

## ГЛАВА V ЛАВИННЫЙ РАЗРЯД И ПРОБОЙ ГАЗА

### 5.1. Лавинный разряд

Рассмотрим образование *электронной лавины* в промежутке, образованном плоскими параллельными электродами (рис. 5.1). Промежуток заполнен газом при давлении  $p$  и температуре  $T$ , которым отвечает длина свободного пробега электронов  $\lambda$ . Электрическое поле  $E$  направлено перпендикулярно плоскостям электродов, и при малых величинах токов, когда влиянием объемного заряда можно пренебречь, не зависит от координаты  $x$ .

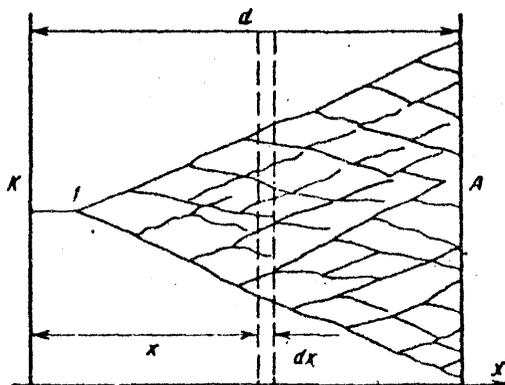


Рис. 5.1. Электронная лавина в газе

Разность потенциалов  $E \cdot \lambda$ , пройденная электроном за среднюю длину свободного пробега, сравнительно велика, и удельный вес ионизирующих соударений в общем числе соударений электронов в газе велик.

Начальные электроны появляются в газе за счет какого-либо ионизирующего фактора, или из катода, например, за счет облучения ультрафиолетовым светом. Рассмотрим движение одного из этих электронов (рис. 5.1). В электрическом поле энергия электрона будет быстро увеличиваться и в точке 1 окажется достаточной для ионизации атома; возникает второй электрон. Далее процесс

многократно повторяется, и в результате один электрон вызывает появление лавины электронов и такого же числа положительных ионов.

**Рассчитаем усиленный ток.** На пути  $x$  начальный фотоэлектрический ток из катода  $I_0$  усилится до величины  $I$ . Прирост тока на пути  $dx$  составит

$$dI = I\alpha dx,$$

где  $\alpha$  – линейный коэффициент ионизации. Интегрирование этого уравнения для случая постоянных  $E$  и  $\alpha$  даст

$$I = Ae^{\alpha x}.$$

Постоянную интегрирования  $A$  находим из начальных условий: при  $x = 0$ ,  $I = I_0$ . Окончательно ток электронов для координаты  $x$

$$I = I_0 e^{\alpha x}.$$

Отсюда для тока электронов, приходящих на анод, получаем

$$I_a = I_0 e^{\alpha d}. \quad (5.1)$$

Число положительных ионов, образующихся в промежутке

$$I_+ = I_a - I_0 = I_0(e^{\alpha d} - 1).$$

Эти ионы движутся к катоду, нейтрализуются на нем и, кроме того, могут вызвать ионно-электронную эмиссию с коэффициентом

$\gamma = \frac{I_e}{I_+}$ . Если это только потенциальная эмиссия, то величина  $\gamma$

при энергиях ионов не выше 1000 эВ составляет от 0,002 до 0,4 в зависимости от природы иона и материала поверхности катода. Теперь ионы в газовом промежутке будут возникать уже не только в лавинах, созданных током  $I_0$ , но и в лавинах, возникших за счет электронов ионно-электронной эмиссии из катода.

Если обозначить общий ток электронов из катода  $I_{ек}$ , то ток ионов у катода составит

$$I_{+к} = I_{ек}(e^{\alpha d} - 1),$$

а общий ток электронов из катода в этом случае

$$I_{ек} = I_0 + \gamma I_{ек}(e^{\alpha d} - 1),$$

или

$$I_{ек} = \frac{I_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

Отсюда ток электронов для координаты  $x$

$$I_{ex} = \frac{I_0 e^{\alpha x}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

а полная величина тока, равная току электронов на анод, составляет

$$I = I_a = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (5.2)$$

На рис. 5.2 показана зависимость тока электронов и ионов от  $x$ .

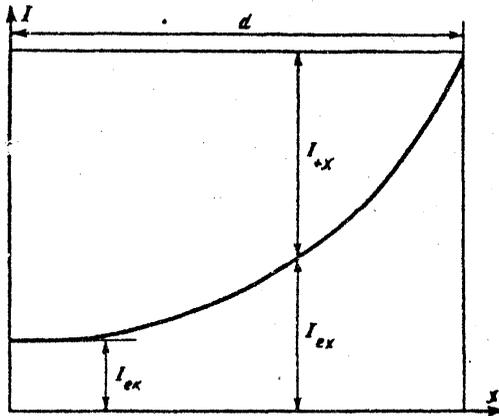


Рис. 5.2. Зависимость тока электронов и ионов от координаты  $x$

В том случае, если электрическое поле в промежутке неоднородно и  $\alpha = f(x)$ , то для тока электронов получаем

$$I_{ex} = \frac{I_0 e^{\int_0^x \alpha dx}}{1 - \gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1)},$$

и для полного тока

$$I = \frac{I_0 e^{\int \alpha dx}}{1 - \gamma(e^{\int \alpha dx} - 1)} . \quad (5.3)$$

Зависимость тока  $I$  от напряжения  $U$  можно получить, если известна соответствующая зависимость для коэффициента  $\alpha$ . Во многих случаях можно использовать приближенную формулу

$\alpha = A p \cdot e^{-\frac{Bp}{E}}$  или  $\alpha = A p \cdot e^{-\frac{Bpd}{U}}$ , где  $d$  – расстояние между электродами,  $U$  – приложенное напряжение. Более точные результаты можно получить, если использовать экспериментальную зависимость  $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$  для различных газов.

На рис. 5.3 дана полная зависимость  $I = f(U)$  для малых токов, которая состоит из области несамостоятельного разряда 1, включая участок насыщения тока, области лавинного разряда 2, которая описывается формулой (5.2). В области 3 развивается *самостоятельный разряд*, представляющий собой *электрический пробой газа*.

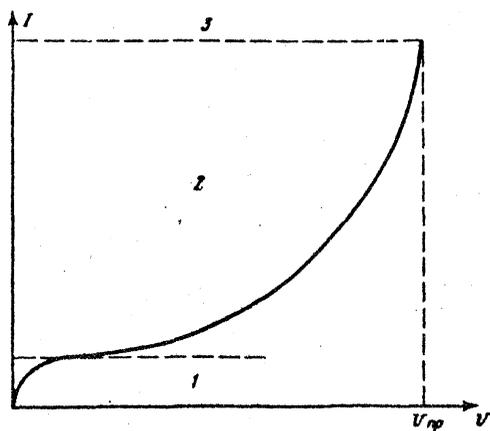


Рис. 5.3. Вольт-амперная характеристика лавинного разряда

Лавинный разряд впервые экспериментально исследовал русский физик А.Г.Столетов, общую теорию лавинного разряда развил английский физик Д.Таунсенд. Лавинный разряд часто называют «таунсендовским разрядом».

## 5.2. Самостоятельный разряд и электрический пробой газа

Для существования *самостоятельного электрического разряда* в газе не требуется внешний ионизатор или источник эмиссии электронов из катода, создающий ток  $I_0$ . В этом случае **разряд сам себя поддерживает за счет внутреннего ионизационного цикла**.

Рассмотрим **условие самостоятельности** на примере слаботочного лавинного разряда. Это условие можно получить из формулы (5.2) при  $I_0 \rightarrow 0$ . Для того чтобы ток  $I$  сохранил конечную величину, необходимо, чтобы и знаменатель в этой формуле стремился к нулю. В пределе получаем уравнение

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (5.4)$$

представляющее собой искомое *условие самостоятельности разряда*. Это условие имеет простое **физическое объяснение**. Электрон, эмитированный из катода, создает лавину  $e^{\alpha d}$  электронов,  $e^{\alpha d} - 1$  новых электронов и столько же положительных ионов. Эти ионы попадают на катод и вызывают эмиссию из него  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  новых электронов. Если это вновь один электрон, то число электронов в результате ионизационного цикла будет воспроизводиться и разряд будет самостоятельным.

**Условие самостоятельности электрического разряда в газе является одновременно и условием электрического пробоя газа**. Отсюда можно получить зависимость напряжения пробоя газа  $U_{\text{пр}}$  от различных факторов. На участке пробоя величина  $U_{\text{пр}}$  (см. рис. 4.1) в широких пределах практически не зависит от протекающего тока, во всяком случае в диапазоне плотностей токов  $10^{-15} - 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>, т.е. в пределах 7–9 порядков, до тех пор пока на распределении электрического поля в промежутке не начнет сказываться влияние объемного заряда ионов.

Рассчитаем  $U_{\text{пр}}$  для системы плоских параллельных электродов. Преобразуем соотношение (5.4) к виду

$$\alpha d = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right).$$

Коэффициенты  $\alpha$  и  $\gamma$  следует заменить их зависимостями от поля  $E$  и давления  $p$  газа. Для коэффициента ионизации в качестве первого приближения используем соотношение  $\alpha = Ap \cdot e^{-\frac{Bp}{E}}$ . Коэффициент  $\gamma$  зависит от  $E$  и  $p$  слабей, чем  $\alpha$ , и в первом приближении принимаем  $\gamma = \text{const}$ . В этом случае

$$Apd \cdot e^{-\frac{Bp}{E}} = Apd \cdot e^{-\frac{Bpd}{U_{\text{пр}}}} = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right).$$

После очевидных преобразований получаем

$$U_{\text{пр}} = \frac{Bpd}{\ln Apd - \ln \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}. \quad (5.5)$$

Полученное выражение представляет собой зависимость  $U_{\text{пр}} = f(pd)$  или так называемую «кривую Пашена», которая показана на рис. 5.4. Зависимость, которая получается из расчетной формулы (5.5), имеет вертикальную асимптоту при условии

$$\ln Apd = \ln \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

и минимум функции, как это легко показать, при условии

$$(pd)_{\text{мин}} = \frac{2,72 \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A}.$$

Этому соответствует минимальное напряжение пробоя

$$U_{\text{пр.мин.}} = \frac{2,72 \cdot B \cdot \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{A}. \quad (5.6)$$

Следовательно,  $U_{\text{пр.мин.}}$  определяется родом газа (постоянные  $A$  и  $B$ ), материалом катода (коэффициент  $\gamma$ ) и является характерной постоянной электрического разряда в газах.

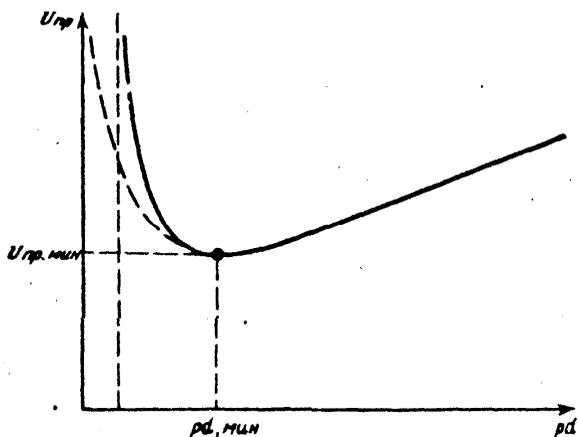


Рис. 5.4. Зависимость  $U_{\text{пр}} = f(pd)$  («кривая Пашена»)

В действительности коэффициент  $\gamma$  не постоянен, как было принято при этом расчете, а зависит от отношения  $E/p$ . Особенно это сказывается при малых величинах ( $pd$ ), когда за счет увеличения длин свободных пробегов возрастает энергия ионов, попадающих на катод, что приводит к росту коэффициента  $\gamma$  и снижению  $U_{\text{пр}}$  по сравнению с величиной, которую дает формула (5.5). Ход кривой Пашена при малых величинах ( $pd$ ) показан на рис. 5.4 штриховой линией. В области правой ветви кривой Пашена совпадение этой простой теории с результатами эксперимента оказывается достаточно хорошим, если постоянные  $A$  и  $B$ , коэффициенты  $\alpha$  и  $\gamma$  выбрать для соответствующего газа и материала катода из данных опыта.

Зависимость  $U_{\text{пр}} = f(pd)$ , полученная впервые на опыте Пашеном, имеет большое значение для теории электрического разряда в газах и для технических вопросов электрической прочности газов и вакуума.

**Ход зависимости в области правой ветви** объясняется следующим образом. Коэффициент  $\gamma$  изменяется здесь незначительно и выполнение условия (5.4) пробоя газа будет зависеть от величины лавины  $e^{\alpha d}$ , которая определяется коэффициентом  $\alpha$ , зависящим в свою очередь от отношения  $E/p$  (рис. 3.2). Для выполнения условия пробоя это отношение должно быть постоянным, отсюда при увеличении, например, давления газа ( $d$  – постоянно) необходимо увеличивать поле  $E$  и потенциал  $U_{\text{пр}}$ . Таким образом, при увеличении давления газа  $U_{\text{пр}}$  должно расти. Аналогичное рассуждение можно привести и для расстояния между электродами  $d$ , а также для произведения  $pd$ .

**В области левой ветви** кривой Пашена число столкновений электронов с атомами газа уменьшается, при этом, если с уменьшением давления сохранять неизменными величину поля  $E$  и напряжение  $U$ , то коэффициент  $\alpha$  резко понизится. Интенсивность лавин можно поддержать на уровне, достаточном для пробоя газа, только за счет увеличения числа ионизирующих ударов в общем числе соударений электрона и иона, а также за счет увеличения коэффициента  $\gamma$ . Для этого средняя энергия электронов и ионов должна увеличиваться, что возможно только при увеличении поля  $E$  и потенциала пробоя  $U_{\text{пр}}$ .

Зависимость  $U_{\text{пр}}$  от произведения  $pd$  установлена для большинства газов в широком диапазоне ( $pd$ ) и свидетельствует о том, что закон подобия здесь подтверждается, так как коэффициент преобразования для расстояний  $d$  равен  $a$ , для давлений –  $1/a$  и пробой газа в подобных промежутках будет происходить при одной и той же величине напряжения.

### 5.3. Результаты экспериментов по пробую газа

По пробую газов были выполнены многочисленные исследования как для условий правой, так и левой ветви кривой Пашена. Подтвердились все соображения теории о зависимости  $U_{\text{пр}}$  от рода газа и материала катода, величины  $pd$  и геометрии электродов. Получение воспроизводимых величин  $U_{\text{пр}}$  связано со значительными экспериментальными трудностями – необходимостью получения в приборе достаточно чистого газа и определенного повто-

ряющегося состояния поверхности катода, что обеспечивает постоянство коэффициентов  $\alpha$  и  $\gamma$ . Для инертных газов достаточно воспроизводимые результаты получаются только при условии достижения атомно-чистых поверхностей катодов, что, конечно, невозможно без соответствующего состояния и самого инертного газа.

В табл. 5.1 приводятся найденные на опыте величины характерных постоянных  $U_{\text{пр.мин.}}$  и  $(pd)_{\text{мин}}$  для различных газов и материалов катода.

Таблица 5.1

Катод	Газ	$(pd)_{\text{мин}}$ , м·тор	$U_{\text{пр. мин.}}$ , В
Ni	Воздух	0,6	330
Ni	O <sub>2</sub>	0,7	450
Ni	H <sub>2</sub>	1,1	300
Ni	He	4,0	210
Ni	He + 1%Ar	4,0	150
Ni	Ne	3,0	200
Ni	Ne+1% Ar	5,0	130
Ni+Ba	Ne+1% Ar	2,5	60
Ni+Cs <sub>2</sub> O+Cs	Ne+1% Ar	2,0	30–35
Mo	Ne+1% Ar	4,5	110

**Напряжение пробоя  $U_{\text{пр.мин.}}$  для неинертных газов** (кислорода, воздуха и водорода) **значительно выше, чем для инертных He, Ne.** Это объясняется в большой степени тем, что коэффициент  $\gamma$  для катодов в среде неинертных газов из-за адсорбции этих газов на поверхности катода приблизительно на порядок ниже по сравнению с инертными газами, в среде которых можно получить чисто металлическое состояние поверхности катода. Кроме того, в неинертных газах значительное число начальных электронов захватывается атомами или молекулами электроотрицательных газов с образованием отрицательных ионов, что затрудняет образование электронных лавин в газе.

Существенное влияние на  $U_{\text{пр}}$ , как видно из табл. 5.1, имеет добавление небольших количеств аргона в неон и гелий. В этом случае величина  $U_{\text{пр}}$  заметно снижается из-за появления процесса

ионизации атомов примеси при ударах второго рода этих атомов с метастабильными атомами основного газа. Необходимое условие этого процесса указано выше. При добавлении примеси от  $10^{-4}\%$  до  $10\%$  имеет место снижение  $U_{\text{ПР}}$  (эффект Пеннинга). При больших величинах ( $pd$ ) снижение  $U_{\text{ПР}}$  может быть очень большим, как это показано на рис. 5.5 для смеси  $\text{Ne}+0,1\% \text{Ar}$ .

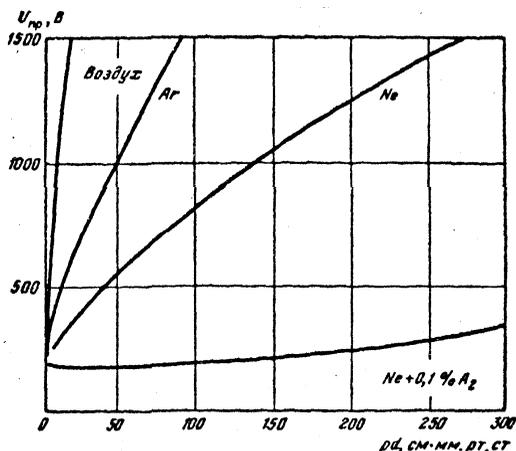


Рис. 5.5. Кривые Пашена для различных газов (экспериментальные данные)

Далее табл. 5.1 демонстрирует влияние активировки катода на величину  $U_{\text{ПР}}$ . Особенно **значительное снижение достигается при активировке катодов** цезием. Это снижение происходит в результате резкого увеличения коэффициента  $\gamma$ .

Ход кривых Пашена для различных газов хорошо виден из рис. 5.5. Наибольшую электрическую прочность при определенной величине ( $pd$ ) показывают инертные газы: азот, воздух, водород. Однако данные этих газов не являются предельными. Специально для целей повышения электрической прочности разработаны газы, содержащие хлор или фтор, такие, как  $\text{SF}_6$  или фреон ( $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ), электрическая прочность которых превышает электрическую прочность воздуха приблизительно в 2,5 раза.

В то время как инертные газы или их смеси используются главным образом в ионных приборах с холодным катодом, где в ряде случаев требуется понижение  $U_{пр}$ , газы, содержащие хлор или фтор, (часто в смесях с азотом) используются в качестве изоляции для высоковольтных электростатических генераторов ускорителей заряженных частиц.

В области левой ветви кривой Пашена были проведены исследования для всех инертных газов, воздуха, кислорода, водорода, углекислого газа, азота, паров ртути до напряжений в 100 кВ.

Заметные отступления от законов подобия обнаружены для водорода. Было выяснено, что в этом случае  $U_{пр} = f(pd^{0,58})$ . Для большинства других газов и паров, которые были подвергнуты исследованию, законы подобия в этой области оказались справедливыми.

В некоторых случаях **наблюдались значительные отступления от закона Пашена**. Эти отступления вызываются автоэлектронной эмиссией при сильных полях у катода.

Рассмотрим случай, когда напряжение пробоя изучается при постоянном давлении газа и изменяющемся расстоянии между электродами  $d$ , причем экспериментальный прибор допускает уменьшение расстояния  $d$ , вплоть до микрон. Здесь получается обычная кривая Пашена при любых  $d$ , кроме очень малых значений, при которых ток самостоятельного разряда в газовом промежутке возникает за счет автоэлектронной эмиссии и кривая, вместо обычного хода, который показан на рис. 5.6 пунктирной линией, образует максимум и далее начинает спадать.

Второй случай возникает при постоянном зазоре  $d$  и давлении, возрастающем вплоть до десятков и сотен атмосфер (рис. 5.7). В этом случае напряженность поля оказывается настолько большой, что до образования лавин в газе из катода возникает значительный ток автоэмиссии, и напряжение пробоя с увеличением  $p$  перестает возрастать, как это показано на рис. 5.7.

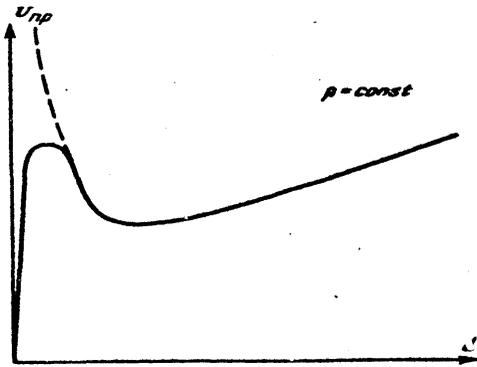


Рис. 5.6. Отступление от закона Пашена при малых величинах  $\alpha$

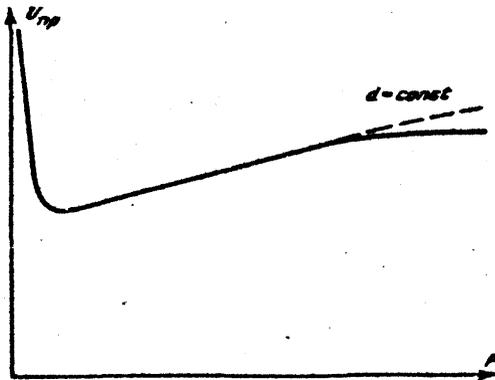


Рис. 5.7. Отступление от закона Пашена при постоянном промежутке и очень высоком давлении газа

#### 5.4. О построении полной теории пробоя

Выражение для напряжения пробоя (5.5) получено в предположении, что справедлив простой механизм лавинного пробоя, и основными процессами являются ионизация электронным ударом и

ионно-электронная эмиссия на катоде. Это справедливо в первом приближении и для определенной области произведения ( $pd$ ), причем в эту область входит и минимум кривой Пашена. Для левой ветви кривой Пашена лавинный механизм образования заряженных частиц постепенно теряет свое исключительное значение, и при условии  $d \sim \lambda$ , где  $\lambda$  – длина свободного пробега электронов, этот механизм заменяется другим, где доминирующее значение имеют процессы на поверхности катода при  $\gamma > 1$ .

Для очень больших величин ( $pd$ ) (больших 200 см·тор) лавинный механизм пробоя переходит в *стримерный*. Полная теория пробоя (которая пока еще не построена) должна охватывать также оба эти случая.

При расчетах напряжения пробоя для промежутков с неоднородным электрическим полем уже нельзя принимать коэффициент ионизации  $\lambda$  постоянным, а следует использовать зависимость

$\lambda = pf_1 \left( \frac{E}{p} \right)$ , полученную теоретически или на опыте. В этом случае условие самостоятельности берется из формулы (5.3):

$$\gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1. \quad (5.7)$$

Выражение для  $U_{пр}$  можно получить либо в виде простой формулы (например, для коаксиальной цилиндрической системы электродов), либо численным интегрированием.

Начальная стадия пробоя при сильно неоднородном электрическом поле переходит в *коронный разряд*, который далее развивается в тлеющий.

При однородном или близком к нему электрическом поле начальная стадия пробоя развивается непосредственно в *тлеющий разряд*.