

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

### Изучение токопереноса в плазме тлеющего разряда

#### 1. Краткая теория

##### 1. 1. Ток и плотность тока

Введем понятие электрического тока, как упорядоченного, направленного движения заряженных частиц. Ток может протекать в различных средах: твердых телах (проводниках и полупроводниках); между электродами, разделенными вакуумным промежутком; в газе, в том числе, ионизованном, который называют «плазмой»; в жидкостях, которые в этом случае часто называют «электролитами». В двух первых случаях ток переносится электронами, в плазме – электронами и ионами, в жидкостях ток переносится положительно и отрицательно заряженными ионами («катионами» и «анионами»). Ток характеризуется зарядом, протекающим в единицу времени через поперечное сечение области протекания тока, например, проводника:

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (1)$$

и измеряется ( в СИ) в единицах Кл/с, называемой ампером:  $1\text{A} = 1\text{Кл/с}$ . Если распределение тока неоднородно по сечению проводника, то удобно ввести локальную характеристику – плотность тока, определяемую как ток через единичную площадь сечения:

$$j = \frac{dI}{dS} \text{ [A/m}^2\text{]}. \quad (2)$$

Далее будет использоваться другая форма этого параметра, которую получим, рассматривая поток заряженных частиц с известным числом в единице объема (плотностью)  $n$ , который движется с направленной,

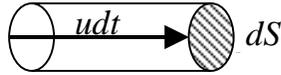


Рис.1

токовой, скоростью  $\mathbf{u}$  перпендикулярно площадке  $dS$ . За время  $dt$  площадку пересекут частицы из объема  $u dt dS$ , их число  $n u dt dS$  (см. рис.1), а перенесенный ими заряд равен  $dQ = enu dt dS$ .

Тогда, согласно формулам (1) и (2)

$$\mathbf{j} = en\mathbf{u} \quad (3)$$

Из определения ясно, что плотность тока является векторной величиной, направление которой совпадает с направлением скорости движения частиц. Если ток переносится несколькими видами заряженных частиц, например, электронами и ионами (в плазме), то полная плотность тока определяется суммой выражений вида (3) по всем частицам с учетом их знака:

$$\mathbf{j} = \sum_k e_k n_k \mathbf{u}_k.$$

### 1.2. Перенос тока в проводниках и плазме. Закон Ома

Для того чтобы сообщить частицам направленную скорость, необходимо подействовать на них некоторой силой. Сила может иметь различную природу, в частности, быть силой тяжести (ее учитывают в космической плазме) или силой инерции, которая возникает, например, при вращении проводника. Рассмотрим частный, но очень важный случай силы, действующей на частицы (для определенности, будем считать их электронами с зарядом  $-e$ ) в электрическом поле напряженностью  $\mathbf{E}$ :

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E}. \quad (4)$$

Согласно второму закону Ньютона, под действием этой силы электроны должны двигаться равноускоренно, т.е. их скорость  $\mathbf{u}$  – линейно расти со временем. В соответствии с формулами (1) – (3), таким же образом должны *возрастать* и плотность тока, и полный ток в проводнике. Однако, опыт показывает, что если к концам проводника приложить постоянную

разность потенциалов  $U$ , т.е. создать в однородном проводнике длиной  $L$  электрическое поле напряженностью  $E = U/L$ , то по проводнику потечет *постоянный* ток. Это означает, что электроны на самом деле движутся не равноускоренно, а равномерно, т.е. на них действует еще какая-то сила, полностью компенсирующая электрическую силу, так что их сумма равна нулю. Выясним природу этой тормозящей силы.

Для простоты рассмотрим движение электрона под действием постоянной силы (4) в плазме, хотя основные черты этого процесса сохраняются при токопереносе в проводниках и электролитах. Электрон в плазме участвует в двух видах движения. Во-первых – в тепловом, хаотическом движении со средней скоростью  $V$ , во-вторых, - под действием силы  $F$  электрон приобретает направленную скорость, которая растет со временем до тех пор, пока электрон не столкнется с ионом (или с нейтральным атомом). Если после очередного столкновения электрон массы  $m$  имел нулевую скорость вдоль направления поля, то двигаясь в поле  $E$ , он за среднее время между столкновениями  $t$  приобретает скорость

$$u_x = \frac{eE}{m}t$$

Будем предполагать, что при каждом столкновении электрон, *в среднем*, полностью теряет импульс, приобретенный при движении в поле (т.е. компоненту  $P_x$ , см. рис.2) за время  $t$ . Поскольку потери энергии электроном  $\Delta e$  при таком столкновении малы – коэффициент потерь

$$d_l = \frac{\Delta e}{e} = 2 \frac{m}{M} \ll 1 \quad (5)$$

( $M$  – масса иона,  $e$  – энергия электрона), то электрон почти упруго рассеивается на ионе с сохранением модуля скорости и импульса. Таким образом, за каждое столкновение электрон теряет импульс  $P_x \approx mu_x$ , а за единицу времени –

$$\frac{dP_x}{dt} = n mu_x,$$

где  $n = 1/t$  – число столкновений в единицу времени (частота столкновений). Это означает, что при движении в электрическом поле на электрон действует тормозящая сила – сила трения

$$F_{TP} = \frac{dP_x}{dt},$$

и уравнение движения электрона в проекции на ось  $X$  имеет вид:

$$m \frac{du_x}{dt} \approx eE - mu_x n \quad (6)$$

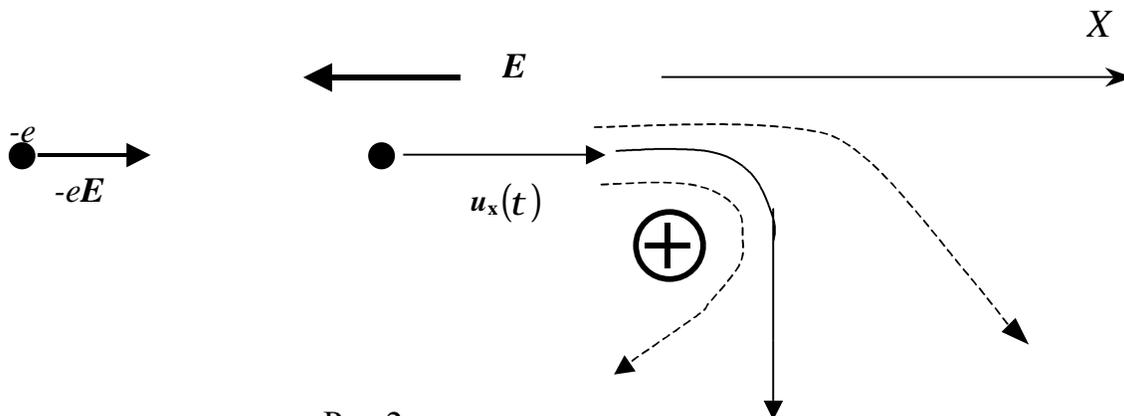


Рис.2

Усредним уравнение (6) по промежутку времени  $T \gg t$ , тогда при достаточно большой частоте столкновений, сила трения компенсирует электрическую силу, в результате чего правая часть уравнения обратится в нуль, т.е. установится постоянная *средняя* скорость направленного движения электронов  $u = \langle u_x \rangle = const$ . Именно эту установившуюся среднюю скорость движения электронов под действием электрического поля и принято называть *токовой скоростью*  $u$ . Ее величина, очевидно, равна

$$u \approx \frac{eE}{m n}, \quad (6')$$

а соответствующая плотность тока

$$j = enu = \frac{ne^2}{m n} E. \quad (7)$$

В принятых предположениях коэффициент пропорциональности между  $j$  и  $E$  не зависит от величины электрического поля, определяется только свойствами токопроводящей среды и носит название удельной проводимости или электропроводности  $I$ , а формула (7) в виде

$$j = I E, \quad (8)$$

где введено обозначение  $I = ne^2 / m n$ , называется законом Ома. Для *однородного* проводника с *однородным* распределением тока по сечению

можно произвести замену  $j = I/S$  и  $E = U/L$ , после чего уравнение (8) легко приводится к виду:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (9)$$

где величина

$$R = \frac{L}{I S} = r \frac{L}{S}$$

называется сопротивлением проводника, а  $r = 1/l$  – удельным сопротивлением. Формула (9) также называется законом Ома (в интегральном виде), она связывает усредненные по сечению и длине проводника величины  $U, R, I$ . Из формул (8), (9) следует, что единицей измерения сопротивления является В/А, называемой Ом:  $1 \text{ Ом} = 1 \text{ В/А}$ ;  $[I] = [1/r] = (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ .

Из приведенного вывода следует, что в результате действия электрического поля устанавливается *постоянная* направленная (токовая) скорость электронов, однако, *возрастает* их хаотическая скорость, следовательно работа электрической силы расходуется на увеличение тепловой энергии электронов т.е. их нагрев (часто называемым «джоулевым нагревом»). В силу неравенства (5) передача энергии от электронов к тяжелым частицам: ионам и атомам, происходит неэффективно, поэтому в плазме, где эти частицы быстро теряют сообщенную им энергию за счет излучения, столкновений со стенками объема и других причин, в результате джоулева нагрева устанавливается большое отношение температур электронов и ионов (атомов):  $T_e/T_i \gg 1$ . В плазме, по которой протекает электрический ток, часто наблюдается ситуация, когда электроны нагреваются до больших температур (десятки тысяч градусов), однако, в целом, разряд остается относительно холодным. В твердых телах, где ионы закреплены в узлах кристаллической решетки, таких потерь энергии нет, поэтому, в конце концов, в результате столкновений с электронами, ионы кристаллической решетки начинают сильнее колебаться, т.е. происходит нагрев всего проводника.

Найдем энергию электрического поля, выделяемую в проводнике вследствие джоулева нагрева. Как видно из формулы (6), при выполнении закона Ома, работа электрической силы целиком расходуется на преодоление силы трения, и в соответствии с механикой, работу для одной частицы в единицу времени можно оценить как:

$$\frac{dA}{dt} = -(\mathbf{F}_{TP} \cdot \mathbf{u}) = (m n u_x^2),$$

а тепловая мощность, выделяемая в единице объема проводника, имеет вид:

$$\frac{dw}{dt} = n(m n u_x^2) = \frac{(e n u_x)^2}{n e^2 / m n}.$$

Переходя к усредненным величинам, получаем

$$\frac{dw}{dt} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (10)$$

Тепловая мощность, выделяющаяся вследствие протекания тока в однородном проводнике с однородным распределением тока по сечению, согласно формулам (9) и (10) имеет вид:

$$\frac{dQ}{dt} = I^2 R \quad (11)$$

Формулы (10), (11) носят название закона Джоуля-Ленца.

Сделаем несколько замечаний относительно применимости закона Ома.

1. При выводе закона предполагалось, что электрическое поле остается постоянным. Ясно, однако, что результат сохранится и в случае переменного поля, если характерное время его изменения много больше среднего времени пробега электрона  $t$ , т.е. поле слабо меняется за промежуток усреднения  $T$ . В случае периодических переменных полей это означает, что их период должен быть много больше  $T$ .

2. Частота столкновений электронов с тяжелыми частицами  $n$  предполагалась постоянной и достаточно большой. Из выражения для частоты

$$n = s N V \quad (12)$$

(здесь  $s$  – сечение столкновений,  $N$  – плотность тяжелых частиц,  $V$  – скорость электронов) следует, что это условие выполняется если в эту формулу входит именно средняя скорость теплового движения  $V$ , остающаяся постоянной на интервале усреднения  $T$  и лишь медленно изменяющаяся в результате нагрева электронов. Отсюда следует, что скорость  $u_x$ , набираемая при ускорении электронов в поле  $E$  (а, следовательно, и токовая скорость  $u$ ), должна быть мала по сравнению с тепловой:

$$\frac{eEt}{m} \ll V, \quad (13)$$

т.е. поле должно быть достаточно слабым, а частота столкновений – большой. В проводниках, где плотность рассеивающих ионов очень велика, неравенство (12) с большим запасом выполняется для любых реальных значений поля, однако в газах и плазме, где плотность частиц существенно меньше, оно нарушается при больших полях. Это приводит к тому, что закон Ома перестает выполняться, электроны под действием электрического поля переходят в режим непрерывного ускорения, происходит лавинная ионизация и пробой в газе или возникает пучок «убегающих» электронов в плазме.

3. В случае, когда на электроны действует сила  $F$  неэлектрического происхождения, при выполнении указанных приближений справедлив аналог закона Ома вида (8), где поле  $E$  заменяется «напряженностью»  $F/e$ .

Итак, протекание тока в проводниках и, при некоторых условиях, в плазме и газе, определяется *трением* переносящих ток электронов об ионы или нейтральные атомы. Вследствие этого, движение электрона в поле  $E$  под действием силы  $F = eE$  оказывается не равноускоренным, а равномерным и пропорциональной полю оказывается скорость, а не ускорение. Подобным образом, протекание тока в электролитах определяется ионным трением.

### 1.3. Тлеющий разряд постоянного тока

Тлеющим разрядом обычно называют относительно высоковольтный, слаботочный самостоятельный (т.е. без дополнительной ионизации внешним источником) разряд в газе пониженного давления. Характерные значения разрядного тока – десятки мА, напряжения горения – сотни вольт. Для исследования разряд зажигают в стеклянной разрядной трубке длиной 10 – 50 см, откачанной до давления в диапазоне  $10^2 - 10^{-2}$  Торр; в торцы трубки впаяны электроды, между которыми приложено напряжение. Кратко рассмотрим основные процессы, протекающие в разряде.

Остаточные ионы, которые в ничтожных концентрациях всегда присутствуют в газе (например, вследствие ионизации космическим лучами), ускоряясь в электрическом поле, бомбардируют катод, выбивая из него вторичные электроны. Электроны ускоряясь в электрическом поле в направлении анода набирают энергию, и на некотором расстоянии от катода начинают возбуждать атомы и молекулы газа, вызывая их свечение. При дальнейшем движении в поле электроны набирают энергию, достаточную для ионизации газа и начинают ее расходовать именно на этот процесс. Так образуется «катодное темное пространство», в котором происходит лавинообразная ионизация газа. Эта область наиболее важна для поддержания разряда, поскольку именно здесь образуются ионы, которые бомбардируют катод, обеспечивая необходимую эмиссию электронов.

Темное катодное пространство в направлении анода обычно переходит в светящуюся область, называемую «положительным столбом», замыкающуюся на анод. Свечение здесь возникает вследствие рекомбинации электронов и ионов или квантовых переходов атомов, возбужденных электронным ударом. Положительный столб не играет существенной роли в поддержании тлеющего разряда, однако, он важен для его многочисленных приложений.

Распределение потенциала вдоль тлеющего разряда существенно неоднородно. Основное падение потенциала сосредоточено в области катода (катодное падение), где происходит основной энергетический вклад в плазму разряда. В положительном столбе потенциал падает сравнительно слабо, так что электрическое поле здесь лишь обеспечивает поддержание плотности заряженных частиц, необходимое для замыкания разрядного тока.

Относительное содержание заряженных частиц, называемое степенью ионизации  $h = n/(n + N)$ , в тлеющем разряде невелико и обычно составляет  $10^{-5} - 10^{-7}$ .

Оценим также токовую скорость частиц в тлеющем разряде  $u$  из энергетических соображений. Из предыдущего рассмотрения ясно, что направленная энергия токового движения электронов много меньше тепловой, поэтому при столкновениями с атомами электрон передает в единицу времени энергию  $d(mV^2/2)n_{ea}$ . Коэффициент потерь  $d_l$  при упругом столкновении приведен выше (см. формулу (5)), однако, в случае

появления каналов неупругих потерь, например возбуждения или ионизации атомов, коэффициент потерь  $d$  может быть существенно выше:  $d \gg d_l$ . Полагая, что в стационарном состоянии потери энергии электронами компенсируются за счет работы сил электрического поля, находим:

$$eEu = d \left( \frac{mV^2}{2} \right) n_{ea} .$$

С учетом соотношения (6'), отсюда получаем:

$$u/V \approx (d/2)^{1/2} . \quad (14)$$

Соотношение (14) позволяет по найденным экспериментально значениям  $u$  и  $V$  рассчитать коэффициент энергетических потерь при столкновениях, и тем самым, получить указания о возможных каналах энергетических потерь при различных параметрах разряда.

#### 1.4. Экспериментальная часть

1. Собрать лабораторную установку, схема которой изображена на рис. 3.
2. На разрядную трубку подать напряжение  $U_0 \approx 600$  В от источника

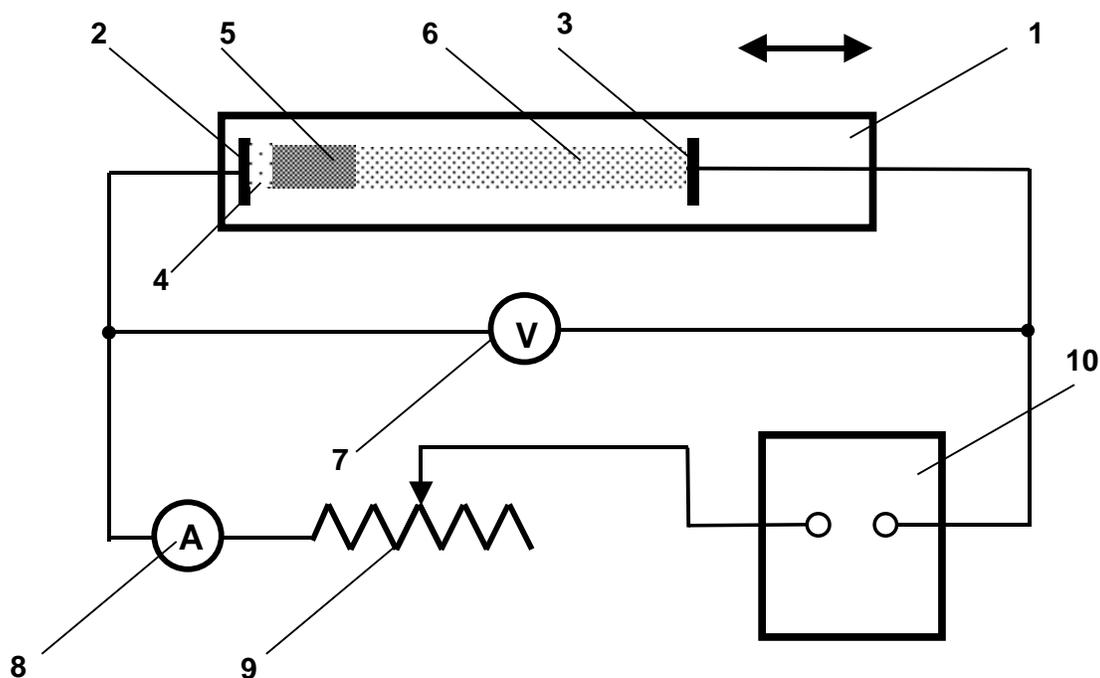


Рис.2. Схема лабораторной установки. 1 – вакуумная разрядная трубка, 2 – катод, 3 – подвижный анод, 4 – прикатодное свечение, 5 – катодное темное пространство, 6 – положительный светящийся столб, 7 – вольтметр, 8 – миллиамперметр, 9 – реостат, 10 – источник питания (УИП-1)

питания.

**Будьте осторожны при работе с источником, он выдает 600 В, 400 мА – мало не покажется!**

3. Придвигать анод к катоду до зажигания разряда (*не касаться анодом катода !*), с помощью реостата установить разрядный ток  $I = 10$  мА.
4. Удалять анод от катода с шагом 5 мм, поддерживая с помощью реостата неизменным разрядный ток. На каждом шаге измерять напряжение на разряде  $U$ . Процесс проводить до такого расстояния катод-анод  $x$ , пока возможно поддерживать разрядный ток.
5. Провести описанную процедуру для пяти значений разрядного тока, увеличивая его каждый раз на 5 мА. Для каждого значения тока подбирать максимальный промежуток изменения расстояния  $\Delta x$ .
6. Построить графики зависимости  $U(x)$  для всех значений разрядного тока. Аппроксимировать графики линейным трендом, определить в каждом случае напряженность электрического поля  $E = -dU/dx$ .
7. Полагая, что ток разряда равномерно распределен по сечению плазменного столба, которое принять равным внутреннему сечению разрядной трубки  $S \approx 2 \text{ см}^2$ , найти для каждого случая плотность тока  $j \approx I/S$ .
8. По формуле (8) найти значения удельной проводимости  $l$ , с помощью формул (7) и (12) определить для каждого случая степень ионизации  $h \approx n/N$ . На основании результата сделать заключение о сохранении при изменении тока зависимости, задаваемой формулой (8), т.е. применимости закона Ома в данном случае. Для оценки принять значения входящих параметров  $s \approx 10^{-18} \text{ м}^2$ ,  $V \approx 10^6 \text{ м/с}$ .

### **1.5. Контрольные вопросы и задания**

1. Почему под действием постоянной силы  $F = eE$  электроны в плазме и проводнике движутся не равноускоренно, а равномерно?
2. Оцените напряженность поля  $E$ , при которой в проводнике нарушается соотношение (13), т.е. становится неприменим закон Ома. Для оценки возьмите медь (плотность  $\rho \approx 9 \text{ кг/дм}^3$ , атомный вес  $A = 64$ , электропроводность  $l = 3 \cdot 10^7 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ ) и считайте, что на каждый атом приходится один свободный электрон. Тепловую скорость электронов  $V$  оцените, полагая их энергию равной, согласно распределению Ферми, нескольким эВ. Сравните плотность тока для такого поля с максимально допустимой плотностью тока в медном проводнике  $j_m = 10^3 \text{ А/см}^2$ .
3. На каких частицах рассеиваются переносящие ток электроны в данном эксперименте?
4. Оцените при каком давлении газа становится неприменим закон Ома в данном эксперименте. Почему закон Ома теряет силу даже в

достаточно плотной полностью ионизованной плазме ( $h \approx 1$ ) при высокой температуре электронов?

5. На основе экспериментальных данных постройте качественное распределение потенциала  $U(x)$  в разрядном промежутке; ниже постройте распределение поля  $E(x) = -dU/dx$ ; ниже – распределение плотности объемного заряда  $z = e(n_i - n_e)$ , полученное согласно уравнению Пуассона:  $\nabla \cdot E = z/e_0$ . Еще ниже постройте примерное распределение плотности заряда, полученное на основании данных, приведенных в п. 1.3. Поясните разницу вида двух последних графиков. Где локализован объемный заряд? В какой области разряда больше энергия, набираемая электронами в электрическом поле, и почему не светится темное катодное пространство?

Отчет о работе включает экспериментальные графики, расчетные формулы, результаты обработки данных, ответы на контрольные вопросы и задания.

### **Литература**

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество и магнетизм. М.: Физматлит. 2003. 656 с.
2. Кингсеп А.С. (под. ред.) Основы физики. Курс общей физики: В 2 т. Т.1. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, оптика. 2001. 560 с.