

О РАСХОДЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДА В КАТОДНОЙ
ОБЛАСТИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Г. А. Любимов

(Москва)

При оценке температуры катодного пятна и при построении теории прикатодной области часто [1-4, 9] пользуются формулой для скорости испарения в вакуум [5]. При этом предполагается, что скорость эрозии (уноса материала), определяемая потерей веса электрода, совпадает со скоростью испарения. В том случае, когда давление паров вблизи катодного пятна велико, скорость уноса материала и скорость испарения не равны между собой. Ниже на основании модели прикатодной области, предложенной в [6], получается выражение, определяющее скорость уноса материала электрода через другие параметры прикатодной области. Это соотношение можно рассматривать как граничное условие при решении задачи о разлете пара из области катодного пятна в вакуум. Величина скорости уноса должна определяться, вообще говоря, из совместного решения задачи о разлете пара и задачи теплопроводности в теле электрода, которые сопрягаются при помощи упомянутого выше граничного условия. При построении теории катодной области без использования решения задачи о разлете пара скорость уноса может определяться полученными в данной работе соотношениями с использованием экспериментальных данных по величине эрозии. В качестве примера таким путем обработаны экспериментальные данные [4, 7] для дуг на медных катодах и определены все параметры прикатодной области — плотность тока, температура и т. д.

Известно (см., например, [1]), что вакуумный дуговой разряд поддерживается за счет непрерывного испарения материала электрода в катодной области. Испарение материала электрода осуществляется за счет энергии, приносимой на катод положительными ионами. В свою очередь, ионы образуются в катодной области благодаря ударной ионизации атомов пара материала электрода электронами, эмиттированными электродом и ускоренными в области катодного падения. Процессы ионизации и диффузия ионов к поверхности электрода зависят от давления паров вблизи поверхности и скорости уноса пара в межэлектродное пространство. В связи с этим в стационарных условиях должно существовать некоторое соотношение между давлением паров вблизи катода, скоростью их уноса (расходом материала за счет уноса паров), плотностью тока и составом тока (соотношение между электронной и ионной составляющей тока). Это соотношение в общем случае определяет скорость уноса материала электрода (эрозию) в том случае, когда эрозия осуществляется только в паровой фазе.

Для оценки скорости уноса материала электрода из катодной области иногда (см., например, [2-4]) пользуются выражением для скорости испарения материала при заданной температуре [5]

$$W = CT^{-1/2} \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (1)$$

Здесь W — скорость испарения ($г/см^2 \cdot сек$), T — температура, C , B — константы материала. Отметим, что если температура поверхности электрода известна, то формула (1) позволяет определить скорость уноса только в том случае, когда давление паров вблизи поверхности очень мало (макроскопическая скорость уноса пара v много больше тепловой скорости v_T).

Так как выход ионов из области ионизации осуществляется за счет диффузии [6], то ясно, что условие $v \gg v_T$ означало бы равенство нулю ионной компоненты тока на электроде и, следовательно, отсутствие притока энергии и испарения. В связи с этим формула (1) не может использоваться для оценки уноса материала электрода в паровой фазе.

Для того чтобы определить скорость уноса материала электрода и ее связь с другими параметрами в прикатодной области, обобщим решение работы [6] на тот случай, когда пары материала в прикатодной области имеют отличную от нуля скорость.

Предположим, что степень ионизации в прикатодной области ионизации (на расстоянии порядка ионизационной длины свободного пробега электрона) невелика. В этом случае можно считать, что скорость паров v , давление p и температура T (а следовательно, и концентрация нейтральных частиц n) в области ионизации постоянны, а распределение концентрации ионов описывается уравнением диффузии

$$\frac{d\Gamma_i}{dx} = n\sigma_i N_{e0} e^{-n\sigma_i x}, \quad \Gamma_i = -D \frac{dn_i}{dx} + n_i v \quad \left(D = \frac{v_T}{3n\sigma_p} \right) \quad (2)$$

Здесь Γ_i — диффузионный поток ионов, n_i — концентрация ионов, v_T — тепловая скорость, σ_i — сечение ионизации, N_{e0} — поток электронов с поверхности электрода, D — коэффициент диффузии ионов, определяемый сечением их резонансной перезарядки σ_p . Правая часть уравнения (2) представляет собой функцию ионизации.

Предположим, что скорость уноса в зоне ионизации много меньше тепловой скорости

$$v \ll v_T \quad (3)$$

Величина скорости уноса, определяющая удельный расход материала электрода

$$G^* = mnv \quad (4)$$

(где m — масса атома материала электрода), должна находиться в результате решения задачи. В связи с этим предположение (3), оправданное физической постановкой задачи, должно проверяться после ее решения.

При максвелловском распределении частиц и при условии (3) хаотический поток частиц из газа на стенку при отсутствии градиента концентрации определяется выражением

$$\Gamma = \frac{nv_T}{4} \left[1 - 2 \frac{v}{v_T} + o\left(\frac{v^2}{v_T^2}\right) \right] \quad (5)$$

В связи с этим легко показать, что с точностью до членов порядка $(v/v_T)^2$ граничное условие на поверхности электрода (при $x = 0$) остается тем же, что и в случае $v = 0$. Таким образом, граничные условия для уравнения (2) имеют вид [6]

$$D \frac{dn_i}{dx} = \frac{1}{2} n_i v_T \quad \text{при } x = 0, \quad \frac{dn_i}{dx} = 0 \quad \text{при } x = \infty \quad (6)$$

С другой стороны, соотношение баланса нейтральных частиц на поверхности электрода при условии (3) дает

$$\frac{1}{4} n v_T (1 - 2v/v_T) + nv = W = \frac{1}{4} n_s v_T \quad (7)$$

Здесь n_s — равновесное значение концентрации при данной температуре, W — скорость испарения (1). Из (7) следует, что

$$\frac{n_s - n}{n} = 2 \frac{v}{v_T} \quad (8)$$

Таким образом, с точностью до членов порядка v/v_T концентрация нейтральных частиц и давление в области ионизации совпадают с их равновесными значениями

$$n = n_s = \frac{P_s}{kT}, \quad p = P_s = A \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (9)$$

Здесь A, B — константы материала электрода [5].

Решение уравнения (2) при граничных условиях (6) имеет вид

$$f = \frac{n_i}{n} = c[(1 + \beta) - e^{-y}], \quad \frac{df}{dy} = ce^{-y}, \quad y = n\sigma_i x$$

$$c = \frac{2}{\alpha\beta + 2a}, \quad a = \frac{nv}{N_{e0}}, \quad \alpha = \frac{nv_T}{N_{e0}}, \quad \beta = \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\sigma_p} \quad (10)$$

При $a = 0$ это решение переходит в решение работы [6].

Используя решение (10) и определение потока ионов (2), легко определить долю электронного тока на поверхности электрода

$$S = \frac{I_e}{I} = \frac{N_{e0}}{N_{e0} + |\Gamma_{i0}|} = \frac{1}{1 + |\Gamma_{i0}|/N_{e0}} = \frac{1}{2 - |\Gamma_{i\infty}|/N_{e0}} \equiv \frac{1}{1+b} \quad (11)$$

$$\Gamma_{i0} = -D \left. \frac{dn_i}{dx} \right|_0 + n_{i0}v = -\frac{nv_T}{2} c\beta \left(1 - 2 \frac{v}{v_T}\right)$$

$$\Gamma_{i\infty} = n_{i\infty}v = c(1 + \beta)nv$$

$$b \equiv |\Gamma_{i0}|/N_{e0} = \frac{\alpha\beta}{2} c \left(1 - 2 \frac{a}{\alpha}\right) \quad (12)$$

Если унос массы отсутствует ($v = 0$) $|\Gamma_{i0}| = N_{i0}$ и $S = 0.5$ [6]. Для того чтобы связать величину уноса $G = nv = G^*/m$ с остальными параметрами, воспользуемся уравнением энергии. Если температура поверхности электрода (в области пятна дуги) такова, что плотность насыщения паров много меньше плотности жидкого металла (для металлических катодов), то скорость фронта испарения можно считать равной нулю, а расход материала в паровой фазе определять из уравнения энергии на фронте испарения

$$e(U_c + U_i - \Phi)|\Gamma_{i0}| = \lambda G + \lambda_1 \left[\frac{dT}{dx} \right]_0 + q \equiv \lambda G + q_T + q \quad (13)$$

Здесь e — заряд электрона; U_c — величина катодного падения потенциала; λ, λ_1 — теплота испарения и теплопроводность материала электрода; q — суммарные потери энергии на излучение, разрушение не в паровой фазе и т. д.; U_i — потенциал ионизации паров и Φ — работа выхода материала электрода. Величина q_T представляет собой поток тепла в тело электрода за счет теплопроводности.

Из (13) получаем

$$b = \frac{|\Gamma_{i0}|}{N_{e0}} = \gamma a + Q$$

$$\gamma \equiv \frac{\lambda}{e(U_c + U_i - \Phi)}, \quad Q \equiv \frac{q_T + q}{e(U_c + U_i - \Phi) N_{e0}} \quad (14)$$

Отметим, что в (13), (14) коэффициенты аккомодации энергии и нейтрализации ионов приняты равными единице. Обобщение этих соотношений на случай отличных от единицы коэффициентов не представляет труда (см., например, [1]), но использование полученных выражений для точных расчетов требует знания этих коэффициентов.

Из соотношений (12), (14) получаем уравнение для определения величины a

$$\gamma a + Q = \frac{\alpha\beta}{2} c \left(1 - 2 \frac{a}{\alpha}\right) \quad (15)$$

Система соотношений (8) — (11), (15), дополненная уравнениями эмиссии (см., например, [1,2]) и соотношением

$$eN_{e0} = jS \quad (16)$$

позволяет определить все параметры в области ионизации, и в частности расход материала электрода в паровой фазе

$$G^* = maN_{e0} = \frac{m}{e} ajS \quad (17)$$

если известны потери энергии Q и температура поверхности пятна. В частном случае, когда отвод энергии осуществляется только за счет теплопроводности и испарения, связь между T и Q определяется решением уравнения теплопроводности в теле электрода и в задаче остается только один свободный параметр (например, температура или скорость уноса).

Для замыкания задачи можно воспользоваться, например, экспериментальными данными по скорости уноса материала электрода (см., например, [1,3,4,7]) в зависимости от полного тока I в дуге¹. В этом случае, считая пятно однородным, получаем из (17) следующее соотношение для определения величины a :

$$a = \frac{eG^{**}}{mjS\Sigma} = \frac{eG^{**}}{ImS} \quad \left(\Sigma = \frac{I}{j}\right) \quad (18)$$

Здесь $G^{**} = G^{**}(I)$ — экспериментально определенная зависимость суммарного уноса (массового) материала от полного тока дуги, Σ — площадь катодного пятна.

Результаты расчета параметров в катодной области на основе сформулированных выше соотношений могут быть использованы для расчета других «макроскопических» характеристик дугового разряда с последующим сопоставлением результатов расчета с экспериментальными данными.

Например, легко подсчитать силу, действующую на катод дуги. Действительно, удельный импульс струи паров материала электрода с учетом (3) равен

$$J \equiv p + G^*v \approx p_s \quad (19)$$

¹ В общем случае недостающее соотношение, определяющее скорость уноса, должно находиться из совместного решения тепловой задачи в теле электрода и газодинамической задачи о разлете пара в вакуум. Так как такие решения отсутствуют, для расчета параметров в пятне надо использовать какие-либо экспериментально полученные соотношения — данные по эрозии или силе, действующей на катод, или др.

Таким образом, удельный импульс струи определяется только давлением в области ионизации, которое практически совпадает с давлением паров насыщения при данной температуре поверхности.

Используя (19), получаем соотношение, которое связывает силу f , действующую на катод, с током дуги

$$f = (p_s + J_i) \Sigma = (p_s + J_i) \frac{I}{j} \quad (20)$$

Здесь J_i — импульс, передаваемый поверхности электрода «бомбардирующими» ее ионами. Если коэффициент аккомодации и импульса считать равным единице, то

$$J_i = |\Gamma_{i0}| v_i = |\Gamma_{i0}| \left(\frac{eU_c}{m_i} \right)^{1/2} \quad (21)$$

Воспользовавшись решением (10), (11) и условием (3), легко оценить относительную величину слагаемых в (20)

$$\frac{J_i}{p_s} \sim \frac{|\Gamma_{i0}| v_i}{p_s} \sim \frac{n_{i0}}{n} \frac{v_i}{v_T} \quad (22)$$

Для температур порядка нескольких тысяч градусов и $U_c \sim 10$ в отношение $v_i/v_T \sim 1$.

С другой стороны

$$\frac{n_{i0}}{n} \sim \frac{\beta \alpha^*}{1 - \alpha^*} \ll 1 \quad \left(\alpha^* \equiv \frac{n_{i\infty}}{n_{i\infty} + n} \right)$$

Здесь α^* — степень ионизации на бесконечности.

Таким образом, вторым слагаемым в формуле (20) можно пренебречь и

$$f = p_s \Sigma = p_s \frac{I}{j} \quad (23)$$

Для того чтобы оценить величины различных параметров в катодной области и сравнить результаты расчета с экспериментальными данными, на основе развитой выше теории были обработаны результаты экспериментов работ [4,7]. В этих работах исследовалась дуга на медном катоде. В [4] измерялась эрозия электрода в диапазоне токов $I = 200-700$ а, в [7] измерялись эрозия и сила, действующая на катод, при токах $I = 11-32$ а.

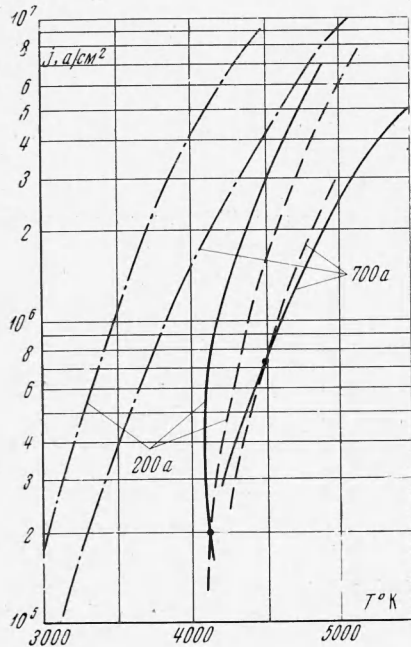
При расчетах пятно предполагалось стационарным и однородным, причем температура в пятне считалась равной температуре в центре пятна площади $\Sigma = I/j$, расположенного на поверхности полубесконечного тела. При этом соотношения (8) — (15) дополнялись решением уравнения теплопроводности в теле [8]

$$T = \frac{q_T}{k} \left(\frac{\Sigma}{\pi} \right)^{1/2} = \frac{q_T}{k \sqrt{\pi}} \left(\frac{I}{j} \right)^{1/2} \quad (24)$$

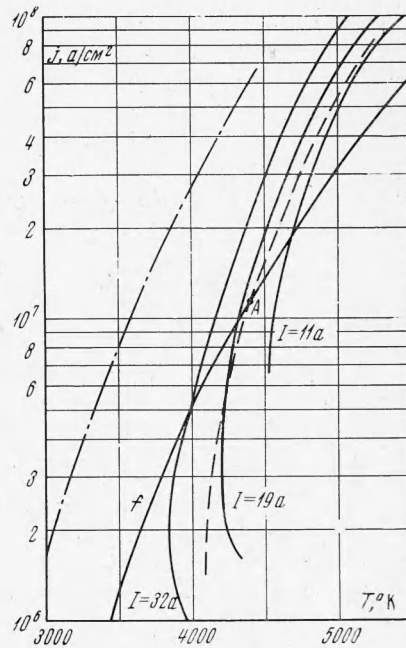
Здесь k — коэффициент теплопроводности меди, q_T определено в (13) при $q = 0$.

На фиг. 1 представлены результаты расчета, основанные на данных работы [4]. Сплошные кривые получены на основе соотношений (8) — (13), (15), (18). При этом использовались экспериментальные данные по зави-

симости расхода материала от тока дуги (18), но не использовалось соотношение, связывающее ток эмиссии с остальными параметрами. При этом в плоскости jT получаются кривые, которые будем называть «кривыми расхода». Рабочая точка на этих кривых соответствует их пересечению с кривой «эмиссии» $j = j(S, T)$, выражающей закон эмиссии — пунктирные кривые на фиг. 1. Эти кривые построены на основе пересчета данных работы [2] с использованием кривых $S = S(j, T)$, полученных на основе



Фиг. 1



Фиг. 2

формул данной работы. Так как получившиеся кривые близки между собой и пересекаются под малым углом, то получающееся значение плотности тока j и температуры T в пятне выделяется не четко. Учитывая заложенные в теорию предположения, можно сказать, наверное, что практически все точки кривых «расхода» — сплошные линии — отвечают закону термоавтоэлектронной эмиссии. Для выделения рабочей области плотностей тока необходимы дополнительные данные.

На фиг. 2 приведены кривые расхода, основанные на данных работы [7] для разных токов дуги ($I = 32, 19, 11 a$). Кроме того, на этой же фигуре приведены кривая эмиссии и кривая «силы» f , полученная в результате обработки по формуле (23) данных по силовому воздействию на катод.

В силу линейной зависимости силы и расхода от тока дуги кривые эмиссии и силы не зависят от тока дуги. Поэтому рабочая точка должна соответствовать их пересечению — точка A . Через эту же точку должны проходить и кривые расхода, соответствующие разным токам. Из фиг. 2 видно, что кривые расхода, хотя и проходят вблизи точки пересечения кривых силы и эмиссии, но не пересекаются между собой в этой точке. Анализ экспериментальных точек работы [7] показывает, что они имеют некоторый разброс относительно аппроксимирующей их прямой, заложенной в расчет. Возможно, что с этим разбросом связан сдвиг точек пересечения кривых силы и расхода относительно точки A .

Для того чтобы сравнить, насколько скорость эрозии может отличаться от скорости испарения (1), на фиг. 1 и 2 приведены кривые, описываемые следующим соотношением (штрих-пунктирные кривые):

$$\frac{G^*j}{IW} = \frac{G^*j}{I} \frac{\sqrt{T}}{C} \exp \frac{B}{T} \quad (25)$$

Сравнение этих кривых с кривыми расхода показывает, что удельная (с единицы площади) скорость эрозии W , определенная по формуле (1) при заданной температуре пятна, может в несколько раз отличаться от ее действительного значения G^*j/I (это отношение величин при $T = \text{const}$ равно отношению ординат кривых (25) и кривых расхода при заданной температуре). С другой стороны, оценка температуры в пятне по формуле (1) при заданной плотности тока [4,9] дает значение температуры на 500—1000° ниже ее действительного значения (эта разность характеризуется разностью абсцисс кривых расхода и (25) при $j = \text{const}$).

Анализ кривых, приведенных на фиг. 1, 2, показывает, что плотность тока в пятне при малых токах существенно выше, чем при больших. В отличие от плотности тока температура в пятне меняется довольно слабо и находится на уровне 4000—4500° К.

Пользуясь полученными выше решениями (9) — (17), легко рассчитать макроскопические газодинамические параметры вблизи поверхности электрода в катодном пятне — скорость v , давление p , плотность n , степень ионизации $\alpha^* = n_{i\infty} / (n_{i\infty} + n)$ — в зависимости от температуры и плотности тока. Эти параметры реализуются в диффузионной области порядка нескольких длин свободного пробега электрон — атом или атом — атом (D -слой). При решении газодинамической (а точнее магнитогидродинамической) задачи о разлете пара вне D -слоя значения параметров на его внешней границе — решение (9) — (17) — надо использовать как граничные условия. С точки зрения общей задачи, состоящей из задачи теплопроводности в теле и задачи о разлете пара в вакуум (или среду низкого давления), D -слой представляет собой поверхность разрыва, структура которой (распределение параметров в D -слое) распадается на слой пространственного заряда и квазинейтральную область, описываемую уравнением (2) или аналогичными уравнениями диффузии, когда изменение концентрации нейтралов существенно.

При конкретных расчетах с использованием экспериментальных данных, описанных выше, пятно предполагалось однородным в том смысле, что все параметры считались независимыми от координат в плоскости пятна и совпадающими с их значениями в центре пятна. Поэтому полученные при этом значения газодинамических параметров надо рассматривать как некоторые средние значения. Для иллюстрации в таблице приведены значения (расчетные) параметров, характеризующих катодную область разряда и соответствующих рабочим точкам кривых, изображенных на фиг. 1, 2.

I	$\frac{j}{10^6}$	$\Sigma \cdot 10^3$	S	$\frac{j_i}{10^6}$	$\frac{j_e}{10^6}$	$\frac{p}{10^4}$	$\frac{n}{10^{20}}$	T	$\frac{v}{10^8}$	$\frac{vT}{10^6}$	α^*
700	6	1.5	0.83	1	5	15	3.3	4500	4.3	1.2	0.42
200	2	1	0.6	0.8	1.2	8	1.8	4100	1	1.1	0.63
19	10	2.4	0.85	1.2	6.8	10	2.2	4250	7	1.17	0.80

Из данных таблицы следует, что условие (3) хорошо выполняется, а предположение о малой степени ионизации выполняется плохо на внешней границе D -слоя. В связи с этим необходимо, вообще говоря, усовершенствование диффузионных уравнений в D -слое.

В заключение отметим, что скорости пара вблизи поверхности электрода, полученные в расчете, существенно ниже тепловой скорости (см. таблицу) и по абсолютной величине невелики ($\sim 10^3$ см/сек). Может показаться, что этот факт противоречит экспериментальным данным, которые дают из непосредственных измерений величину скорости $\sim 10^6$ см/сек, причем эти значения по величине импульса струи соответствуют силовым измерениям (см., например, [1]). Этот факт может быть связан с тем, что измерение скоростей производится в струе вдали от поверхности электрода. Струя пара может разгоняться за счет воздействия Джоулева тепла и изменения ее площади сечения. Вопрос о возможности получения в струе больших скоростей при малых скоростях на поверхности электрода может быть решен на основе анализа магнитогазодинамической задачи о разлете пара. С другой стороны, импульс струи при разлете может меняться не сильно, и тогда по его замеренной величине можно довольно точно судить о силе, действующей на катод. Другим объяснением высоких значений измеренной скорости может быть наличие в струе быстрых ионов [10].

Автор благодарит В. И. Раховского и И. И. Бейлиса за многочисленные обсуждения, без которых данная работа вряд ли была бы закончена.

Поступила 4 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. К е с а е в И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., «Наука», 1968.
2. L e e Т. Н., G r e e n w o o d А. Theory for the cathode mechanism in metal vapor arcs. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No 5.
3. Р а х о в с к и й В. И. Исследование эрозии тугоплавких электродов в сильноточном дуговом разряде в вакууме. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 11.
4. К а н ц е л ь В. В., К у р а к и н а Т. С., П о т о к и н В. С., Р а х о в с к и й В. И., Т к а ч е в Л. Г. К вопросу о влиянии теплофизических параметров материала на эрозию электродов в сильноточном вакуумном разряде. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, № 6.
5. Д е ш м а н С. Научные основы вакуумной техники М., «Мир», 1964.
6. Б е й л и с И. И., Л ю б и м о в Г. А., Р а х о в с к и й В. И. Электрическое поле на поверхности электрода в катодном пятне дугового разряда. Докл.АН СССР, 1969, т. 188, № 3.
7. T a n b e r g R. On the cathode of an arc drawn in vacuum. Phys. Rev., 1930, vol. 35, No. 9.
8. К а р с л о у Г., Е г е р Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
9. Б е й л и с И. И., Р а х о в с к и й В. И. К теории катодного механизма дугового разряда. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 4.
10. D a v i s W. D., M i l l e r H. C. Analysis of electrode products emitted by d. c. arcs in vacuum ambient J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, No 5.