



Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

# ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД. ПЛАЗМА

## Предисловие

Предлагаемое методическое пособие предназначено для студентов, изучающих курс Электричество и магнетизм в рамках программы третьего семестра МФТИ, в качестве учебного материала по начальным представлениям о газовом разряде и плазме. Речь идёт об основных физических моделях и простейшем математическом описании явлений. Подбор материала обусловлен главным образом необходимостью подготовки студентов к выполнению практических работ, входящих в программу лабораторного практикума. Это в основном работы по зондовым методам диагностики тлеющего и ВЧ-индукционного разрядов.

Настоящее пособие дополняет как лекционный материал, так и методические разработки других авторов, касающиеся этой темы ([4], [5], и др.). В частности, здесь впервые дано достаточно простое и подробное описание основных закономерностей развития и установления стационарного состояния разных видов тлеющего разряда. Приведена теория пробоя газового промежутка (по Таунсенду) и кривая Пашена. Рассмотрена вольт-амперная характеристика газового промежутка, указано на различие характеристик  $N$  и  $S$ -типов и подчёркнута определяющая роль типа характеристики в устойчивости стационарного режима протекания тока. Составитель счёл необходимым привести и проинтерпретировать количественное определение понятия плазма (по Ленгмюру), а также обсудить необходимость учёта неодинаковости электронной и ионной температур при исследовании коллективных свойств плазмы, в частности, при определении дебаевского радиуса. Однако такие вопросы, как механизм нагрева электронов плазмы ВЧ-полем и описание зондовых методов диагностики плазмы, перенесены из методической разработки [5] почти без изменений.

Настоящее пособие может оказаться полезным при выборе и подготовке студентами вопроса по выбору. Надеемся, что оно будет представлять интерес и для преподавателей, не являющихся специалистами в области физики газового разряда и плазмы.

## 1. Введение

Как известно, вещество может находиться в трёх фазовых состояниях — твёрдом, жидком и газообразном, причём эти состояния последовательно сменяются по мере возрастания температуры. Если и дальше нагревать газ, то сначала молекулы распадаются 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, под которой принято понимать отношение числа ионизованных атомов к их полному числу, достаточно велика, то такой сильно ионизованный газ может обладать качественно новыми свойствами по сравнению с обычным газом. Прежде всего такой газ обладает высокой электропроводностью и поэтому, в противоположность нейтральному газу, сильно взаимодействует с электрическим и магнитным полями. Кроме того, заряженные частицы в таком газе стремятся распределиться в пространстве таким образом, чтобы установилась локальная квазинейтральность, то есть равенство концентраций положительных и отрицательных частиц, нарушаемое тепловыми флуктуациями только в микроскопических масштабах. Такое состояние ионизованного газа называется **плазмой**. Более точное определение этого понятия будет дано далее. Плазму называют также четвёртым состоянием вещества.

Первое описание газовой плазмы дал И. Ленгмюр (1923 г.), исследуя электрический разряд в газе низкого давления (телющий разряд). Он назвал плазмой «ярко светящийся газ, состоящий из электронов, ионов разных сортов и нейтральных атомов и молекул». Он же ввёл сам термин — плазма (от греческого глагола, обозначающего «разрыхляться», «расползаться») — и основные параметры, характеризующие плазму: плотности составляющих её частиц — электронов —  $n_e$ , ионов —  $n_i$  и нейтральных частиц —  $n_0$ , их температуры — соответственно  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $T_0$ .

Очевидно, что свечение плазмы, являющееся следствием непрерывно идущей рекомбинации электронов и ионов в нейтральные атомы, сопровождается выделением энергии и уменьшением концентрации электронов и ионов. Стационарное состояние плазмы, которое мы только и будем исследовать, может существовать лишь при наличии непрерывно действующего источника ионизации. Им может быть электрический разряд в газе (газоразрядная плазма), происходящий в постоянном электрическом поле (обычный газовый разряд, дуга и т. д.) или в высокочастотном поле (индукционные катушки, запитанные током высокой частоты электроды и т. д.). Плазма может образовываться и при термической ионизации газа, если газовая среда поддерживается при достаточно высокой температуре (звёзды, пламя газовой горелки). Плазма образуется в фокальной области мощных лазерных установок и при многих других условиях.

Степень ионизации плазмы обычно невелика. В тлеющем газовом разряде (люминесцентные лампы) плотность электронов составляет примерно  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , а плотность нейтральных молекул  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Лишь внутри звёзд и в специальных установках, используемых для исследования проблем, связанных с управляемым термоядерным синтезом, относительное число атомов, находящихся в ионизированном состоянии, приближается к единице (полностью ионизованная плазма). Мощность, подводимая к таким установкам, измеряется мегаваттами.

Плазма исследуется также в связи с проблемой создания магнитогидродинамических генераторов — преобразователей механической энергии движущегося в магнитном поле проводящего газа в электрическую энергию.

Ещё одно важное направление использования плазмы — применение её для проведения химических реакций, которые в горячей сильно ионизованной газовой среде происходят очень быстро и эффективно.

Температура плазмы, как правило, измеряется не в градусах, а в электрон-вольтах ( $1 \text{ эВ} \approx 11\,600 \text{ К}$ ). При расчётах плазменных явлений обычно используется система СГС.

Стационарное (не меняющееся со временем) состояние плазмы может быть равновесным или неравновесным. В первом случае компоненты плазмы (электроны и ионы) имеют одну и ту же температуру, а во втором — разную. При достаточно больших давлениях (звёзды, пламя газовой горелки) между компонентами плазмы может успевать установиться тепловое равновесие. При малых давлениях ( $\lambda \geq d$ , где  $\lambda$  — длина свободного пробега, а  $d$  — характерный размер занятой плазмой области) тепловое равновесие устанавливаться не успевает. Так, в тлеющем газовом разряде мы обычно имеем дело с «горячими» электронами и «холодными» ионами. Электроны быстро ускоряются электрическим полем и почти не теряют энергии при соударении с тяжёлыми ионами и атомами газа, а также при столкновении со стенками газоразрядной трубки. Наоборот, ионы быстро отдают полученную от поля энергию нейтральным атомам газа и атомам стенок, поскольку массы их близки. В результате реализуются условия, при которых электроны характеризуются одной — более высокой, а ионы — другой, более низкой температурой.

Большой интерес представляет плазма, существующая в атмосфере Земли и планет, а также в космосе. Атмосферная плазма создаётся ультрафиолетовым излучением Солнца. Электроны плазмы захватываются магнитным полем Земли (движутся вокруг и вдоль силовых линий магнитного поля) и образуют радиационные пояса на расстояниях тысяч километров от поверхности Земли. Широко известны также плазменные проводящие слои Хевисайда, обеспечивающие дальнюю радиосвязь на коротких волнах.

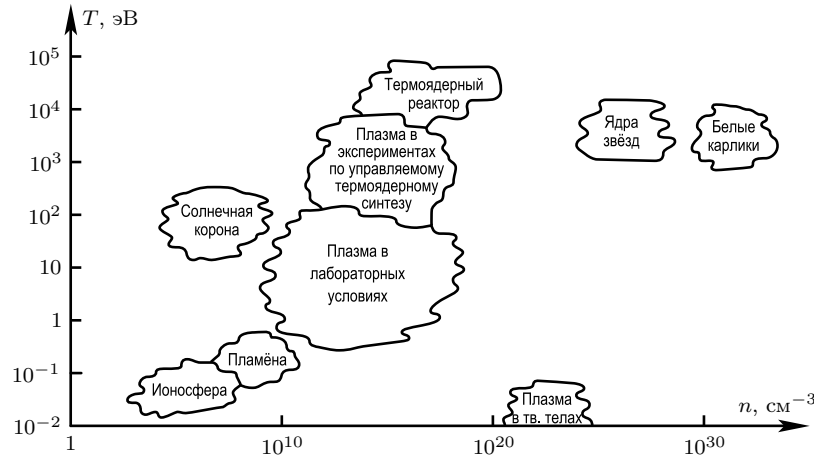


Рис. 1. Различные типы плазмы в лаборатории и природе

Свойствами, характерными для газовой плазмы, обладают и некоторые другие среды, называемые по этой причине плазмоподобными средами, или просто плазмами: в этом смысле термин *плазма* встречается в научной литературе во множественном числе. В качестве примеров различных плазм можно назвать плазму металлов, электронно-дырочную плазму полупроводников, нуклонную плазму атомного ядра и т. д. Различные типы плазм, встречающихся как в лабораторных условиях, так и в природе, можно достаточно наглядно представить на плоскости параметров: температура плазмы — плотность числа частиц (рис. 1). Под температурой плазмы в каждом конкретном случае понимают температуру тех заряженных частиц, которые определяют плазменные свойства рассматриваемой среды: в большинстве случаев это электроны.

## 2. Некоторые свойства плазмы

Как уже говорилось выше, определяющим свойством плазмы является её квазинейтральность. Это означает, что во всяком сколько-нибудь большом объёме заряды ионов и электронов всегда компенсируют или почти компенсируют друг друга. Если хотя бы на некоторое время это оказывается не так, то возникают сильные электрические поля, которые перемещают электроны и ионы и восстанавливают квазинейтральность плазмы.

Оценим размер области, внутри которой могут существовать заметные электрические поля. Рассмотрим пространство вокруг иона, имеющего положительный заряд и поэтому притягивающего электроны, по-

ле которых противоположно по знаку полю иона. Ион «экранируется» электронами, так что его поле убывает с увеличением расстояния  $r$  не по закону  $1/r^2$ , а существенно сильнее. Если бы не тепловое движение электронов, то они так «облепили» бы ион, что его поле было бы полностью скомпенсировано (точнее, произошла бы рекомбинация). Тепловое движение мешает такой компенсации. Рассчитаем этот эффект.

Как известно, электрическое поле  $E$  и плотность электрического заряда  $\rho$  в однородной среде связаны между собой соотношением

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho. \quad (1)$$

Переходя от напряжённости поля  $\mathbf{E}$  к электрическому потенциалу  $\varphi$  с помощью обычного соотношения

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi, \quad (2)$$

найдем

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho, \quad (3)$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа. Поле заряда сферически симметрично, поэтому в сферической системе координат оно зависит только от радиуса. Оператор Лапласа в этом случае принимает простую форму:

$$\Delta = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr}.$$

Имеем поэтому

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi\rho. \quad (4)$$

В силу большой инерционности ионов по сравнению с электронами ( $M \gg m_e$ ) далее мы будем считать ионы вообще бесконечно тяжёлыми, то есть неподвижными, что, как показывают точные расчёты, не меняет ответа по порядку величины.

Распределение электронов, а значит, и их пространственного заряда  $\rho_e$  подчиняется формуле Больцмана:

$$\rho_e = -ne \cdot e^{e\varphi/kT_e}. \quad (5)$$

При написании (5) считалось, что плотность электронов на достаточном удалении от заряда (при  $\varphi = 0$ ) равна  $n$ . Числом  $e$  обозначена абсолютная величина заряда электрона, так что его заряд равен  $-e$ .

В соответствии со сделанным предположением ионы неподвижны. Их пространственный заряд  $\rho_i$  поэтому всюду одинаков и равен своему значению в области  $\varphi = 0$ , где он равен и противоположен по знаку пространственному заряду электронов. Таким образом,

$$\rho_i = ne \quad (6)$$

(плазма вдали от источника кулоновского поля квазинейтральна). Подставляя (5) и (6) в (4), найдём

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi n e \left[ 1 - e^{e\varphi/kT_e} \right]. \quad (7)$$

Это уравнение нелинейно и в аналитическом виде не решается. Решение может быть найдено, если

$$\frac{e\varphi}{kT_e} \ll 1. \quad (8)$$

В этом случае экспоненту можно разложить в ряд и уравнение (7) становится линейным:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{1}{r_D^2} \varphi, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n e^2}} = 743 \sqrt{\frac{T_e \text{ (эВ)}}{n \text{ (см}^{-3}\text{)}}} \text{ (см)}. \quad (10)$$

Нетрудно убедиться путём подстановки, что решение уравнения (9) имеет вид

$$\varphi = \frac{Ze}{r} e^{-r/r_D}. \quad (11)$$

Это решение правильно ведёт себя около иона (где  $\varphi \sim Ze/r$ ) и обращается в нуль на бесконечности. Мы нашли, следовательно, искомое решение задачи. Оно показывает, что вследствие экранирующего действия электронов поле иона убывает с расстоянием экспоненциально с характерной длиной, равной  $r_D$  — дебаевскому радиусу экранирования (радиус Дебая, дебаевская длина). Дебай ввёл понятие радиуса экранирования, рассматривая поле иона в жидком электролите.

Плазму можно считать почти нейтральной (квазинейтральной) в областях, размеры которых существенно превосходят дебаевскую длину. При  $T = 10^4 \text{ К}$  ( $\approx 1 \text{ эВ}$ ) и  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$   $r_D \approx 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Теперь можно дать количественное определение понятия плазма.

**Плазмой называется ионизованный газ, дебаевский радиус которого  $r_D$  существенно меньше характерного размера  $l$  объёма, занимаемого этим газом, то есть**

$$\sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n e^2}} \ll l.$$

Это определение также принадлежит Ленгмюру.

Ещё одним важным параметром плазмы является число заряженных частиц (в среднем) в дебаевской сфере (сфера с радиусом, равным  $r_D$ ). Применённый при выводе дебаевского радиуса статистический подход (распределение Больцмана) предполагает, что частиц должно быть много. Число частиц  $N_D$  в дебаевской сфере можно оценить с помощью формулы (10), подставляя в неё вместо истинного среднее число частиц (эти величины мало различаются):

$$N_D \approx n \frac{4}{3} \pi r_D^3 \approx 0,1 \frac{(kT_e)^{3/2}}{n^{1/2} e^3}. \quad (12)$$

Для плазмы газового разряда это число оказывается порядка  $10^4$ , т. е. очень велико.

Заметим, что требование, чтобы число частиц в дебаевской сфере было велико по сравнению с единицей, эквивалентно условию, что потенциальная энергия взаимодействия двух заряженных частиц в плазме существенно меньше их тепловой энергии, то есть что плазма является газом, причём идеальным.

Другой важнейшей характеристикой плазмы является плазменная или ленгмюровская частота, выражение для которой и её смысл можно получить из следующих соображений. Выделим в плазме объём в виде параллелепипеда, изображённого на рис. 2. Сместим все электроны на расстояние  $x$  относительно ионов (ионы занимают объём, изображённый сплошными, а электроны — пунктирными линиями). Пусть плотность электронов (и ионов) равна  $n$ ; ионы для простоты будем считать однозарядными. Легко видеть, что в результате такого смещения на гранях параллелепипеда возникнут поверхностные заряды:

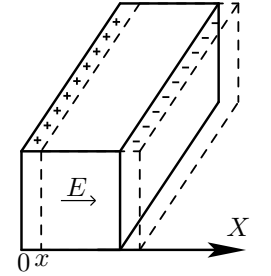


Рис. 2

$$\sigma = nex. \quad (13)$$

Вследствие этого появится электрическое поле:

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi nex. \quad (14)$$

Это поле действует на электроны, придавая им ускорение, равное

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eE}{m} = -\frac{4\pi n e^2}{m} x. \quad (15)$$

Уравнение (15) определяет плазменную (ленгмюровскую) частоту коллективных колебаний электронов:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} = 5,65 \cdot 10^4 \sqrt{n \text{ (см}^{-3}\text{)}}. \quad (16)$$

Плазменная частота задает естественный масштаб времени для плазмы: это — время отклика на флуктуацию плотности заряда в плазме. Учитывая это, дебаевский радиус экранирования можно интерпретировать следующим образом. Пусть какая-то группа электронов получила направленную скорость, равную тепловой:  $v = \sqrt{kT_e/m_e}$ . При этом, как легко можно убедиться, обращаясь к формулам (16), (10), за время, равное  $\omega_p^{-1}$ , эта группа электронов пройдёт в направлении полученной скорости до полной остановки расстояние, как раз равное дебаевской длине, то есть

$$r_D = \frac{v}{\omega_p}. \quad (17)$$

Таким образом, дебаевская длина — это амплитуда ленгмюровских колебаний плазмы, возбуждаемых тепловыми флуктуациями. Эта амплитуда и является масштабом нарушения квазинейтральности плазмы в отсутствие внешнего поля.

Как следует из (16), плазменная частота определяется только плотностью электронов (и универсальными постоянными). Можно строго доказать, что она не зависит от величины и формы рассматриваемого объёма и является, таким образом, локальной характеристикой плазмы. Плазменная частота является не единственной — но важнейшей — характерной частотой плазмы. Она определяет коллективное движение электронов относительно ионов.

В заключение этого пункта сделаем следующее замечание. Формула для дебаевского радиуса (10) не учитывает движение ионов. Если считать, что ионы тоже распределяются в поле пробного заряда по Больцману с температурой  $T_i$ , то в приближении  $e\varphi \ll kT_i$ , вместо формулы (10) получим

$$r_D = \sqrt{\frac{k}{4\pi n e^2} \frac{T_e T_i}{T_e + T_i}}, \quad (18)$$

то есть вместо  $T_e$  в формулу для дебаевского радиуса войдёт приведённая температура. В частности, при  $T_e = T_i$  в знаменателе под корнем появляется двойка, а при  $T_e \gg T_i$ , что имеет место для плазмы газового разряда (тлеющего), в формуле (10) вместо  $T_e$  будет стоять  $T_i$ .

### 3. Газовый разряд

Под термином «газовый разряд» обычно понимают все явления и процессы, связанные с протеканием электрического тока через газ.

Само название *разряд* произошло от названия медленно протекающего процесса потери заряда заряженными металлическими телами, расположенными на подставке из изолятора, что наблюдалось ещё в XVI веке.

Позднее Кулон экспериментально доказал, что заряд стекает с проводника через воздух, а не через подставку из изолятора, то есть по современной терминологии имеет место газовый разряд. Разряд при низких давлениях воздуха (порядка 1 мбар) открыл и исследовал Фарадей — этот разряд стал известен как *тлеющий*. В конце XIX века исследование проводимости разреженных газов привело Дж.Дж. Томсона к открытию первой элементарной частицы — электрона, а дальнейшие исследования физики газового разряда во многом послужили экспериментальной основой атомной и квантовой физики.

Основателем физики собственно газового разряда считается ученик Дж.Дж. Томсона Таунсенд, создавший в начале XX века теорию пробоя газа и установивший закономерности ионизации. Следующий принципиальный вклад в физику газового разряда был внесён Ленгмюром, который вместе с Тонксом в 1928 году, исследуя газовый разряд низкого давления, ввёл такое фундаментальное понятие физики, как плазма, о чём уже говорилось выше, а также развил методы исследования плазмы, в частности, метод зондов.

Современная физика термин *газовый разряд* трактует в более широком смысле. Это — не только процесс протекания тока через газ, но и любой процесс возникновения ионизации газа под действием приложенного электрического поля. При этом поле может быть не только постоянным во времени, но и быстропеременным — высокочастотным (ВЧ-разряд, мегагерцы), сверхвысокочастотным (СВЧ-разряд, гигагерцы) и даже оптического диапазона (оптический разряд). В последнее время был открыт пучково-плазменный разряд (ППР), загорающийся при прохождении электронного пучка через газ малой плотности вследствие возникновения в такой системе плазменных колебаний СВЧ-диапазона. Термины *гореть*, *зажигание* получили распространение потому, что при возникновении достаточно сильной ионизации газ светится.

Разряды в постоянном поле разделяют на *несамостоятельные* и *самостоятельные*. Дело в том, что при нормальных условиях газы состоят в основном только из электрически нейтральных атомов и молекул и, по сути, являются диэлектриками, то есть изоляторами, поэтому через них не может проходить сколько-нибудь заметный электрический ток. Проводниками могут быть только хоть в какой-то мере ионизованные газы, то есть газы, содержащие свободные заряды — носители тока. В газах это — положительные и отрицательные ионы и электроны. Ионы в газах могут возникать в результате действия различных ионизаторов, например, ультрафиолетового излучения или рентгеновских лучей, космического излучения, лучей радиоактивных загрязнений, столкновений атомов газа с электронами и другими частицами, энергия которых превышает потенциал ионизации атомов газа.

Предположим, что ионы в газовом проводнике создаются исключительно внешним ионизатором. Тогда при прекращении действия этого ионизатора ток и, следовательно, разряд прекращаются. Такой разряд называется *несамостоятельным*.

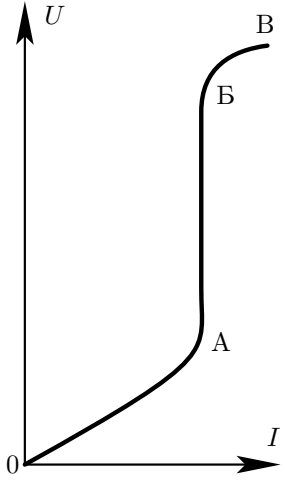


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика самостоятельного газового разряда

Типичная кривая, отображающая связь между током через газовый промежуток и напряжением на нём — так называемая *вольт-амперная характеристика (ВАХ)* — для самостоятельного разряда показана на рис. 3. С повышением напряжения на газовом промежутке ток сначала возрастает (кривая ОА), а потом достигает насыщения и остаётся практически постоянным (участок АВ), что соответствует полному вытягиванию на электроды зарядов, создаваемых внешним ионизатором.

При дальнейшем повышении напряжения ток снова начинает возрастать (участок БВ). Это значит, что имеющиеся ионы, и прежде всего электроны, за период между двумя последовательными столкновениями набирают такую энергию, что возникнет *столкновительная ионизация*, то есть рождение новых, *вторичных ионов*. При этом возникают и развиваются *электронные лавины*. Итак, мы будем иметь дело с *размножением*, или усилением, часто называемым *газовым*

*усилением*. При каком значении поля наступит размножение, зависит от давления газа и энергии, необходимой для ионизации данной молекулы (потенциала ионизации). В результате усиления концентрация ионов возрастает до величины, которая линейно или даже более сильно зависит от первичной ионизации. При этом разряд остаётся *несамостоятельным*.

Однако в достаточно сильном электрическом поле проводимость газа может возрасти скачком — возникает *пробой*. Соответствующее напряжение на газовом промежутке называется *напряжением пробоя*, или *напряжением зажигания*. Если после возникновения пробоя убрать внешний ионизатор, то разряд не прекращается. Разряд перешёл в *режим самостоятельного разряда*: теперь ионизация поддерживается процессами в самом разряде.

Как уже было сказано, первая модель перехода самостоятельного разряда в самостоятельный была предложена Таунсендом. Следуя Таунсенду, введём коэффициент объёмной ионизации  $\alpha$ , численно равный количеству электронно-ионных пар, образуемых одним электроном на еди-

нице длины пути. По смыслу ясно, что этот коэффициент зависит от давления (возрастает с увеличением числа соударений, то есть с давлением) и от напряжённости электрического поля  $E$  (возрастает с полем).

Рассмотрим, как происходит ионизация в газовом промежутке между плоскими электродами — катодом и анодом (рис. 4). На расстоянии  $x$  от катода в слое толщины  $dx$  один электрон создаёт  $\alpha dx$  пар ионов. Если со стороны катода в этот слой втекает электронный ток  $I_e$ , то в слое он возрастёт на величину  $dI_e = I_e \alpha dx$ . Интегрирование этого уравнения в предположении, что  $\alpha$  не зависит от  $x$  (то есть поле не зависит от  $x$ , что верно только при малых токах, когда нет объёмных зарядов), даёт

$$I_e(x) = I_e(0)e^{\alpha x},$$

где  $I_e(0)$  — электронный ток, втекающий с катода в газовый промежуток. Можно видеть, что на аноде, то есть при  $x = d$ , он возрастает в  $e^{\alpha d}$  раз. Например, при  $\alpha = 3 \text{ см}^{-1}$  и  $d = 3 \text{ см}$  ток возрастёт приблизительно на 4 порядка. Это и есть режим газового усиления, то есть размножения электронно-ионных пар вследствие развития электронных лавин. Однако при этом разряд ещё не обязательно переходит в режим самостоятельного. Например, если ток  $I_e(0)$  создаётся только внешним ионизатором, то при его выключении прекращается и ток через промежуток. Чтобы разряд не прекращался, нужно, чтобы ток  $I_e(0)$  поддерживался самим разрядом, то есть чтобы образовалась положительная обратная связь. Такая связь может установиться только через поток частиц,двигающихся из разряда в обратном направлении, к катоду. В модели Таунсенда это — положительные ионы и фотоны. Далее будем учитывать только положительные ионы.

Полный ток через любое поперечное сечение разряда  $x = \text{const}$  один и тот же и складывается из тока, переносимого электронами, и тока, переносимого движущимися навстречу им положительными ионами. Следовательно, полный ток на аноде равен чисто электронному току  $I_e(d)$ , а ионный ток на катоде  $I_i(0)$  равен

$$I_i(0) = I_e(d) - I_e(0) = I_e(0)(e^{\alpha d} - 1).$$

Пусть теперь каждый пришедший на катод ион выбивает из катода в среднем  $\gamma$  вторичных электронов ( $\gamma$  — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии,  $\gamma = 10^{-1} - 10^{-3}$ ). Тогда из катода пойдёт ток этих

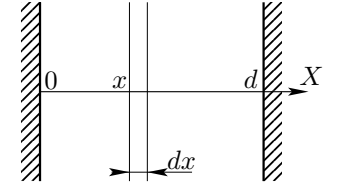


Рис. 4. К выводу критерия Таунсенда

вторичных электронов  $I_2$ :

$$I_2 = \gamma I_i(0) = \gamma I_e(0)(e^{\alpha d} - 1),$$

а полный электронный ток из катода будет складываться из тока  $I_1$ , образуемого внешним ионизатором, и тока вторичных электронов  $I_2$ :

$$I_e(0) = I_1 + I_2 = I_1 + \gamma I_e(0)(e^{\alpha d} - 1),$$

так что

$$I_e(0) = \frac{I_1}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

Таким образом, полный ток через газовый промежуток  $I_i$ , равный электронному току через анод, будет равен

$$I_i = I_e(d) = I_e(0)e^{\alpha d} = \frac{I_1 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

С повышением напряжения на газовом промежутке, то есть с ростом электрического поля, растут коэффициенты  $\alpha$  и  $\gamma$ , и ток возрастает. Разряд тем не менее остаётся несамостоятельным, так как при выключении внешнего ионизатора ( $I_1 = 0$ ) ток обращается в нуль. Однако при достижении некоторого значения поля знаменатель этого выражения обратится в нуль, а ток — в бесконечность при любом сколь угодно малом значении  $I_1$ , так что внешний ионизатор можно вообще убрать. Это и есть переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному, или наступление пробоя, а его условие — критерий Таунсенда, следовательно, имеет вид

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

Величина

$$\mu \equiv \gamma(e^{\alpha d} - 1)$$

называется коэффициентом воспроизводства, поскольку она показывает, сколько электронов воспроизводится на катоде в результате прохождения через разряд одного электрона, вышедшего с катода.

Зная функции  $\gamma(E)$  и  $\alpha(E)$ , из этого условия можно определить пробивающее поле, пробивное напряжение или, в случае разряда, потенциал зажигания  $U_3$ . Эта теория хорошо подтверждает экспериментально установленный закон Пашена, согласно которому потенциал зажигания зависит только от произведения давления на длину разрядного промежутка, причём эта зависимость имеет минимум (рис. 5). Таким образом, для заданного давления имеется такая длина разрядного промежутка, при

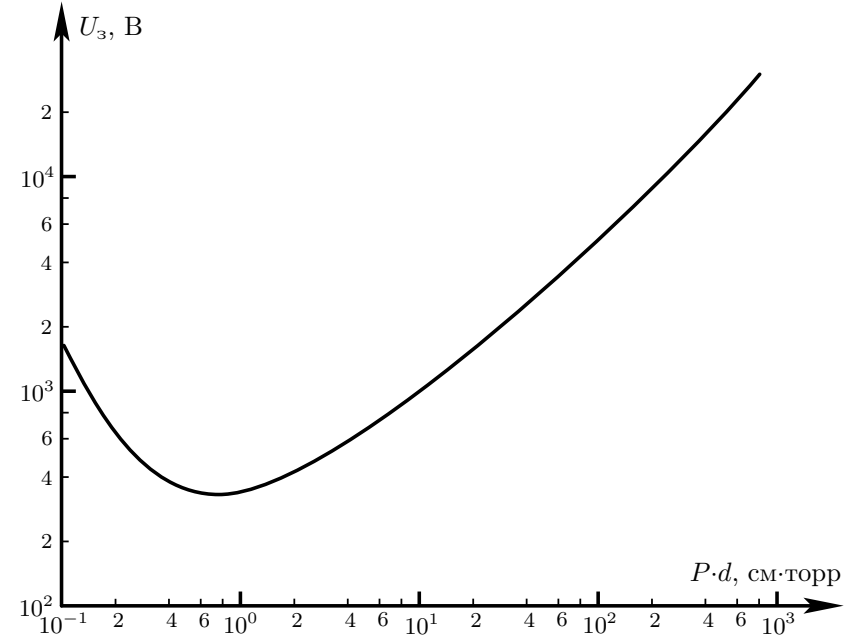


Рис. 5. Зависимость потенциала зажигания  $U_3$  от произведения давления  $P$  на длину  $d$  разрядного промежутка (кривая Пашена) для воздуха

которой потенциал зажигания и соответствующее ему поле минимальны. Напомним, что в модели Таунсенда поле в промежутке однородно и не искажается объёмными зарядами, что верно только для разряда с очень маленьким током. Такой самостоятельный разряд известен как **тёмный таунсендовский разряд**. Описанный процесс пробоя также называют таунсендовским. В газах высокого давления (больше атмосферного) и при больших длинах промежутков реализуется другой механизм пробоя — **стримерный**, или **искровой**, а возникающий в результате такого пробоя нестационарный разряд известен как **искровой**. Примером такого разряда является молния.

В широком смысле термин **электрический пробой** означает превращение изолятора в проводник в результате приложения к нему достаточно сильного поля. Для газа это означает переход в ионизованное состояние. При этом возрастание тока приводит к ещё большему возрастанию концентрации ионов, что приводит к возрастанию проводимости и, следовательно, к понижению напряжения, необходимого для поддержания такого тока. Если ввести понятие **дифференциальное сопротивление** как производную по току от напряжения, то в этом случае возникает новое яв-

ление — отрицательное дифференциальное сопротивление. Напомним, что для проводников, подчиняющихся закону Ома, например, металлов, дифференциальное сопротивление просто равно обычному сопротивлению и всегда положительно.

Будем и далее характеризовать электрические свойства газового промежутка, заключённого между двумя помещёнными в газ электродами, вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Так принято делать всегда в случае нелинейной зависимости тока через проводящий элемент от приложенного напряжения.

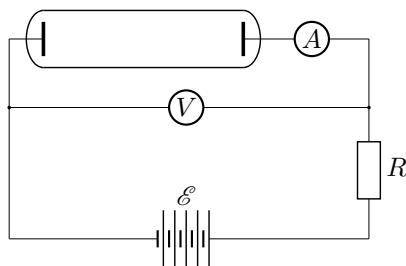


Рис. 6. Схема для снятия ВАХ газового промежутка

Цепи и стабилизации разряда на участках с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Дело в том, что на этих участках разряд неустойчив и ток имеет тенденцию неограниченно нарастать. Можно показать, что для устойчивости разряда сумма отрицательного и положительного сопротивлений такой цепи должна быть положительной, то есть в точке пересечения с ВАХ нагрузочная прямая должна иметь больший наклон, чем участок кривой ВАХ (рис. 7).

Цепь содержит также токоизмерительный прибор  $A$  и вольтметр  $V$ , измеряющий напряжение  $U$  между электродами.

С помощью схемы рис. 6 можно получить любой возможный режим протекания тока через исследуемый газовый проводник. Действительно, на плоскости  $(U, I)$  такой режим определяется точкой пересечения ВАХ, то есть кривой  $U(I)$ , с нагрузочной прямой  $U = \mathcal{E} - RI$ . Меняя  $\mathcal{E}$  и  $R$ , можно получить любую точку ВАХ. При этом устойчивость тока на участке ВАХ с отрицательным наклоном можно обеспечить выбором достаточно большого сопротивления  $R$ .

Вид ВАХ для конкретного газового проводника зависит от ряда условий, прежде всего от давления газа. На рис. 7 представлена полученная экспериментально с помощью схемы рис. 6 ВАХ разряда в неоне при дав-

Экспериментально ВАХ газового проводника — например, промежутка между двумя электродами, помещёнными в стеклянную трубку, заполненную газом, — снимают с помощью схемы, представленной на рис. 6. Цепь содержит источник постоянного напряжения  $\mathcal{E}$ , величину которого можно изменять в пределах примерно от 100 В до нескольких кВ, и переменное сопротивление  $R$ , называемое балластным, или нагрузочным. Это сопротивление необходимо для ограничения тока в цепи

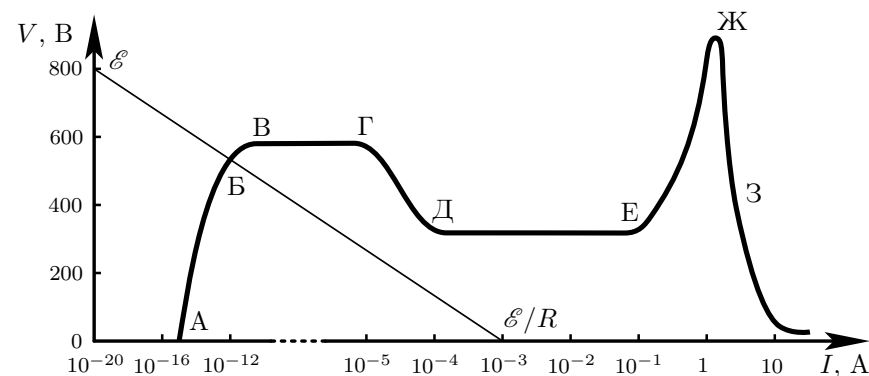


Рис. 7. ВАХ разряда в неоне при давлении 1,3 мбар и нагрузочная прямая

лению 1,3 мбар между плоскими медными электродами площади  $10 \text{ см}^2$ , расположенными на расстоянии 50 см, а также типичная нагрузочная прямая. Поскольку здесь нет специального внешнего ионизатора (внешняя ионизация создается только естественным радиоактивным излучением и космическими лучами), начальный участок характеристики самостоятельного разряда (участок ОА на рис. 3) соответствует столь малым токам, что на графике его не удастся изобразить. Характеристика начинается сразу с участка АВ, соответствующего току насыщения (участок АВ на рис. 3) и режиму газового усиления. В точке В происходит пробой и начинается самостоятельный разряд, который на всём горизонтальном участке характеристики ВГ соответствует тёмному таунсендовскому разряду.

Участок характеристики ГДЕЖ соответствует тлеющему разряду, причём его падающая часть ГД называется поднормальным тлеющим разрядом, горизонтальная часть ДЕ — нормальным тлеющим разрядом и остальная часть ЕЖ — аномальным тлеющим разрядом. Далее идёт падающий участок ЖЗ, который можно получить при маленьких сопротивлениях и сильноточных источниках напряжения. Он соответствует переходу к дуговому разряду. Заметим, что при больших давлениях газа (атмосферном и больше) после пробоя сразу устанавливается дуговой разряд.

Как уже говорилось выше, отличительной характеристикой таунсендовского разряда является однородность поля по длине промежутка, что обусловлено малостью тока и отсутствием объёмных зарядов. Однако при большом токе разряда поле перераспределяется после пробоя и почти полностью сосредотачивается у катода. Это обусловлено образованием у катода положительного объёмного заряда за счёт ионного тока (электрон-



ный ток у катода мал по сравнению с ионным). Кроме того, остальная часть газового промежутка переходит в состояние с высокой электропроводностью — образуется так называемый положительный столб, замыкающий электрическую цепь. Таким образом, почти всё приложенное поле сосредоточено у катода на участке, занятом объёмным зарядом. Следовательно, на этом участке, называемом катодным слоем, падает почти всё приложенное к электродам напряжение — так называемое катодное падение потенциала. Оно примерно равно минимальному напряжению пробоя для промежутка, длина которого равна толщине катодного слоя. Тем самым реализуются условия для самоподдержания разряда (критерий Таунсенда) при гораздо меньших напряжениях, чем при однородном поле на всей длине газового промежутка. Этот разряд, отличающийся от таунсендовского не только значительно большим током, но и главным образом существенной неоднородностью приложенного поля — наличием катодного падения потенциала — и называется тлеющим разрядом. Именно этим разрядом мы будем заниматься далее.

На рис. 8 представлена качественная картина тлеющего разряда в длинной стеклянной трубке, а также приведены зависимости основных величин, характеризующих разряд, от продольной координаты. Это интенсивность свечения, потенциал и напряжённость электрического поля, электронный и ионный токи, электронная и ионная плотности и полная плотность объёмного заряда.

Видно, что разряд состоит из ряда чередующихся светлых и тёмных поперечных полос. Поскольку все процессы в разряде связаны со столкновениями электронов с атомами газа, расстояния от катода до этих полос определяются числом укладывающихся на них длин пробега электронов. Поэтому характерные размеры полос увеличиваются с уменьшением давления. Непосредственно к катоду прилегает узкое астоново пространство, затем идёт слой катодного свечения, а затем — тёмное катодное пространство. Далее следует область отрицательного свечения, переходящая в тёмное фарадеево пространство. За ним начинается светящийся положительный столб, заканчивающийся у анода тёмным анодным пространством, переходящим на аноде в узкий слой анодного свечения.

Как правило, самой яркой бывает область отрицательного свечения, имеющего для воздуха голубоватый цвет, за что разряд и получил своё название — тлеющий.

Качественно распределение свечения по длине разряда объясняется следующим образом.

Электроны, выбиваемые из катода приходящими на него ионами, имеют энергию, недостаточную для возбуждения атомов. Поэтому слой у катода — тёмный (астоново пространство). Далее электроны набирают доста-

точную для этого энергию, и возникает первый светящийся слой, катодное свечение. Затем энергия электронов становится настолько большой, что они в основном ионизируют, а не возбуждают атомы. Так образуется тёмное катодное пространство, в котором происходит основное размножение электронов и ионов. Рождающиеся ионы движутся к катоду, создавая большой положительный объёмный заряд. В конце тёмного катодного пространства поля уже почти нет, оно перехвачено объёмным зарядом, зато образовалось очень много движущихся к аноду сравнительно медленных электронов, которые снова возбуждают атомы. Так начинается область отрицательного свечения. Далее электроны растрачивают свою энергию (поле слабое) и возбуждение прекращается, а свечение переходит в тёмное фарадеево пространство.

В фарадеевом пространстве поле медленно нарастает до своего значения в положительном столбе, который можно рассматривать просто как участок омического проводника с электронной проводимостью. Поскольку здесь непрерывно происходят столкновения электронов с атомами, происходит их возбуждение, и положительный столб испускает свечение. У анода ионов нет, электроны образуют отрицательный объёмный заряд, создаётся небольшое анодное падение потенциала, в котором электроны набирают энергию и вызывают анодное свечение.

Все зависимости, показанные на рис. 8, подтверждают приведённое объяснение. Самым важным здесь является наличие зоны положительного объёмного заряда и области сильного электрического поля у катода. Это и есть катодный слой, он простирается от катода до начала области отрицательного свечения. Как уже говорилось выше, катодный слой — самая важная часть тлеющего разряда, без него разряд существовать не может. Толщина катодного

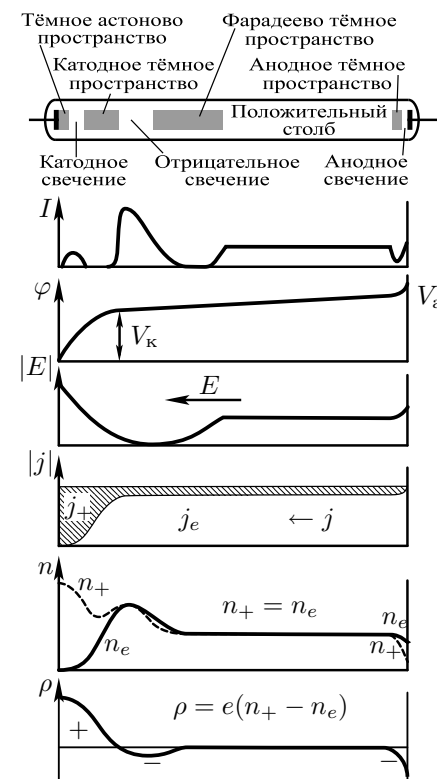


Рис. 8. Структура тлеющего разряда и распределение по длине основных характеризующих его величин

слоя и величина катодного падения потенциала автоматически устанавливаются таким образом, чтобы выполнялись критерии самоподдержания разряда при минимуме затрат энергии: это — минимальное для такого размера напряжение, примерно равное минимальному напряжению зажигания по кривой Пашена. Это означает, что на создание одной электронно-ионной пары затрачивается минимальная энергия (равная так называемой константе Столетова).

Особым свойством самоорганизации обладает нормальный тлеющий разряд, то есть разряд, напряжение на котором при возрастании тока практически не меняется (горизонтальный участок ВАХ на рис. 7). В нём ток может возрастать только за счёт возрастания площади катодного пятна, а плотность тока остаётся неизменной. Качественно это можно объяснить тем, что поскольку напряжение на катодном слое и его толщина задаются условием минимума на кривой Пашена, они почти не меняются при заданном давлении газа. Следовательно, должна оставаться постоянной и плотность тока.

При полном заполнении катода дальнейшее увеличение тока будет возможно только за счёт повышения интенсивности ионизации газа, что возможно только при повышении напряжения. Разряд при этом переходит в режим аномального тлеющего разряда (участок ЕЖ на ВАХ). В аномальном разряде плотность тока выше, чем в нормальном.

Как это можно видеть на нижней кривой рис. 8, описывающей распределение объёмного заряда, между катодным слоем и анодом образуется длинная (если трубка длинная) электронейтральная область, большая часть которой называется положительным столбом. На рис. 8 также видно, что в положительном столбе плотность электронов равна плотности ионов, ток в основном переносится электронами, а вызывающее ток электрическое поле однородно по длине, как это имеет место в обычном омическом проводнике. В соответствии со сказанным выше такое состояние газа называется плазмой. Положительный столб тлеющего газового разряда представляет собой пример низкотемпературной слабоионизированной неравновесной плазмы, поддерживаемой электрическим полем.

Состояние плазмы в положительном столбе совершенно не зависит от процессов в приэлектродных областях, а определяется только процессами внутри него. Рождение и гибель электронов проходят на фоне их дрейфового движения от катода к аноду. Потери электронов в столбе (за счёт диффузии к стенкам трубки, а также рекомбинации в объёме) должны компенсироваться ионизацией. И всё-таки большая часть электронов, достигающих анода, поступает в столб извне (из катодного слоя), как это происходит при токе через обычный проводник.

В нормальном тлеющем разряде в случае, когда потери электронов

обусловлены диффузией, ВАХ положительного столба может быть падающей. В этом случае падающей будет и ВАХ всего разряда, что подтверждает эксперимент: при увеличении тока напряжение на разрядном промежутке не остаётся постоянным, как это должно быть для нормального тлеющего разряда, а уменьшается.

Это объясняется нагревом газа. В центральной области газ нагревается сильнее, его концентрация понижается, длина пробега электронов возрастает, и они получают возможность набирать энергию, необходимую для ионизации, при меньшем поле, чем до нагрева. Следовательно, напряжение, необходимое для поддержания такого тока, понижается.

Случайные локальные перегревы, а также другие процессы, приводящие к появлению отрицательного дифференциального сопротивления, могут быть причиной развития различных неустойчивостей. Механизм типа описанного выше может вызвать стягивание разряда в токовый шнур (контракция). Этим объясняется переход аномального разряда в дуговой: катодное пятно уменьшается настолько, что катод в этом месте накаляется и начинается термоэмиссия. Другие неустойчивости ведут к образованию в положительном столбе поперечных слоев, или страт, которые, как правило, движутся в продольном направлении.

#### 4. Высокочастотный нагрев плазмы

Ионизацию в плазме можно создать и с помощью высокочастотного электромагнитного поля. Существуют различные способы введения высокочастотного поля в разрядный объём. Один из них основан на электромагнитной индукции: через катушку-соленоид, в которую вставлена диэлектрическая (например, стеклянная) газоразрядная камера, пропускается ток высокой частоты, и внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле. Силовые линии этого поля, а вместе с ними и линии тока в газоразрядной камере образуют замкнутые круговые линии. Такой разряд называется кольцевым, индукционным или разрядом *H*-типа, что указывает на определяющую роль магнитного поля.

Другой способ возбуждения заключается в том, что высокочастотное напряжение подаётся на электроды, которые могут непосредственно соприкасаться с разрядной плазмой или быть изолированы от неё диэлектриками (стенками разрядной камеры). Система двух электродов ведёт себя по отношению к переменному напряжению как конденсатор, поэтому такие разряды называются ёмкостными или разрядами *E*-типа.

Высокочастотные разряды успешно используются в технике. Индукционные разряды применяются в безэлектродных генераторах плотной низкотемпературной плазмы (в плазмотронах), применяемых, например, для плазмохимического производства чистых веществ. Разряды ёмкостного типа применяются в мощных газоразрядных лазерах.

Исследуем электрический пробой в высокочастотном поле. Начнём с исследования движения электрона при низком давлении газа, когда столкновения с молекулами происходят редко. Движение электрона в однородном переменном электрическом поле описывается уравнением

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE_0 \sin \omega t,$$

где  $E_0$  — амплитуда электрического поля. Интегрируя это уравнение, получим

$$v = v_0 + \frac{eE_0}{\omega m_e} \cos \omega t,$$

где  $v_0$  — скорость электрона в момент  $t = 0$ .

Мы видим, что скорость электрона периодически увеличивается и уменьшается, но в среднем энергии от поля электрон не получает. Так обстоит дело, пока вакуум достаточно высок. При увеличении давления всё чаще происходят соударения электронов с молекулами газа, однако медленные электроны не могут ионизировать молекулы и соударяются с ними упруго.

Чтобы понять, как возникает пробой, исследуем, что происходит при упругом соударении электрона с молекулами газа. Как уже отмечалось, при таких соударениях электрон почти не теряет кинетической энергии, однако направление его скорости претерпевает существенные изменения и может вновь совпасть с изменившимся направлением электрического поля. В этом случае электрон при дальнейшем движении не возвращает всю энергию, а вновь её получает. Часть электронов может поэтому заметно ускоряться высокочастотным полем. Увеличение энергии электрона продолжается до тех пор, пока она не станет достаточной для ионизации газа. Затем процесс повторяется: при упругих столкновениях с молекулами газа часть электронов в электрическом поле ускоряется, вследствие чего происходят новые акты ионизации. Таким образом, в газе накапливаются электроны и ионы. По мере увеличения их концентрации возрастает роль процессов рекомбинации. В результате действия этих двух факторов — ионизации и рекомбинации — устанавливается стационарная плазма. Её концентрация и температура зависят от сорта газа, его давления, а также от частоты и амплитуды высокочастотного поля.

## 5. Электропроводность плазмы

Приложим к плазме электрическое поле с напряжённостью  $\mathbf{E}$ . Под его действием приходят в движение как электроны, так и ионы. Действующие на них силы мало отличаются друг от друга, а массы различаются очень сильно. Основными носителями тока являются поэтому электроны.

Свободно двигаясь на пути свободного пробега, электроны приобретают направленную (дрейфовую) скорость. После очередного соударения скорость электрона может иметь самые разные направления, так что среднее значение этой скорости в начале пробега близко к нулю. В конце пробега оно равно

$$\mathbf{v}_{\text{кон}} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} \tau = -\frac{e\lambda}{m_e v} \mathbf{E},$$

где  $\tau$  — время,  $\lambda$  — длина свободного пробега, а  $v$  — тепловая скорость электрона, по сравнению с которой дрейфовая скорость обычно мала. Среднее значение дрейфовой скорости равно поэтому половине  $v_{\text{кон}}$ :

$$v_{\text{др}} = \frac{e\lambda E}{2m_e v}. \quad (19)$$

Тепловая скорость  $v$  определяется из обычной формулы:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{3}{2} k T_e. \quad (20)$$

Объединяя эти формулы, найдём

$$\mathbf{v}_{\text{др}} = b \mathbf{E}, \quad (21)$$

где подвижность электронов  $b$  равна

$$b = -\frac{e\lambda}{2\sqrt{3}m_e k T_e}. \quad (22)$$

Электропроводность плазмы  $\sigma$  определяется совместным дрейфовым движением всех электронов, так что

$$\sigma = \frac{j}{E} = -\frac{n_e e v_{\text{др}}}{E} = -n_e b = \frac{e^2 \lambda n_e}{2\sqrt{3} m_e k T_e} \quad (23)$$

Полученная формула показывает, что электропроводность плазмы пропорциональна концентрации электронов и уменьшается с ростом температуры плазмы. Длина свободного пробега  $\lambda$  в слабоионизированной плазме определяется не столько плотностью электронов  $n_e$ , сколько плотностью газа.

## 6. Одиночный зонд

Распределение электрического потенциала в плазме обычно изучают с помощью зондов — небольших проводников, вводимых в плазму. Как уже говорилось выше, метод зондов был разработан Ленгмюром в начале двадцатых годов XX века.

Рассмотрим явления, происходящие при внесении в плазму уединённого проводника — зонда. Пусть электрический потенциал зонда вначале равен потенциалу той точки плазмы, в которую будет помещён зонд. Поступающие на зонд токи электронов и ионов в этом случае равны

$$I_{e0} = \frac{n \langle v_e \rangle}{4} eS, \quad (24)$$

$$I_{i0} = \frac{n \langle v_i \rangle}{4} eS, \quad (25)$$

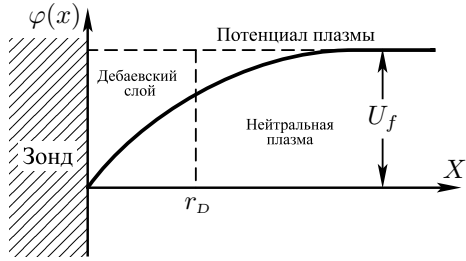


Рис. 9. Распределение потенциала в окрестности зонда

где  $\langle v_e \rangle$  и  $\langle v_i \rangle$  — средние скорости электронов и ионов,  $S$  — площадь зонда,  $n$  — плотность электронов и ионов (которые в силу квазинейтральности плазмы равны или почти равны друг другу). Множитель  $\frac{1}{4}n \langle v \rangle$ , согласно кинетической теории, определяет число ударов в секунду о единицу поверхности. Так как скорости электронов существенно превосходят скорости ионов, то  $I_{e0} \gg I_{i0}$ , так что зонд заряжается до некоторо-

го отрицательного равновесного или, как обычно говорят, плавающего потенциала  $-U_f$ . При плавающем потенциале количество попадающих на зонд ионов и электронов уравнивается, так как до него могут доходить лишь наиболее быстрые электроны и практически все ионы. Зонд, таким образом, приобретает отрицательный заряд. Вокруг него образуется область положительного пространственного заряда (её ширина по порядку величины равна дебаевскому радиусу), экранирующего плазму от зонда (рис. 9).

При установлении равновесия ионный ток мало меняется и в первом приближении по-прежнему определяется формулой (25)<sup>1</sup>, а выражение для электронного тока приобретает вид

$$I_e = I_0 \exp \left( -\frac{eU_f}{kT_e} \right), \quad (26)$$

которое для плоских электродов следует из распределения Больцмана.

<sup>1</sup> Как мы увидим ниже, эта формула при  $U \approx -U_f$  на самом деле нуждается в поправках.

Возникновение «дебаевского слоя» вокруг зонда вносит некоторую неопределённость в величину  $S$ : становится неясно, какая площадь должна подставляться в формулы — площадь зонда или площадь поверхности этого слоя. При больших зондах указанное различие несущественно, а при малых может оказаться важным.

Оценим величину плавающего потенциала. При равновесии электронный и ионный токи равны друг другу:

$$\frac{1}{4}n \langle v_i \rangle eS = \frac{1}{4}n \langle v_e \rangle eS \cdot \exp \left( -\frac{eU_f}{kT_e} \right),$$

откуда

$$eU_f = kT_e \ln \frac{\langle v_e \rangle}{\langle v_i \rangle} = \frac{1}{2}kT_e \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e}. \quad (27)$$

В газовом разряде  $kT_e \approx 1$  эВ, а  $kT_i \approx \frac{1}{40}$  эВ (комнатная температура). Положим для оценки  $m_i = 10^4 m_e$ . Тогда

$$eU_f = \frac{1}{2} \cdot 1 \text{ эВ} \ln(40 \cdot 10^4) = 6,5 \text{ эВ}. \quad (28)$$

Приведённую формулу нельзя считать надёжной. При её выводе было сделано плохо оправданное предположение, что движение ионов близко к тепловому. Это справедливо вдали от дебаевского слоя, но не около него и тем более не в нём, так как при приближении к зонду дрейфовая скорость ионов быстро начинает превышать тепловую. Формула для величины ионного тока при этом должна быть изменена. Тем не менее для грубых оценок она может быть использована.

Рис. 9 иллюстрирует картину распределения потенциала вокруг зонда.

## 7. Исследование плазмы с помощью одиночных зондов

При исследовании плазмы с помощью зондов на них подаются напряжения и исследуются вольт-амперные характеристики (ВАХ). Схема опытов изображена на рис. 10, на котором изображены два погружённых в плазму электрода и источник ЭДС, создающий между ними регулируемую разность потенциалов. Пусть контактирующая с плазмой поверхность одного электрода существенно меньше, чем у другого. Электрод с малой поверхностью будем называть зондом, а электрод с большой поверхностью — опорным электродом. Рассмотрим, как зависит ток  $I_z$  в цепи зонда от потенциала зонда  $U_z$  относительно опорного электрода.

Рассмотрим вначале случай, когда плазма эквипотенциальна. Пусть движок потенциометра (рис. 10) установлен так, что зонд и опорный электрод соединены накоротко. Ясно, что в этом случае они представляют

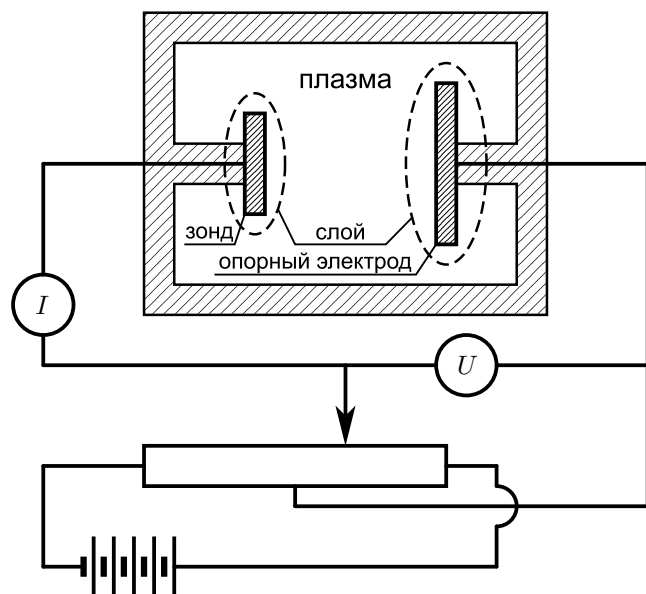


Рис. 10. К исследованию плазмы с помощью одиночного зонда

собой один электрод сложной формы, внесённый в плазму. Зарядившись отрицательно, они принимают относительно плазмы потенциал, равный плавающему потенциалу, т. е.  $-U_f$ . Полный ток на каждый электрод равен нулю, значит, электронный ток равен ионному.

Если плазма не эквипотенциальна, то ток зонда обращается в нуль лишь в том случае, если потенциалы зонда и опорного электрода смещены на величину  $U_f$  относительно потенциалов соответствующих участков плазмы. Необходимая для этого разность потенциалов между зондом и опорным электродом равна разности потенциалов между соответствующими участками плазмы. Измеряя потенциал зонда относительно опорного электрода (при нулевом токе), можно исследовать распределение потенциала в плазме.

Сведения о температуре и плотности зарядов в плазме получают, снимая вольт-амперную характеристику зонда. Начнём перемещать движок потенциометра (рис. 10), т. е. подавать на зонд некоторый потенциал. Через плазму и по внешней цепи начинает проходить ток, так как баланс между электронным и ионным током нарушается. При этом токи, проходящие через зонд и опорный электрод, конечно, равны друг другу, а плотности тока различны, так как площади электродов существенно различа-

ются. Плотность тока, идущего через опорный электрод, из-за большой площади последнего всегда очень мала, и, следовательно, его потенциал относительно плазмы практически всегда равен  $-U_f$ . При небольшом размере зонда наибольшая плотность тока возникает около него, так что практически всё падение напряжения приходится на дебаевский слой, окружающий зонд.

Зависимость зондового тока  $I_z$  от величины  $U_z$  имеет вид, показанный на рис. 11 (мы снова рассматриваем эквипотенциальную плазму). Эта кривая носит название зондовой характеристики. При  $U_z < 0$  весь ионный ток, приходящий на границу дебаевского слоя, достигает зонда. Ионный ток равен, следовательно, своему максимальному значению, или как говорят, ионному току насыщения  $I_{in}$ . При увеличении (по абсолютной величине) потенциала зонда электронный ток уменьшается и, наконец, прекращается. Весь ток зонда является в этом случае ионным током. На первый взгляд, величина тока при этом не должна зависеть от потенциала зонда. На самом деле это не так, поскольку при изменении потенциала изменяется площадь поверхности дебаевского слоя и изменяются скорости ионов, которые быстро увеличиваются при перемещении из плазмы к электроду — от тепловых значений до значений, определяемых величиной потенциала. Поэтому с увеличением потенциала зонда (при смещении движка потенциометра влево на рис. 10) ток зонда возрастает, хотя и не очень сильно.

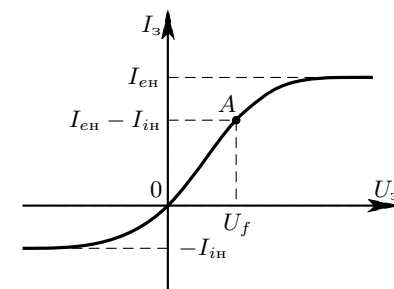


Рис. 11. Вольт-амперная характеристика одиночного зонда

На правой ветви характеристики (при  $U_z > 0$ ) потенциал зонда превышает потенциал опорного электрода, но вначале (вплоть до точки A) остаётся ниже потенциала плазмы. При этом ионный ток на зонд не меняется (вернее, слабо меняется), а электронный ток возрастает. В точке A, т. е. при  $U_z = U_f$ , слой пространственного заряда (дебаевский слой) исчезает и оба тока — электронный и ионный — подходят к зонду беспрепятственно. При этом электронный ток, конечно, существенно превосходит ионный, поскольку плотности электронов и ионов близки друг к другу, а тепловые скорости существенно различаются.

При дальнейшем увеличении  $U_z$  ионный ток подавляется, а ток электронов не изменяется и остаётся равным тепловому (на самом деле, медленно возрастает по тем же причинам, по которым изменяется ионный ток насыщения).

Участок характеристики, расположенный влево от точки  $A$ , носит название **ионной ветви** (ионный ток равен току насыщения), а участок вправо от точки  $A$  называется **электронной ветвью** вольт-амперной характеристики (электронный ток равен току насыщения).

Оценим величину электронного и ионного тока насыщения. Электронный ток насыщения определяется формулой (24):

$$I_{en} = \frac{1}{4} neS \langle v_e \rangle \approx \frac{1}{4} neS \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}}. \quad (29)$$

Ионный ток насыщения по аналогичной формуле оценивать не следует, поскольку скорости ионов в окрестности зонда определяются не температурой плазмы, а разностью потенциалов между плазмой и зондом:

$$v_i \approx \sqrt{\frac{2eU}{m_i}}. \quad (30)$$

Опыт показывает, что вместо формулы (29) для вычисления этого тока лучше применять полуэмпирическую формулу, предложенную Бомом:

$$I_{in} = 0,4 neS \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}. \quad (31)$$

Структуру этой формулы нетрудно понять, замечая, что, согласно (27),  $U_f$  пропорционально  $T_e$ . (Логарифмической зависимостью  $U_f$  от  $T_e$  и  $T_i$  при оценках следует пренебрегать). Численный коэффициент в формуле (31) требует более подробных расчётов.

Вид выражения (31), в которое входят температура электронов и масса ионов, характерна для многих явлений в плазме. Внешние поля приводят к быстрому перемещению электронов и к существенно более медленному движению ионов. Значительное перемещение электронов относительно ионов, однако, невозможно, так как оно нарушило бы квазинейтральность плазмы. Движение плазмы определяется поэтому массой ионов. В то же время перемещение электронов существенно зависит как от приложенных полей, так и от электронной температуры. Процессы, которые определяются параметрами, одни из которых характерны для электронов (в нашем случае  $T_e$ ), а другие — для ионов (в рассматриваемой формуле —  $m_i$ ), обычно называются **амбиполярными**.

При измерениях с помощью одиночного зонда в качестве опорного электрода часто используется анод газоразрядной трубки. Мы уже отмечали, что падение напряжения в положительном столбе разряда невелико, поэтому разности потенциалов, возникающие между анодом и зондом,

также оказываются небольшими и легко доступны измерениям. Одиночные зонды используются для исследования распределения потенциала в плазме, для измерения электронной температуры и плотности электронов. Ещё лучше делать это с помощью двойных зондов.

## 8. Двойной зонд

Двойным зондом называется система, состоящая из двух одинаковых зондов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. Между зондами создаётся разность потенциалов, которая по величине много меньше плавающего потенциала  $U_f$ . При этом оба зонда имеют относительно плазмы близкий к плавающему отрицательный потенциал, т. е. находятся на ионной ветви вольт-амперной характеристики.

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 и компенсируют друг друга. Величина результирующего тока целиком связана с различием в электронных токах. Пусть потенциал на первом зонде равен

$$U_1 = -U_f + \Delta U_1, \quad (32)$$

а на втором

$$U_2 = -U_f + \Delta U_2. \quad (33)$$

По предположению  $\Delta U_1$  и  $\Delta U_2$  меньше  $U_f$ . Напряжение  $U$  между зондами равно

$$U = U_2 - U_1 = \Delta U_2 - \Delta U_1. \quad (34)$$

Найдём ток, приходящий на первый электрод:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{in} + I_{e1} = I_{in} - \frac{1}{4} neS \langle v_e \rangle \cdot \exp \left[ \frac{e(-U_f + \Delta U_1)}{kT_e} \right] = \\ &= I_{in} - \left\{ \frac{1}{4} neS \langle v_e \rangle \exp \left( -\frac{eU_f}{kT_e} \right) \right\} \exp \left( \frac{e\Delta U_1}{kT_e} \right). \end{aligned}$$

Заметим теперь, что при  $\Delta U_1 = 0$  (при  $U_1 = U_f$ ) электронный и ионный ток компенсируют друг друга. Это означает, что заключённый в фигурные скобки множитель равен  $I_{in}$ . Имеем поэтому

$$I_1 = I_{in} \left[ 1 - \exp \left( \frac{e\Delta U_1}{kT_e} \right) \right]. \quad (35)$$

Аналогично

$$I_2 = I_{in} \left[ 1 - \exp \left( \frac{e\Delta U_2}{kT_e} \right) \right]. \quad (36)$$

Заметим также, что зонды 1 и 2 соединены последовательно и через них проходит один и тот же ток  $I$ , но в разном направлении. Положим

$$I_1 = -I_2 = I. \quad (37)$$

Выразим  $\Delta U_1$  и  $\Delta U_2$  из (35) и (36) и заменим входящие в эти выражения  $I_1$  и  $I_2$  через  $I$  с помощью (37):

$$\Delta U_1 = \frac{kT_e}{e} \ln \left( 1 - \frac{I}{I_{in}} \right), \quad (38)$$

$$\Delta U_2 = \frac{kT_e}{e} \ln \left( 1 + \frac{I}{I_{in}} \right). \quad (39)$$

Вычитая второе равенство из первого, найдём

$$U = \Delta U_1 - \Delta U_2 = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{1 - I/I_{in}}{1 + I/I_{in}}. \quad (40)$$

Разрешая это равенство относительно  $I$ , найдём

$$I = I_{in} \operatorname{th} \frac{eU}{2kT_e}. \quad (41)$$

Эта формула может служить для определения температуры электронов по форме вольт-амперной характеристики двойного зонда.

Наблюдаемая на опыте зависимость тока от напряжения изображена на рис. 12. Эта кривая отличается от (41) наклоном асимптот в области больших  $|U|$ . Этот наклон уже обсуждался в конце пункта 7. Наклон асимптот в первом приближении является линейным. Поэтому вместо (41) лучше писать

$$I = I_{in} \operatorname{th} \frac{eU}{2kT_e} + AU, \quad (42)$$

где  $A$  — некоторая константа, величина которой может быть найдена из опыта.

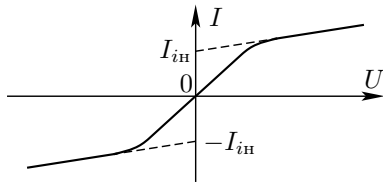


Рис. 12. Вольт-амперная характеристика двойного зонда

Графики типа рис. 12 проще всего обрабатывать следующим образом. Сначала находится  $I_{in}$  из пересечения асимптот с осью  $U = 0$ . Затем, по наклону асимптот, находится величина  $A$ . После этого из (42) нетрудно определить  $T_e$ . Дифференцируя эту формулу по  $U$  в точке  $U = 0$ , найдём

$$kT_e = \frac{1}{2} \frac{eI_{in}}{\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=0} - A}. \quad (43)$$

Эту формулу проще всего получить, замечая, что при малых аргументах  $\operatorname{th} \alpha \approx \alpha$ .

Концентрацию плазмы  $n$  можно найти из формулы (31). Как это уже ясно из сказанного, двойные зонды удобно применять для измерения электронной температуры и концентрации электронов в плазме.

### Контрольные вопросы

1. При каких условиях возникает газовый разряд? От каких параметров газа зависит потенциал зажигания газового разряда?
2. Пользуясь кривой Пашена (рис. 5), определите напряжённость электрического поля, при котором происходит пробой воздуха при атмосферном давлении.
3. Что такое дебаевский радиус экранирования?
4. Дайте определение понятия *плазма*.
5. Почему потенциал зонда, погруженного в плазму и отключённого от источника питания, оказывается отличным от потенциала окружающей плазмы?
6. Чем определяется величина зондового тока насыщения?
7. Чем определяется температура электронов и ионов в плазме?

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. III. Электричество. — М.: Наука, 1983. Гл. IX.
2. Арцимович Л.А. Что каждый физик должен знать о плазме. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учебное пособие. — М.: Наука, 1987.
4. Кингсеп А.С. Элементы физики плазмы: Учебно-методическое пособие. — М.: МФТИ, 1985.
5. Аверин В.А., Гольдин Л.Л., Лейман В.Г., Теврюков А.А. Газоразрядная плазма: Учебное пособие. — М.: МФТИ, 1987.
6. Физика и технология источников ионов / Под ред. Я. Брауна; Пер. с англ. под ред. Е.С. Машковой. — М.: Мир, 1998.