

УДК 621.793:533.9

Анализ направленного движения электрической дуги по массивному электроду, покрытому тонким слоем изолятора

А. П. Глинов, Ю. Г. Дёгтев, А. К. Кондратенко,
А. Е. Полтанов, В. Н. Рындин, Г. И. Симонова
ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Троицк Московской обл., Россия

Проведены эксперименты по очистке металлических поверхностей, загрязненных диэлектрическими наслоениями, с помощью направленно-движущихся электрических дуг. Предложена математическая модель, осуществляющая оценку физических параметров столба электрической дуги, скорости и эффективности плазменной очистки.

Технологии очистки металлических поверхностей, загрязненных химическими диэлектрическими наслоениями, могут быть востребованы при реставрации или утилизации различных емкостей и трубопроводов газообразных и жидких сред. Особую роль играет отработка технологии очистки поверхностей от пленок, являющихся в обычных условиях экологически опасными веществами. Один из возможных способов очистки таких поверхностей — это плазменная обработка [1], при которой осуществляются нагревание, испарение и химическое разложение опасных веществ на менее опасные составляющие. При достаточно больших объемах очистительных работ требуются высокопроизводительные и экономичные установки.

В настоящей работе рассматривается возможность очистки загрязненных металлических поверхностей с помощью теплового излучения электрической дуги, направленно-движущейся между очищаемой поверхностью и электродом.

В отличие от плазмотронов установка на основе рельсотронных дуг [2] может иметь более высокую удельную мощность теплового потока (до 100—200 кВт/см²) по сравнению с 1—10 кВт/см². Это позволяет обеспечить более высокие КПД и производительность за счет уменьшения потерь тепла на нагрев самой пластины.

Постановка задачи

Рассмотрим электрический разряд в воздушной среде между двумя стальными плоскими электродами (рис. 1, а, б), образующими шины рельсотрона. Один из электродов (анод) покрыт тонким слоем диэлектрика толщиной δ . Горение дуги поддерживается разрядом батареи конденсаторов через дроссель. После пробоя или зачистки пленки в межэлектродном зазоре формируется электрическая дуга. Под действием ponderomotorных сил она начинает проталкиваться между рельсами в направлении от начала токоввода. Однако ее движение тормозится привязкой анодных пятен ввиду необходимости разрушения диэлектрической пленки. В результате реальная длина столба дуги l будет больше межэлектродного зазора d . Но рост l ограничен, так как это вызывает увеличение напряжения на дуговом столбе и пробой следа плазменного поршня (ПП) дуги, образуемого катодными струями.

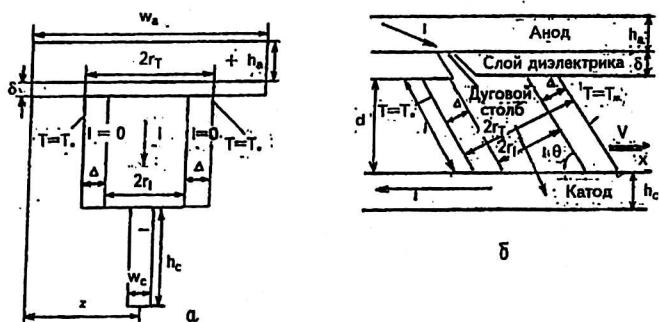


Рис. 1. Геометрия разряда:
 а — поперечное сечение; б — продольный разрез

Длина столба дуги трудно поддается теоретической оценке и может быть определена экспериментально по углу ее наклона θ : $l \sim d / \cos\theta$. Для рельсо-электронных дуг с термоэмиссионным катодом угол наклона определялся ранее в работе [3]. Было показано, что угол θ составляет $\sim 20^\circ$ при дозвуковых режимах метания и $\sim 40^\circ$ — при сверхзвуковых скоростях дуги.

Скорость дуги V при наличии пленки определяется движением фронта испарения диэлектрика под воздействием притока тепла q_a из ПП.

При отсутствии пленки скорость движения дуги V_f может быть существенно выше. Она определяется балансом пондеромоторных сил F_H и сил аэродинамического сопротивления F_A и сопротивления F_f вязких пограничных слоев приэлектродных областей. Электрический ток дуги примем как функцию времени $I(t)$. Для определенности рассматриваются шины, изготовленные из нержавеющей немагнитизирующей стали, так что магнитная проницаемость μ равна магнитной проницаемости вакуума $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Требуется оценить геометрические размеры r_1 плазменного шнура, а также размеры Δ окружающего его горячего газа с температурой $T > T^*$, превышающей температуру испарения диэлектрика, и тепловой поток в анодном направлении как функцию тока, это позволит найти скорость и КПД очистки.

Для определения скорости движения свободной дуги по чистым электродам, полезной для отладки системы диагностики перемещения дуг, требуется найти зависимость электромагнитной силы F_H от тока и расстояния z направляющей шины от края очищаемой шины. Сами же шины для простоты имеют форму параллелепипеда (см. рис. 1), а их поперечные геометрические размеры w_a, h_a — для анода и w_c, h_c — для катода.

Скорость движения дуги по электроду без покрытия

Сначала оценим скорость перемещения дуги вдоль поверхности незагрязненной анодной пластины. Полагаем форму дуги в виде наклонного цилиндра (см. рис. 1) с диаметром $D = 2(\tilde{r}_1 + \Delta)$. Плотность воздуха, набегающего на дугу со скоростью V_f , составляет $\rho_0 \sim 1,29$ кг/м³. При поперечном обтекании цилиндра сила аэродинамического сопротивления $F_{A\perp} = \zeta D l \rho_0 (V \cos\theta)^2$ [4], где $\zeta = \zeta(R_e)$ — коэффициент сопротивления; $R_e = VD/\nu$ — число Рейнольдса; ν — кинематическая вязкость.

При наличии наклона дуги образуется сила сопротивления, обусловленная продольным обтеканием цилиндра $F_{A\parallel} = c_f \rho_0 (V \sin\theta)^2 S$, где $S = \pi D k_s l$ — эф-

фективная площадь обтекания; k_s — масштабный коэффициент, равный 0—1. При безвихревом обтекании $k_s \sim 1$, при гиперзвуковом $k_s \ll 1$. Для оценок полагаем $k_s \sim 0,5$. Сила сопротивления движению дуги на электродных стенках $F_w = 2\rho_0 V^2 c_f \pi D^2 / (4 \cos \theta)$, где $c_f = c_f(R_e)$ — коэффициент вязкого сопротивления.

При скоростях 20 и 400 м/с имеем: $R_e \sim 10^2 \div 2 \cdot 10^3$; $c_f \sim 0,1 \div 0,03$; $\zeta \sim 1 \div 1,1$. Сила инерции $F_{\text{и}} = -m dV / dt$, где m — масса дуги. Полагая плотность дуги $\rho \sim 50$ г/м³, $l = 5$ мм, $D = 4$ см, имеем $m \sim \rho \pi D^2 l / 4 \sim 0,3$ мг. При $t \sim 4$ мс имеем $V \sim 400$ м/с, $F_{\text{и}} \sim mV/t \approx 0,03$ Н. Эта сила существенно меньше силы разгона дуги $F_{\text{п}} = L' I^2 / 2$, где L' — погонная индуктивность пары шин (рис. 2). Действительно, полагая $L' = 0,4$ мкГн/м, $I = 30$ кА, получим $F_{\text{п}} \approx 180$ Н, т. е. сила инерции оказывает заметное влияние только при начальных моментах движения дуги $t < t_* = mV / F_{\text{п}} \sim 0,7$ мкс. При меньшей скорости время установления квазистационарного режима метания t_* будет меньше. Так, при $V = 20$ м/с величина $t_* \sim 0,03$ мкс. При временах $t \gg t_*$ баланс сил в проекции на ось x : $F_{\text{п}} = (F_{A\perp} + F_{A\parallel}) \cos \theta + F_w$. Отсюда скорость движения свободной дуги будет

$$V_f = \frac{I}{2} \left\{ \frac{2L' \cos \theta}{\rho_0 D [\zeta d \cos^3 \theta + c_f (k_s d \sin^2 \theta + \pi D / 2)]} \right\}^{1/2} \quad (1)$$

При узких зазорах, когда $d \ll D$ (1), можно представить в виде

$$\left[\frac{V_f(\theta)}{V_f(0)} \right]^2 = f(\varphi) \equiv \frac{\varphi}{1 + \omega(\varphi^3 - 1)}, \quad \varphi = \cos \theta, \quad \omega = \frac{\zeta d}{\zeta d + c_f \pi D / 2}. \quad (2)$$

Из (2) находим угол $\theta_*(\varphi_* = \cos \theta_*)$, при котором скорость дуги максимальна:

$$f'(\varphi_*) = 0, \quad \varphi_* = [(1 - \omega) / (2\omega)]^{1/3}, \quad f(\varphi_*) = (2/3) [2\omega(1 - \omega)]^{-1/3}.$$

В нашем случае $\omega \approx 0,74$; $\varphi_* \approx 0,49$; $\theta_* \approx 60^\circ$; $V_f(\theta_*) / V_f(0) \approx 1,19$.

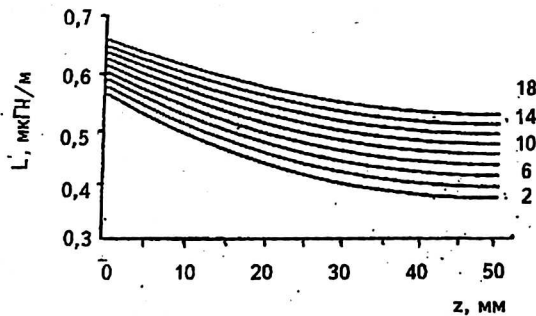


Рис. 2. Градиент индуктивности L' ; d (мм) — межэлектродный зазор, составляющий 2, 6, 10, 14, 18

Скорость очистки загрязненного электрода

Обозначим через q тепловой поток из ПП в анодное покрытие, усредненный по площади контакта ПП с очищаемой поверхностью. Время нагрева и испарения δ -пленки Δt_* над поверхностью дугового пятна оценим из баланса энергии

$$W_q = W_* + W_V + W_\delta + W_e, \quad (3)$$

где $W_q = q\Delta t_* S_{\text{п}}$ — поток энергии в стенку из дугового столба;

$S_{\text{п}} = \pi D^2 / (4 \cos \theta)$ — площадь пятна;

$W_V = 0,5 \delta l_{\text{п}} \rho_\delta C_\delta (T_* - T_0) V \Delta t_*$ — конвективный вынос тепла в направлении движения дуги;

$l_{\text{п}} = 2DE_2(\sin \theta) / \cos \theta$ — периметр пятна в виде эллипса с полуосями

$r_x = 0,5D / \cos \theta$; $r_y = 0,5D$, выраженный через эллиптический интеграл второго рода E_2 ;

ρ_δ — плотность пленки;

C_δ — удельная теплоемкость пленки на единицу массы;

T_* — температура ее испарения;

$T_0 = 20^\circ\text{C}$ — фоновая температура пластины;

V — скорость движения источника тепла q ;

$W_* = \rho_\delta [C_\delta (T_* - T_0) + \Lambda_*] \delta S_{\text{п}}$ — энергия нагрева и испарения пленки под дугой;

Λ_* — ее удельная энергия испарения на единицу массы;

$W_e = \rho_e C_e (T_* - T_0) \delta_{\text{Te}} S_{\text{п}}$ — утечка тепла в очищаемую пластину;

$\delta_{\text{Te}} = 2\sqrt{\chi_e t_{e*}}$ — толщина термического слоя в электродной пластине;

$t_{e*} = (\pi \chi_e / 4) [\rho_e C_e (T_* - T_0) / q]^2$ — время нагрева контактной с пленкой поверхности пластины до температуры $T = T_*$ после испарения участка пленки [1];

$\chi_e = \lambda_e / (\rho_e C_e)$ — температуропроводность очищаемого электрода;

$\lambda_e \rho_e C_e$ — его теплопроводность, плотность и удельная массовая теплоемкость, соответственно;

$W_\delta = \rho_\delta C_\delta (T_* - T_0) l_{\text{п}} \delta \delta_{\text{тп}}$ — утечка тепла из зоны привязки дуги в окружающую пленку;

$\delta_{\text{тп}} = 2\sqrt{\chi_\delta \Delta t_*}$ — толщина термического слоя в покрытии пластины;

χ_δ — коэффициент температуропроводности электродного покрытия.

В первом приближении можно принять, что W_q определяется половиной мощности дуги $N = IU_{\text{pp}}$: $W_q = 0,5N\Delta t_*$, где U_{pp} — падение напряжения на дуговом столбе. Зная мощность дуги N , диаметр ее столба D , угол ее наклона θ , по (3) можно найти характерное время Δt_* очистки прилегающего к дуге участка поверхности. Откуда определим скорость дуги при очистке V , термический КПД $\eta_{\text{т}}$ и коэффициент использования напряжения $\eta_{\text{и}}$:

$$V = D / [\cos \theta \Delta t_*]; \quad \eta_{\text{т}} = W_* / W_q; \quad \eta_{\text{и}} = q S_{\text{п}} / N. \quad (4)$$

Из (3) и (4) находим

$$\Delta t_* = \left[\left(b + \sqrt{b^2 + aq} \right) / q \right]^2; \quad a = (W_* + W_V + W_e) / S_{\text{п}}; \quad b = \rho_\delta C_\delta (T_* - T_0) (l_{\text{п}} \delta / S_{\text{п}}) \chi_\delta^{1/2}. \quad (5)$$

При проведении данных оценок предполагалось:

- пленка тонкая $\delta \ll D$;
- направляющая шина длинная $D \ll L$, где L — ее протяженность;

- тепловой поток q достаточно интенсивен, так что $\delta_{\text{тп}} \ll D$;
- электрический ток квазистационарен, т. е. полупериод разряда превосходит время движения дуги на длине ее диаметра D ;
- пленка имеет постоянную толщину δ .

Если дополнительно пренебречь утечками тепла в шину и покрытие, т. е. положить $\eta_T = 1$, то для скорости дуги при очистке пластины из (4), (5) получим простую аналитическую оценку $V \leq 2IU_{pp} / \{\pi D \delta [\lambda_* + C_\delta (T_* - T_0)] \rho \delta\}$.

Физические характеристики дугового столба

Для оценки теплового потока в пленку $q = q_a$ принята квазистационарная модель дуги (см. рис. 1) в приближении Эленбааса—Хеллера [6—8]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial S}{\partial r} \right] + \sigma E^2 - \Phi_{\text{и}}(S) = 0; \quad E = \frac{I(t)}{2\pi \int_0^{\infty} \sigma r dr}, \quad (6)$$

где E — продольная столбу напряженность электрического поля;

r — расстояние от центральной оси дугового столба в виде усеченного цилиндра;

$\sigma = \sigma(\rho, T)$ — электропроводность;

ρ — плотность;

T — температура;

$\Phi_{\text{и}}$ — объемные потери на излучение;

$S = \int_{T_{\text{ex}}}^T \lambda dT$ — тепловой потенциал;

$\lambda = \lambda_r + \lambda_{\text{и}}$ — эффективный коэффициент теплопроводности;

$\lambda_r, \lambda_{\text{и}}$ — коэффициенты теплопроводности газа и излучения, соответственно;

T_{ex} — граничная температура внешней зоны горячего газа, окружающего токовый шнур.

В зоне токового шнура ($0 \leq r \leq r_1$) сосредоточен весь ток I . В окружающей ПП газовой оболочке ($r_1 < r < r_T = r_1 + \Delta$) тока нет ($I = 0$), но осуществляется перераспределение теплового излучения от дугового столба в электроды и окружающий воздух.

Обтекание дуги холодным воздухом с температурой T_0 вызывает охлаждение столба и обеспечивает теплоотвод $-\lambda \partial T / \partial r = \alpha(T_{\text{ex}} - T_0)$, где $\alpha(V)$ — коэффициент теплоотдачи [9]. Поскольку дуга движется и имеет наклон, то пары очищаемого слоя будут в значительной мере сдуваться набегающими потоками воздуха и можно принять плазму ПП — воздушной. Данные по коэффициентам переноса воздуха λ, σ брались из работ [7, 10, 11].

Собственное магнитное поле цилиндрического токового шнура в первом приближении азимутально $B = B_\varphi(r)$. Из уравнения Максвелла $\text{rot} B = \mu_0 j$ и закона Ома $j = \sigma E$ имеем

$$B_\varphi(r) = \begin{cases} \mu_0 I / 2\pi r, & r_1 \leq r \leq r_T; \\ B_\varphi(r_1) \int_0^r \sigma(s) s ds / \int_0^{r_1} \sigma(s) s ds, & 0 \leq r \leq r_1 \end{cases} \quad (7)$$

Магнитное поле в зазоре B_{ex} позади дуги можно рассматривать как внешнее. Оно направлено по оси z , а его величина может быть оценена из соотношения $IB_{\text{ex}} l = F_{\text{п}}$, откуда $B_{\text{ex}} = L I(2l) \approx 1$ Тл при $I = 30$ кА, $l = 5$ мм.

Согласно (7) величина собственного магнитного поля дуги $B_\varphi \leq 0,4$ Тл. Его составляющая от силы Лоренца уравнивает градиент давления $jB_\varphi + \partial P / \partial r = 0$,

в результате $P(r) = P(0) - \mu_0 E^2 \int_0^r \frac{\sigma(s)}{s} \left[\int_0^s \dot{\sigma}(t) t dt \right] ds$. Полагая, что столб дуги ($r < r_1$) однороден по температуре и электропроводности, находим $P(r) = P_0$; $r > r_1$ и $m(r) = P_0 + \Delta P \left(1 - \frac{r^2}{r_1^2} \right)$, $\Delta P = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 r_1^2}$; $r < r_1$, где $P_0 = 1$ атм — нормальное давление окружающего воздуха. Откуда следует эффективное среднее давление ПП $\langle P \rangle = \left(1 / r_1 \right) \int_0^{r_1} P(r) dr = P_0 + (2 / 3) \Delta P$.

Величина напряженности электрического поля E может быть оценена по вольт-амперным характеристикам свободной воздушной дуги при атмосферном давлении для плоских железных электродов, полученным Гертой Айртон [12]

$$U_{pp} = IEI; U_{pp} + U_a + U_k = u_1 + u_2 l + (u_3 + u_4 l) / I, \tag{8}$$

где u_m , ($m = 1, 2, 3, 4$) — эмпирические коэффициенты.

В условиях нашей задачи последний член в (8) мал. Величина $u_1 \approx (15 \div 20 \text{ В})$ — сумма анодного U_a и катодного U_k падения напряжения в приэлектродных слоях. Параметр $u_2 \approx E \approx 9,4 \text{ В/мм}$. Вторые уравнения (6) и (8) определяют радиус токового шнура $r_1(I)$. Плотность газа ρ находится из уравнения состояния $\langle P \rangle = R_1 \rho T / \mu_b$, где R_1 — универсальная газовая постоянная; μ_b — масса одного киломоля воздуха.

Баланс мощности однородного токового шнура в установившемся режиме следует из (6):

$$\begin{aligned} IEI &= Q_a^I + Q_k^I + Q_\Delta^I, E = I / (\pi r_I^2 \sigma_I), Q_\Delta^I = 2\pi r_I l \epsilon \sigma_B T_I^4, \\ Q_a^I &= (\pi r_I^2 / \cos\theta) \left[\epsilon \sigma_B (T_I^4 - T_{wI}^4) + \alpha (T_I - T_{wI}) \right], \\ Q_k^I &= (\pi r_I^2 / \cos\theta) \left[\epsilon \sigma_B (T_I^4 - T_{kwI}^4) + \alpha (T_I - T_{kwI}) \right] \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь Q_a^I , Q_k^I , Q_Δ^I — потери мощности разряда за счет излучения и конвективного теплообмена выносимые, соответственно, в анодную стенку, катод и Δ -зону окружающего горячего газа;

T_I , T_{aw} , T_{kw} , — температура ПП, анодной и катодной поверхности, соответственно;

σ_B — постоянная Стефана-Больцмана;

ϵ — степень черноты плазменного слоя;

σ_I — электропроводность ПП.

В бестоковой Δ -зоне (см. рис. 1) $P \approx P_0$, но газ неоднороден и его осредненная по длине столба температура $T = T(r)$ определяется согласно (6):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \Psi = 0, \Psi = \Psi_a + \Psi_k, \Psi_{a,k}^I \equiv q_{a,k}^\Delta = \epsilon \sigma_B (T^4 - T_{a,kw}^4) + \alpha (T - T_{a,kw}), \tag{10}$$

где $q_{a,k}^\Delta$ — удельные тепловые потоки в Δ -зоне в анод, катод. Поскольку $P \approx P_0$, то $\rho = \rho(T)$ и $\lambda = \lambda(T)$.

Граничные условия для (10) следующие:

$$\begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = q_{\text{и}} \equiv \varepsilon \sigma_{\text{Б}} T_{\text{I}}^4, T = T_{\text{I}} : r = r_{\text{I}}; \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = q_{\text{к}} \equiv \alpha (T_{\text{ex}} - T_0), T = T_{\text{ex}} : r = r_{\text{T}} \equiv r_{\text{I}} + \Delta. \end{cases} \quad (11)$$

Ищем приближенное решение (10) — (11) в виде

$$T = T(\xi) = T_{\text{I}} + A_1 \xi + A_2 \xi^2 + A_3 \xi^3, \xi = (r - r_{\text{I}}) / \Delta. \text{ Тогда } A_1 = -\Delta q_{\text{и}} / \lambda_{\text{I}},$$

$$A_2 = -\Delta (q_{\text{к}} / \lambda_{\text{ex}} + q_{\text{и}} / \lambda_{\text{I}}) + 2(T_{\text{I}} - T_{\text{ex}}),$$

$$A_3 = -3(T_{\text{I}} - T_{\text{к}}) + \Delta (2q_{\text{и}} / \lambda_{\text{I}} + q_{\text{к}} / \lambda_{\text{ex}}).$$

Для определения размера Δ используем интегральный баланс мощности в Δ -зоне, вытекающий из (10)

$$\eta_{\text{I}} q_{\text{и}} - r_{\text{T}} q_{\text{к}} = \int_{r_{\text{I}}}^{r_{\text{T}}} \Psi r dr = \eta_{\text{I}} \Delta f_1(\Delta) + \Delta^2 f_2(\Delta), f_1(\Delta) = \int_0^1 \Psi(\xi, \Delta) d\xi, f_2(\Delta) = \int_0^1 \Psi(\xi, \Delta) \xi d\xi,$$

откуда после нахождения размера Δ можно вычислить тепловые потоки в анодную и катодную стенку в этой зоне $Q_{\text{а,к}}^{\Delta} = 2\pi l \int_{r_{\text{I}}}^{r_{\text{T}}} \Psi_{\text{а,к}} r dr$.

Результаты численного моделирования

Проведенные вычисления показали, что Δ -зона узкая ($\Delta < r_{\text{I}}$) и $Q_{\text{а}} = Q_{\text{а}}^{\text{I}} + Q_{\text{а}}^{\Delta} \approx Q_{\text{к}}^{\text{I}} + Q_{\text{к}}^{\Delta} = Q_{\text{к}} \approx IU_{\text{pp}} / 2$, а удельная мощность теплового потока в очищаемую пленку $q = q_{\text{а}} = 0,5 IU_{\text{pp}} / (\pi r_{\text{T}}^2)$ с достаточно высокой точностью.

Полагалось, что дуга бежит по средней части пластины (см. рис. 1, а): $z = w_{\text{а}} / 2$, $w_{\text{а}} = 100$ мм, $h_{\text{а}} = 8$ мм, $h_{\text{с}} = 14$ мм. Но погонная индуктивность зависит от местоположения направляющей шины [5] (см. рис. 2).

Величина L' максимальна по краям ($z = 0$, $w_{\text{а}}$): $L'(0) / L'(w_{\text{а}} / 2) \approx 1,5$. Тогда изменение скорости свободной дуги составит, согласно (1), до 20 %.

Результаты вычислений по эффективному среднему току $I = 2I_{\text{м}} / \pi$ приведены в табл. 1, 2. Коэффициент использования напряжения $\eta_{\text{и}} \sim 0,5$.

Таблица 1

Параметры ПП: $I_{\text{м}} = 30$ кА, $\delta = 1$ мм

d , мм	θ , °	r_{I} , мм	Δ , мм	T , кК	σ , кСм/м	p , МПа	q , кВт/см ²	V , м/с	V_{ξ} , дм ² /с	V_{η} , м/с
5	0	14,3	2,3	11,6	3,2	0,14	51,8	14,5	48	556
5	60	14,3	4,3	11,2	3,2	0,14	41,2	21,2	79	782
7	0	12,4	3,1	13,1	4,2	0,15	83,4	21,8	68	494
7	60	12,4	5,7	13,1	4,2	0,15	61,2	30,6	111	723
6*	$\geq 60^{\circ}$	16*	4*	—	—	—	—	12—18	40—60*	$\approx 490^{**}$

* Экспериментальная оценка при амплитуде тока $I_{\text{м}} = 30\text{—}32$ кА; $\delta \approx 0,6\text{—}1$ мм.

** $\theta \approx 0^{\circ}$.

В табл. 1 термический КПД $\eta_{\text{T}} \sim 0,49$ для углов наклона дуги $\theta \approx 0^{\circ}$ и $\eta_{\text{T}} \sim 0,4$ при $\theta = 60^{\circ}$. Расчетное падение напряжения на ПП и в приэлектродных зонах вниз по столбцам — 62, 109, 80 и 147 В, плотность $\rho \sim 47$ г/м³.

Таблица 2

Характеристики дуговой очистки при $I_m = 14$ кА, $\rho = 0,5$ мм

d , мм	θ , °	r_f , мм	Δ , мм	l_f , мм	T , кК	σ , кСм/м	q , кВт/см ²	V , м/с	V_c , дм ² /с	V_f , м/с
5	60	10,7	4,2	43	10,9	2,6	30,0	24,7	73	420
5	72	12,3	6,4	80	11,3	2,9	27,8	35,6	133	527
6	60	9,8	4,8	39	11,6	3,2	37,8	30	88	410
6	72	11,3	7,3	73	12,0	3,5	33,9	43	160	517
6°	60°	5-6,5°	2,5-3,5°	27-29°	—	—	—	17-20°	43°	—
6°	72°	6,5-8°	3,5-4,5°	58-60°	—	—	—	36-42°	90°	—

* Экспериментальные данные.

Для условий разряда, отвечающих табл. 2, термический КПД $\eta_T \sim 0,4$ для углов наклона дуги $\theta = 60^\circ$ и $\eta_T \sim 0,3$ — при $\theta = 72^\circ$. Меньшему θ отвечает средний ток $I \sim 8,9$ кА, большему углу — $I \sim 13$ кА при спаде тока. Падение напряжения $U_{pp} + U_e$ вниз по столбцам — 109, 167, 128, и 198 В. Плотность газа в токовом шнуре $\rho \sim 38-42$ г/м³, среднее давление $p \sim 1,2-1,3$ атм. При $d = 5$ и 6 мм расчетная ширина дугового трека на очищаемой поверхности $D = 2(r_f + \Delta) \sim 27 \div 29$ и $29 \div 37$ мм. Теоретические значения скорости протяженности токового шнура вдоль направления метания дуги $l_f = 2 r_f / \cos\theta$, скорости ПП V и производительности очистки V_c разнятся от экспериментальных данных в 1,5-2 раза. При развитом квазистационарном режиме, когда $I \approx I_m$, отличие теории и эксперимента по величинам l_f , $V \sim 30$ %. Это позволяет сделать прогнозные вычисления для режимов дуговой очистки при разных амплитудах тока (рис. 3, 4).

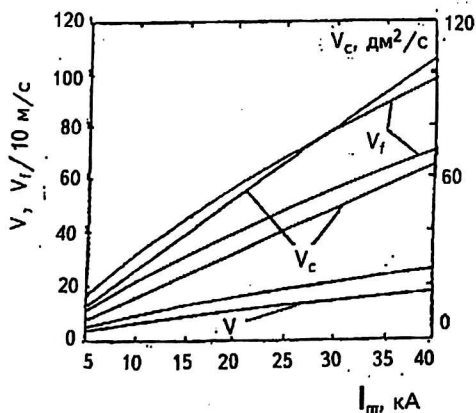
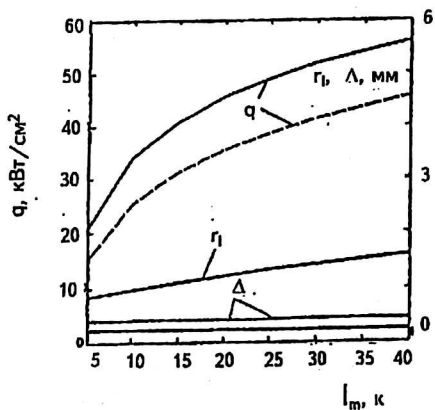


Рис. 3. Скорости дуг V , V_f и производительность очистки V_c в зависимости от амплитуды тока I_m . Верхним кривым соответствует $\theta = 60^\circ$, нижним $\theta = 0^\circ$, $d = 5$ мм, $\delta = 1$ мм

Рис. 4. Тепловой поток q и геометрические параметры дуги r_f , Δ . Сплошным линиям соответствует $\theta = 0^\circ$, штриховым — $\theta = 60^\circ$, $d = 5$ мм



Экспериментальные результаты

Для проверки физической модели и оценки принципиальной возможности электродуговой очистки были проведены эксперименты по движению электрических дуг по чистым и загрязненным поверхностям (рис. 5).

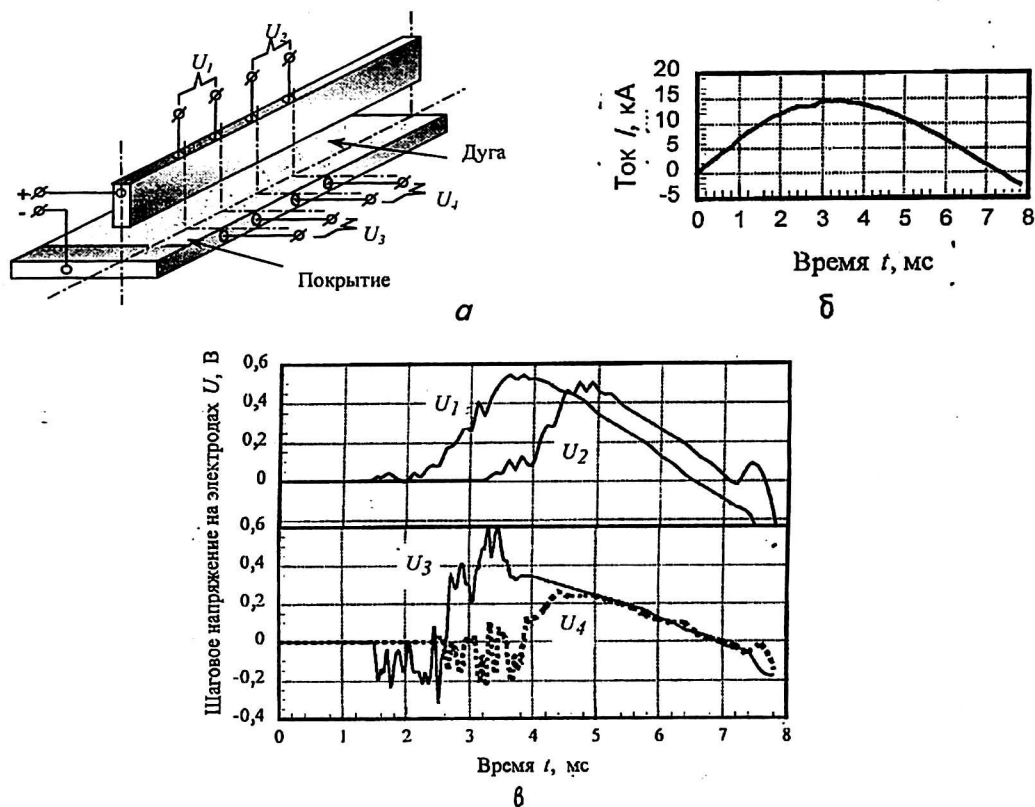


Рис. 5. Схема эксперимента (а) и экспериментальные данные: б — кривая тока; в — временные зависимости шаговых напряжений

В первой серии испытаний $I_m \approx 30\text{--}32$ кА, скорость движения дуги на чистой поверхности равнялась $480\text{--}500$ м/с при зазорах $6\text{--}8$ мм. На поверхности, покрытой слоем парафина толщиной $\sim 0,6\div 1$ мм, экспериментальная оценка скорости по следу дуги составляла $\sim 12\div 18$ м/с. На пластине с покрытием дуга образовала очищенную от парафина зону шириной $37\text{--}40$ мм. В пусках с чистой поверхностью нижнего электрода опережения движения дуги по верхнему электроду практически не наблюдалось, т. е. $\theta \sim 0^\circ$.

Во второй серии испытаний $I_m \approx 14\text{--}15$ кА, угол наклона дуги и ее перемещение отслеживалось с помощью датчиков шагового напряжения в пластине и шине. Ширина зоны очистки составляла $15\text{--}20$ мм в режиме развития разряда и $20\text{--}25$ мм — при установившейся дуге. Угол наклона дуги $\theta \sim 60\div 72^\circ$.

Проведенные исследования показали, что предложенная модель разряда полезна для первичных оценок производительности и эффективности плазменной очистки, а сильноточные дуги могут быть использованы для снятия диэлектрических наслоений с металлических поверхностей.

Л и т е р а т у р а

1. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Анищенко Л. М. Высокотемпературные технологические процессы. Теплофизические основы. — М.: Наука, 1989. С. 173.
2. Лебедев А. Д., Урюков Б. А. Импульсные ускорители плазмы высокого давления. — Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1990. С. 291.
3. Бонд, Потилло//Ракетн. техн. и космонавтика. 1968. Т. 6. С. 164.
4. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справоч. пособие. — М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 367.
5. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей: Справоч. кн. — Л.: Энергоиздат, 1986. — 488 с.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 544 с.
7. Жуков М. Ф., Урюков Б. А., Энгельшт В. С. и др. Теория термической электродуговой плазмы. Ч. 1, 2. — М.: Наука, 1987. — 556 с.
8. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. — Новосибирск: Наука СО, 1975. — 178 с.
9. Кухлинг Х. Справочник по физике. — М.: Мир, 1982. — 520 с.
10. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Rogov В. С. Таблицы термодинамических функций транспортных коэффициентов плазмы. Препринт. — М.: ИПМ, 1972.
11. Григорьев И. С., Мейлихов Е. З. и др. Физические величины: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1234 с.
12. Cobine J. D. Gaseous conductors. Theory and engineering applications. — N. Y.: Dover, 1958.— 355 p.

Analysis of a directed arc motion along a massive electrode with insulating coat

A. P. Glinov, Y. G. Dyogtev, A. K. Kondratenko,
A. E. Poltanov, V. N. Ryndin, G. I. Simonova
SRC RF TRINITY, Russia

The experiments on clearing of metal surfaces with dielectric coat by means of railgun arcs moving along them were conducted. For the given technological process the mathematical model including an evaluation of physical parameters of arc column, speed and efficiency of plasma clearing has been offered.