

Павленко Т.П., Лупиков В.С.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КАТОДНОГО ПЯТНА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ НА РАБОЧЕЙ ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТА

Введение. На износ рабочей поверхности контактов оказывает очень большое влияние электрическая дуга (низкотемпературная плазма). От параметров электрической дуги, ее расположения будет зависеть поведение электронного слоя в приэлектродных областях, что приводит к значительному или незначительному износу (эрозии) рабочей поверхности контактов. Для решения этой проблемы был проведен анализ источников, из которых определены причины возможного влияния некоторых параметров дуги на эмиссию электронов и внешних факторов на изменение процессов в приэлектродных областях.

Электрическая дуга образуется в межэлектродном промежутке в момент расхождения контактов, в котором могут происходить следующие электрические процессы одновременно: упругое рассеяние; возбуждение и девозбуждение электронных уровней атомов; ионизация и рекомбинация; возбуждение колебательных и вращательных уровней молекул; перезарядка; образование химических соединений и радикалов и т.д. [1,2].

Сильная изменчивость дуги под влиянием внешних воздействий (электрического и магнитного поля, давления и т.д.) приводит к изменению электропроводности на много порядков. В дуге действуют кулоновские силы особого характера. Они легко достигают больших величин при малых отклонениях от условия нейтральности и благодаря своему медленному спаданию с расстоянием могут действовать сразу на большое количество частиц. Коллективные движения, связанные с кулоновским взаимодействием, проявляются в виде плазменных (лэнгмюровских волн) колебаний. При возбуждении этих колебаний выше равновесного (теплового) уровня они могут играть важную роль в рассеянии отдельных частиц, релаксации пучков и возникновении макроскопических неустойчивостей.

Анализ результатов исследования. На эрозию электрических контактов оказывают влияние не только дуговые процессы, но и процессы, связанные с эмиссией электронов с рабочей поверхности контактов, и процессы в приэлектродных областях.

Явления в приэлектродных слоях имеют сильно выраженный неравномерный характер. Прямое экспериментальное исследование их очень сложно и, по сути дела, недостаточно изучено. Поэтому многие заключения о взаимодействии плазмы с электродами (контактами)- например, о характере процессов в катодном пятне – не имеют прозрачной экспериментальной базы и носят отчасти умозрительный характер.

Изучение приэлектродных явлений занимает очень важное место в физике газового разряда. Наибольший интерес, как уже говорилось ранее [3], представляют явления в прикатодной части разряда, приводящие к

образованию ионов и к созданию положительного объемного заряда у поверхности катода. В результате появляется прикатодное падение потенциала, ускоряющего электроны и сообщаящего им необходимую для ионизации энергию.

Если плазма и электрод находятся в состоянии термодинамического равновесия, то уровни химического потенциала в них совпадают (рис.1). В зависимости от соотношения между работой выхода электрона φ и химическим потенциалом μ потенциальный барьер $q\varphi_T$ на границе плазма-электрод для эмитируемых электронов получается либо ускоряющим (рис.1а), либо тормозящим (рис.1б). При этом $q\varphi_T = |\varphi - \mu|$.

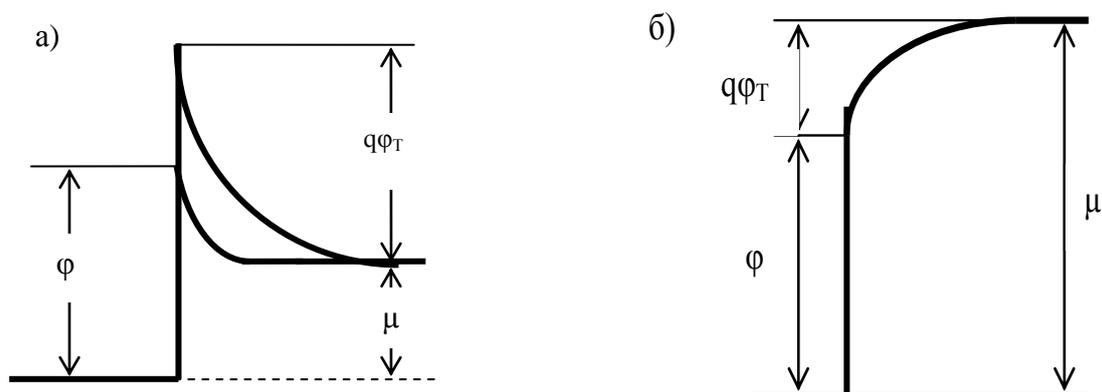


Рис.1 – Распределение потенциальной энергии электрона в приэлектродном слое

Как уже отмечалось ранее [1], во многих случаях работа выхода электрона неодинакова по всей поверхности. Если размеры неоднородностей, т.е. пятен с различной работой выхода, велики по сравнению с протяженностью пространства L_D , то контакт каждого пятна с плазмой можно рассматривать независимо (рис.2а). Тогда для различных пятен поле на поверхности может иметь разный знак в зависимости от соотношения между величинами φ и μ (рис.2б). Если размеры пятен малы по сравнению с L_D , то поле пятен имеет такой же вид как в вакууме, т.е. на участках с малой работой выхода поле пятен отбрасывает эмитируемые электроны обратно, а на участках с большой работой выхода ускоряет электроны, вышедшие в вакуум (рис.3).

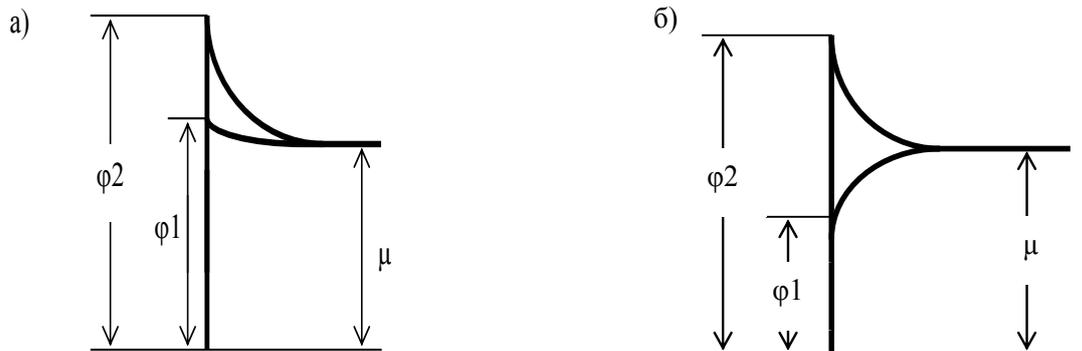


Рис. 2-Распределение потенциала вблизи электрода в случае, когда размеры пятен с различной работой выхода велики по сравнению с дебаевской длиной L_D ,

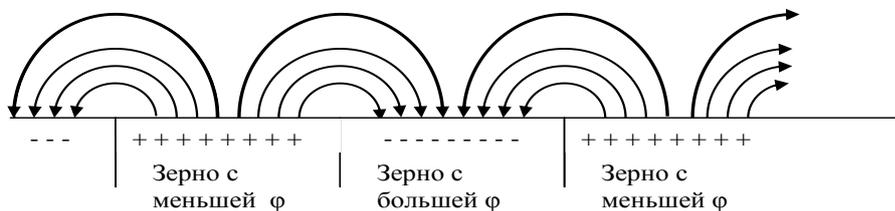


Рис.3 – Поле пятен на поверхности металла

Если при этом разность работ выхода $\varphi_2 - \varphi_1$ имеет значительную величину, то напряженность поля пятен может превышать напряженность поля, создаваемого пространственным зарядом в дебаевском слое. В этом случае у пятна с меньшей работой выхода результирующее электрическое поле может быть тормозящим, а у пятна с большей работой выхода – ускоряющим для электронов независимо от соотношения между φ и μ (рис.4).

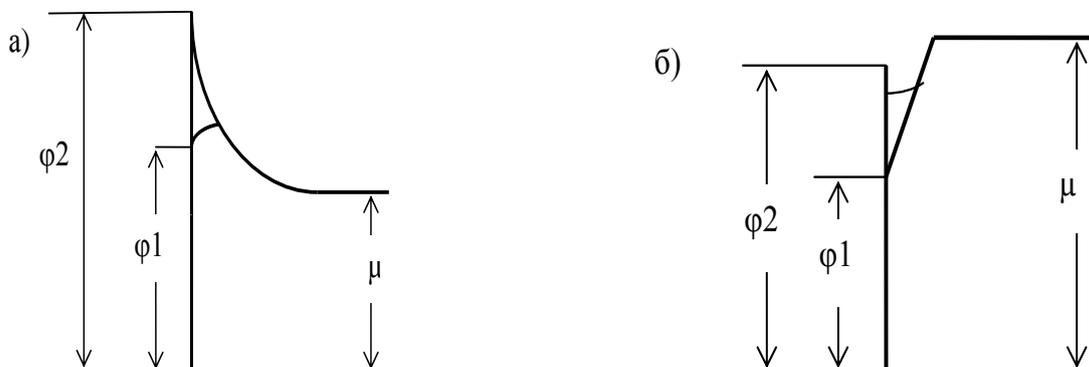


Рис.4 – Распределение потенциала вблизи электрода в случае, когда размеры пятен малы по сравнению с дебаевской длиной.

Расчет состояния дуговой плазмы сводится к нахождению следующих параметров: концентрации заряженных частиц n , концентрации нейтральных атомов N_a , потенциала φ , температуры электронов T_e , температуры атомов T . Вследствии интенсивного обмена энергией при столкновениях между ионами и атомами температуру ионов T_i можно считать равной температуре атомов T .

В слабо ионизованной плазме концентрация нейтральных атомов N_a в зазоре и их температура T определяется из условий постоянства давления нейтрального газа:

$$p_a = N_a \cdot k \cdot T \quad (1)$$

и уравнения теплопроводности для атомов:

$$-d\left(\gamma_a \cdot \frac{dT}{dx}\right)/dx = \Delta S_{ei} + \Delta S_{ea} - j_i \cdot \frac{d\varphi}{dx}, \quad (2)$$

где $\Delta S_{ei}, \Delta S_{ea}$ - потери энергии за счет электрон-ионных и электрон-атомных столкновений; γ_a – теплопроводность атомов; j_i – ионный ток; $\frac{d\varphi}{dx}$ – электрическое поле в плазме.

Как видно из выражения правая часть включает тепло, передаваемое ионами и атомами от электронной компоненты при столкновении, а также энергию, получаемую ионами в электрическом поле. На границах плазмы температура атомов равна температурам электродов. Таким образом, можно записать граничные условия как:

$$T(x=0) = T_k; \quad T(x=d) = T_a,$$

где T_k, T_a – температуры катода и анода.

Для определения n, φ, T_e необходимо использовать систему уравнений переноса для электронного тока j_e , ионного тока j_i и потока энергии электронов S_e :

$$j_e = -q \cdot u_e \cdot n_e \cdot \text{grad}\varphi - q \cdot D_e \cdot \text{grad}n_e - u_e \cdot n_e \cdot (1 + k_e^{(T)}) \cdot k \cdot \text{grad}T_e \quad (3)$$

$$S_e = \left[\left(\frac{5}{2} + k_e^{(T)} \right) k \cdot T_e + g \cdot \varphi \right] \cdot \frac{j_e}{q} - \gamma_e \cdot \text{grad}T_e \quad (4)$$

где $D_e = (k \cdot T_e / q) \cdot u_e$ - коэффициент диффузии;

$S_e = S_e^{(k)} + \varphi \cdot j_e$ - поток полной энергии;

$u_e, k_e^{(T)}$ - кинетические коэффициенты подвижности потока и термодиффузии:

$$u_e = \left(\frac{q}{3k \cdot T_e} \right) \langle v^2 \cdot \tau_p(v) \rangle \quad (5)$$

$$k_e^{(T)} = \langle v^2 \cdot \tau_p(v) \cdot \left(\frac{mv}{2k \cdot T_e} - \frac{5}{2} \right) \rangle / \langle v^2 \cdot \tau_p(v) \rangle \quad (6)$$

где τ_p – время релаксации по импульсу;

$\langle \dots \rangle$ - усреднение по функции распределения Максвелла (усреднение по скорости v частиц).

С учетом приведенных выражений и силы электрон-ионного трения выражение для плотности тока принимает вид:

$$j_i = -u_i \left(q \cdot n_i \cdot E + R_{ie} - \text{grad } p_i - k_i^{(T)} \cdot n_i \cdot k \cdot \text{grad } T \right) \quad (7)$$

где R_{ie} - сила, с которой электронный поток действует на ионы вследствие электрон-ионных столкновений; E – электрическое поле; $k_i^{(T)}$ - термомодифицирующее отношение для ионов.

Учитывая выше приведенные выражения, получим:

$$j_e = -u_e \cdot n \cdot \left[q \frac{d\varphi}{dx} + \left(\beta_e - \frac{3}{2} \right) \cdot k \frac{dT_e}{dx} \right] - q \cdot D_e \frac{dn}{dx} \quad (8)$$

$$j_i = -u_i \left[n \cdot q \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) + R_{ie} - n \left(\beta_i - \frac{3}{2} \right) \cdot k \frac{dT}{dx} \right] + q \cdot D_i \frac{dn}{dx} \quad (9)$$

$$S_e = j_e \cdot \left(\beta_e \cdot k \cdot \frac{T_e}{q} + \varphi \right) - \alpha_e \cdot D_e \cdot n \cdot k \frac{dT_e}{dx} \quad (10)$$

где $\alpha_e = \frac{\gamma_e}{D_e} \cdot n \cdot k$, $\beta_{ei} = \frac{5}{2} + k_{ei}^{(T)}$ - безразмерные коэффициенты, зависящие

от механизма рассеяния заряженных частиц.

Вследствии процессов ионизации и рекомбинации, происходящих в объеме плазмы, условия постоянства потоков заменяются уравнениями непрерывности:

$$\frac{dj_e}{dx} = -\frac{dj_i}{dx} = q \cdot \Gamma(n, T_e, N_a) \quad (11)$$

$$\frac{d}{dx} \left(j_e \cdot \beta_e \cdot \frac{kT_e}{q} - \alpha_e \cdot D_e \cdot n \cdot k \frac{dT_e}{dx} \right) = -j_e \frac{d\varphi}{dx} - E_{ion} \cdot \Gamma - \Delta S_{rad} - \Delta S_{ei} - \Delta S_{ea} \quad (12)$$

где $-j_e \frac{d\varphi}{dx}$ - работа сил электрического поля;

$E_{ion} \Gamma$ - потери энергии на ионизацию; (Γ – скорость ионизации-рекомбинации)

$$\Gamma = \left(\frac{n}{\tau_i} \right) \cdot \left[1 - \frac{n^2}{n^2 T_e} \right] \quad (13)$$

где τ_i – эффективное время ионизации

ΔS_{rad} , ΔS_{ei} , ΔS_{ea} - потери энергии на излучение, потери энергии за счет электрон-атомных и электрон-ионных столкновений;

$$\Delta S_{rad} = \sum_{k,l} \hbar \cdot \omega_{ek} \cdot \omega_{ek}^{(ph)} \cdot N_e A_{lk} \quad (14)$$

где l, k - переход атома с верхнего на нижний уровень; $\hbar \omega_{lk}$ - вероятность поглощения кванта света, пропорциональная числу квантов в электромагнитном поле; $\omega_{lk}^{(ph)}$ - эффективная вероятность выхода фотона из плазмы; A_{lk} - коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения; N_e - концентрация возбужденных атомов, τ_Q^{ei} - время релаксации электронов

$$\Delta S_{ei} = \frac{3m}{M_i} \cdot (n_e \cdot \tau_Q^{ei}) \cdot k \cdot (T_e - T) \quad (15)$$

$$\tau_Q^{ei} = \frac{3}{4} \cdot m^{1/2} (k \cdot T_e)^{3/2} / (2\pi)^{1/2} \cdot \Lambda \cdot q^4 \cdot n_i \quad (16)$$

где n_i - концентрация ионов; M_i - масса иона ($n_i = N_b$), ($M_i = m_b$); T_e - электронная температура; T - температура тяжелых частиц (M/m); τ_p ; τ_p - время релаксации по импульсу; n_e - концентрация электронов.

$$\Delta S_{ea} = \frac{3m}{M_a} \cdot \left(\frac{n_e}{\tau_Q^{ea}} \right) \cdot k \cdot (T_e - T) \quad (17)$$

где $M_a = m_b$ - масса атома.

Уравнения (11), (12) представляют собой законы сохранения числа частиц и энергии для единицы объема плазмы. Используя уравнения (10), (11) из (12) можно получить уравнение непрерывности для потока полной энергии электронов S_e .

$$\frac{dS_e}{dx} = -\Gamma(E_{ion} - q \cdot \varphi) - \Delta S_{rad} - \Delta S_{ei} - \Delta S_{ea} \quad (18)$$

Заключение. Таким образом, в данной работе проведен анализ взаимодействия процессов в приэлектродных областях с учетом параметров электрической дуги, которые объясняют распределение катодного пятна разного типа в зависимости от условий его образования, материала контакта а также показана возможность решения задачи взаимодействия параметров электрического, теплового полей и процессов рекомбинации, ионизации и диффузии в объеме плазмы. Учитывая взаимосвязь данных процессов, можно определить механизм перемещения катодных пятен по рабочей поверхности контакта и в какой-то степени решать вопросы уменьшения эрозии данной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Финкельнбург В., Меккер Г.. Электрические дуги и термическая плазма. -М.: Изд-во иностр.лит., 1961. - 370 с.
2. Кролл Н., Трайвелис А. Основы физики плазмы. Пер. с англ. -М.: Мир, 1975.- 515 с.

3. Зыкова Н.М., Канцель В.В., Раховский В.И. Изучение электронных пятен сильноточной электрической дуги при различных давлениях в инертных газах в вакууме. – В кн. Сильноточные электрические контакты. Киев, Наукова думка, 1970. – 110 с.