

ГЛАВА VI ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

6.1. Описание тлеющего разряда

Тлеющий разряд возникает при значительно больших плотностях тока, чем пробой газа (начальная стадия) или коронный разряд. Нижний предел для тлеющего разряда – плотность тока около $0,01 \text{ мА/см}^2$, а верхний – $100\text{--}300 \text{ мА/см}^2$. При больших размерах электродов и давлениях газов порядка $0,01 \text{ мм рт.ст.}$ тлеющий разряд можно наблюдать вплоть до $0,001 \text{ мА/см}^2$.

Основные процессы на катоде, которые поддерживают тлеющий разряд – эмиссии электронов под действием положительных ионов, фотонов и возбужденных атомов, создаваемых самим разрядом. Термоэлектронная эмиссия не играет основной роли – тлеющий разряд легко возникает при комнатной и ещё более низкой температуре катода.

6.1.1. Области тлеющего разряда

В тлеющем разряде большую роль играет область *положительного объемного заряда* у катода и тесно связанная с ней область *отрицательного тлеющего свечения*, представляющая собой плазму; обе эти области образуют катодную часть тлеющего разряда, на которой сосредоточено катодное падение потенциала U_k , составляющее в зависимости от условий от 20 до приблизительно 10^4 В .

В катодной части возникают электроны и ионы, создающие ток, и выполняется условие самостоятельности тлеющего разряда.

Основные области разряда легко различить, например, при следующих условиях: диаметр разрядной трубки – несколько сантиметров, расстояние между электродами – $20\text{--}30 \text{ см}$, давление газа – порядка $10^{-2} \text{ мм рт.ст.}$, ток – единицы или десятки мА. На рис. 6.1 показан внешний вид тлеющего разряда при указанных условиях, а также распределение потенциала, поля и суммарного объёмного заряда. Можно различить ряд светящихся и относительно тёмных областей: первая катодная тёмная область (*а*), первое катодное свечение (*б*), второе катодное тёмное пространство (*в*), *отрицатель-*

ное тлеющее свечение (z), фарадеево тёмное пространство (d), положительный столб разряда (e). В области, прилегающей к аноду, иногда видно анодное тёмное пространство ($ж$) и анодное свечение ($з$).

Области (a) – ($в$) и небольшая часть области (z) составляют пространство с избытком положительного объемного заряда, в котором за счет лавин образуются электроны и ионы.

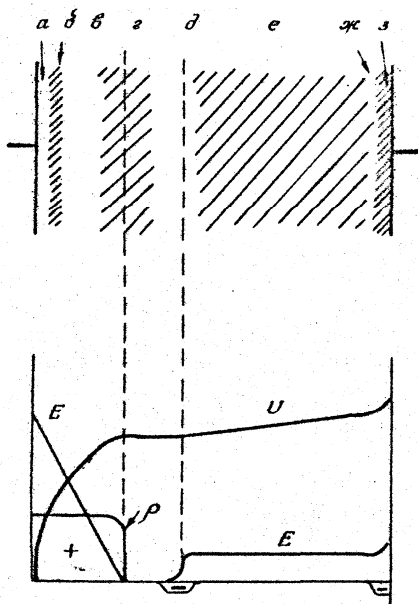


Рис.6.1 Внешний вид тлеющего разряда и распределение потенциала U , поля E и суммарного объемного заряда ρ

Основная часть *отрицательного тлеющего свечения* и *фарадеево тёмное пространство* – области пассивной плазмы. Здесь высокая концентрация заряженных частиц поддерживается ионизацией газа потоком быстрых электронов, поступающих из второго темного пространства.

Положительный столб представляет собой плазму, ограниченную близко расположенными стенками. На них за счет амбиполярной диффузии текут равные токи электронов и ионов, где они и

рекомбинируют. Этот уход зарядов на стенки компенсируется при стационарном состоянии столба ионизацией электронами, возникающей за счёт осевого поля E , которое может быть найдено из баланса частиц (электронов или ионов) в элементарном объеме столба.

Анодная область замыкает цепь тока в газе. Здесь плазма находится в контакте с металлом анода и в зависимости от ряда условий возникает положительное или близкое к нулю анодное падение потенциала.

Развившийся тлеющий разряд имеет устойчивый вид, показанный на рис. 6.1. Если уменьшить расстояние между электродами d при неизменном токе разряда, то катодные части при этом не изменятся, но будет сокращаться столб и, как показано на рис. 6.2, общее падение потенциала на тлеющем разряде $U_{\text{ТЛ}}$. При определённом критическом $d = d_{\text{крит}}$ исчезает анодное свечение и падение потенциала. Далее, при уменьшении d величина U почти не изменяется, эту величину и принимают за $U_{\text{К}}$ тлеющего разряда. При некоторой $d_{\text{К}}$ (при аноде в отрицательном тлеющем свечении) начинается крутой подъём зависимости $U_{\text{ТЛ}} = f(d)$ (см. рис. 6.2) и тлеющий разряд становится *затрудненным*.

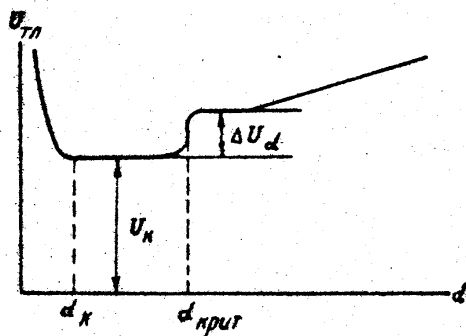


Рис. 6.2. Зависимость падения потенциала $U_{\text{ТЛ}}$ на тлеющем разряде от расстояния d между электродами при постоянном токе разряда

Опыт по изменению расстояния между электродами подтверждает, что **катодная часть является основной в тлеющем разряде и существует самостоятельно**. Положительный столб и фарадеево тёмное пространство являются побочными областями и не могут существовать без катодной части.

6.1.2. Процессы тлеющего разряда

Как было упомянуто выше, **электроны из катода** при тлеющем разряде выделяются действием положительных ионов, фотонов и возбужденных, в том числе метастабильных, атомов. Если разряд происходит при напряжениях около 1 кВ и более и при низком давлении газа, то имеет значение кинетическая эмиссия электронов за счёт быстрых нейтральных атомов, возникающих в области объемного заряда у катода при перезарядке положительных ионов. При катодном падении U_K от 20 до 1000 В этот процесс не существует, так как кинетическая эмиссия в соответствующей области энергии очень мала.

Число электронов, которые эмитируются из катода за счёт всех четырех (при $U_K < 1$ кВ – за счёт трех) процессов в расчёте на один положительный ион, достигающий катода, составляет общий коэффициент γ тлеющего разряда. Из отдельных видов эмиссии наибольшее значение имеет ионно-электронная эмиссия (при $U_K < 1$ кВ – потенциальная эмиссия). Коэффициент ионно-электронной эмиссии для ионов различных газов и материалов катода принимает значения от 10^{-3} до 0,4. Примерно в этих же пределах находится и общий коэффициент γ тлеющего разряда.

Электроны эмитируются из катода со средней энергией 1 эВ и в сильном поле около катода быстро приобретают энергию. Как только энергия достигнет потенциала возбуждения eU_B , появятся возбужденные атомы и *первое катодное свечение*. Однако в дальнейшем большинство электронов приобретает энергию, большую соответствующего максимума сечения возбуждения (рис. 6.3), и свечение во *втором тёмном пространстве* несколько уменьшается.

Второе тёмное пространство и начало *отрицательного тлеющего свечения* – основные области, в которых происходит ионизация. Электроны в первой части второго тёмного пространства, в

основном, накапливают энергию (это справедливо для так называемого аномального тлеющего разряда, где отношение E/p у катода очень велико), а во второй его части и в начале отрицательного тлеющего свечения производят ионизацию с большой вероятностью (см. рис. 6.3).

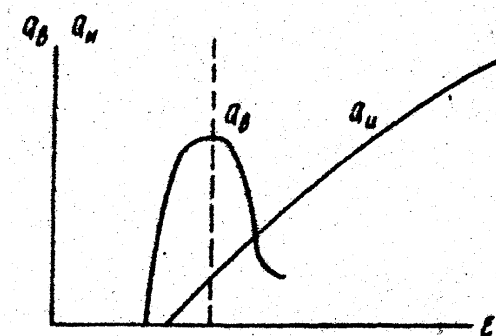


Рис. 6.3. Зависимость сечения ионизации Q_i и возбуждения Q_v от энергии электронов

Электроны, потерявшие энергию на ионизацию, возбуждают атомы в основном состоянии, если же их энергия невелика, то они могут ранее возбужденные атомы переводить в более высокие возбуждённые состояния. Все это приводит к **интенсивному излучению атомов в отрицательном тлеющем свечении**. Излучение может возникать здесь также при рекомбинации электронов и ионов. Электроны с энергиями, при которых они не могут возбуждать атомы, за счёт диффузии переходят в *фарадеево тёмное пространство* (область в основном упругих соударений электронов с атомами).

В *фарадеевом тёмном пространстве* и *положительном столбе* концентрации электронов и ионов приблизительно равны ($n_e \approx n_+$ и $\rho_e \approx \rho_+$). Имея в виду, что $j = \rho u$ и $j_e/u_e = j_+/u_+$, а также что $u_e \gg u_+$, получаем $j_e \gg j_+$, т.е. плотность электронного тока в этих областях во много раз превосходит плотность тока положительных ионов.

6.2. Теория катодной части

Полная теория катодных частей тлеющего разряда ещё не построена, так как эта задача сложна. Для одномерного случая рассмотрим теорию, развитую А.Энгелем и М.Штенбеком, которая основывается на следующих предположениях.

Так как строгое решение задачи определения зависимостей $\rho = f_1(x)$ и $E = f_2(x)$ ещё не произведено, то эти зависимости берутся из опыта. В качестве первого приближения для зависимости

$E = f_2(x)$ можно взять соотношение $E = E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right)$, где E_0 – поле у

катода, а d – толщина области объемного заряда (см. 4.2.1).

Предположим, что в каждой точке области катодного падения электроны ионизуют с интенсивностью, определяемой коэффициентом α , который соответствует полю E в данной точке. Это справедливо лишь тогда, когда поле остается постоянным или изменяется незначительно на протяжении многих длин свободных пробегов электронов. В катодной части тлеющего разряда поле быстро убывает и сильно изменяется на каждой длине свободного пробега, отсюда результирующая ионизация будет отличаться от равновесной. Принятое предположение позволяет использовать при подсчете ионизации в области объемного заряда выражение

для коэффициента ионизации $\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}}$, и теория приобретает качественный характер.

Условие самостоятельности разряда предполагается действующим только в области объемного заряда, в то время как оно должно быть распространено и на область отрицательного тлеющего свечения. Участие последнего в ионизации менее существенно при низких значениях U_k , но всё более увеличивается при его росте. В более строгих теориях в уравнение самостоятельности вводится дополнительный коэффициент δ , равный отношению тока ионов, поступающих из плазмы отрицательного тлеющего свечения, к току электронов, которые в неё вступают из области объемного заряда. Величина коэффициента δ берётся для плоскости, где $E = 0$. При небольших значениях плотности тока и катодного падения ко-

коэффициент δ мал, и им можно пренебречь. При больших значениях j_K и U_K коэффициент δ может быть порядка единицы.

Предполагается, что для области у катода справедливо соотношение $u_+ = \mu_+ E_0$, в то время как более вероятно соотношение $u_+ = k_1 \mu_+ E_0$.

Кроме того, делаются предположения, которые ограничивают применение теории областью не слишком высоких значений U_K . К их числу относится, например, предположение о том, что положительные ионы не вызывают ионизации в области объемного заряда, далее, что коэффициент γ не зависит от скорости ионов, а только от природы газа и материала катода и, таким образом, может рассматриваться постоянным. Кроме того, для области сильных полей процессами рекомбинации, по-видимому, можно пренебречь.

Теория должна указать связь плотности тока j с катодным падением потенциала U_K . **Вывод основывается на следующих трёх уравнениях:**

- Пуассона:

$$\operatorname{div} E = -\frac{1}{\epsilon_0} \cdot (\rho_+ - \rho_-); \quad (6.1)$$

- тока:

$$j = j_e + j_+, \quad (6.2)$$

где j_e – плотность электронного тока, j_+ – плотность ионного тока;

- и уравнения самостоятельности разряда, которое для одномерного случая имеет вид:

$$\gamma \cdot \left(e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1 \right) = 1, \quad (6.3)$$

где d – толщина области объёмного заряда.

В стационарном режиме j не зависит от x . Запишем выражение для j у катода:

$$j_K = j_{+K} + j_{eK} = j_{+K} \cdot (1 + \gamma), \quad (6.4)$$

так как $j_{eK}/j_{+K} = \gamma$.

При всех принятых предположениях вычислим j_{+K} . Поскольку

$$E = E_0 \cdot \left(1 - \frac{x}{d_K} \right), \text{ то } \operatorname{div} E = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{E_0}{d_K} \text{ и для } \rho \text{ имеем}$$

$$\rho = \frac{\varepsilon_0 \cdot E_0}{d_K} = \rho_{+K} - \rho_{eK}.$$

Так как для катодной части тлеющего разряда плотность объёмного заряда ионов много больше плотности заряда электронов, то одновременно

$$\rho_{+K} = \frac{\varepsilon_0 \cdot E_0}{d_K},$$

и для плотности тока ионов у катода имеем

$$j_{+K} = u_{+K} \cdot \rho_{+K} = \mu_+ \cdot E_0^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{d_K}.$$

Учитывая уравнение (6.4), а также, что $E_0 = \frac{2 \cdot U_K}{d_K}$, получаем

$$j = \frac{4 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma) \cdot U_K^2}{d_K^3}. \quad (6.5)$$

Однако задача ещё не решена, так как в уравнение (6.5) входит величина d_K , которая зависит от U_K и j . Для того чтобы исключить d_K из уравнения (6.5), используем уравнение самостоятельности разряда для катодной части. Преобразуем уравнение (6.3):

$$\int_0^{d_K} \alpha \cdot dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right),$$

применяя для коэффициента ионизации соотношение $\alpha = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}}$, получаем

$$\begin{aligned} & \int_0^{d_K} A \cdot p \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E_0 \cdot (1 - x/d_K)}} \cdot dx = \\ & = A \cdot p \cdot \int_0^{d_K} e^{-\frac{B \cdot p \cdot d_K}{2 \cdot U_K \cdot (1 - x/d_K)}} \cdot dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \end{aligned} \quad (6.6)$$

Подставляя в уравнение (6.6) выражение для d_K из (6.5) и используя $\frac{B \cdot d_K \cdot p}{2 \cdot U_K \cdot (1 - x/d_K)} = \frac{1}{y}$, получаем общее уравнение

$$\begin{aligned}
 1 &= \frac{A \cdot B \cdot (p \cdot d_K)^2}{2 \cdot U_K \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \cdot \int_0^{\frac{2 \cdot U_K}{B \cdot p \cdot d_K}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy = \\
 &= \frac{A \cdot B \cdot p^2 \cdot 2^{\frac{1}{3}} \cdot [\varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma)]^{\frac{2}{3}} \cdot U^{\frac{1}{3}}}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \cdot j^{\frac{2}{3}}} \cdot \frac{\frac{1}{2^{\frac{1}{3}} \cdot U_K^{\frac{1}{3}} \cdot j^{\frac{1}{3}}}}{\int_0^{\frac{B \cdot p \cdot [\varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma)]^{\frac{1}{3}}}{2^{\frac{1}{3}} \cdot U_K^{\frac{1}{3}} \cdot j^{\frac{1}{3}}}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy} = \\
 &= \frac{(C_1 \cdot U_K)^{\frac{1}{3}}}{(C_2 \cdot j)^{\frac{2}{3}}} \cdot \int_0^{[(C_1 \cdot U_K) \cdot (C_2 \cdot j)]^{\frac{1}{3}}} e^{-\frac{1}{y}} \cdot dy, \quad (6.7)
 \end{aligned}$$

где

$$C_1 = \frac{2 \cdot A}{B \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}; \quad (6.8)$$

$$C_2 = \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A \cdot B^2 \cdot (p \cdot \mu_+) \cdot (1 + \gamma) \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{p^2}. \quad (6.9)$$

Уравнение (6.7) представляет собой **вольтамперную характеристику катодной части разряда**. C_1 и C_2 – обратные величины напряжения и плотности тока. Уравнение (6.7) даёт безразмерную характеристику для любых газов и электродов; соответствующая зависимость дана на рис. 6.4. Для некоторого значения U_K возможны два значения j (точки 1 и 2 на рис. 6.4), из которых в дей-

ствительности наблюдается лишь одно, соответствующее правой ветви кривой.

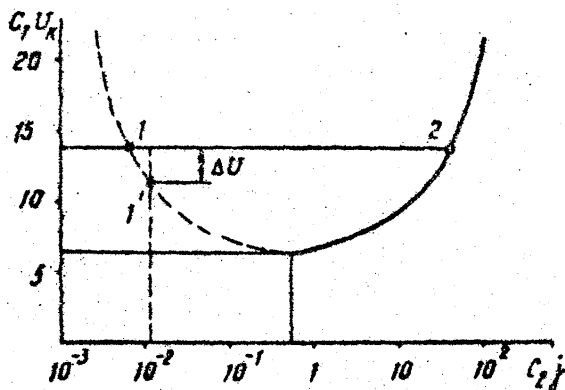


Рис. 6.4. Обобщенная характеристика тлеющего разряда согласно соотношению (6.7)

Нестабильность левой части кривой покажем следующим образом. Пусть тлеющий разряд характеризуется точкой 1, т.е. существует при малой плотности тока, и где-нибудь в катодной части за счёт флуктуаций увеличится плотность объёмного заряда и соответственно плотность тока. Так как U_K поддерживается постоянной, а увеличение j соответствует уменьшению напряжения на разряде (точка 1'), то появляется избыток напряжения ΔU , из-за которого развиваются ионизационные процессы, что приведет к дальнейшему росту плотности тока вплоть до точки 2, которая характеризует стабильное состояние тлеющего разряда. Аналогичным рассуждением можно показать, что **стабильна вся правая часть** кривой.

Если уменьшать плотность тока, то из любой точки правой части кривой можно попасть в **точку минимума**, после чего плотность тока уже не будет изменяться вплоть до погасания тлеющего разряда. Таким образом, для любого промежутка выполняются соотношения $C_2 \cdot j = 0,67$ и $C_1 \cdot U_K = 6$, или

$$U_K = \text{const}_1 = \frac{6}{C_1}, \quad (6.10)$$

$$j_K = \text{const}_2 = \frac{0,67}{C_2}. \quad (6.11)$$

Форма тлеющего разряда, при которой отрицательным свечением покрыт не весь катод и приблизительно выполняются соотношения (6.10, 6.11), наблюдается на опыте и называется *нормальным тлеющим разрядом*. Этот вид разряда (рис. 6.5) легко наблюдать на катоде площадью в несколько квадратных сантиметров в области давлений от нескольких миллиметров ртутного столба до, приблизительно, 100 мм рт.ст. Увеличение тока вызывает расширение площади катода, покрытой областью объёмного заряда и отрицательным тлеющим свечением, при снижении тока – площадь S уменьшается.

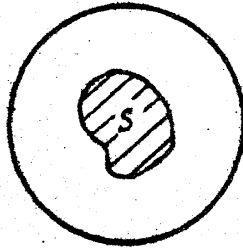


Рис. 6.5. Катодная область нормального тлеющего разряда при давлении от единиц до десятков мм рт.ст.

Подставляя уравнение (6.8) в (6.10) и (6.9) в (6.11), получается следующие соотношения для параметров нормального тлеющего разряда U_{KH} и j_H :

$$U_{KH} = \frac{3 \cdot B \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A}, \quad (6.12)$$

$$j_H = \frac{0,67 \cdot A \cdot B^2 \cdot (p \cdot \mu_+) \cdot (1 + \gamma) \cdot \epsilon_0}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \cdot p^2. \quad (6.13)$$

Эти соотношения правильно дают качественную зависимость $U_{\text{кн}}$ и $j_{\text{н}}$ от природы газа (постоянные A и B), материала катода (общий коэффициент γ), а также зависимость $j_{\text{н}}$ от давления газа и подвижности ионов.

Приведем также соотношение для **толщины катодной области** тлеющего разряда $d_{\text{кн}}$. Из формулы (6.5), подставляя (6.12) и (6.13), получаем

$$d_{\text{кн}} = 3,8 \cdot \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} \cdot \frac{1}{p}. \quad (6.14)$$

В соответствии с законами подобия (см. 4.3) $U_{\text{кн}}$ не зависит от давления газа и силы тока, $j_{\text{н}} \sim p^2$, и, следовательно, $j_{\text{н}}/p^2 = \text{const}$, а $d_{\text{кн}} \sim 1/p$ или $d_{\text{кн}} p = \text{const}$, т.е. с увеличением p катодная часть сужается, а с уменьшением – расширяется. **Общее число длин свободных пробегов электронов при этом остаётся неизменным** и для различных газов и материала катода составляет в условиях нормального тлеющего разряда от нескольких единиц до нескольких десятков.

Когда вся площадь катода покроется отрицательным тлеющим свечением, разряд перейдёт в форму *аномального тлеющего разряда*. При этом с увеличением тока будет увеличиваться его плотность, и в соответствии с зависимостью $U_{\text{к}} = f(j)$, показанной на рис. 6.4, будет возрастать напряжение катодной части тлеющего разряда $U_{\text{к}}$.

6.3. Разновидности тлеющего разряда

6.3.1. Нормальный и аномальный тлеющий разряд

Характеристика *нормального* и начальной части *аномального тлеющего разряда* приведена на рис. 6.6. При изменении тока в области нормального тлеющего разряда $U_{\text{кн}}$ поддерживается постоянной с точностью до единиц процентов. При этом эмиссии, которые поддерживают тлеющий разряд, должны быть постоянными по всей поверхности катода $\gamma = \text{const}$. Это достигается специальной обработкой поверхности аномальным тлеющим разрядом в том же самом газе, в котором производятся измерения. Применя-

ются также аналогичные обработки катодов с целью их очистки в инертном газе или водороде. Благодаря этому получают воспроизводимые значения $U_{\text{кн}}$ и $j_{\text{н}}$ в инертных газах и исследуют некоторые их зависимости.

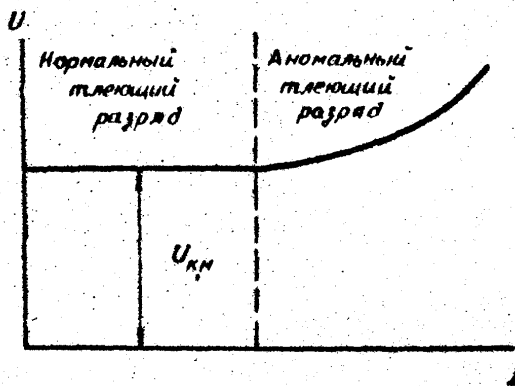


Рис. 6.6. Вольт-амперная характеристика нормального и аномального тлеющего разряда

Законы подобия для нормального тлеющего разряда, которые выражаются соотношениями (6.12) – (6.14), в основном подтверждаются на опыте, хотя количественное совпадение $U_{\text{кн}}$ и $j_{\text{н}}$, полученных на основании приведенной выше элементарной теории и опыта, не является удовлетворительным.

Исследование нормального падения потенциала $U_{\text{кн}}$ от давления инертных газов показало существование очень слабых зависимостей для Ag и He и несколько большей для Ne. В таблице 6.1 приводятся воспроизводимые в пределах нескольких вольт величины $U_{\text{кн}}$ для инертных газов и некоторых материалов катода.

Сопоставление величин $U_{\text{кн}}$ и работ выхода ϕ показало, что имеется общая тенденция понижения $U_{\text{кн}}$ с уменьшением ϕ . Ранее пытались связать эти величины соотношением $U_{\text{кн}} = C_1 \cdot \phi$, где C_1 – постоянная для данного газа. Однако их сравнение при измерении на одних и тех же приборах с точностью не ниже 1% показало, что C_1 – не постоянна, а с изменением ϕ претерпевает закономерные изменения в пределах до 50%.

Таблица 6.1

$U_{кн}, В$					
Газ \ Катод	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Ni	144	143	136	166	196
Mo	110	110	100	115	133
Ti	115	114	99	106	109
Ba		86	81		71

Для неинертных газов $U_{кн}$ не являются настолько определёнными как для инертных газов, так как соответствующий газ при электрическом разряде взаимодействует с поверхностью катода, образуя иногда неметаллические плёнки. Можно указать $U_{кн}$ для некоторых комбинаций металл-газ: водород-никель – 270 В, водород-молибден – 300 В, воздух-никель – 226 В. Эти значения выше, чем для инертных газов, что объясняется меньшими значениями γ , а также образованием отрицательных ионов в разряде, которые затрудняют формирование электронных лавин и усиливают рекомбинацию.

Исследование нормальной плотности тока j_n показало, что постоянство j_n достигается лишь при определенных размерах и взаимном расположении катода и анода (например, при плоских параллельных электродах приблизительно одинаковой площади, коаксиальных цилиндрах близкой длины, параллельных проволоках). При этом существенно, чтобы электроды были расположены один против другого. Если анод расположен в стороне от катода и имеет к тому же много меньшую площадь, как это показано на рис. 6.7, то j_1 вблизи анода оказывается значительно больше j_2 на границе отрицательного тлеющего свечения.

Определённые данные по j_n получены для инертных газов, в которых можно описанными выше методами получить атомарно-чистые поверхности и достаточно однородную структуру катодов. Для аргона приблизительно подтверждается закон подобия и полу-

чено соотношение $j_{\text{кн}} = C_2 \cdot p^b$, причем $b = 1,85$, что близко к $b = 2$. Для неона закон подобия выполняется хуже, начиная с давления $p \approx 10$ мм рт.ст., $b = 1,5$. В качестве примера приведем C_2 для этих газов на молибденовом катоде. Если считать, что $b = 2$, то для неона $C_2 = 5$ мкА/(см·мм рт.ст.)², а для аргона $C_2 = 19$ мкА/(см·мм рт.ст.)².

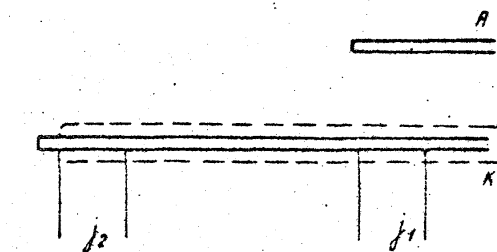


Рис. 6.7. Система электродов, в которой нарушается закономерность нормального тлеющего разряда $j_{\text{н}} = \text{const}$

В случае неинертных газов $j_{\text{н}}$ и C_2 воспроизводятся хуже. Значения C_2 для различных комбинаций газ-материал катода колеблются в пределах от 2 до 570 мкА/(см·мм рт.ст.)².

Ещё одной константой нормального тлеющего разряда является согласно соотношению (6.14) значение произведения $d_{\text{кн}} \cdot p = C_3$. Для различных газов и материалов катода она составляет 0,23–1,64 см·мм рт.ст.

При аномальном тлеющем разряде j с увеличением общего тока увеличивается, при этом (см. рис. 6.4) возрастает и $U_{\text{к}}$. Объёмный заряд перестраивается в направлении оси x , перпендикулярной катоду, и изменяется ширина катодной части $d_{\text{к}}$. Так как согласно рис. 6.4 j увеличивается во много большей степени, чем $U_{\text{к}}$, то в соответствии с соотношением (6.5) $d_{\text{к}}$ по мере роста тока аномального тлеющего разряда будет уменьшаться, что и наблюдается на опыте.

На рис. 6.8 показаны типичные зависимости

$$\frac{U_K}{U_{KH}} = f_1\left(\frac{j_K}{j_H}\right) \text{ и } \frac{d_K}{d_{KH}} = f_2\left(\frac{j_K}{j_H}\right)$$

для аномального тлеющего разряда.

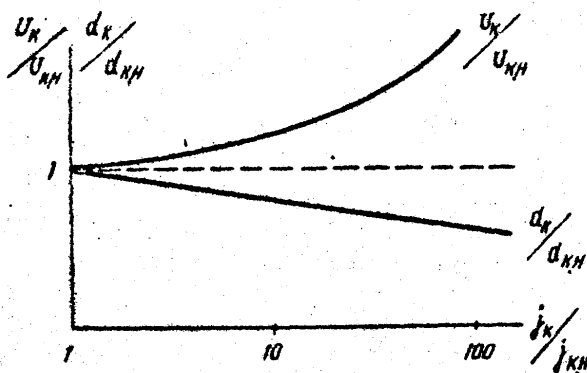


Рис. 6.8. Зависимости для тлеющего разряда

Тлеющий разряд применяется в тиратронах, стабилитронах, индикаторных и цифровых лампах, коммутаторах, вольтметрах и плазменных панелях. Как указывалось выше, аномальный тлеющий разряд в инертных газах и водороде используется для обработки и очистки металлических и других поверхностей катодов.

При низких давлениях газа (10^{-2} –1 мм рт.ст.) и аномальном тлеющем разряде возникает специфическое явление *катодного распыления*, которое вызывается ионами с энергиями, начиная приблизительно от 10 эВ и выше, падающими на катод. **Катодное распыление приводит вначале к очистке катода от загрязнений, а после – к распылению самого металла катода.** Это явление имеет самостоятельное значение для физики и техники. Заметное катодное распыление можно вызвать и при больших давлениях газа (диапазон 1–100 мм рт.ст.), если сильно нагреть катод током тлеющего разряда. Температура катода для тугоплавких металлов может при этом достигать 1000–1500°C. Катодное распыление при различных давлениях инертного газа используется также для напыления плёнок металлов на металлические и диэлектрические поверхности, а

также очистки и обработки поверхностей диэлектриков и полупроводников. В частности, возможно применять аномальный тлеющий разряд при низком давлении газа для очистки поверхностей крупных деталей установок и ускорителей заряженных частиц, что полезно для улучшения откачки, борьбы с высокочастотным пробоем вакуума и повышения электрической прочности установок.

6.3.2. Тлеющий разряд с полым катодом

В тлеющем разряде с плоскими электродами энергия, полученная большинством электронов в электрическом поле второго тёмного пространства, используется лишь в малой степени на ионизацию и возбуждение атомов, а большая её часть расходуется на упругие удары и нагрев газа. С этой точки зрения более экономична конфигурация катода, представляющего собой две параллельные противостоящие друг другу пластины или катоды в форме полого цилиндра или шара. Во всех этих случаях анод должен располагаться вне пределов этой полной или частичной полости. Системы электродов, в которых возникает тлеющий разряд с полым катодом, показаны на рис. 6.9.

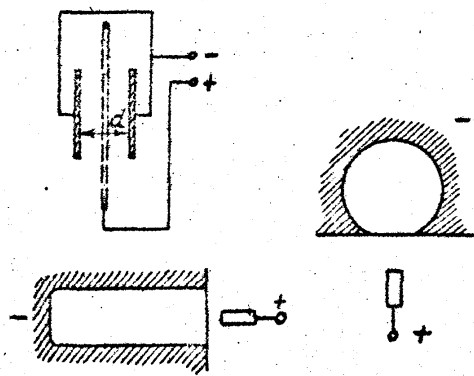


Рис. 6.9. Типичные системы электродов, в которых может возникнуть разряд с полым катодом

Усиление ионообразования при тлеющем разряде с полым катодом можно наблюдать на опыте с системой плоских электродов при уменьшении расстояния между ними. При большом расстоянии d около каждой из половин катода формируются катодные части, в том числе и отрицательное тлеющее свечение. По мере сближения плоских частей обе области отрицательного свечения сливаются в одну. Если определить плотность тока такого разряда по отношению к плотности тока нормального разряда при постоянном падении напряжения на промежутке, то получится зависимость, показанная на рис. 6.10.

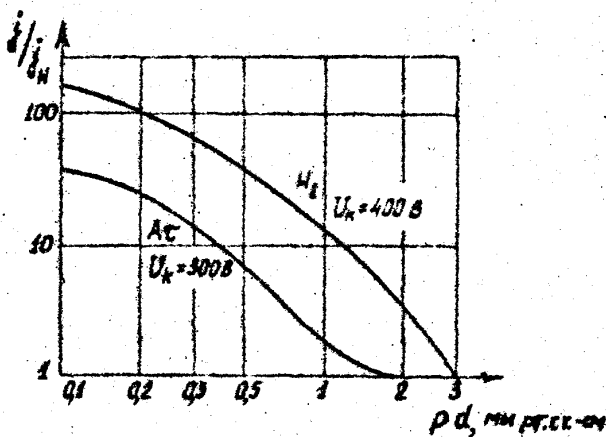


Рис. 6.10. Зависимость плотности тока тлеющего разряда с полым катодом от произведения pd

Таким образом, одним из проявлений эффекта полого катода является усиление процесса ионообразования в разрядном промежутке и увеличение плотности тока в 10^2 – 10^3 раз. Можно привести несколько причин для **объяснения этого эффекта**. Во-первых, при сближении электродов будет сокращаться длина катодной части и усиливаться поле второго тёмного пространства. В этом случае электроны будут во втором тёмном пространстве накапливать энергию (что в меньшей степени имеет место и в других видах тлеющего разряда), и далее **будет происходить ионизация в отрицательном тлеющем свечении с большой вероятностью** (см.

на рис. 6.3 область вблизи максимума функции $Q_{\text{и}} = f(E)$). В тонком слое плазмы отрицательного тлеющего свечения электроны теряют сравнительно небольшую часть энергии и далее (рис. 6.11) попадают в тормозящее поле у противоположной стороны полого катода, после чего возвращаются в область отрицательного тлеющего свечения, имея по-прежнему большую энергию, вызывая повторную ионизацию или возбуждение и т.д. При таких колебательных движениях электроны, имевшие вначале энергии, соответствующие максимуму функции ионизации, постепенно их теряют в основном на неупругие процессы. **Наличие таких колебательных (или возвратных) движений электронов является второй особенностью разряда с полым катодом.**

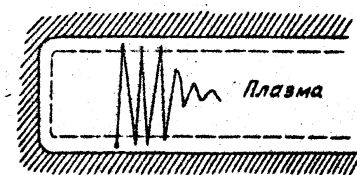


Рис. 6.11. Электронные колебания в разряде с полым катодом

Определённый вклад в ионизацию могут внести также вторичные электроны, образовавшиеся при разряде с полым катодом в области объёмного заряда.

Особенностью разряда с полым катодом также является **эффективное использование ионов и особенно фотонов и возбуждённых атомов, образующихся в разрядном промежутке, для эмиссии из катода**. Причина этого заключается в том, что полый катод почти целиком охватывает плазму отрицательного тлеющего свечения, и практически все положительные ионы, фотоны и возбуждённые атомы попадают на катод, вызывая соответствующий вид эмиссии, и лишь малая их часть уходит из разрядного промежутка.

Тлеющий разряд с полым катодом применяется в ионных коммутирующих приборах, газовых лазерах. Полый катод сферической формы позволил получить очень высокие концентрации электронов и ионов при небольшом токе разряда и т.д.