

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
М.В.ЛОМОНОСОВА»  
Физический факультет

Курсовая работа  
На тему: две модификации высокочастотного газового  
разряда

Студента 215 группы  
Скляренко Александра Валерьевича  
Научный руководитель:  
Кралькина Елена Александровна

Москва - 2020

## Оглавление

Введение .....	3
1. Основные характеристики и свойства плазмы .....	4
2. Получение плазмы в газовом разряде .....	8
2.1. Электрический пробой .....	8
2.2 Разряд постоянного тока .....	8
3. Физические особенности высокочастотного (ВЧ) разряда. ....	11
4. Две формы существования ВЧ разряда .....	13
4.1. Возбуждение индукционных и емкостных разрядов .....	13
4.2. Формирование слоев в емкостном разряде .....	14
4.3. Е- и Н-моды индуктивного разряда .....	16
Заключение .....	17
Список литературы .....	18

## **Введение**

Под газовым разрядом понимают все процессы прохождения электрического тока через газ. В значительной степени интерес к изучению разрядов обусловлен созданием в них ионизованного газа или так называемой плазмы.

В настоящее время плазменные технологии активно развиваются. Плазма применяется для создания газовых лазеров, источников света, ионных двигателей, плазменных ускорителей, сварочных аппаратов, систем накачки лазеров. Плазма используется при производстве микросхем, антикоррозионных, упрочняющих, энергосберегающих, гидрофильных и гидрофобных покрытий металлов и диэлектриков. Также плазменные технологии находят применение и в области экологии.

## 1. Основные характеристики и свойства плазмы

Плазма состоит из заряженных и нейтральных частиц. Положительно заряженными частицами являются положительные ионы, а отрицательно заряженными – электроны и отрицательные ионы. Состав нейтрального компонента плазмы может быть довольно сложным: помимо атомов и молекул находящихся в основном состоянии, в плазме могут присутствовать атомы и молекулы, находящиеся в возбужденных состояниях.

Важным параметром плазмы, характеризующим ее состав, является степень ионизация:

$$\chi = \frac{n_e}{n_\alpha + n_e} \quad (1.1)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов, а  $n_\alpha$  – концентрация нейтральных частиц. По степени ионизации плазму обычно подразделяют на слабоионизованную ( $\chi \ll 10^{-3}$ ) и полностью ионизованную ( $\chi \rightarrow 1$ ), т. е. плазму, состоящую только из заряженных частиц.

Частицы, входящие в состав плазмы, находятся в состоянии постоянного хаотического теплового движения. Для характеристики этого движения вводят понятие температуры плазмы в целом  $T$  и отдельных ее компонентов  $T_\alpha$ . Температура плазмы в целом вводится в предположении, что плазма находится в состоянии термодинамического равновесия, а функции распределения частиц всех сортов по скоростям  $\mathcal{V}$  являются максвелловскими с одной и той же температурой  $T$ , такая плазма называется изотермической. Гораздо чаще в плазме имеется частичное термодинамическое равновесие, когда отдельные ее компоненты находятся в состоянии термодинамического равновесия с различными температурами  $T_\alpha$ . Такая плазма называется неизотермической. Так, например, в плазме газового разряда функция распределения электронов по скоростям является максвелловской с температурой порядка десятков тысяч К. Атомы же подчиняются распределению Больцмана с температурой порядка сотен К.

Для выявления причины неизотермичности рассмотрим упругие потери энергии электрона. Пусть при рассеянии электрон теряет импульс  $\Delta p$ , молекула такой же импульс приобретает. Если молекула вначале покоилась, вместе с импульсом она получит энергию  $\Delta \varepsilon = (\Delta p)^2 / 2M$ , которую электрон теряет. Запишем скорость уменьшения энергии электрона за счет упругих потерь

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_c = -\frac{1}{2M}\langle(\Delta p)^2\rangle\nu_c = -\frac{m^2}{2M}\langle(\Delta v)^2\rangle\nu_c, \Delta v = v' - v \quad (1.2)$$

где  $\nu_c$  – частота упругих столкновений.

Проведем усреднение с учетом того, что электрон теряет в одном акте только очень малую долю своей энергии:

$$\langle(\Delta v)^2\rangle = v'^2 - 2v'v\overline{\cos\theta} + v^2 = 2v^2(1 - \overline{\cos\theta}) \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_c = -\frac{m}{2M}(1 - \overline{\cos\theta})\varepsilon\nu_c \quad (1.4)$$

В каждом соударении электрон теряет в среднем  $(2m/M)(1 - \overline{\cos\theta})$  от своей энергии  $\varepsilon$  – очень малая величина, порядка  $10^{-4}$ . Чтобы отдать значительную часть своей энергии атомам, электрон должен совершать порядка  $M/m \sim 10^4$  упругих столкновений. В этом и кроется причина того, что температура электронов, которые фактически только и получают энергию от электрического поля, сильно превышают температуру газа.

Распределение электронов по модулям скоростей описывается выражением:

$$f_e(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT_e}} \quad (1.5)$$

где  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронов,  $v$  – скорость хаотического теплового движения электронов.

В случае максвелловской функции распределения температура  $T_e$  характеризует среднюю кинетическую энергию теплового движения электрона

$$E = \frac{3}{2}kT_e \quad (1.6)$$

Не всякий ионизированный газ можно назвать плазмой. Нужно еще, чтобы

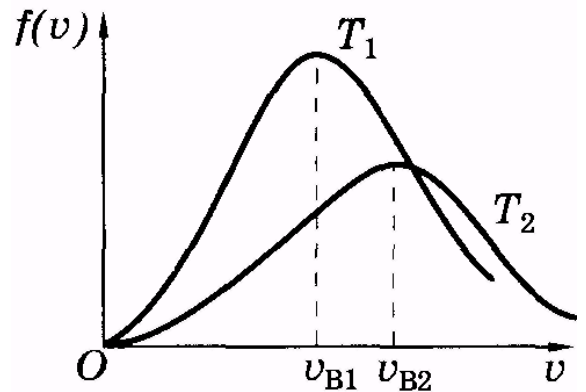


Рис. 1.1. Функция Максвелла - Больцмана распределения частиц по скоростям ( $T_2 > T_1$ )

он обладал так называемым свойством *квазинейтральности*, т. е. в среднем за достаточно большие промежутки времени и на достаточно больших расстояниях был в целом нейтрален. Требование квазинейтральности накладывает связь на величины концентраций электронов и ионов:

$$\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0 \quad (1.7)$$

где  $e_{\alpha}$ ,  $n_{\alpha}$  – соответствующий заряд и концентрация частиц сорта  $\alpha$ .

Оценим временной масштаб разделения зарядов. Пусть какой-либо электрон плазмы отклонился от своего первоначального равновесного положения. Возникает возвращающая сила по порядку величины равная средней силе взаимодействия частиц, т.е.  $F \approx e^2/r_{\text{ср}}^2$ , где  $r_{\text{ср}}$  – среднее расстояние между частицами:  $r_{\text{ср}} = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$ . В результате электрон начнет колебаться около равновесного положения с частотой:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{F}{mr_{\text{ср}}}} \approx \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{3m}} \approx \omega_{Le} \quad (1.8)$$

где величина

$$\omega_{Le} \approx \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{3m}} \quad (1.9)$$

называется электронной ленгмюровской плазменной частотой и является важной характеристикой плазмы, например, для плазмы газового разряда  $\omega_{Le} \approx 10^8 \div 10^{11} \text{с}^{-1}$ . За временной масштаб разделения зарядов принимают время

$$\tau \approx \frac{1}{\omega_{Le}} \quad (1.10)$$

Рассмотрим теперь пространственный масштаб разделения зарядов. Он определяется длиной, на которую может сместиться возмущение плотности заряженных частиц вследствие их теплового движения за время, равное периоду плазменных колебаний. Тогда пространственный масштаб разделения зарядов равен

$$d \approx \frac{\vartheta_{\text{те}}}{\omega_{Le}} = \sqrt{\frac{\chi T_e}{4\pi e^2 n_e}} = r_{De} \quad (1.11)$$

где  $\vartheta_{\text{те}} = \sqrt{\frac{\chi T_e}{m}}$  – скорость теплового движения электронов, а величина

$$r_{De} = \sqrt{\frac{\chi T_e}{4\pi e^2 n_e}} \approx 7 \sqrt{\frac{T(\text{K})}{n_e(\text{см}^{-3})}} [\text{см}] \quad (1.12)$$

носит название электронного дебаевского радиуса.

Тогда для выполнения условия квазинейтральности плазмы необходимо, чтобы ее характерные размеры  $L$  были много большими дебаевского радиуса:

$$L \gg r_{De}$$

Например, для плазмы газового разряда  $r_{De} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$  см.

Итак, плазма - это квазинейтральный ионизированный газ, характерные размеры объема которого много больше дебаевского радиуса этого газа.

## 2. Получение плазмы в газовом разряде

### 2.1. Электрический пробой

В общем смысле электрическим пробоем называется процесс превращения непроводящего вещества в проводник в результате приложения к нему достаточно сильного электрического поля. Ионизованное состояние, в которое приходит газ при пробое, чаще всего достигается за  $10^{-4} \div 10^{-8}$  с. Если внешнее поле прикладывается на достаточно длительное время, в результате пробоя может зажечься разряд, который будет гореть, пока действует поле. Так происходит в любых электрических полях: постоянном, импульсном, в периодическом, в поле электромагнитной волны.

Главным элементом процесса пробоя является электронная лавина, которая развивается в газе под действием поля. Она начинается с небольшого количества затравочных электронов, появляющихся случайно. Под действием электрического поля электрон набирает энергию. Достигая энергии, несколько превышающей потенциал ионизации, он ионизует молекулу, теряя при этом собственную. Появляются два медленных электрона. Они снова ускоряются полем и также производят ионизацию – получается четыре электрона и т.д.

Явление ионизации имеет ярко выраженный пороговый характер, что связано с резкой зависимостью скорости ионизации атомов от энергии электронов, которая определяется электрическим полем и частотой столкновений.

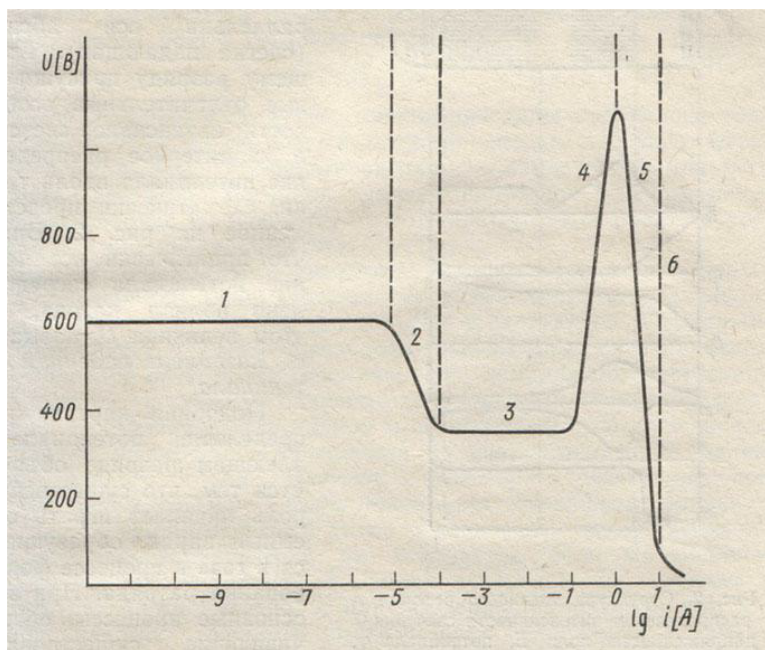
Лавину тормозят потери энергии электронов и потери самих электронов. Первые замедляют приобретение в поле энергии, достаточной для ионизации. Вторые приводят к обрыву цепей в цепной реакции размножения. Судьба развития лавины решается на ранней стадии. Так как скорость рекомбинации зависит от квадрата плотности зарядов, то при малых плотностях она уступает механизмам гибели, линейным по плотности электронов: выносу электронов полем на анод, диффузии на стенки, прилипанию.

Порог пробоя определяется соотношением между скоростями рождения и гибели электронов. Преобладание положительного или отрицательного факторов для развития лавины очень чувствительно к значению поля. Даже если поле чуть ниже порогового, скорость ионизации заметно меньше скорости гибели и размножения не происходит. Если же поле больше порогового, процесс ионизации катастрофически разгоняется. Таким образом, исходя из того, что газовый разряд есть результат пробоя, можно сказать, что решающим фактором для возникновения плазмы в разряде является преодоление значения напряженности поля над пороговым значением, характерным для данных условий.



## 2.2 Разряд постоянного тока

Рассмотрим изменение характеристик разряда при большом диапазоне изменения разрядного тока. На **Рис. 2.1** представлена вольтамперная характеристика разряда в неоне с холодными плоскими электродами из меди при давлении газа  $p = 1$  Тор.



**Рис. 2.1.** Вольт-амперная характеристика различных видов разряда в неоне с медными электродами ( $p = 1$  мм. рт. ст., длина разрядной трубки  $d = 50$  см)

При малых разрядных токах ( $i < 10^{-5}$  А) существует таунсендовский разряд (участок 1), характерные черты которого: малая плотность тока, линейное изменение потенциала вдоль трубки и отсутствие заметного свечения.

Стационарное состояние проводимости в разрядном промежутке (самостоятельный разряд) поддерживается, если каждый вышедший из катода электрон, двигаясь к аноду, производит столько актов ионизации и возбуждения атомов, что под действием образованных им ионов и фотонов из катода выходит один электрон. Условие

стационарности, которое носит название критерий Таунсенда, имеет вид:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент объемной ионизации, характеризующий число актов ионизации, производимых электроном на пути в 1 см в направлении действия поля, зависит от рода газа и отношения напряженности поля к давлению газа  $E/p$ ;  $\gamma$  – коэффициент поверхностной ионизации, равный отношению числа эмитированных электронов к числу приходящих на катод ионов, зависит от материала электрода, рода газа и энергии, с которой ион приходит на катод;  $d$  – расстояние между катодом и анодом.

Падающий участок вольт-амперной характеристики (участок 2) в интервале токов ( $10^{-5} \div 10^{-4}$  А) соответствует переходу от темного таунсендовского разряда к тлеющему. При больших токах реализуется тлеющий разряд в нормальном режиме (участок 3), вольт-амперная характеристика которого почти параллельна оси абсцисс. Участок 4 и участки 5,6 принадлежат соответственно аномальному тлеющему и дуговому разрядам.

Тлеющему разряду присущи отличительные особенности: характерное пространственное распределение интенсивности светящихся и темных областей, потенциала вдоль разрядной трубки и прочих характеристик разряда.

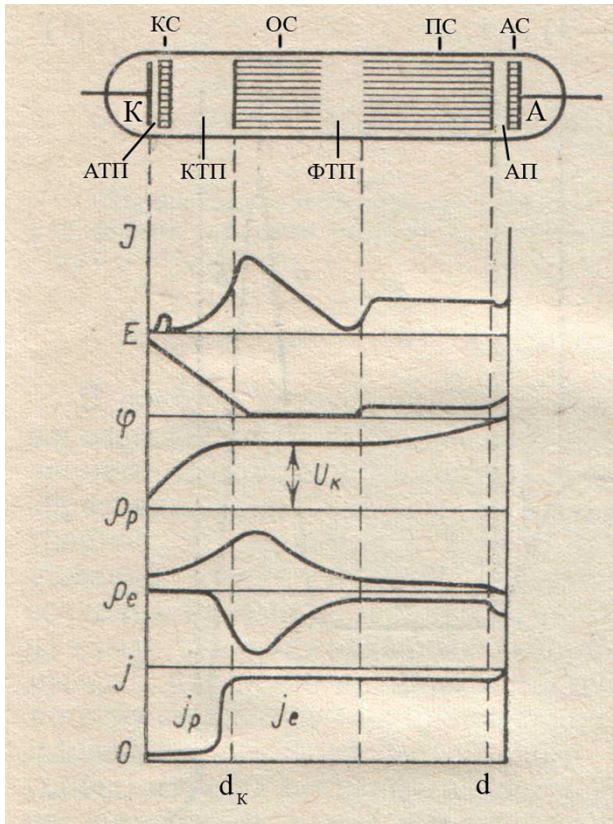


Рис. 4. Структура тлеющего разряда и распределения интенсивности свечения  $I$ , напряженности поля  $E$ , потенциала  $\varphi$ , плотностей зарядов и токов положительных ионов и электронов  $\rho_p, \rho_e, j_p, j_e$ .

Это объясняется тем, что, в отличие от таунсендовского, в тлеющем разряде его пространственная структура определяется присутствием значительного объемного заряда в разрядном промежутке. Вместе с тем, основные процессы, обеспечивающие существование тлеющего разряда, аналогичны лавинным процессам в таунсендовском разряде и происходят в катодных частях, где сосредоточено практически все падение потенциала в разряде, называемое катодным падением  $U_k$ . Поэтому условие стационарности тлеющего разряда также можно описать соотношением (2.1), где в качестве  $d$  надо брать длину  $d_k$  катодной области, заканчивающейся в начале области отрицательного свечения.

Важно отметить, что в различных пространственных областях тлеющего разряда создается плазма с сильно различающимися физическими свойствами (плазма положительного

столба, плазма отрицательного свечения).

### 3. Физические особенности высокочастотного (ВЧ) разряда.

Разряды с переменным электрическим полем реализуются в очень широком частотном диапазоне  $0 < f < 10^{14}$  Гц.

<b>Классификация разряда</b>	<b>Частотный диапазон</b>
Таунсендовский разряд	Постоянное поле
Тлеющий разряд	
Дуговой разряд	
Разряды на переменном токе	$0 < f < 10^5$ Гц
ВЧ (радиочастотный) разряд	$10^5 < f < 10^9$ Гц
СВЧ (микроволновый) разряд	$10^9 < f < 10^{13}$ Гц

В качественном отношении *высокочастотным* следует называть разряд при таких минимальных частотах  $\omega_H$ , когда пространственный объемный заряд в разрядном промежутке не успевает перестраиваться в течение одного периода ВЧ поля. Также вторичным, количественным условием является требование, чтобы амплитуда колебаний электронов  $A$  в ВЧ поле в газоразрядной плазме не превышала половины расстояния  $d$  между электродами  $\frac{d}{2}$ .

Уравнение движения для скорости электрона  $\vartheta$ , усредненное по многим столкновениям его с атомами, имеет вид:

$$m\dot{\vartheta} = -eE_a \sin \omega t - m\vartheta v_T \quad (3.1)$$

Интегрируя, находим скорость и смещение электрона:

$$\vartheta = \frac{eE_a}{m\sqrt{\omega^2 + v_T^2}} \cos(\omega t + \varphi), \quad \varphi = \arctg\left(\frac{v_T}{\omega}\right) \quad (3.2)$$

$$r = \frac{eE_a}{m\omega\sqrt{\omega^2 + v_T^2}} \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.3)$$

Тогда Амплитуды скорости и смещения электрона соответственно равны:

$$u_a = \frac{eE_a}{m\sqrt{\omega^2 + v_T^2}} \quad (3.4)$$

$$A = \frac{eE_a}{m\omega\sqrt{\omega^2 + v_T^2}} \quad (3.5)$$

В предельном случае очень частых столкновений ( $v_T^2 \gg \omega^2$ ) колебательная скорость равна:

$$\vartheta = \frac{eE_a}{mv_T} \sin \omega t = -\frac{eE(t)}{mv_T} = -\mu_e E(t) = \vartheta_{др} \quad (3.6)$$

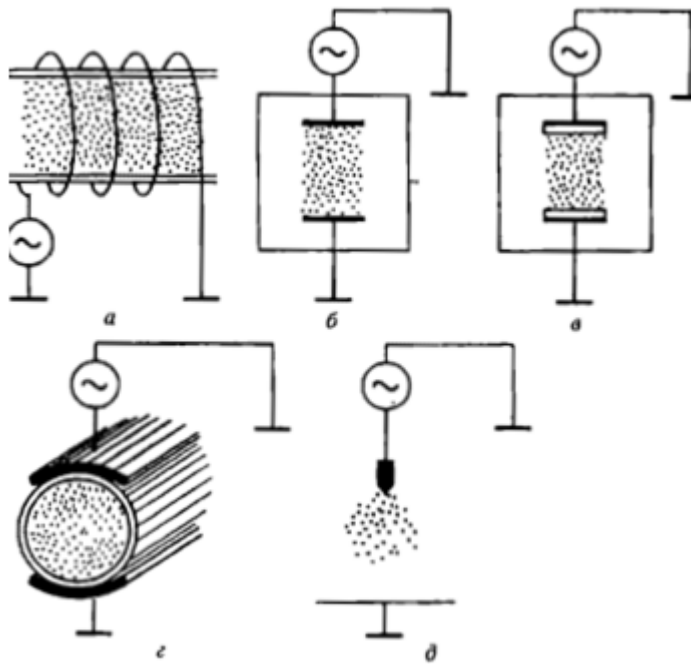
в каждый момент времени совпадает со скоростью дрейфа электрона в постоянном поле, равном мгновенному ( $\mu_e = e/mv_T$ —подвижность). Электрон ведет себя, как в постоянном поле, следуя за относительно медленной эволюцией  $E$ . Такие колебания электронов в режиме подвижности естественно назвать дрейфовыми.

Выделим важное свойство газового разряда ВЧ диапазона. Для частоты 13.56 МГц напряженности электрического поля  $5 \frac{В}{см}$ , амплитуда колебаний электронов (при отсутствии столкновений) составляет величину порядка 1 см, амплитуда колебаний ионов  $\sim 10^{-5}$  см. Это означает, что в ВЧ диапазоне электроны следуют за изменением ВЧ поля, а ионы «чувствуют» лишь усредненные по времени поля.

## 4. Две формы существования ВЧ разряда

### 4.1. Возбуждение индукционных и емкостных разрядов

Все виды ВЧ разрядов можно разбить на две большие группы, различающиеся способами возбуждения ВЧ поля в разрядном объеме: индукционные и емкостные. Индукционные методы основаны на использовании явления электромагнитной индукции, в результате чего линии электрического поля оказываются замкнутыми, а само поле – вихревым. При емкостном способе ВЧ напряжение от генератора подается на электроды, линии электрического поля начинаются и заканчиваются на них, а поле является с большой степенью точности потенциальным.



**Рис. 4.1.** Основные схемы возбуждения индукционного (а) и емкостных (б-д) разрядов: б – с плоскими оголенными электродами; в – с плоскими изолированными электродами; г – электроды вынесены за пределы разрядной камеры; д – одноэлектродный разряд

проводящей разрядной плазмы. Это открывает возможность вынести электроды наружу. Поэтому разряд между изолированными электродами (рис. 4.1 г) можно также назвать безэлектродным. Существо физических процессов емкостных разрядов от этого не меняется.

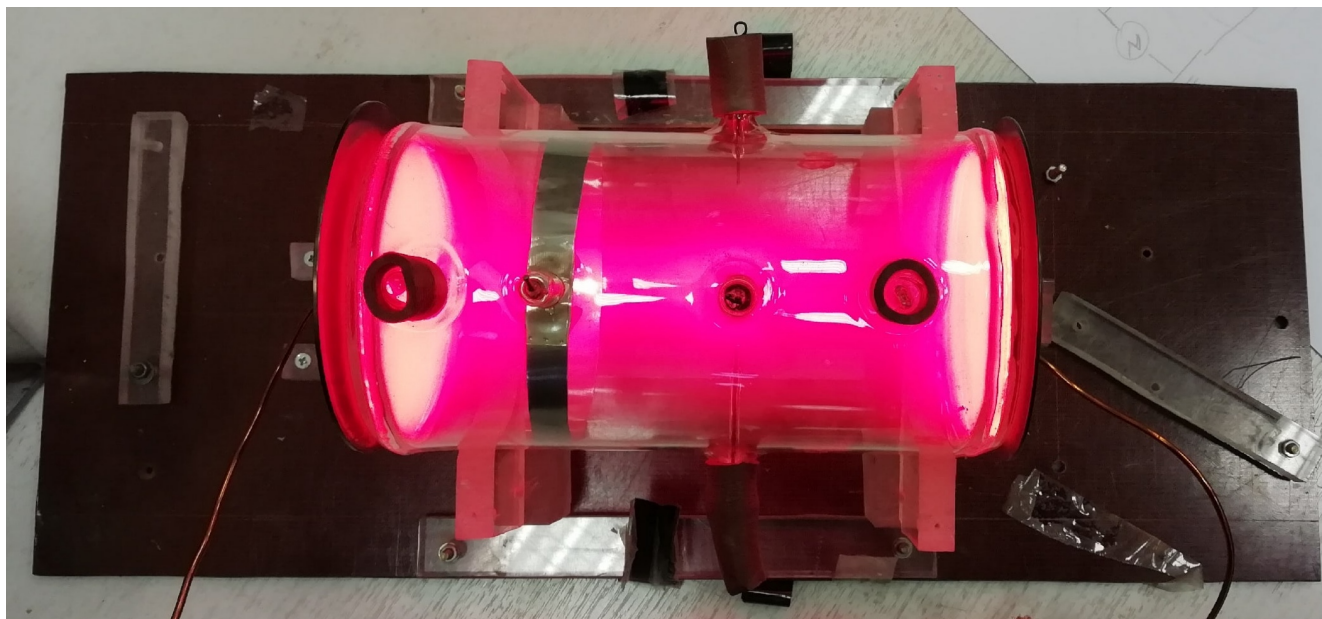
Простейшая и наиболее распространенная схема индукционного разряда показана на рис. 5а. Через катушку-соленоид пропускают вырабатываемый ВЧ генератором ток. Под действием переменного магнитного поля внутри индуцируется кольцевое электрическое поле. Это электрическое поле может возбуждать и поддерживать разряд в газе. Как правило, для этого внутрь соленоида помещают диэлектрическую трубку или сосуд с исследуемым газом. Индукционный разряд является в принципе безэлектродным.

Схемы емкостного разряда показаны на (рис. 4.1б, в). Поскольку для переменного тока электрическая цепь проводников не обязательно должна быть замкнутой и может содержать непроводящие участки, электроды можно изолировать от



#### 4.2. Формирование слоев в емкостном разряде.

Основной особенностью емкостного разряда является образование, так называемых приэлектродных слоев. Для объяснения этого процесса, рассмотрим установившийся разряд, стационарный в том смысле, что все процессы протекают строго периодическим образом с неизменными во времени амплитудами. Даже при весьма низкой плотности электронов ( $n_e = 10^{-8} \text{ см}^{-3}$ ) и характерной для разрядной плазмы электронной температуре  $T_e = 1 \text{ эВ}$  дебаевский радиус  $d_D = 0,05 \text{ см}$  много меньше типичных межэлектродных расстояний  $L = 1 \div 5 \text{ см}$ ; поэтому в серединной части промежутка плазма электронейтральна. Однако вблизи электродов электронный газ, совершая колебания относительно малоподвижных ионов, периодически то «заливает», то обнажает положительные заряды. Это является первопричиной появления вблизи границ приэлектродных слоев положительного пространственного заряда. Приэлектродными будем называть слои и в том случае, когда металлические электроды изолированы от



разрядной плазмы диэлектриками.

**Рис. 4.2.** Хорошо различимые слои в экспериментальной установке

Рассмотрим качественную картину эволюции плотности зарядов, поля и потенциала. Допустим, для простоты, что плотность «неподвижных» ионов постоянна в пространстве (и в плазме, и в слоях). В однородной плазме, очевидно, однородно и электрическое поле. Следовательно, электронный газ повсюду колеблется с одинаковой амплитудой  $A$  около среднего положения. Те электроны, которые в момент прохождения средней точки, отстояли от электродов на расстоянии, меньших амплитуды  $A$ , в результате первых же качаний либо уходят в металл, либо прилипают к диэлектрику. При последующих качаниях электроны лишь на мгновение касаются твердых поверхностей. Таким образом, в момент прохождения электронным газом положения равновесия по обе стороны от

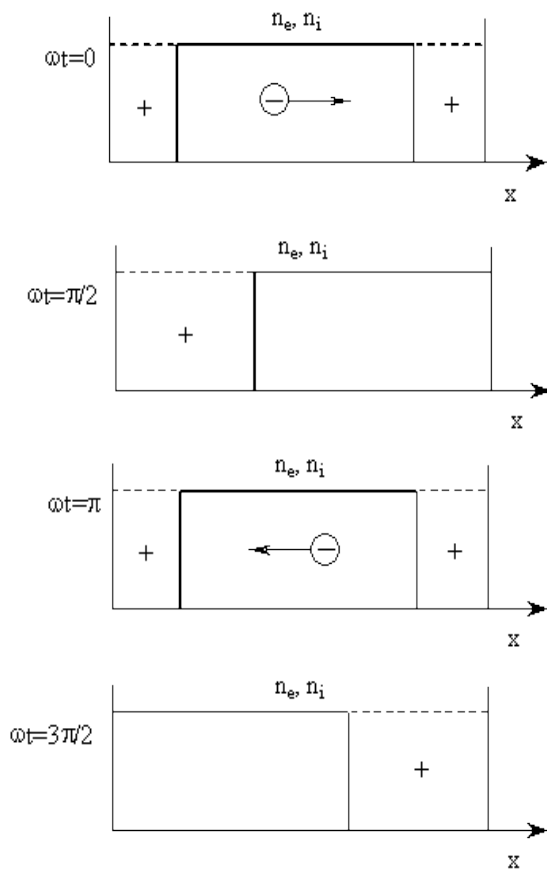
плазмы остаются слои некомпенсированного положительного заряда толщиной  $A$ . При этом газ в целом оказывается заряженным положительно.

Согласно уравнению электростатики

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_+ - n_e) \tag{4.1}$$

Внутри слоев, где  $n_e = 0$ , а  $n_+ = const$ , мгновенное поле  $E$  линейным образом зависит от  $x$ , а соответствующий потенциал  $\varphi = -\int E dx$  изменяется с  $x$  по параболическому закону.

В плазме, где  $E$  от  $x$  не зависит, мгновенный потенциал изменяется в пространстве по линейному закону. Ток в плазме чаще всего в большей своей части является током проводимости. Следовательно, разрядный ток  $j$  большую часть периода направлен в ту же сторону, что и поле в плазме  $E_p$ .



Таким образом, в ВЧЕ разряде плазма в среднем за период оказывается положительно

Рис. 6. Схема качания электронного газа: штриховые линии – плотность ионов постоянна; сплошные – распределение  $n_e(x,t)$  через каждые четверть периода

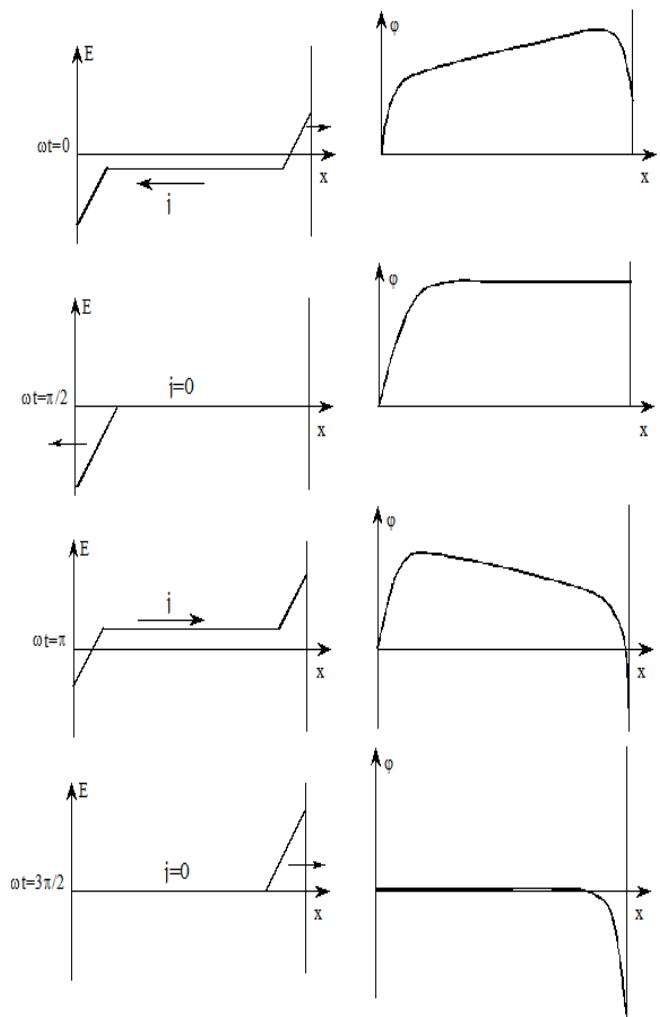


Рис. 7. Распределения поля и потенциала между плоскими электродами, соответствующие распределениям  $n_+$ ,  $n_e$  на рис. 6 (стрелками показаны направления тока  $j$ )

заряженной, вследствие чего ее потенциал (относительно электродов) также положителен, а поле в слоях в среднем направлено к электродам.

#### 4.3. E- и H-моды индуктивного разряда.

Существует два вида индуктивного разряда – E- и H-разряды. Впервые о H-разряда высказался в 1891 г. Дж. Дж. Томсон, который предположил, что индуктивный разряд вызывается и поддерживается вихревым электрическим полем, которое создается магнитным полем, в свою очередь, индуцируемым током, текущим по антенне. Предположение, что индуктивный ВЧ разряд поддерживается не вихревыми электрическими полями, а потенциальными, появляющимися благодаря наличию разности потенциалов между витками индуктора, высказал Д. Таунсенд. Впоследствии К. Мак-Кинтон экспериментально показал возможность существования двух режимов горения разряда, а именно режимов с низкой и высокой плотностью плазмы, а соответственно E- и H-разрядами их назвал Г. И. Бабат.

Существование любого разряда возможно только тогда, когда достигается баланс частиц и мощности  $P_{abs}$  и  $P_{dis}$ , вкладываемой и затрачиваемой в разряде. Приравнявая  $P_{abs}$  и  $P_{dis}$ , М. Тернер и М. Либерман получили выражение для значения минимального тока  $I_{min}$  текущего через антенну, при котором возможно существование H-моды:

$$I_{min} = \left( \frac{2u_B S \varepsilon}{dR_{pl}/dn_e} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

где  $u_B$  – Бомовская скорость,  $S$  – площадь поверхности источника плазмы, куда могут выпадать электроны,  $\varepsilon$  – энергия, необходимая для создания электронно-ионной пары в разряде. Переход из E- в H-моду происходит при достижении током, текущим через антенну, величины  $I_{min}$ .

В любом индуктивном ВЧ разряде, даже горящем в H-моду, неизбежно формируется емкостной канал ввода ВЧ мощности, связанный с наличием паразитных емкостей между антенной и плазмой.



## **Заключение**

В работе исследованы основные понятия и закономерности физики газового разряда. Рассмотрены различные способы возбуждения емкостных и индукционных разрядов. Изучено поведение электронов в высокочастотных разрядах. Собрана экспериментальная установка, с помощью которой произведено визуальное наблюдение особенностей емкостного разряда.

## Список литературы

1. А. Ф. Александров «Основы электродинамики плазмы»
2. Н.Г. Гусейн-заде, А.М. Игнатов, А.А. Рухадзе «Лекции по электродинамике плазмподобных сред»
3. Ю.П. Райзер «Физика газового разряда»
4. Ю.П. Райзер «Высокочастотный емкостной разряд»