

ГЛАВА VII ДУГОВОЙ РАЗРЯД

7.1. Виды дуг

Для дугового разряда характерны падение потенциала у катода порядка 10 В и плотность тока много большая, чем у тлеющего разряда.

Дуга бывает *самостоятельная* и *несамостоятельная*. Последняя поддерживается термоэлектронной эмиссией из катода, нагреваемого от независимого источника мощности.

Самостоятельная дуга имеет две разновидности: *термоэлектронную дугу* и *дугу с испаряющимся катодом*.

Термоэлектронная дуга возникает в газе, при электродах, выполненных из тугоплавкого материала (вольфрама, молибдена, тантала, ниобия, рения, графита). В этом случае при прохождении тока высокой плотности катод или его часть, называемая *пятном*, разогреваются до очень высокой температуры, и возникает сильная термоэлектронная эмиссия, которая и обеспечивает большую часть тока, протекающего через газ. Термоэлектронную дугу иногда называют *горячей дугой*.

Дуга с испаряющимся катодом или *холодная дуга* образуется на катодах из любых металлов и горит в их парах. Газовая среда в этом случае или совсем отсутствует, или играет второстепенную роль. Электроны возникают также в катодном пятне за счет эмиссии, которую считают автоэлектронной. В ряде случаев температура катодного пятна оказывается такой, что возможно появление кроме автоэлектронной еще и заметной термоэлектронной эмиссии. Есть все основания предполагать также, что в механизме дуги играет роль и взрывная эмиссия.

Дуга имеет катодную часть и соответственно катодное падение потенциала U_K , столб разряда, имеющий градиент потенциала E , длину l и общее падение потенциала El , а также анодную область, в которой имеется анодное падение потенциала U_A .

Общее падение потенциала на дуговом разряде составляет:

$$U = U_K + El + U_A.$$

Для дуги характерна или *падающая*, или *почти что горизонтальная* вольт-амперная характеристика при $U_K \sim 10$ В. Первый

случай имеет место для самостоятельных дуг. Например, для дуги между электродами в воздухе получена следующая эмпирическая формула:

$$U = a + b\ell + (c + \ell d)I^n,$$

где ℓ – длина дуги; a , b , c и d – константы.

Для известной дуги между угольными электродами $n = 1$, для различных металлов n изменяется от 0,34 до 1,38.

Если дуга горит между горизонтально расположенными электродами в газе при высоком давлении, то столб разряда изгибается снизу вверх под действием конвекционного потока газа, нагреваемого разрядом. Отсюда и возникло, название *дуговой разряд*. Эта форма разряда была открыта В. Петровым в 1802 г.

7.2 Переход тлеющего разряда в термоэлектронную дугу

Переход тлеющего разряда в термоэлектронную дугу можно наблюдать на приборе, катод которого имеет небольшую площадь и, таким образом, ток в переходной области, так же как и ток дуги, будет невелик.

На рис. 7.1 приведены результаты измерения вольт-амперной характеристики для прибора с катодом в форме шарика из вольфрама диаметром 1,8 мм и анодом – плоским диском. Опыт производился в азоте при $p = 170$ мм рт.ст. Кроме этого измеряли температуру катода T_k , а также вычисляли отношение эмиссионного тока насыщения вольфрамового катода I_s к току разряда I . Величины T_k и I_s/I в зависимости от тока разряда также изображены на рис. 7.1.

Сначала при токе 10 мА разряд находится еще в стадии нормального тлеющего (рис. 7.1.), однако по мере увеличения тока он переходит в форму аномального тлеющего и уже здесь происходит сильный нагрев катода, хотя заметной термоэлектронной эмиссии еще не возникает. Эмиссия из катода заметно влияет на ход характеристики, начиная с точки 1, в которой идеальная характеристика аномального тлеющего разряда расходится с реальной характеристикой данного прибора. Далее в точке 2 термоэмиссия становится настолько значительной, что прекращается рост напряжения на приборе, и по мере роста тока понижается напряжение.

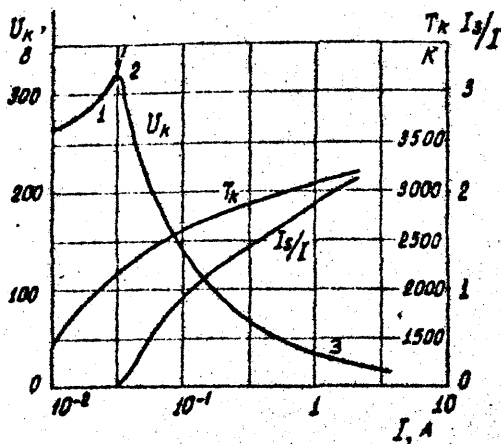


Рис. 7.1. Вольт-амперная характеристика, температура катодного пятна и отношение эмиссионного тока пятна к току разряда при переходе от тлеющего разряда к термоэлектронной дуге

В уравнении самостоятельности для катодной части тлеющего разряда (6.3) рост эмиссии из катода независимо от причины, которая ее вызывает, увеличивает эффективное значение γ , что понижает необходимое значение ионизации $\int \alpha dx = M$. Меньшая величина M достигается соответственно при меньшей величине катодного падения U_K . Дальнейшее увеличение тока увеличивает температуру катода и **термоэмиссию, которая перерастает общий ток разряда.**

Напряжение на разрядном промежутке падает до значения, при котором лавины уже не могут образовываться, так как U_K оказывается слишком малым. В этом случае **термоэлектронная эмиссия целиком обеспечивает токопрохождение в газовом промежутке.** Роль ионного тока оказывается очень важной – компенсация объемного заряда тока электронов (формирование плазмы), а также нагрев катода до температуры, при которой возникает интенсивная термоэлектронная эмиссия. При этом в отличие от катодной части тлеющего разряда, где ионный ток составляет 80–90 % от общего, ионный ток развившейся дуги – всего 10–30 %. Нагрев катода производится в основном ионной составляющей тока. Ионы передают

катоду кинетическую энергию, которую они приобрели в области катодного падения, а также потенциальную.

Наряду с увеличением тока, понижением напряжения U_K и переходом разряда в дугу (начиная с точки 3 (см. рис. 7.1.)) уменьшается толщина области катодного падения от нескольких средних длин свободных пробегов электронов при тлеющем разряде до значения, которое в первом приближении может быть равно длине свободного пробега иона перед катодом.

7.3. Катодная область самостоятельной дуги

7.3.1. Термоэлектронная дуга

Опыт по переходу тлеющего разряда в дугу может быть произведен на катоде, имеющем малую площадь; в этом случае катод в переходной стадии и в дуговом режиме имел одну и ту же температуру по всей поверхности и равномерно эмитировал электроны. В случае массивного катода сильно разогревается небольшая его часть, которая называется *катодным пятном*. В нем возникает распределение температуры T , яркости свечения B и плотности тока термоэлектронной эмиссии j , показанное на рис. 7.2 в относительных единицах. Яркость согласно уравнению Стефана-Больцмана $B \sim T^4$, еще более резкую зависимость от температуры имеет плотность термоэмиссионного тока $j \sim T^2 e^{-b/T}$.

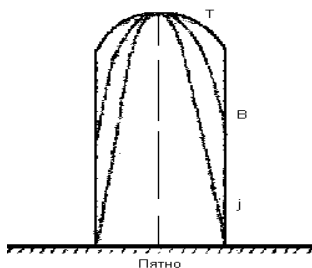


Рис. 7.2. Распределение температуры, яркости и термоэлектронной эмиссии в пятне дуги

Таким образом, основным источником термоэлектронов является не пятно в целом, а центральная его часть. Как показывает опыт, средняя плотность тока в пятне катода дуги 400–500 А/см².

Явления у катода термоэлектронной дуги известны. Между катодом и плотной плазмой газового промежутка (рис.7.3) образует область катодного падения, ширина которой $d_k \approx \lambda_+$.

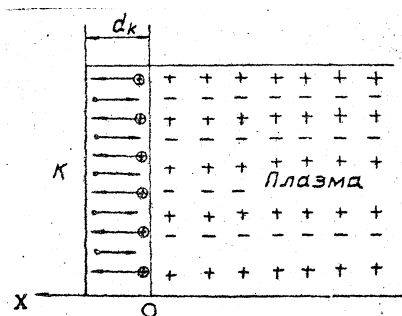


Рис. 7.3. Модель катодной области термоэлектронной дуги

В этом случае электроны и ионы будут двигаться без столкновений как в вакууме. Средняя длина свободного пробега электрона больше средней длины свободного пробега иона. Следовательно, если на длине $d_k = \lambda_+$ ионы будут двигаться без столкновений, то это относится и к электронам.

Электрическое поле определяется в основном объемным зарядом положительных ионов, объемным зарядом электронов можно пренебречь.

Оценим **плотность тока положительных ионов**, которая возникает **в пятне горячей дуги**. Так как в пространстве катодного падения заряженные частицы движутся без столкновений, здесь выполняется закон «степени 3/2».

Возьмем следующие условия: катодное падение равно потенциалу ионизации газа (азота) $U_k = U_i = 15,8$ В, $m_+ = 4,66 \cdot 10^{-23}$ г, $p = 760$ мм рт.ст., при этом длина свободного пробега иона λ_+ , которую примем приблизительно равной длине свободного пробега молекулы, равна $6 \cdot 10^{-6}$ см. Учитывая, что около катодного пятна температура газа 2500–3000 К и его плотность понижена приблизительно в 10 раз по сравнению с нормальной, то $d_k = \lambda_+ = 6 \cdot 10^{-5}$ см.

Используя формулу закона «степени 3/2»

$$j_+ = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m_+}} \frac{U_{\kappa}^{3/2}}{\lambda_+^2}$$

получаем $j_+ = 180 \text{ А/см}^2$. Обычно отношение электронного тока к ионному составляет 1–3, отсюда плотность электронного тока 360–540 А/см², а полного $j = 540\text{--}720 \text{ А/см}^2$, что близко к величине плотности тока, наблюдаемой на опыте.

Также производят приближенную оценку **напряженности электрического поля у катода термоэлектронной дуги** для случая, когда объемный заряд образован положительными ионами. Они эмитируются плоскостью $x = 0$ (см. рис. 7.3) и движутся к катоду. Ионы поступают из плазмы в почти неограниченном количестве и при очень малых начальных скоростях, отсюда можно предположить, что поле около эмитирующей плоскости $\frac{\partial U}{\partial x}|_{x=0} = 0$ и увеличивается по направлению к катоду.

Это поле находят решением уравнения Пуассона: для одномерного случая

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\rho_+}{\epsilon_0}, \quad (7.1)$$

так как $j_+ = \rho_+ u_+$ и $u_+ = \sqrt{2U \frac{e}{m}}$, то для ρ_+ имеем

$$\rho_+ = \frac{j_+}{u_+} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{m}{e}} U^{-\frac{1}{2}} j_+. \quad (7.2)$$

Подставляем уравнение (7.2) в (7.1) и получаем:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\sqrt{2}}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_+}{e}} U^{-\frac{1}{2}} j_+.$$

Интегрируя и предполагая, что при $x = 0$ $dU/dx = 0$, имеем:

$$\frac{dU}{dx} = \sqrt{\frac{2\sqrt{2}}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_+}{e}} j_+} \cdot U^{\frac{1}{4}}.$$

Заменяя j_+ выражением закона «степени 3/2», найдем E_K

$$\left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=\lambda_+} = E_K = \frac{4}{3} \frac{U_K}{\lambda_+}. \quad (7.3)$$

Для термоэлектронной дуги (неиспаряющегося катода в газе) и условий предыдущего примера получаем $E_K = 3,5 \cdot 10^5$ В/см. Это поле велико, однако недостаточно для возникновения автоэлектронной эмиссии, но термоэлектронная здесь усилена снижением работы выхода за счет электрического поля; например, для вольфрама $\phi_0 = 4,5$ эВ и при указанном поле снижение работы выхода составляет $\Delta\phi = 0,22$ эВ, а эмиссия при данной температуре катода $T = 3600$ К увеличится приблизительно в 2 раза.

Переход тлеющего разряда в дугу может быть рассчитан составлением простого баланса мощности для катодного пятна, при условии, что температура плавления металла катода велика, и он не испаряется или мало испаряется в дуговом разряде благодаря высокому давлению газа, который не взаимодействует химически с материалами катода и анода.

Со стороны катода к плазме движется поток электронов, которые, пройдя в катодном падении разность потенциалов, равную или большую eU_i , приобретают способность ионизовать газ*.

[* Здесь для упрощения задачи не рассматривается ступенчатая ионизация, которая в действительности должна быть при тех же плотностях тока в катодном пятне дуги]

Ионизация молекул газа в этом случае представляет собой линейную функцию энергии электронов $a_I(U_K - U_i)$.

Если к катоду направляется только часть η_I ионов, то можно записать:

$$\frac{I_+}{I_e} = \eta_I a_I (U_K - U_i), \quad (7.4)$$

где I_+ и I_e – токи ионов и электронов у катода. Ток I_e равен сумме тока термоэлектронной эмиссии I_T и эмиссии за счет положительных ионов

$$I = I_+ + I_e, \quad I_e = I_T + \gamma I_+. \quad (7.5)$$

Объединяя уравнения (7.4) и (7.5), получаем:

$$\frac{I - I_T}{\gamma I + I_T} = \eta_I a_I (U_K - U_i). \quad (7.6)$$

Составим баланс мощностей в катодном пятне дуги. Ионы передают пятну следующую кинетическую и потенциальную энергию в единицу времени:

$$I_+(U_k + U_i - \varphi). \quad (7.7)$$

Это максимальное значение уменьшается, если часть энергии нейтрализовавшийся ион уносит обратно в газ. В этом случае рассматривается коэффициент аккомодации, показывающий, какая доля кинетической энергии передается ионами катоду $\xi < 1$, и выражение (7.7) приобретает вид:

$$I_+(\xi U_k + U_i - \varphi). \quad (7.8)$$

Кроме того, катод охлаждается за счет излучения $\mathcal{E}_{\text{изл}} = BT^4$, а также теплопроводности поддерживающего катод стержня и газа $\mathcal{E}_C = CT$.

Уравнение баланса мощности с учетом всех этих факторов имеет вид:

$$\begin{aligned} I_+(U_k \xi + U_i - \varphi) - I_e \varphi = \\ = \frac{I - I_T}{1 + \gamma} (U_k \xi + U_i - \varphi) - \frac{\gamma I + I_T}{1 + \gamma} \varphi = \\ = BT^4 + CT, \end{aligned} \quad (7.9)$$

$$I_T = AT^2 \cdot e^{-\frac{b}{T}} \cdot S, \quad (7.10)$$

где S – площадь катода (пятна).

Для расчета зависимости $U_k = f(I)$ используем уравнения (7.6), (7.9) и (7.10). Подобные расчеты позволили получить спадающий участок перехода от тлеющего разряда к дуге (рис. 7.1) с точностью 10–20%.

Упрощенный баланс мощности для термоэлектронной дуги позволяет произвести и некоторые другие оценки, например отношение электронного тока к ионному у катода. При составлении баланса мощности рассматриваем только мощность, которую ионы передают пятну, и мощность, которую уносят электроны. Уравнение для этого случая при $\xi = 1$ будет иметь следующий вид:

$$I_+(U_k + U_i - \varphi) = I_e \varphi,$$

отсюда

$$\frac{I_e}{I_+} = \frac{U_k + U_i - \phi}{\phi} . \quad (7.11)$$

Этим определяется верхняя граница электронного тока, возможного из энергетических соображений.

Рассмотрим пример. Азот N_2 , $U_k = 15,8 \text{ В} = U_i$ и катод из вольфрама $\phi = 4,5 \text{ В}$. При этом получаем $I_e/I_+ = 6$. В реальных случаях отношение I_e/I_+ для горячей дуги меньше 1–3; это можно объяснить тем, что в действительности $\xi < 1$, а также происходит сильное испарение металла катода в пятне, что понижает U_i . Оба эти фактора вызывают уменьшение числителя в формуле (7.11) и отношения I_e/I_+ .

Одной из разновидностей термоэлектронной дуги является, хорошо известная дуга между угольными электродами в воздухе, в которой температура катодного пятна достигает 3600 К.

7.3.2. Дуга с испаряющимся катодом

Своеобразие дуги с испаряющимся катодом состоит в том, что **этот вид разряда сам создает необходимую для его поддержания среду нейтральных молекул за счет процесса испарения, происходящего в пятне**. Таким образом, катодное пятно является не только источником электронов, поступающих в разряд, но и поддерживает необходимую для существования дуги плотность пара, как непосредственно над пятном, так и во всем пространстве, где происходит разряд (газовая среда или отсутствует, или играет второстепенную роль).

Этими двумя функциями и обусловлена сложная структура и поведение пятна.

Наиболее известна **дуга с ртутным катодом**, хотя в настоящее время для катодов используют многие другие металлы. Ртуть уже при комнатной температуре находится в жидком состоянии; таким образом, процесс ее испарения происходит при меньших затратах энергии, чем других металлов, и дуга формируется легче. Типичная картина, которая возникает на жидком катоде ртутной дуги, показана на рис. 7.4. Пятно непрерывно хаотически перемещается со средней скоростью порядка 10 м/с, увлекая за собой столб, имеющий диффузное свечение. Подобное интенсивное хаотическое

движение наблюдается на катодах и из других легко испаряющихся металлов.

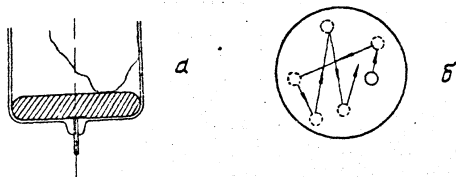


Рис. 7.4. Пятно холодной дуги на ртутном катоде:
а – вид сбоку; б – вид сверху

Температура пятна ртутной дуги $T \approx 600$ К, что недостаточно для возникновения термоэлектронной эмиссии, отсюда, этот вид дуги называют *дугой с холодным катодом* или *холодной дугой*.

Несмотря на низкую общую температуру пятна дуги, последнее является источником весьма интенсивной эмиссии электронов, а также струи металлического пара. Существуют указания на то, что электроны возникают за счет автоэлектронной эмиссии.

Установлено, что **пятно имеет сложную структуру** – состоит из большого числа элементарных ячеек, общая площадь которых много меньше площади пятна. Плотность тока, определяемая с учетом этой тонкой структуры пятна, составляет от $5 \cdot 10^6$ до 10^8 А/см². Средний ток элементарной ячейки пятна ртутной дуги около 0,1 А. При горении дуги в пятне непрерывно происходят процессы деления ячеек и их распад, но в связи с тем, что пятно как целое при стационарной дуге все время поддерживается, то в нем происходит непрерывное перераспределение тока.

Если произвести оценку поля, получающегося у катода холодной дуги, используя формулу (7.3), то оказывается неизвестной ширина катодной области $d_k = \lambda_{ii}$ из-за того, что, неизвестна плотность пара, выбрасываемого пятном. Здесь делаются самые различные оценки от 1 до 100 атм и выше. При очень высоких плотностях пара, конечно, можно получить поля порядка 10^7 В/см, при которых возникает заметная автоэлектронная эмиссия. Из-за сильного поля между плазмой дуги и поверхностью катода на послед-

ней вследствие действия электростатических сил вытягиваются острия (рис. 7.5), у которых поле увеличивается на 1–2 порядка и из которых течет автоэлектронный ток большой плотности.

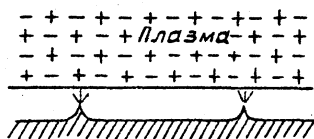


Рис. 7.5. Модель катодной области дуги с испаряющимся катодом

Эти острия при определенном токе взрываются, после чего ток переходит на другие острия, возникают новые острия и т.д. В этом случае перемещение пятна представит собой «бег по остриям» или «бег по неровностям», т.е. по участкам катода, где электрическое поле имеет наибольшую величину. Здесь основную роль играет *взрывная эмиссия*.

Кроме этих гипотез эмиссии из пятна существуют и другие, имеющие ту или иную степень достоверности.

Наиболее яркой особенностью катодных явлений дуги является формирование катодных пятен, которые быстро движутся в случайных направлениях. При своем движении по твердому катоду эти пятна в местах, по которым они прошли, оставляют расплавленный и деформированный материал, а также отдельные расплавленные участки – кратеры. Диаметры пятен в большинстве случаев составляют от 1 до 100 мкм, а плотность тока в наименьших пятнах (элементарных ячейках) доходит до 10^8 А/см². В пятнах происходят процессы их деления и распада, что вызывает непрерывное перераспределение тока в катодной области дуги, но в среднем ток стационарной дуги неизменен.

Кроме электронов пятно является также источником металлического пара, который, несмотря на низкую температуру пятна дуги некоторых металлов, испускается в виде струи, движущейся с неожиданно большой скоростью порядка 10^6 см/с. Одновременно со струей металлического пара, который в значительной степени ионизован (плазменная струя), из пятна испускается значительное количество материала катода в виде капель различного размера от

десятих долей до 20 мкм и более. Следует также отметить, что напряжение дуги подвержено непрерывным колебаниям, и это является, очевидно, необходимым для поддержания эмиссий электронов из пятна на необходимом уровне.

После того как пятно прошло по поверхности катода, последняя расплавляется и сильно изменяется, появляются многочисленные неровности – острия и углубления. Следствием возникновения весьма неровной поверхности является усиление автоэлектронной эмиссии на остриях и выступах и электроразрядные процессы в углублениях – полостях. Электронные и ионные токи становятся неоднородными, что интенсифицирует процессы, протекающие на участках с усиленными полями и плотностями токов.

Существенно совершенствует модель катодного пятна дуги с испаряющимся катодом учет влияния флуктуационных явлений и в первую очередь взрывной эмиссии. При взрыве острий образуется большое количество свободных электронов и ионов за очень короткое время ($\sim 10^{-10}$ с), а также происходит интенсивное испарение материала катода. Только за счет взрывов микроострий можно объяснить формирование движущихся дуговых пятен на тугоплавких металлах (W, Mo и др.), этим же явлением объясняются флуктуации напряжения дуги, повторяемость процесса формирования дугового пятна, состоящего из быстро изменяющихся микропятен или ячеек.

Представление об основной роли микровзрывов в пятне вызывает естественный вопрос: имеющиеся острия разрушаются при микровзрывах, а как они воспроизводятся? Для постоянного функционирования пятна при этой модели необходим механизм их постоянного восстановления.

Одним из возможных **процессов образования выступов внутри пятна** является следующий: на поверхности пятна за счет нагрева протекающим током образуется расплавленная оболочка металла; плотный поток ионов, бомбардирующих пятно, оказывает сильное давление на эту оболочку и отжимает жидкий металл к краям. Таким путем формируются кратеры. Скорость перемещения металла к краям по оценкам составляет около 10^2 м/с. При таких скоростях расплавленный металл частично выплескивается из области пятна и под действием поверхностного натяжения образует капли по форме близкие к сферическим. Определенные на опыте

размеры капель, скорости и направления полета хорошо согласуются с этими соображениями и оценками, например в случае капель диаметром порядка микрон скорости оказались в диапазоне $0,2\text{--}5\cdot 10^2$ м/с.

Из-за вязкости жидкого металла и его поверхностного натяжения выплески поднимаются над пятном и образуют металлический фонтан, струи этого фонтана вытягиваются и, наконец, разрушаются с отделением капель. В месте разрыва струи на время $10^{-10}\text{--}10^{-9}$ с остается очень острый выступ (при больших временах этот выступ округляется за счет поверхностного натяжения) и этого времени достаточно, чтобы произошел взрыв образовавшегося острия или группы острий. Особенно интенсивный взрыв острия на краях пятна сдвигает все пятно и его плазменное облако к месту взрыва, так как там и формируется наиболее плотная плазма и ток наивысшей плотности. Это дает возможность объяснить стохастическое движение дугового пятна и из приближенных расчетов получить его среднюю скорость. Следует добавить также, что если на поверхности металлического катода уже имеется структура, усиливающая процессы эмиссии (например, хребет или трещина), или прикладывается внешнее магнитное поле, то на стохастическое движение частично накладывается направленное движение пятна.

Катодные падения в дуге этого типа могут быть как несколько ниже потенциала ионизации U_i , так и выше его. Например, для ртути $U_i = 10,4$ В, $U_k = 9,5$ В; железа $U_i = 7,8$ В, $U_k = 17,0$ В; меди $U_i = 7,7$ В, $U_k = 16$ В и т.д.

Известны следующие методы возбуждения дуги рассматриваемого типа:

- 1) разрыв металлического контакта;
- 2) сближение электродов;
- 3) пробой вакуумного или газового промежутка при заданном расстоянии между электродами;
- 4) переход тлеющего разряда в дугу, а также термоэлектронной дуги в дугу с испаряющимся катодом;
- 5) пропускание тока через полупроводник, опущенный в ртуть или в другой расплавленный металл;
- 6) возникновение катодного пятна на металлах, соприкасающихся с плазмой высокой плотности.

Несмотря на незавершенность физической картины процессов в катодном пятне дуги с испаряющимся катодом, она достаточно давно используется, например, для выпрямления и коммутации сильных токов до приблизительно 10 кА с ртутным катодом и до 100 кА и более с твердыми катодами (алюминием).

7.4. Баланс мощностей на электродах

Некоторые сведения о катодной области дуги можно получить, анализируя уравнение баланса мощностей. Ранее это уравнение в упрощенном виде использовалось при рассмотрении термоэлектронной дуги. Рассмотрим это уравнение в полном виде.

Катод нагревается при следующих процессах.

Ионы попадают на катод и передают ему кинетическую и потенциальную энергию. Соответствующая мощность согласно формуле (7.8):

$$I_+(U_K \xi + U_i - \phi),$$

где ϕ – работа выхода катода (с учетом действия поля).

Рядом с катодом находится плазма, имеющая более высокую температуру, чем катод, отсюда часть мощности передается плазмой катоду излучением P_{r1} и ударами нейтральных атомов P_{n1} .

Если разряд происходит в среде химически активного газа, то возможны химические реакции на катоде с выделением тепла, при этом выделяется мощность P_{x1} . Если реакция происходит с поглощением тепла, то знак этой величины изменяется на обратный.

Ток внешней цепи разогревает за счет омического тепла небольшие участки катода, которые находятся в контакте с пятном, что увеличивает их температуру. При этом на катоде, выделяется мощность P_R .

Катод охлаждается при следующих процессах.

Из катода испаряются наиболее быстрые (надбарьерные) электроны, которые уносят энергию, равную $I_e \phi$. В случае, если дуга с испаряющимся катодом имеет чисто автоэлектронную природу, то это несущественно, так как электроны эмитируются из зоны нормальных уровней за счет туннельного эффекта.

Материал катода испаряется (мощность P_1). Этот фактор является основным для дуги с испаряющимся катодом. Отмечено, что

материал выбрасывается из пятна в виде струй со скоростью порядка 10^5 см/с.

Катод охлаждается за счет теплопроводности (мощность P_{c1}) и излучения пятна катода (мощность P_{r2}).

Общий баланс мощностей:

$$I_+(U_k\xi+U_i-\phi)+P_{r1}+P_{n1}+P_{x1}+P_R=I_e\phi+P_1+P_{c1}+P_{r2}. \quad (35)$$

В ряде случаев удастся выделить основные факторы, что дает возможность упростить и решить уравнение баланса мощностей (примеры даны в предыдущем параграфе). Однако в общем случае в применении к дуговому разряду эта задача не решена.

Так как во многих случаях дуги являются короткими, т.е. протекают между близко расположенными электродами в газе или в среде пара, то полезен также **анализ баланса мощностей на аноде**. Во многих случаях поступление нейтральных атомов, которые необходимы для возникновения плазмы в межэлектродном промежутке, происходит не только из катода, но и анода. В некоторых случаях роль анода, особенно на стадии формирования дуги, значительнее катода. Такие случаи иногда имеют место в импульсных дугах, которые формируются в вакууме (пробой вакуума) или в газе при низком давлении.

Анод нагревается при следующих процессах.

Электрон ускоряется в поле анодного падения, кроме того, в плазме он имел энергию, соответствующую температуре; плазмы. Попадая на анод, он рассеивает свою энергию и попадает на уровень, близкий к уровню Ферми. Общая мощность, передаваемая электронами аноду,

$$I(U_a+U_e+\phi_a),$$

где U_e – температурный потенциал электронов в плазме.

На анод попадают нейтральные атомы и излучение из плазмы столба; это существенно для плотной и горячей изотермической плазмы, которая возникает перед анодом при высоких и сверхвысоких давлениях газа или пара. Соответствующие мощности P_{r1} и P_n .

Анод может нагреваться или охлаждаться за счет химических реакций на его поверхности (мощность P_x или $-P_x$). **Охлаждение анода** происходит за счет процессов излучения P_{r2} , испарения атомов P_2 , теплопроводности P_{c2} .

Уравнение баланса мощностей для анода

$$I(U_a + U_e + \varphi_a) + P_{r1} + P_n + P_x = P_2 + P_{c2} + P_{r2}.$$

Рассмотрим пример. Тонкий угольный анод ($P_{c2} \approx 0$), испаряющийся с малой скоростью ($P_2 \approx 0$) в среде инертного газа ($P_x \approx 0$), принимает ток $I = 100$ А, анодное падение $U_a = 15,5$ В, работа выхода анода $\varphi_a = 4,5$ В. Факторы, которые характеризуют нагрев электронов в плазме U_e и нагрев анода излучением плазмы и ударами нейтральных атомов, в ряде случаев бывают не особенно существенны

$$(U_e \approx 0, P_{r1} = P_n \approx 0).$$

Если взять излучающую поверхность анода 1 см^2 то, используя баланс мощностей в форме $I(U_a + \varphi_a) \approx P_{r2} = \sigma T^4$ (коэффициент излучения приблизительно равен 1), получаем $T_a = 4300$ К.

Такой режим характерен для сильноточной стационарной дуги. В этом случае потери на аноде за счет излучения $P_{r2} \sim T^4$ при некоторой температуре превосходят потери на теплопроводность материала электрода и газа $P_{c2} \sim T$ и последними в случае высокой температуры можно пренебречь.

При импульсных дугах на аноде за короткое время выделяется большая мощность. В этом случае поверхностный слой анода сильно перегревается и существенным оказывается процесс испарения анода; отводимая при этом мощность P_2 . Баланс мощности на аноде

$$I(U_a + U_e + \varphi_a) \approx P_2.$$

Это уравнение также может быть использовано в ряде случаев.

7.5. Несамостоятельный дуговой разряд

Основное отличие одного вида дуг от другого заключается в способе генерации электронов и ионов, а также в том, каким образом создается среда нейтрального газа или пара и какие ее основные данные (давление, распределение плотности и т.д.).

Поскольку генерация заряженных частиц и процесс создания среды нейтрального газа (для дуги с испаряющимся катодом) происходят **в катодной части дуги**, то виды дуг отличаются один от другого в основном процессами в катодной части. При *несамостоятельном дуговом разряде* электроны, в количестве, достаточном

для обеспечения тока внешней цепи, поступают в среду газа за счет источника мощности, не связанного с механизмом самого разряда. Источником электронов может быть, например, термоэлектронный катод, накаливаемый от независимого источника мощности. В этом случае мощность, передаваемая от области разряда катоду, может быть меньше, чем при термоэлектронной дуге и катодное падение – ниже.

Однако это падение потенциала должно обеспечивать образование в газе положительных ионов в достаточном количестве для создания в пространстве между анодом и катодом плазмы – газового проводника, соединяющего катодную и анодную области дуги.

Для того чтобы произошла ионизация энергия электронов должна быть не менее энергии ионизации eU_i при однократных ударах и не менее $eU_{В1}$ при ступенчатой ионизации; при этом $U_{В1}$ – потенциал возбуждения уровней, на которых может находиться большое число атомов в разряде (например, это могут быть уровни метастабильных атомов). При накаленном катоде и значительных токах эмиссии $j \sim 1 \text{ А/см}^2$ ступенчатая ионизация атомов электронами вполне возможна, следовательно, можно ожидать, что величина падения потенциала у катода U_K в несамостоятельной дуге будет близка к нижнему потенциалу возбуждения данного газа. Это предположение оправдывается, так как начальные энергии термоэлектронов, покидающих катод, невелики.

Вольт-амперная характеристика несамостоятельной дуги приведена на рис. 7.6. На участке 0–1 напряжение еще слишком мало, чтобы возникла ионизация газа. Здесь ток ограничивается пространственным зарядом электронов, эмиттируемых катодом.

При напряжении U_3 происходит «зажигание» разряда, в промежутке возникает свечение газа, и напряжение между электродами скачком понижается. Это понижение приписывается процессу ступенчатой ионизации метастабильных атомов, а также произошедшей в промежутке перестройке объемного заряда в связи с формированием плазмы. Плазма занимает теперь все пространство между электродами, за исключением, весьма тонкого слоя объемного заряда у катода.

На участке 2–3 характеристики электронный заряд у катода еще не исчерпан, одновременно ионы в достаточном для компенсации

электронного заряда количестве возникают в области плазмы, расположенной вблизи катода.

В точке 3 ток внешней цепи становится равным эмиссионному току и его дальнейший рост на участке 3–4 возможен только при увеличении напряжения. При этом основная часть напряжения ложится на область у катода, энергии ионов увеличиваются и возрастает нагрев катода, что приводит к увеличению его эмиссии. Режим работы катода, когда ток I внешней цепи превосходит ток эмиссии I_3 называется *несвободным режимом*. Если продолжать увеличивать ток, то электроны из катода все в большей степени начинают эмитироваться в результате действия ионов на катод.

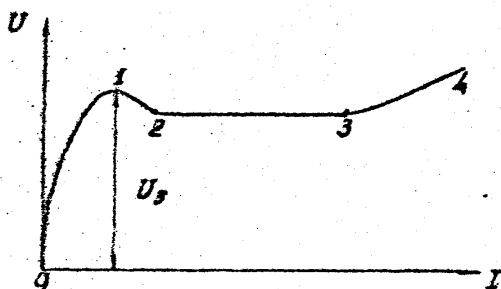


Рис. 7.6. Вольт-амперная характеристика несамостоятельной дуги

В некоторых случаях внешний источник мощности, питающий катод, можно отключить, и далее катод будет работать как самокалящийся, возникает катодное пятно и разряд перейдет в режим самостоятельной дуги.

При активированных катодах ионных приборов не рекомендуется использовать несвободный режим, так как при этом происходит усиленная бомбардировка ионами катода и из-за катодного распыления может быть сбит слой активирующего вещества, что увеличивает работу выхода катода и резко снижает эмиссию.

Для чисто металлических катодов (вольфрамового и др.), используемых, например, в ионных источниках, несвободный режим допустим, хотя при этом и появляется заметное распыление катода, что приводит к сокращению его срока службы.

Для различных газов и паров был найден режим низковольтной дуги, при котором напряжение между катодом и анодом (напряжение горения) оказалось меньше первого потенциала возбуждения атомов. Например, для аргона $U_B = 11,5$ В, напряжение горения U_T составляло 3–5 В, для ртути $U_B = 4,9$ В, $U_T = 1,7$ В и т.д., известны также случаи горения дуги этого при отрицательном потенциале на аноде.

Эта особенность низковольтной дуги была объяснена после того, как для исследования вопроса был применен метод холодных зондов (см. 4.2.3). При помощи этого метода был измерен ход потенциала в промежутке между катодом и анодом (рис. 7.7 кривая 1). Оказалось, что около катода образуется область с потенциалом очень близким к первому потенциалу возбуждения U_{B1} и высокой концентрацией заряженных частиц, по направлению же к аноду потенциал падает иногда даже на несколько вольт. От этой области к аноду электроны движутся против поля из-за диффузии. Однако это распределение поля имеет место только тогда, когда ток эмиссии катода значительно превосходит ток внешней цепи. Если этот ток растет, то постепенно выравнивается и распределение потенциала (кривые 2–4 на рис. 7.7).

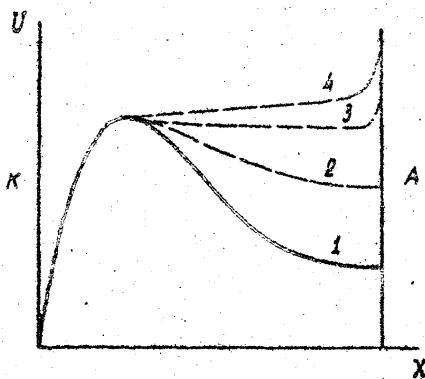


Рис. 7.7. Распределение поля в промежутке при низковольтной дуге