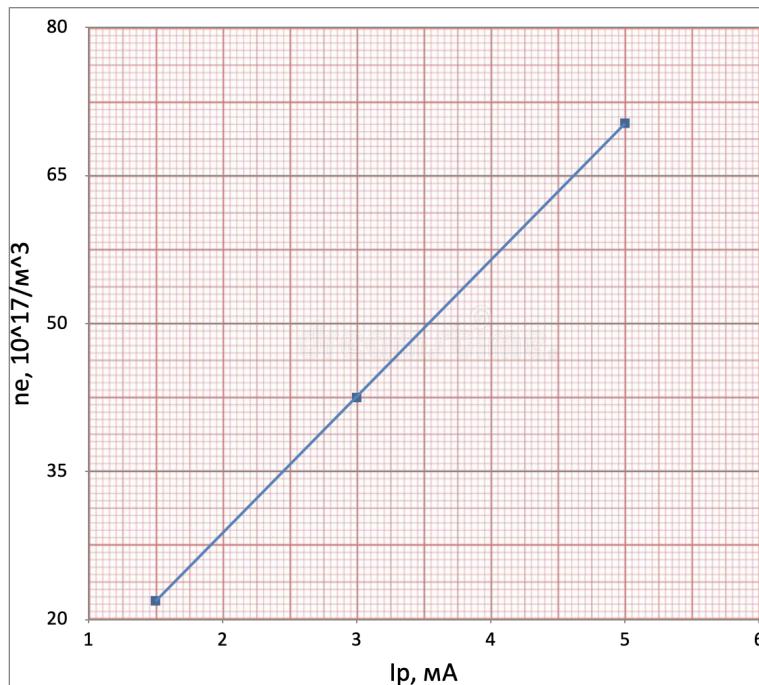


Рис. 8: n_e от тока в разряде

Вывод

В работе была получена вольт-амперная характеристика тлеющего газового разряда. Определено максимальное дифференциальное сопротивление разряда

$$R = -44.8$$

Были определены основные характеристики плазмы при разных разрядных токах:

I_p, mA	$kT_e, \text{эВ}$	$e \cdot 10^{-9}, \text{см}^{-3}$	$\omega_p \cdot 10^{-9}, \text{рад/с}$	$r_{D_e}, \text{мкм}$	$r_D, \text{мкм}$	N_d	$\alpha \cdot 10^6$
1.5	3.6	21.9	8.3	67.9	5.7	17.1	0.35
3.0	4.0	42.5	11.5	51.5	4.1	12.3	0.67
5.0	4.7	70.3	14.8	43.2	3.2	9.6	1.11

Так как $N_d \gg 1$, то плазма является разреженной, и такую плазму можно считать идеальной. Так как степень ионизации порядка 10^{-6} , то плазму можно считать слабо ионизованной.

Список литературы

- [1] Сивухин Д. В. *Общий курс физики. Том 3 Электричество и магнетизм*, 2004
- [2] Кириченко Н.А. *Электричество и магнетизм.*, 2011
- [3] *Лабораторный практикум по общей физике. В 3 томах. Том 2. Электричество и магнетизм: учебное пособие* под ред. А. В. Максимычева, М. Г. Никулина