

Хубита Цырендондович Заятуев
Отраслевой Центр плазменно-энергетических технологий
РАО „ЕЭС России”, Гусиноозерск, Республика Бурятия, Россия

**ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ТОКА В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ-ПЛАЗМА
ДУГОВОГО РАЗРЯДА**

Обзорный труд
UDC: 537.533.2:66.088=82
BIBLID: 0350-218X, 27 (2001), 1-4, 51–63

Часть II

**ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОНТАКТА
МЕТАЛЛ-ПЛАЗМА И ПЛОТНОСТИ ТОКА
НА КАТОДАХ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ**

Получены формулы для эффективной работы выхода и плотности тока термоэмиссии электронов из металла в плазму, которые как качественно, так и количественно хорошо описывают экспериментальные данные по аномальной эмиссии.

Ключевые слова: дуговой разряд, контакт металл-плазма, физическая модель, плотность тока, вольтамперная характеристика

В первой части настоящей работы [1] получена формула для плотности тока термоэмиссии электронов из металла (электрода) в плазму при условии равновесия токов, т. е., когда суммарная плотность тока на изолированный электрод – зонд равна нулю. При этом электрод находится под отрицательным плавающим потенциалом относительно потенциала пространства плазмы или, между электродом и плазмой возникает контактная разность потенциалов V_c .

Вывести из состояния равновесия такую систему можно, прикладывая к металлу электрическое напряжение отрицательной или положительной полярности относительно точки пространства плазмы, в которой находится электрод. Так как электрод в этом случае фактически является электрическим зондом, помещенным в

плазму, то, для анализа его работы можно использовать типичную идеализированную вольтамперную характеристику (ВАХ) зонда, качественный вид которой приведен на рис. 1. ВАХ зонда имеет три характерные области: АВ – область, где перенос тока осуществляется преимущественно эмитированными электронами из электрода и тепловыми ионами из плазмы; ВС – область резкого изменения плотности электронного тока из плазмы на электрод; CD – область насыщения плотности электронного тока. Применительно к работе электродов, область АВ следует отождествить с работой отрицательно заряженного электрода-катода (зона I), а области ВС и CD – положительного электрода-анода (зона II). Для получения полной вольтамперной характеристики зонда-электрода рассмотрим уравнение баланса токов, приведенное в [1]

$$j_e^{эм} - j_{iT} - j_{em}^{обп} = 0 \quad (1)$$

при наличии внешнего напряжения на электроде. В развернутом виде это выражение имеет вид:

$$\frac{1}{4} en_e \frac{8kT_k}{m}^{1/2} - \frac{8kT_e}{m}^{1/2} \exp \frac{eV_f}{kT_e} - \frac{1}{4} en_i \frac{8kT_i}{M}^{1/2} = 0 \quad (2)$$

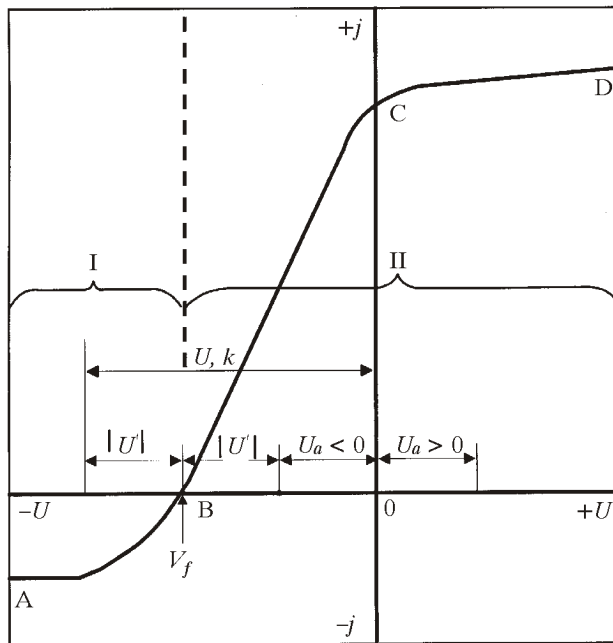


Рисунок 1. Типичная идеализированная вольтамперная характеристика электрического зонда; I – катодная ветвь, II – анодная ветвь, U_k , U_a – прикатодное и прианодное падение потенциала

Причем, за точку отсчета приложенного напряжения U_f примем точку на оси абсцисс, соответствующую значению контактной разности потенциалов ($-V_f$). Рассмотрим два случая, когда внешнее напряжение приложено в направлении, более отрицательных,

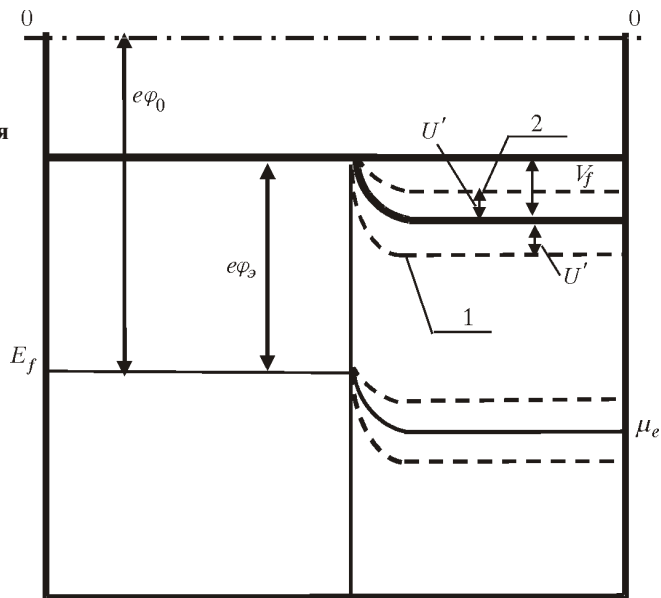
чем значение плавающего потенциала электрода – область слева от точки с координатой $-V_f$ (зона I), и в положительном направлении от этой точки – (зона II).

Зона I (Катодная ветвь ВАХ)

Отрицательное напряжение ($-U$), откладываемое в левую сторону от точки ($-V_f$), будет суммироваться с контактной разностью потенциалов ($-V_f + U$), что приведет к увеличению высоты потенциального барьера перед электродом на U' (рис. 2, линия 1) и экспоненциальному снижению плотности электронного тока из плазмы. Электрод в этом случае будет работать в режиме катода, а сумма контактной разности потенциалов и внешнего напряжения фактически является прикатодным падением потенциала $U_k = V_f + U$. В этом случае условие (1) нарушается и появляется результирующий ток на электрод-катод, выражение для которого запишется в виде:

$$j_k = j_e^{эм} - j_{iT} - j_{em}^{обр} \exp \frac{eU}{kT_e} \quad (3)$$

Рисунок 2. Энергетическая диаграмма контакта металл-плазма при наличии внешнего напряжения;
 (1) – внешнее напряжение приложено в сторону действия контактной разности потенциалов,
 (2) – внешнее напряжение приложено в направлении, противоположном действию разности потенциалов



Так как в состоянии равновесия, при $U_r = 0$, плотность тока на электрод равна нулю, то из (1) следует, что $j_{em}^{обр} = j_e^{эм} - j_{iT}$. Обозначим плотности тока, соответствующие равновесному значению, через j_H , т. е. $j_{em}^{обр} = j_e^{эм} - j_{iT} = j_H$. Тогда выражение (3) можно представить в следующем виде:

$$j_k = j_H - I \exp \frac{eU}{kT_e} \quad (4)$$

Из (4) видно, что с ростом напряжения U экспоненциальный член быстро стремится к нулю, а плотность тока на катоде – к предельному значению, равному j_N , т. е.:

$$j_k = j_H - j_e^{em} - j_{iT} - \frac{j_{iT}}{1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}} \quad (5)$$

При достаточно больших значениях U выражение (5) с большой степенью точности можно записать в виде формулы для полной плотности тока на катоде:

$$j_k = \frac{j_{iT}}{1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}} \quad (6)$$

Или, используя формулу для плотности тока тепловых ионов плазмы, перепишем (6) в следующем виде:

$$j_k = \frac{1}{4} en_i \frac{\sqrt{\frac{8kT_i}{M}}}{1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}} \quad (7)$$

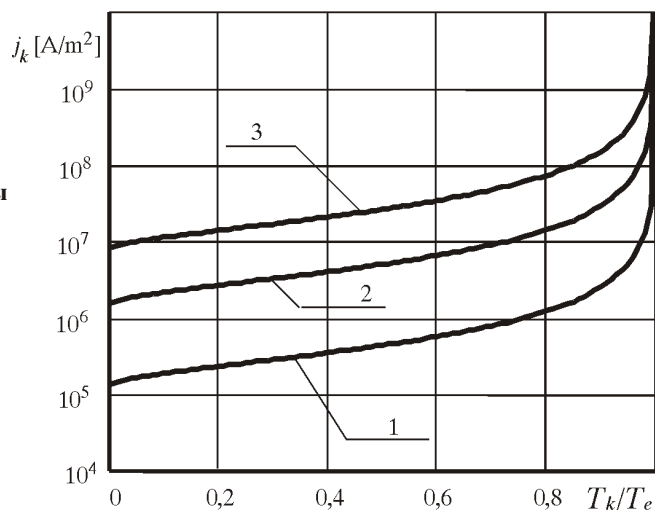
Отсюда видно, что плотность тока на катоде является явной функцией не только температуры электрода, но и функцией параметров невозмущенной плазмы. Из формулы (6) легко получается выражение для доли ионного тока на катоде:

$$S_i = \frac{j_{iT}}{j_k} = 1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}} \quad (8)$$

откуда видно, что ее величина зависит только от отношения температуры поверхности катода к температуре электронов приэлектродной невозмущенной плазмы и не зависит от того, является ли плазма изотермической и электронейтральной.

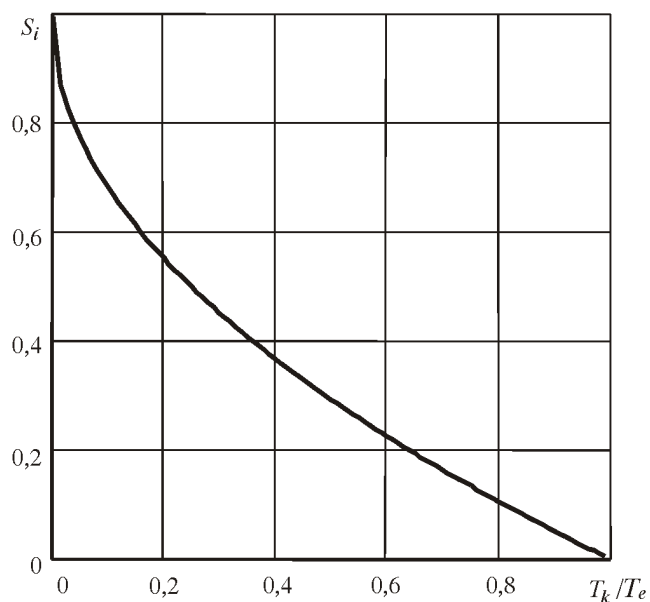
В формулах (6) и (8) обращает на себя внимание то обстоятельство, что при приближении температуры поверхности электрода T_k к температуре электронного газа невозмущенной приэлектродной плазмы T_e , т. е. при $T_k/T_e \rightarrow 1$, плотность тока на катоде стремится к бесконечности (рис. 3), а доля ионного тока – к нулю (рис. 4). Анализ экспериментальных данных по катодным процессам показывает, что такая ситуация может иметь место в катодных пятнах дуговых разрядов, т. к. именно в этих специфических условиях, когда происходит интенсивное испарение и последующая ионизация атомов материала электрода, имеется возможность достижения равенства температуры поверхности металла, или точнее, его расплава, и температуры электронного газа. Однако, данные по измерениям плотности тока в катодных пятнах свидетельствуют об их чрезвычайно большой, но конечной величине. Также следует отметить, что время жизни самого катодного пятна ограничено и находится в пределах 10^{-5} – 10^{-4} с [2–6]. Что касается доли ионного тока в катодных пятнах, то об этом важном параметре в литературе имеются скудные сведения, из которых можно отметить работы [5, 7–9]. В этих работах экспериментально измеренные значения доли ионного тока в катодных пятнах действительно весьма малы и составляют величину порядка 10^{-2} .

**Рисунок 3. Зависимость
полной плотности тока
(тока насыщения) на катоде
от безразмерной температуры
электрода**
 $P = 10^5 \text{ Па}$,
(1) $T_e = 8000 \text{ К}$,
(2) $T_e = 10000 \text{ К}$,
(3) $T_e = 12000 \text{ К}$



Тот факт, что плотность тока в катодном пятне и время его жизни имеют конечную величину, позволяет ввести предположение о том, что в прикатодной области существует некоторый механизм, который препятствует увеличению j_k выше определенной величины. То есть, в результате действия этого механизма, плотность тока должна достигнуть некоторого максимума $j_{k,\max}$ и резко снизиться до нуля. Таким механизмом может быть ограничение или прерывание тока эмиссии электронов

**Рисунок 4. Зависимость доли
ионного тока на катоде от
безразмерной температуры
электрода**



вследствие того, что электрическое поле перед катодом E_k , описываемое формулой Маккоуна, становится равным нулю:

$$E_k^2 - \frac{4}{\varepsilon_0} j_{iT} \sqrt{\frac{M}{2e}} - j_e^{em} \sqrt{\frac{m}{2e}} \sqrt{U_k} = 0 \quad (9)$$

где U_k – прикатодное падение потенциала.

Поэтому, необходимым и достаточным условием гашения разряда на катодном пятне является равенство нулю напряженности электрического поля перед катодом, которое может быть выполнено, если оба сомножителя выражения (9) равны нулю, т. е.:

$$U_k = 0 \quad (10)$$

и

$$j_{iT} \sqrt{\frac{M}{2e}} - j_e^{em} \sqrt{\frac{m}{2e}} = 0 \quad (11)$$

Возможность выполнения условия (10) сопряжено с определенными трудностями из-за отсутствия в литературе каких-либо теоретических или экспериментальных данных по характеру изменения величины U_k от температуры металла в катодном пятне и температуры плазмы. Поэтому, в качестве первого приближения воспользуемся условием (11), что вполне достаточно для обеспечения равенства $E_k = 0$. Возможности выполнения условия (10) являются предметом дальнейших исследований. Из условия (11), раскрывая выражения для плотностей тока, получим формулу для максимального значения отношения температуры катода к температуре электронов плазмы, при достижении которого разряд на пятно прекращается:

$$\sqrt{\frac{T_k}{T_e}} = \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{m}{M}}} \quad (12)$$

При выполнении этого равенства работа выхода электронов $e\phi_M$, проходя через максимум, достигает некоторой положительной величины, значение которой можно рассчитать по формуле (12), полученной в первой части [1] настоящей работы.

Подставляя (12) в (7) и (8), получим формулы для максимальной плотности тока:

$$j_{k,max} = \frac{1}{4} en_i \sqrt{\frac{8kT_i}{M}} \left(1 - \sqrt{\frac{M}{m}} \right) \quad (13)$$

и минимальной доли ионного тока на пятно в момент его гашения:

$$S_{i,min} = \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{M}{m}}} \quad (14)$$

Пренебрегая единицей в скобке формулы (13), перепишем ее в следующем виде (в предположении, что плазма квазинейтральна и изотермична, т. е. $n_i = n_e$, $T_i = T_e$):

$$j_{k,max} = \frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_e}{m}} = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_{et} \quad (15)$$

Отсюда видно, что плотность тока в катодных пятнах в предельном режиме практически равна плотности тока хаотического теплового движения электронов при- электродной невозмущенной плазмы. Так как плазма вблизи катодных пятен в основном состоит из ионизированных атомов материала электрода, а концентрации заряженных частиц могут достигать значений порядка $n_e = 10^{25}-10^{26} \text{ м}^{-3}$ [3, 5, 10], то расчетные значения j_k по формуле (15) при этих параметрах плазмы совпадают с наблюдаемыми в экспериментах плотностями тока в катодных пятнах ($\approx 10^{12} \text{ А/м}^2$). Рассчитанные по (14) минимальные значения доли ионного тока в момент гашения пятна для разных металлов лежат в пределах от $0,9-10^{-2}$ для лития, до $1,5-10^{-3}$ для тория, что также хорошо согласуется с данными измерений, приведенными в литературе [5, 7, 8].

Выражение (12) может быть использовано для определения времени жизни катодного пятна. Для этого необходимо, исходя из известных теплофизических характеристик материала электрода, параметров плазмы и величины плотности теплового потока, рассчитать время нарастания температуры поверхности катода до $(T_k/T_e)_{max}$.

Зона II (Анодная ветвь ВАХ)

Положительное напряжение U , откладываемое в правую сторону от точки $(-V_f)$ до начала координат (область ВС), будет вычитаться из контактной разности потенциалов $-(V_f - U)$. Это приведет к снижению потенциального барьера перед электродом на U' (рис. 2, линия 2), в результате чего плотность тока обратных электронов из плазмы будет увеличиваться по экспоненциальному закону. Электрод в этом случае будет работать в режиме анода с отрицательным анодным падением потенциала $-U_a = -U = -(V_f - U)$. Выражение для результирующей плотности тока на аноде запишется в виде:

$$j_a = j_e^{am} + j_{iT} + j_{em}^{обп} \exp \frac{eU}{kT_e} \quad (16)$$

или, по аналогии с выражением для катодной ветви:

$$j_a = j_n + I \exp \frac{eU}{kT_e} \quad (17)$$

С ростом U' экспоненциальный член быстро увеличивается и, при некотором его значении, единицей в скобках можно пренебречь. Тогда выражение для плотности тока на аноде примет вид:

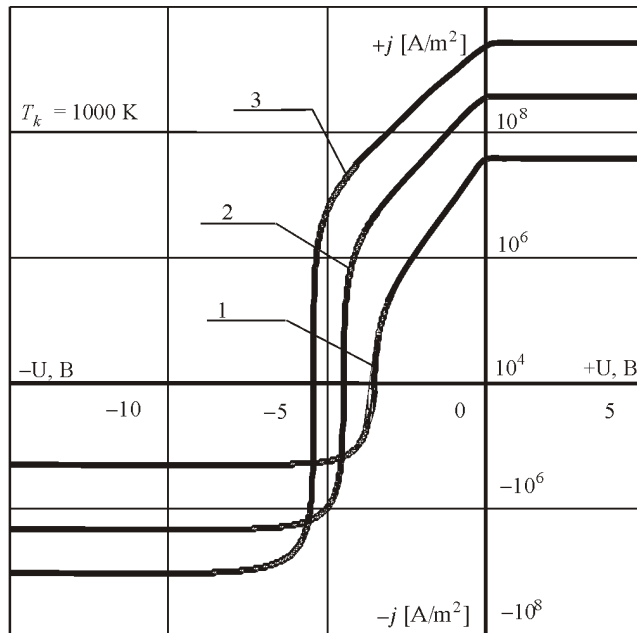


Рисунок 5. Вольтамперные характеристики контакта металл – аргоновая плазма;
 Температура катода 1000 К, $P = 10^5$ Па,
 (1) – $T_e = 8000$ К,
 (2) – $T_e = 10000$ К,
 (3) – $T_e = 12000$ К

$$j_a = j_n \exp \frac{eU}{kT_e} \quad (18)$$

Знак минус показывает, что в этом случае направление тока на аноде противоположно по отношению к направлению тока на катоде. Такой характер изменения анодной плотности тока сохраняется практически до пересечения с осью координат и, в окрестности точки $U = 0$ (или $U = V_p$), плавно переходит в область насыщения CD, которая находится в положительной полуплоскости системы координат $j-U$.

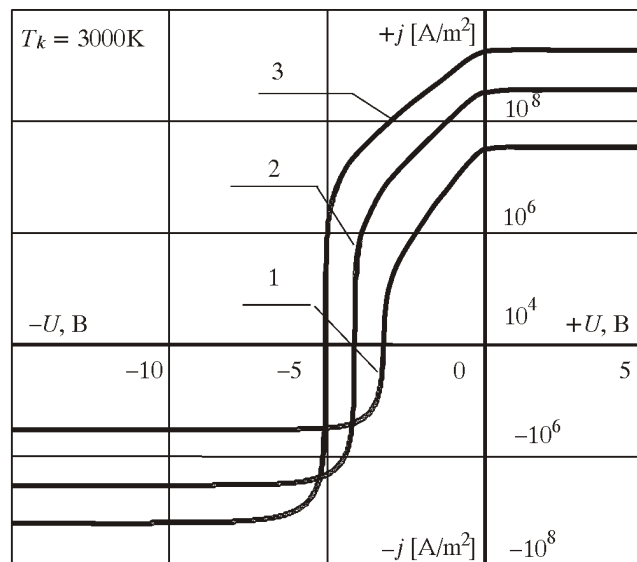


Рисунок 6. Вольтамперные характеристики контакта металл – аргоновая плазма;
 Температура катода 3000 К, $P = 10^5$ Па,
 (1) – $T_e = 8000$ К,
 (2) – $T_e = 10000$ К,
 (3) – $T_e = 12000$ К

Значение плотности тока на аноде в области насыщения равно плотности тока хаотического теплового движения электронов невозмущенной плазмы (без учета ускорения электронов на положительном падении напряжения перед анодом):

$$j_{a1} = \frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_e}{m}} \quad (19)$$

В этой области прианодное падение потенциала положительно $U_a = U > 0$.

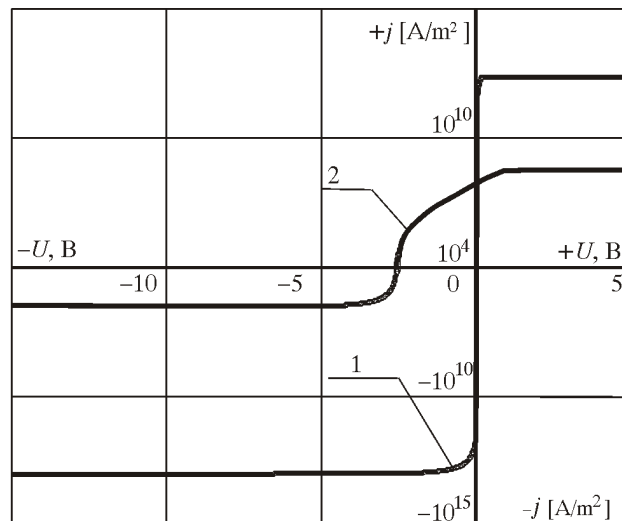
Объединяя выражения (4) и (17), получим формулу для полной вольтамперной характеристики контакта металл-плазма:

$$j_{k,a} = j_n \left[1 \mp \exp \mp \frac{eU}{kT_e} \right] \quad (20)$$

Рассчитанные по (19) и (20) вольтамперные характеристики контакта металл – аргонная плазма атмосферного давления при разных температурах электродов и плазмы представлены на рис. 5 и 6. Здесь температуры электродов выбраны так, что они заведомо меньше, чем температура плавления тугоплавких металлов, например, вольфрама. То est, здесь предполагается, что привязка дуги к электроду либо диффузная, либо с контра-гированным пятном (термоэмиссионный катод).

Для дуги с нестационарными катодными пятнами, где приэлектродная плазма практически полностью состоит из ионизированных атомов материала катода, плотности тока должны существенно превышать плотности тока на термокатадах из-за большой концентрации ионов в плазме. Вольтамперная характеристика контакта электрод – металлическая плазма в предельном режиме, т. е. режиме, когда температура металла в катодном пятне достигает максимального значения в соответствии с формулой (12), приведена на рис. 7 (кривая 1), где, для сравнения, показана ВАХ контакта металл –

Рисунок 7. Вольтамперные характеристики контакта металл – аргонная плазма ионизированных атомов металлического пара
 (кривая 1 – $n_i = 10^{25} \text{ м}^{-3}$; $T_e = 7000 \text{ К}$, $T_k^{max} = 6994 \text{ К}$
 и контакта металл – аргонная плазма
 (кривая 2, $P = 10^5 \text{ Па}$, $T_e = 8000 \text{ К}$)



аргоновая плазма (кривая 2). Из рисунка видно, что плотность тока в катодных пятнах на несколько порядков превышает плотности тока на термоэмиссионных катодах и, в зависимости от температуры и давления плазмы, может достигать значения 10^{12} А/м².

Эти характеристики охватывают весь возможный диапазон изменения плотностей тока на катодах и анодах дуговых разрядов, а также величины прикатодных и прианодных падений потенциалов. Но, к сожалению, по этим кривым, без какой-либо дополнительной информации о работе электродов, невозможно определить рабочие точки, т. е. координаты по U и j и, соответственно, действительные значения j_k , U_k , j_a и U_a . По всей вероятности, в качестве такой информации могут быть данные, полученные из рассмотрения теплового режима работы электродов в дуговых разрядах, что является предметом дальнейших расчетно-теоретических исследований на базе результатов, полученных выше.

Изложенная выше теория явлений переноса тока в приэлектродных областях дуговых разрядов также позволяет получить выражение для величины плавающего потенциала изолированного зонда в ЛТР плазме с учетом эмиссии электронов. Разрешая уравнение равновесия токов на зонд (2) относительно V_f (при $n_i = n_e$), получим следующую формулу:

$$V_f = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} - 1 \sqrt{\frac{T_k}{T_e}} \quad (21)$$

Подобное выражение для плавающего потенциала нагретых ультрадисперсных металлических частиц сферической формы приводится в работе [11], которое имеет вид:

$$V_f = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{mT_i}{MT_e}} - \frac{4}{en_e \bar{v}_{et}} AT_k^2 \exp \frac{e}{kT_k} \quad (22)$$

Здесь, для удобства, все обозначения и символы, используемые в цитируемой работе, изменены на обозначения и символы, принятые в настоящей работе.

В (22) второе слагаемое в квадратных скобках является отношением плотности тока термоэмиссии, рассчитанной по формуле Ричардсона-Дэшмана, к плотности тока хаотического теплового движения электронов плазмы, т. е., фактически, отражает отношение температуры поверхности металла к температуре электронов невозмущенной плазмы. Причем, это отношение является достаточно сложной экспоненциально-степенной функцией температур электронного газа плазмы и частиц. Из сравнения этих двух выражений видно, что формула (21) имеет более простой вид и отличается от (22) тем, что вместо этой функции, после раскрытия скобки, остается корень квадратный отношения произведений массы иона плазмы на температуру металла и массы электрона на температуру ионов плазмы.

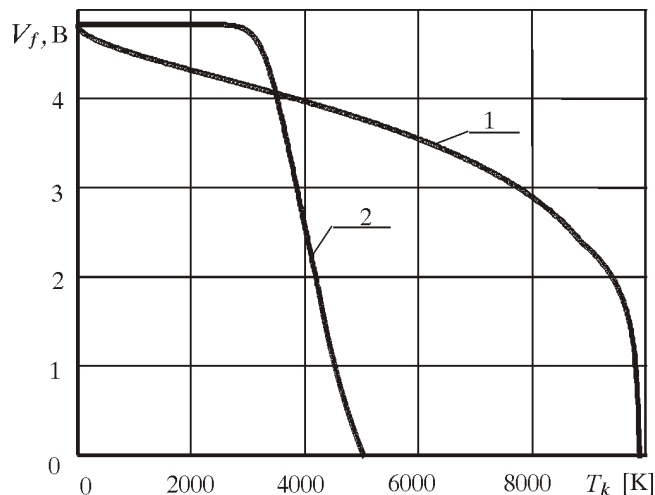
На рис. 8 приведены графики зависимости V_f от температуры поверхности металла (вольфрама) для аргоновой дуги атмосферного давления при температуре 10000 К, рассчитанные по формуле (21) – кривая 1 и (22) – кривая 2.

Отсюда видно, что кривая 1 монотонно уменьшается во всем диапазоне температур поверхности металла и обращается в нуль при:

$$T_k = T_e \left(1 - \sqrt{\frac{m}{M}} \right)^2$$

Рисунок 8. Зависимость величины плавающего потенциала электрода-зонда, в аргоновой плазме;

$P = 10^5 \text{ Па}$, $T_e = 10000 \text{ К}$
 (1) – расчет по формуле (21),
 (2) – расчет по формуле (22),
 $e\phi = 4,51 \text{ эВ}$,
 $A = 60 \cdot 10^4 \text{ А/м}^2\text{К}^2$



т. е. при $T_k = T_e$, а кривая 2 снижается до нуля в достаточно узком интервале температур от $T_k = 3000 \text{ К}$ до $T_k = 5000 \text{ К}$. При температуре металла, равном нулю ($T_k = 0$), формулы (21) и (22) идентичны и записываются в следующем виде:

$$V_f = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}}$$

Подставляя формулу для максимального значения температуры металла в катодном пятне (12) в (21), получим выражение для величины контактной разности потенциалов:

$$V_f = \frac{kT_e}{e} \ln 1 \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (23)$$

Из (23) видно, что в предельном режиме работы катодного пятна контактная разность потенциалов изменяет свой знак и ВАХ контакта пересекает ось абсцисс в положительной полуплоскости системы координат (рис. 7).

* * *

Таким образом, по этой части работы можно сделать следующие выводы:

(1) Получены простые формулы для полной плотности тока и доли ионного тока на катодах дуговых разрядов;

(2) Показано, что полученные формулы хорошо объясняют чрезвычайно большие плотности тока и малые значения доли ионного тока в катодных пятнах;

(3) Получены выражение для полной вольтамперной характеристики контакта металла с плазмой и формула для определения величины плавающего потенциала электрода-зонда с учетом эмиссии электронов с поверхности металла.

Обозначения

$e\varphi$ – работа выхода электронов
 h – постоянная Планка
 j – плотность тока
 k – постоянная Больцмана
 P – давление
 T – температура
 M – масса иона
 m – масса электрона
 n – концентрация электрона, ионов
 S – ток ионов
 UV – разность потенциалов
Остальные обозначения в тексте

Индексы

Верхний

$эм$ – эмиссии
 $обр$ – обратной

Внизу

e – электронов
 i – ионов, ионизации
 a – анодный
 k – катодный, контакта
 t – термический
 n – равновесный

Литература

- 1 Зятуев, Х. Ц., Процессы переноса тока на границе металл-плазма. Часть I. Плотность тока эмиссии и работа выхода электронов из металла в плазму (В настоящем журнале)
- 2 Кесаев, И. Г., Катодные процессы электрической дуги, Москва, Наука, 1968, 244
- 3 Любимов, Г. А., Раховский, В. И., Катодное пятно вакуумной дуги, *Успехи физических наук*, 125 (1978), 4, 665–706
- 4 Невский, А. П., Шараховский, А. И., Ясько, О. И., Взаимодействие дуги с электродами плазмотрона, Наука и техника, Минск, 1982, 152
- 5 Jüttner, B., Characterization of the Cathode Spot, *IEEE Transaction on Plasma Science*, 15 (1987), 5, 474–480
- 6 Vogel, N., Jüttner, B., Measurements of the Current Density in Arc Cathode Spots from the Zeeman Splitting of Emission Lines, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 24 (1991), 6, 922–927
- 7 Hernqvist, K. G., Discharge Mechanism of Mercury Pool Arcs, *J. of Applied Physics.*, 27 (1956), 10, 1226–1236
- 8 Лебедев, С. В., Об „аномальной электронной эмиссии” металлов, *Теплофизика высоких температур*, 11 (1973), 5, 986–994
- 9 Кимблин, С. У., Эрозия электродов и ионизационные процессы в приэлектродных областях вакуумных дуг и при атмосферном давлении, в: Экспериментальные исследования плазмотронов, Наука, Новосибирск, 1977, 226–253
- 10 Vogel, N., Skvortsov, V., Plasma Parameters Within the Cathode Spot of Laser-Induced Vacuum Arcs: Experimental and Theoretical Investigation, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 25 (1997), 4, 553–563
- 11 C, Yunming, L, Ming., A New Model for the Floating Potential of Fine Particles in Plasma, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26, (1993), 7, 1007–1010

Апстракт

Хубита Цирендондович ЗАЈАТУЕВ

ФЕНОМЕНИ ПРЕНОСА ЕЛЕКТРИЧНЕ СТРУЈЕ ПРИ КОНТАКТУ МЕТАЛ–ПЛАЗМА ЕЛЕКТРОЛУЧНОГ ПРАЖЊЕЊА

Други део

ВОЛТАМПЕРНА КАРАКТЕРИСТИКА КОНТАКТА МЕТАЛ–ПЛАЗМА И ГУСТИНА КАТОДНЕ СТРУЈЕ ЕЛЕКТРОЛУЧНИХ ПРАЖЊЕЊА

У раду су добијене једноставне формуле за укупну густину струје и удео струје јона на катодама електролучних пражњења.

Показано је да добијене формуле добро описују прекомерно велику густину струје и мали удео струје јона на катодама електролучних пражњења.

Добијени су такође изрази за укупну волтамперну катактеристику контакта метала са плазмом и формулама за одређивање величине пливајућег потенцијала електроде-сонде са узимањем у обзир емисије електрона са површине метала.

Кључне речи: електролучно пражњење, густина струје, контакт метал–плазма, физички модел, волтамперна карактеристика

Abstract

Hubita Cirendondokovich ZAJATUEV

ELECTRICAL CURRENT TRANSFER DURING DISCHARGE IN METAL-PLASMA CONTACT

Part two

METAL-PLASMA CONTACT VOLT-AMPER CHARACTERISTICS AND ELECTRIC ARC CURRENT INTENSITY IN CATHODE AREA

Equations for effective work and current intensity of electron metal to plasma thermal emission are proposed. The equations show very good agreement, with experimental data both qualitatively and quantitatively.

Key words: arc current intensity, physical model, metal-plasma contact, volt-ampere characteristics