

Особенности теоретического рассмотрения процессов в электродных пятнах вакуумного разряда

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

Рассмотрена модель процессов в катодном и анодном пятне вакуумного разряда. Исследовано влияние скорости перемещения пятна на поле температур и температурных напряжений. Доказана возможность термоупругого разрушения материала в зоне электродного пятна. Получены зависимости коэффициента электропереноса от параметров пятна.

Ключевые слова: электроимпульсная эрозия, межэлектродный промежуток, электродное пятно.

Введение

Без расчета стойкости электродов и эффективности генерации частиц в технологических плазменных устройствах невозможно создание плазменных ускорителей и технологических плазменных устройств высокоресурсных и эффективных. Все это выдвигает вопрос теоретическом рассмотрении массоуноса в пятне в ряд важных и актуальных.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки Украины "Новые ресурсосберегающие и технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе " (подсекция 13), "Аэрокосмическая техника и транспорт" и по темам "Создание физико-технических основ повышения качества материала аэрокосмических конструкций" и "Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники", а также в рамках хоздоговорных работ и договоров о сотрудничестве.

1. Модель электроимпульсной эрозии зернистого слоя токопроводящего материала в межэлектродном промежутке реактора для очистки сточных вод от тяжелых металлов

Как показал анализ работ, посвященных протеканию разряда в воде и других средах (керосине, масле), эрозионные процессы реализуются в основном в электродных пятнах. Рассмотрим эрозионные процессы в электродных пятнах.

1.1. Эрозионные процессы в электродных пятнах

Последовательность теоретических исследований эрозионных процессов проведена в такой последовательности: сначала рассмотрим источники и стоки тепла в электродных пятнах, а затем проведем анализ результатов расчета.

1.2. Источники и стоки тепла в электродном пятне

Постановка задачи

Характер теплопереноса со стороны плазменного столба разряда в тепло электрода определяет динамику протекания приэлектродных процессов, а также механизм эрозии материала электродов.

Рассмотрим возможные источники и стоки тепла в неподвижном и перемещающемся с некоторой скоростью в электродном пятне, так как до настоящего времени этот вопрос дебатруется, а экспериментально обнаружены и те, и другие виды пятен на электродах разрядника.

1.2.1. Поверхностный источник тепла за счет переноса энергии частицами

Плотность теплового потока за счет бомбардировки ионами поверхности катода можно представить в виде

$$F_i = \frac{\beta_k}{1 + \beta_k} j_k (I_k \mu_i + I_i), \quad (1)$$

где μ_i – коэффициент аккомодации иона в материале катода;

$\beta_k = \frac{j_i}{j_e}$ – доля ионного тока на катоде; катодное падение потенциала;

j_k – полная плотность тока на катоде;

j_e – плотность электронного тока на катоде;

I_i – потенциал ионизации бомбардирующего иона;

j_i – плотность ионного тока на катоде.

В катодном пятне охлаждение поверхности осуществляется за счет эмиссии электронов. Плотность теплового тока, отводимого электронами, определяем по формуле

$$F_e = \frac{\Phi - (e^3 E)^{\frac{1}{2}} + 2kT(o, y, z, t)}{l} j_e, \quad (2)$$

где Φ – работа выхода электрона.

Тепловой поток, создаваемый обратным электронным током, можно учесть таким образом:

$$F_{обр\ e} = \mu_e \frac{(\Phi + 2kTe)}{4l} n_e U \exp\left(-\frac{eUk}{kTe}\right), \quad (3)$$

где μ_e – коэффициент аккомодации электрона;

I_k – катодное падение потенциала;

n_e – концентрация электронов;

U_e – скорость электронов, определяемая в предположении максвелловского распределения частиц по скоростям;

Te – температура электронов.

1.2.2. Коэффициент аккомодации ионов и атомов в материале мишени

При бомбардировке поверхности твердого тела потоком атомов или ионов имеет место энергообмен как результат взаимодействия (упругого или неупругого) нелетающей частицы с атомами решетки мишени. После пребывания на поверхности в соответствии со средним временем жизни в адсорбированном состоянии, адсорбированные атомы десорбируют с поверхности, унося с нее некоторую часть первоначально привнесенной энергии.

Кудсен предложил внести тепловой коэффициент аккомодации λ , который определяется так:

$$\lambda = \lim_{E_i \rightarrow E_0} \frac{E_2 - E_0}{E_i - E_0}, \quad (4)$$

где E_0 – энергия налетающей частицы;

E_i – энергия атомов на поверхности;

E_2 – энергия покидающей частицы.

Следует отметить, что в случае аккомодации молекулы на поверхности твердого тела коэффициент аккомодации можно записать так :

$$\alpha = \frac{\alpha_{\text{пост}} C_{\text{пост}} + \alpha_{\text{вр}} C_{\text{вр}} + \alpha_{\text{кол}} C_{\text{кол}}}{C_{\text{пост}} + C_{\text{вр}} + C_{\text{кол}}} \quad (5)$$

где $\lambda_{\text{пост}}$, $\lambda_{\text{вр}}$, $\lambda_{\text{кол}}$ – коэффициент аккомодации для обмена поступательной и колебательной энергии;

$C_{\text{пост}}$, $C_{\text{вр}}$, $C_{\text{кол}}$ – соответствующие вклады в удельную молярную теплоемкость. Бертрали и Эйкен выразили температурную зависимость коэффициента аккомодации соотношением

$$l_n = \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) = \frac{Q + E_a}{kT} + \text{const}, \quad (6)$$

где E_a – энергия активации, которую можно найти по выражению для среднего времени жизни атома в адсорбированном состоянии, т.е.

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right), \quad (7)$$

где Q – величина, определяемая выражением для времени релаксации β , т.е. времени, необходимого для того, чтобы разность температур атомов адсорбированного и твердого тела упала в один раз от первоначального значения:

$$\beta = \beta_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right), \quad (8)$$

Сравнение расчетов по выражению (3) показывает удовлетворительное совпадение с опытами.

В работе [3] даны результаты исследования коэффициентов аккомодации для систем, состоящих из инертных газов, водорода, кислорода, дейтерия на поверхностях вольфрама никеля или платины при температурах поверхности 9...10 °С. Получена линейная зависимость коэффициента аккомодации от температуры:

$$\alpha = \alpha_{250} [1 + \delta(t - 250)], \quad (9)$$

где δ находится в диапазоне $2,2 \cdot 10^4 \dots 9,52 \cdot 10^4$ 1/град.

Теоретическое определение коэффициента аккомодации проведено в работе [3], в результате чего получена зависимость

$$\alpha = \frac{m \pi}{M W_r} \int_0^{U_m} \frac{(hv)^2 U^2 - Hi^{(1)}\left(\frac{ihv}{2kT}\right)}{(kT)^2 \rho h(hv)/2kt} , \quad (10)$$

где m и M – масса атома газа и масса атома поверхности;

V – частица колебаний на поверхности мишени;

$V_m = \frac{kQ}{n}$ – максимальная частота колебаний при температуре Дебая; $H^{(1)}(x)$ – функция Хенкеля при $x = \frac{h\nu}{2kT}$, табулированные в [4].

В случае покрытия поверхности твердого тела пленкой одноатомного газа были предложены выражения для коэффициента аккомодации. Так, в работе [4] при рассмотрении процесса столкновения атомов газа (массы m) с атомом поверхности (массы M) в предположении, что отдельный атом поверхности участвует только в одном столкновении простых законов столкновения, найдено соотношение для коэффициента аккомодации

$$\alpha = 1 - \frac{m^2 + M^2}{(m + M)^2} \quad (11)$$

Эта формула дает довольно-таки слабое совпадение с результатами опыта.

В [6] на основании простых предположений (использована одномерная модель металлической поверхности) получена формула для коэффициента аккомодации атомов и положительных ионов

$$\alpha = \frac{4mM}{(m+M)^2} 1^{-\frac{Q}{T}}, \quad (12)$$

где Q – характеристическая комптоновская температура.

На основе модели Ландау [7] в работе [8] получено несколько скорректированное выражение для коэффициента аккомодации:

$$\alpha = \frac{3}{8m^{\frac{1}{2}}m} \left(\frac{2h^2T}{\pi a^2 k \theta^2} \right)^{3/2}. \quad (13)$$

где θ – характеристическая температура Дебая; a – характеристическая длина в потенциале взаимодействия атома с поверхностью, который имеет вид:

$$V = A \exp\left(-\frac{1}{a}\right). \quad (14)$$

Эта модель позволяет оценить отражение легких атомов.

При столкновении двухатомной и многоатомной молекулы с поверхностью металла необходимо искать средний термический коэффициент аккомодации по выражению (5). Для двухатомных молекул она преобразуется так:

$$\alpha = \frac{2Ra_{\text{пост}} + \alpha_{\text{вр}} C_{\text{вр}} + \alpha_{\text{кол}} C_{\text{кол}}}{C_{\text{пост}} + C_{\text{вр}} + C_{\text{кол}}}. \quad (15)$$

В табл. 1 даны парциальные коэффициенты аккомодации, определенные для покрытий газовой пленкой поверхности золота.

Для многоатомных молекул теория отражения отсутствует, но очевидно, что полный коэффициент аккомодации следует считать через парциальные коэффициенты аккомодации.

Таблица 1

Температура	N ₂ α _Н	N ₂ α _{ПН}	N ₂ α _{пост}	N ₂ α _{ер}	Q ₂ α _Н	Q ₂ α _{ПН}	Q ₂ α _{пост}	Q ₂ α _{ер}
20°C	0,851	0,854	0,89	0,78	0,856	0,860	0,90	0,77
44°C	0,834	0,835	0,89	0,68	0,839	0,846	0,89	0,77
66°C	0,800	0,818	0,88	0,63	0,821	0,834	0,88	0,60
91°C	0,776	0,800	0,87	0,58	0,795	0,816	0,88	0,60
110°C	0,775	0,782	0,86	0,54	0,762	0,798	0,87	0,53

Анализ приведенных теоретических методов определения коэффициента аккомодации показывает, что точность этих методов оставляет желать лучшего. Поэтому следует пользоваться экспериментальными значениями коэффициента аккомодации. Наиболее полные таблицы экспериментальных значений коэффициентов аккомодации приведены в [9]. При отсутствии опытных значений коэффициента аккомодации можно пользоваться аналитическими выражениями, приведенными в этом разделе.

1.2.3. Тепло Ноттингема

Для электронов, изготовленных из легкоплавких материалов, значительный вклад в поверхностный источник тепла может вносить тепло Ноттингема [10, 11], которое выделяется непосредственно на эмитирующей поверхности и создает плотность теплового потока:

$$F_H = 9,3 \cdot 10^{-1} \mu_y E \sqrt{\Phi} j_k(0, y, z, t) \left(\frac{1}{\beta_k + 1} \right), \quad (16)$$

где E – напряженность электрического поля вблизи катода, В/м;

Φ – работа выхода электрона, эВ;

μ_y – коэффициент усиления напряженности электрического поля.

Для острых катодов тепло Ноттингема может быть существенным, значительным также этот тепловой источник может быть для поверхности шероховатого катода с высоким коэффициентом усиления напряженности электрического поля при отношении высоты шероховатости к радиусу основания порядка 100...200, когда коэффициент усиления достигает 50...100.

При отсутствии напряженности электрического поля вследствие шероховатости или незначительных усилий, что характерно для обычных катодов, тепло Ноттингема создает дополнительную плотность теплового потока, составляющую величину от долей до 2...3 % от плотности теплового потока за счет бомбардировки ионами катода. В то же время для острого катода эта величина может соизмерима и даже больше плотности теплового потока, создаваемого ионами. Плотность теплового потока, создаваемого ионами с учетом эмиссионного охлаждения, обратного электронного тока и тепла Ноттингема, определим так:

$$F_K = F_i - F_e + F_{e\text{обр}} + F_H. \quad (17)$$

Для анода плотность теплового потока, создаваемого поверхностным источником тепла в случае положительного анодного падения потенциала,

$$F_a = j_a \mu_a \left(U_a + \frac{2kT_e}{3} + \Phi \right), \quad (18)$$

где j_a – плотность тока на аноде;

U_a – прианодное падение потенциала;

T_e – температура электрона.

В случае отрицательного анодного падения потенциала выражение для плотности теплового потока учитывает действие ионного и электронного потоков на поверхность анода:

$$F_a = j_a \left\{ \frac{Sk}{2l} (T_e - T(0, y, z, t)) + \frac{j_{an}}{j_{oD}} \left[U_i + |U_a| + \frac{5k}{2l} (T_i - T(0, y, z, t)) \right] + \Phi_e \right\}, \quad (19)$$

где T_e, T_i – температура электронов и ионов вблизи катода;

j_e, j_i – плотность ионного и электронного тока на аноде;

Φ_e – работа выхода электрона из материала анода;

j_{an} – плотность полного тока на аноде.

Все величины, входящие в выражения (17) и (18), за время жизни пятна в зависимости от параметров приэлектродной зоны имеют незначительные отличия.

1.2.4. Объемный источник тепла

При исследовании теплообмена в зоне электродного пятна рассматриваются различные способы задания объемного источника тепла. Так, в [12] рассматривается объемный источник тепла, имеющий постоянную интенсивность, а в [13] – растекание тока в некоторый телесный угол. Такие предложения существенно упрощают решение задачи теплообмена в зоне электродного пятна, но не всегда дают положительные результаты. Растекание тока в зоне электродного пятна описывается уравнением Лапласа

$$\frac{1}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (20)$$

Граничные условия для этого уравнения:

1. На границе $x=0$

$$\frac{1}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = \begin{cases} j_k, \text{ или } j_a & \text{при } \sqrt{z^2 + y^2} < R, \\ 0 & \text{при } \sqrt{z^2 + y^2} > R. \end{cases} \quad (21)$$

2. На границах $x=x_k, y=y_H, y=y_k, z=z_H, z_k$

$$-\frac{\partial \varphi_0}{\partial X} = \rho[T_H] j_0; \quad (22)$$

$$j = j_0 = \frac{j_{k,a} \pi R n^2}{2X_k(Y_k - Y_H) + 2X_k(Y_k - Z_H) + (Y_k - Y_H)(Z_k - Z_H)},$$

где φ_0 – потенциал точки электрода;

R_n – радиус электродного пятна на катоде или аноде;

X_k, Y_H, Y_k, Z_H, Z_k – координаты границы рассматриваемой области пространства;
 $\rho[T(x, y, z, t)]$ – удельное электрическое сопротивление, зависящее от температуры.

С учетом сказанного плотность тока в элементе рассматриваемого объема определим так:

$$j(x, y, z, t) = \frac{(jk, a \pi R_0^2)}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial yz^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (23)$$

Такое рассмотрение процесса растекания тока верно при численном решении задачи о протекании тока в электроде, т.е. когда температура в каждой точке пространства на n -м шаге незначительно отличается от значения $n+1$ -м шаге, иначе необходимо рассматривать систему уравнений. Тогда тепло благодаря действию объемного источника тепла, который действует во всем рассматриваемом объеме электрода, находим так:

$$Q_{об} = \rho[T(x, y, z, t)] j^2(x, y, z, t). \quad (24)$$

1.2.5. Теплоотвод за счет смещения фронта испарения

В общем случае теплоотвод вследствие смещения фронта испарения, можно записать в виде

$$Q_{исп} = C_v[T(x, y, z, t)] V_\phi \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x}, \quad (25)$$

где $C_v[T(x, y, z, t)]$ – теплоемкость материала электрода в данной точке при соответствующей температуре $T(x, y, z, t)$, которая задается массивом с использованием экспериментальных значений этой величины или с помощью линейной экстраполяции;

V_ϕ – величина скорости смещения фронта испарения для случая, когда на поверхности электрода не появляется слой металла, перегретого выше температуры плавления, т.е. $T(0, y, z, t) < T_{пл}$ ($T_{пл}$ – эффективная температура плавления материала электрода, учитывающая затраты тепла на плавление). Эту скорость смещения можно определить так:

$$V_\phi = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT(0, y, z, t)}} \left[\exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_{ост} \right], \quad (26)$$

где A и B – табулированные константы [14];

R – газовая постоянная;

γ – плотность материала электрода;

M – атомный вес нагреваемого электрода;

$P_{ост}$ – давление остаточных газов;

$$V_\phi = V_0 \exp\left(-\frac{T^*}{T(0, y, z, t)}\right), \quad (27)$$

где V_0 и T – скорость смещения фронта испарения и температура поверхности пятна при стационарном режиме испарения, определяемые системой уравнений (15).

1.2.6. Теплоотвод от электродного пятна теплопроводностью

Тепловой поток, отводимый от элементарного объема теплопроводностью, находим по формуле

$$Q_m = C_V [T(x, y, z, t)] a [T(x, y, z, t)] \Delta T(x, y, z, t), \quad (28)$$

где a – коэффициент температуропроводности.

1.2.7. Теплообмен излучением

Теплопровод к поверхности пятна за счет излучения плазмы приводит к повышению плотности теплового потока на величину

$$F_{исп} = E_{\pi} Q T_{\pi}^4, \quad (29)$$

где Q – постоянная Стефана—Больцмана;

T_{π} – температура плазмы;

E_{π} – степень черноты плазмы

Теплоотвод от пятна вследствие излучения учитываем по формуле Стефана-Больцмана:

$$F_u = E Q [T(0, y, z, t)]^4, \quad (30)$$

Здесь E – степень черноты материала электрода;

Постоянная Стефана—Больцмана ($5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² град⁴)

1.2.8. Теплоотвод от электродного пятна теплопроводностью

Тепловой поток, отводимый от элементарного объема теплопроводностью, находим по формуле

$$Q_m = C_V [T(x, y, z, t)] a [T(x, y, z, t)] \Delta T(x, y, z, t), \quad (31)$$

где a – коэффициент температуропроводности.

1.2.9. Ослабление интенсивности поверхностного источника тепла за счет испарения

Уменьшение плотности теплового потока на электроде за счет теплоотвода испарением в общем случае определяем по формуле

$$F_{исп} = L_{исп} \gamma V_{\phi}, \quad (32)$$

где $L_{исп}$ – скрытая теплота испарения.

Величина скорости смещения фронта V_{ϕ} испарения. Тогда температура поверхности меньше температуры плавления, определяется выражением (27).

1.2.10. Теплообмен за счет конвекции

Теплообмен между электродами (наполнителем) и газом при достаточных расходах рабочего тела может быть описан как конвективный:

$$F_{\text{кон}} = \alpha \Delta t_{\text{лов}}, \quad (33)$$

где α – коэффициент теплоотдачи конвенций;

$t_{\text{лов}}$ – средняя логарифмическая температура теплообмена.

Коэффициент теплоотдачи конвенций в случае высоких скоростей движения газа внутри трубы может быть представлен как

$$\alpha = \frac{\lambda}{l_0} N = \frac{\lambda}{l_0} 0,0162 \left(\frac{3600 V l_0}{U} \right)^{0,02} \left(\frac{T_2}{T_{\text{см}}} \right)^{0,835} \quad (34)$$

здесь $N_u = 0,0162 P_e^{0,82} \left(\frac{T_2}{T_{\text{см}}} \right)^{0,835}$ – критерий Нуссельта;

$P_e = \frac{3600 V l_0}{U}$ – критерий Пекле;

α – коэффициент теплопроводности газа,

l_0 – характерная длина (длина вставки);

V – скорость газа;

U – кинематическая вязкость;

$\rho = \frac{\gamma}{g}$ – плотность,

$$\Delta t_{\text{лов}} = \frac{t_{2_1} - t_{2_2}}{\ln \frac{t_{2_1} - t_c}{t_{2_2} - t_c}} \quad (35)$$

где $t_2 = T_2 + (AV_1^2/2gC_p)$; $t_2 = T_2 + (AV_2^2/2gC_p)$; $t_c = T_{\text{см}}$; V_2 V_1 – скорость на выходе и входе в трубку; C_p – теплоемкость газа.

1.2.11. Теплообмен вследствие перемещения пятна

Теплообмен в районе пятна будет осуществляться также вследствие перемещения пятна. Тепловой поток, отводимый благодаря перемещению пятна, определим так:

$$Q_{\text{п}} = C_v [T(x, y, z, t)] V_{\text{п}} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y}, \quad (36)$$

где $V_{\text{п}}$ – скорость перемещения источника тепла (скорость электродинамического смещения или антиамперного движения для некоторых режимов электродного пятна).

1.2.12. Постановка задачи о теплообмене в элементарном объеме электрода

С учетом рассмотренных источников и стоков тепла баланс энергии в элементарном объеме пятна (рис. 1) запишем в виде

$$C_v [T(x, y, z, t)] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - C_v [T(x, y, z, t)] V_n \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} = \quad (37)$$

$$= C_v [T(x, y, z, t)] a [T(x, y, z, t)] \Delta T(x, y, z, t) + C_v [T(x, y, z, t)] \times$$

$$\times V_\phi \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} + \rho [T(x, y, z, t)] j^2(x, y, z, t) + \frac{B j_{i,e} \mu_{i,e} \partial E}{C_v [T(x, y, z, t)] \partial x}$$

Граничные условия учитывают поверхностный источник тепла и изменение интенсивности поверхностного источника тепла вследствие взаимооблучения плазма—электрод и отвода тепла с испаренным металлом:

1. При $t < t_{ж}$:

$$-\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{F_1}{\lambda} - \frac{F_{исп}}{\lambda} + \frac{Q}{\lambda} [\varepsilon_n T_n^4 - \varepsilon T_{(0,y,z,t)}^4] - \frac{F_{кон}}{\lambda}, \quad (38)$$

если $\sqrt{z^2 + (y')^2} \{ < R, \text{ то } F = F_k \text{ или } F = F_a$

$$\{ > R, \text{ то } F = F_0,$$

где $y' - V_{mb}$, R – радиус пятна.

2. При $t > t_{ж}$ $F=0$ граничные условия на поверхностях X_k , Y_H , Y_k , Z_H и Z_k можно записать в таком виде:

при $t = t_{ж} = t_1$

$$x_k = \sqrt{6at},$$

$$Y_H = R - \sqrt{6at},$$

$$Y_k = R + \sqrt{6at} + V_n t_{ж},$$

$$Z_H = R - \sqrt{6at},$$

$$Z_k = R + \sqrt{6at},$$

$$T(x_k, y, z, t) = T(x, y_H, z, t) = T(x, y_k, z, t) = T(x, y, z_H, t) = T(x, y, z, t) = T_H \quad (39)$$

Область пространства электрода с координатами $X_H = 0$, X_k , Y_H , Y_k , Z_H и Z_k показана на рис 2. Эти координаты ограничивают область пространства, в которой рассматривается задача теплопроводности.

Начальные условия:

$$t=0, T(x, y, z, 0) = T_H \quad (40)$$

Характер действия объемного источника тепла определяется решением уравнения Лапласа (20) с последующим вычислением плотностей тока в данной точке электрода (23) и интенсивности объемного источника (24).

1.2.13. Определение коэффициента эрозии

Поставленную задачу решали численными методами на ЭВМ. В процессе расчетов определяли массу испаренного металла интегрированием скорости испарения по поверхности электрода за время эффективного испарения в зоне электродного пятна (результаты расчетов показали, что это время составляет величину порядка удвоенного времени жизни пятна):

$$M_{исп} = \int_{Z_H}^{Z_k} \int_{Y_H}^{Y_k} \int_0^{2\tau} W[T(0, y, z, t)] dz dy dt, \quad (41)$$

где $W[T(0, y, z, t)] = V_0 \gamma$

Для определения массы металла, удаленного в жидкой фазе, рассмотрим возможные механизмы выброса жидкого металла из электродного пятна.

1.2.14. Механизмы выброса металла в жидкой фазе

Удаление жидкого металла с поверхности электрода возможно с помощью таких механизмов:

1. Электростатический механизм удаления материала, который используется чаще всего при высокой напряженности полей вблизи электрода $P_{эс}$.

2. Электромагнитный и электродинамический механизмы выброса жидкого металла, которые реализуются благодаря действию магнитного давления на жидкий металл $P_{эс}$ существенны при условии протекания больших токов в электродном пятне.

3. Газодинамический механизм, применяющийся при высоких температурах в электродном пятне и высоких давлениях испаряемого металла на материал в жидкой фазе $P_э$.

4. Термоупругий и термопластический механизм удаления материала в жидкой фазе, который осуществляется под действием нестационарных температурных напряжений, вызывающих термоупругую или термопластическую волну в жидком металле, приводящую к выбросу металла $P_э$.

5. Электродинамический механизм за счет действия лоренцевой силы – $P_{эд}$.

6. Давление потока ионов или электронов $P_{i,e}$.

При экспериментальных исследованиях состава эрозии практически во всех режимах разряда с электродным пятном наблюдается выброс жидкого металла в виде капель (25, 26). Теоретические работы по эрозии рассматривают целый ряд вариантов выброса металла.

Условием выброса жидкой фазы следует считать условие, когда давление, создаваемое силами, выбрасывающими металл, превышает над давлением, создаваемым силами, удерживающими его (с учетом их направлений, т.е. знаков):

$$P_{\Sigma} = P_{эс} + P_M + P_э + P_{ту} + P_{эд} + P_{i,e} > P_{нн} + P_в + P_u + P_c. \quad (42)$$

В общем случае следует определить все составляющие этого неравенства и по полученному распределению давления найдем те области жидкого металла, которые будут удалены. Очевидно, профиль распределения суммарного давления на жидкий металл P_{Σ} по радиусу определит и профиль застывшего металла, т.е. может получить валик, острие или одновременно валик и острие (рис. 2)

Масса расплавленного металла и удаленного из зоны электродного пятна определяется объемом, в котором температура выше температуры плавления в случае превышения сил суммарного давления над силами поверхностного натяжения. Это позволяет проследить временной характер удаления жидкого металла в электродном пятне. Величина коэффициента эрозии для исследуемого электродного пятна вычислена как отношение испаренной массы (коэффициент эрозии K_1) и полной удаляемой массы в электродном пятне (коэффициент эрозии K_2) к величине заряда, переносимого в электродном пятне и определяемого выражением

$$g = \int_{y_H}^{y_K} \int_{z_H}^{z_K} \int_0^{T_K} j(0, y, z, t) dy dz dt, \quad (43)$$

где $j(0, y, z, t) = jk_{(\alpha)}$ при $\sqrt{(y')^2 + z^2} \ll R_{II}$
 при $\sqrt{(y')^2 + z^2} > R_{II}$.

Коэффициенты эрозии находим по формуле

$$k_1 = \frac{m_{исп}}{q}, k_2 = \frac{m_{исп} + m_{плв}}{q}. \quad (44)$$

При расчетах число шагов вдоль оси составило 10, 20, а временной интервал разбили на 20 шагов.

Результаты расчетов.

Результаты теоретических расчетов получены зависимости коэффициента эрозии от времени жизни пятна (рис. 1) при разных плотностях материала в жидкой фазе появляются разрывы первого рода т.е. на конечную величину, что говорит о зависимости от вероятности выброса материала величина коэффициента эрозии может изменяться. Конечные результаты для исследуемого анодного пятна показаны на рис. 2, где очевидны анодные разрывы первого рода, но они смещены в зону больших времен жизни пятен. При плотностях тока 10^{10} и 10^9 А/м² разрывов не наблюдается, что говорит о малой вероятности образования жидкой фазы.

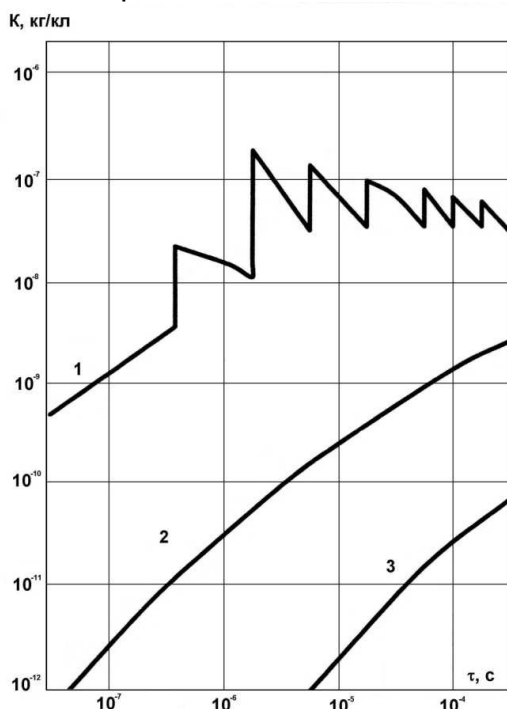


Рис. 1. Зависимость эрозии для неподвижного анодного пятна на молибдене от времени жизни для плотностей тока: 1 – 10^{11} А/м; 2 – 10^{10} А/м; 3 – 10^9 А/м

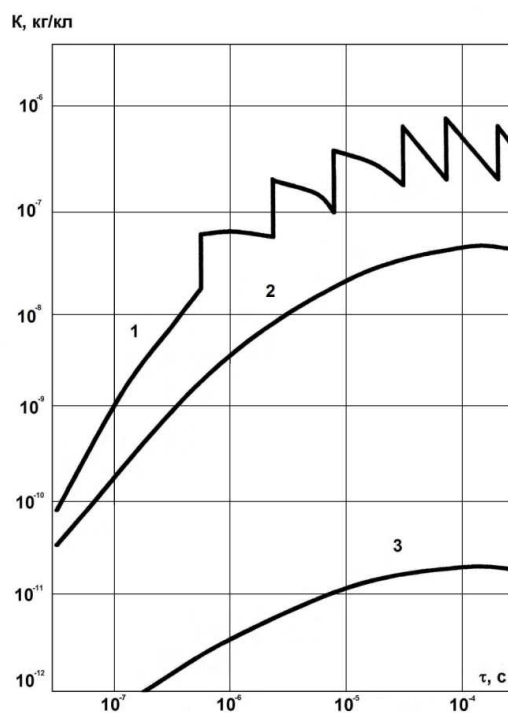


Рис. 2 Зависимость коэффициента эрозии для перемещающегося (1, 10, 100 м/с) анодного пятна на молибдене от времени жизни

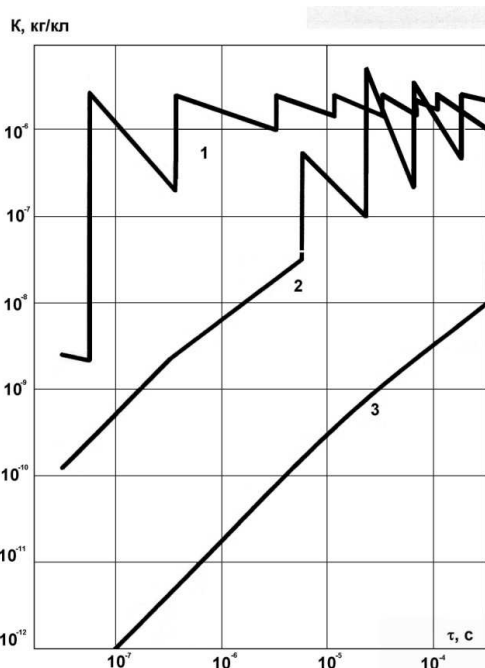


Рис. 3. Зависимость коэффициента эрозии для неподвижного катодного пятна на вольфраме от времени для ряда плотностей тока: 1 – 10^{11} ; 2 – 10^{10} ; 3 – 10^9 А/м

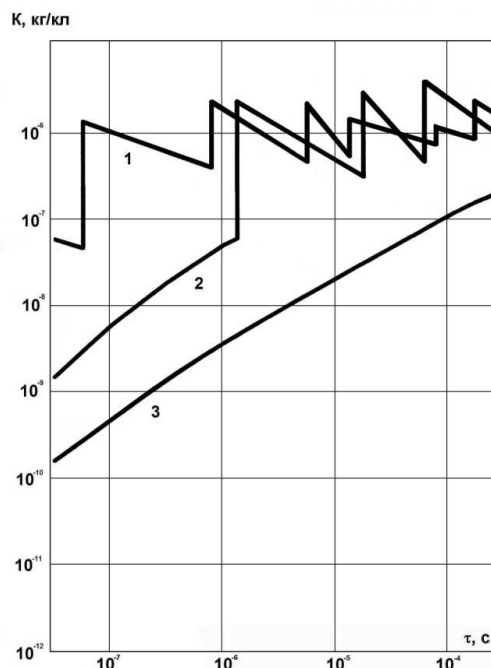


Рис. 4. Зависимость коэффициента эрозии для неподвижного катодного пятна на меди от времени для ряда плотностей тока: 1 – 10^{11} ; 2 – 10^{10} ; 3 – 10^9 А/м

Для катодного пятна на вольфраме с неподвижным (рис. 3) и перемещающемся (рис. 4) пятнами аналогичные зависимости подтверждают выброс жидкой фазы при $j = 10^{11}$ и $j = 10^{10}$ А/м², тогда как при 10^9 А/м² не наблюдается выброс материала в жидкой фазе.

Зависимости коэффициента электропереноса от времени жизни пятна позволяет оценить вероятность генерации частиц паровой и жидкой фазы, что важно для технологических плазменных устройств.

Выводы

Показана возможность оценки массоуноса в электродных пятнах как в паровой, так и жидкой фазе, что важно для технологических плазменных устройств.

Определено влияние времени жизни пятна и плотности тока на коэффициент электропереноса. Отмечена перспектива получения плазменных технологических устройств без капельной фазы, а значит, и получения высококачественных покрытий.

Список литературы

1. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г.И. Костюк. – Х.: Вид-во АИПУ, 2002. – Кн. 1.: Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий. – 596 с.

2. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г.И. Костюк. – Х.: Вид-во АИИУ, 2002. – Кн. 2.: Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования. – 482 с.

3. Белан, Н.В. Физические основы стойкости электродов плазменных ускорителей и технологических плазменных устройств [Текст]: учеб. для вузов / Н.В. Белан, Г.И. Костюк, Е.П. Мышелов – Х.: Минвуз СССР, 1986. – 207 с.

4. Раховский, В.И. Физические основы коммуникации электрического тока в вакууме [Текст] / В.И. Раховский. – М.: Наука, 1970, - 536 с.

5. Кесаев, И.Г. Катодные процессы электрической дуги [Текст] / И.Г. Касаев. – М.: Наука, 1968. – 244 с.

Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.И. Долматов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков

Поступила в редакцию 19.09.2013

Особливості теоретичного розгляду процесів в електродних плямах вакуумного розряду

Розглянуто модель процесів в катодного і анодному плямі вакуумного розряду. Досліджено вплив швидкості переміщення плями на поле температур і температурних напружень. Доведено можливість термопружної руйнування матеріалу в зоні електродного плями. Отримано залежності коефіцієнта електроперенесення від параметрів плями.

Ключові слова: електроімпульсно ерозія, міжелектродний проміжок, електродне пляма.

Features theoretical analysis of a vacuum discharge electrode spots

A model of the processes in the cathode and the anode spot of the vacuum discharge. The influence of the speed of the spots on the temperature field and thermal stress. The opportunity of a thermoelastic material failure in the area of the electrode patches. Obtained from the dependence of the electrical transport parameters of the spot.

Keywords: electric pulse erosion, the inter-electrode gap, electrode spot.