

## ЕЛЕКТРОФІЗИКА

УДК: 621.791; 533.9

**Вишняков В. И.<sup>1</sup>, Дараков Д. С.<sup>2</sup>, Эннан А. А.-А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса

<sup>2</sup>Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

E-mail: drvishnyakov@mail.ru

### **Распределение потенциала в дуге при сварке плавящимся электродом в защитном газе.**

*Предложена одномерная модель электрической дуги, образованной между плавящимся электродом (анод) и сварочной ванной (катод) при сварке в защитном газе. Построены распределения температуры, концентрации компонентов, длины свободного пробега, потенциала и напряженности поля в приэлектродном слое вдоль оси дуги. Представлены распределения потенциала в столбе дуги, у поверхности анода и катода для разных значений тока дуги.*

**Ключевые слова:** сварочный аэрозоль, плазма, электрическая дуга, распределение потенциала.

**Введение.** Моделирование сварочной дуги стало очень популярным в последние годы. Это связано, прежде всего, с тем, что экспериментальное исследование дуги является весьма сложной задачей, так как столб дуги не стоит на месте, но непрерывно перемещается по свариваемой поверхности, причем интервал перемещений оси дуги достигает 1 см. В таких условиях очень сложно использовать оптические методы измерений, требующие фокусировки, равно как и зондовые измерения, так как во время прострела зонда дуга может сместиться непредсказуемым образом.

В таких условиях моделирование становится основным методом исследования. Аутентичность той или иной модели может определяться разными способами: путем проведения специальных экспериментов, когда дуга устанавливается в лабораторных условиях, не связанных с технологией сварки; или путем более сложного моделирования, когда кроме самой дуги моделируется образование сварочного аэрозоля, параметры которого могут быть исследованы экспериментально.

Моделирование дуги зачастую сводится к численному решению классической системы уравнений [1-7], что не позволяет определить источник тех или иных эффектов. Поэтому в настоящей статье рассматривается упрощенное моделирование элементарных процессов в приэлектродном слое плазмы дуги при сварке плавящимся электродом в защитном газе.

Основной столб дуги рассматривается в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Используются параметры дуги, соответ-

вующие тем, что использовались при получении экспериментальных данных [8, 9]: электродная проволока ER 70S-6 диаметром 0,8 мм; напряжение дуги 18-25 В; ток дуги 50-125 А; скорость подачи проволоки 4-12 см/с; расход защитного газа 6-12 л/мин.

**Распределение температуры в анодном слое.** Рассматривается дуга обратной полярности, когда электродная проволока (источник капель сварочного материала) находится под положительным потенциалом, то есть является анодом. Температура торца электродной проволоки определяется температурой кипения и составляет  $T_w \sim 3000$  К [3].

Длина свободного пробега атомов железа (основной компонент электрода) у поверхности плавящегося электрода описывается следующим выражением

$$\lambda_a = \frac{1}{n_{av} Q_a} \sim 1 \mu\text{m}, \quad (1)$$

где  $Q_a = 4\pi r_a^2$  – сечение столкновений,  $r_a$  – атомный радиус,  $n_{av} = P_{sat} / kT_w$  – концентрация атомов,  $k$  – постоянная Больцмана,  $P_{sat}$  – давление насыщенного пара железа у поверхности электрода:  $\ln P_{sat} = A - B / T_w$ ,  $A$  и  $B$  – постоянные Антуана для железа.

Уравнение (1) определяет слой бесстолкновительной плазмы у поверхности электрода [4]. Модель ленгмюровской оболочки [10] предполагает, что в бесстолкновительном слое теплообмен между плазмой и электродом не описывается обычной теплопроводностью. Вместо этого следует рассматривать передачу тепла за счет потоков заряженных частиц сквозь слой.

Тем не менее, для испаряемых с поверхности электрода атомов может быть применим закон Фурье совместно с законом охлаждения Ньютона [11], что позволяет определить градиент температуры в плазме у поверхности электрода

$$\frac{dT}{dz} = \frac{h}{\kappa} (T_\infty - T), \quad (2)$$

где  $h$  – коэффициент теплопередачи,  $\kappa$  – теплопроводность плазмы,  $T_\infty$  – температура плазмы в области ЛТР столба дуги,  $z$  – координата, направленная от кончика электродной проволоки к сварочной ванне.

Коэффициент теплопередачи для плавящегося электрода может быть определен через теплоту испарения

$$h = j_{0Fe} c_p,$$

где плотность массового потока паров железа [12]

$$j_{0Fe} = P_{sat} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi R T_w}}, \quad (3)$$

$\mu$  – молекулярная масса железа,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $c_p = 5R / 2\mu$  – изобарическая теплоемкость плазмы.

Теплопроводность плазмы:

$$\kappa = \frac{1}{3} \rho c_p \lambda_a v_{Ta} = \frac{m_a c_p v_{Ta}}{3 Q_a}, \quad (4)$$

где  $\rho = n_a m_a$  – плотность,  $m_a$  – атомная масса железа,  $v_{Ta} = \sqrt{8kT / \pi m_a}$  – тепловая скорость.

Таким образом, можно определить характерную длину для уравнения (2):  $l = \kappa / h = l_\infty \sqrt{T / T_\infty}$ , где  $l_\infty = m_a v_{Ta}(T_\infty) / 3 Q_a j_{Fe0}$  (в рассматриваемой системе  $l_\infty \cong 3.5$  мкм). Тогда уравнение (2) может быть представлено в следующем виде

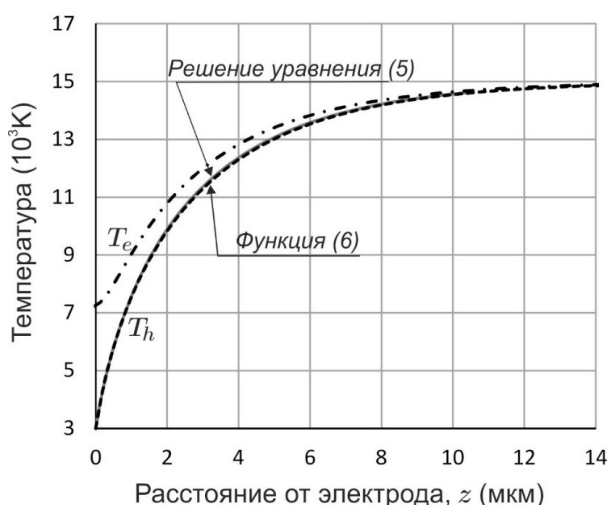
$$\frac{dT}{dz} = \frac{T_\infty - T}{l_\infty \sqrt{T / T_\infty}}. \quad (5)$$

Это уравнение имеет решение, но вид его очень сложен для понимания. Однако решение может быть аппроксимировано гораздо менее сложной функцией

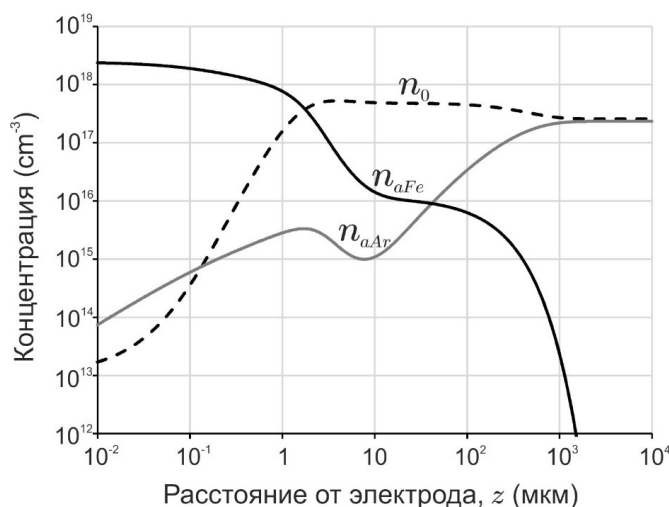
$$T_h(z) = \left( T_\infty^{1.8} - (T_\infty^{1.8} - T_w^{1.8}) \exp\left(-\frac{z}{l_\infty}\right) \right)^{\frac{1}{1.8}}, \quad (6)$$

которая представлена на рис.1 вместе с решением уравнения (5). В данном случае принята температура электрода  $T_w = 3000$  К и температура столба дуги  $T_\infty = 15000$  К. Обозначение  $T_h$  используется для тяжелой компоненты плазмы (атомы и ионы), чтобы отличить их температуру от температуры электронов  $T_e$ , которая будет рассмотрена ниже. Такое различие температур существует только в приэлектродном слое. В рамках приближения ЛТР для области столба дуги справедливо  $T_e = T_h = T$ .

**Равновесные распределения компонентов плазмы.** Ионизационное равновесие в низкотемпературной столкновительной плазме описывается уравне-



**Рис. 1.** Пространственное распределение температуры в анодном слое



**Рис. 2** Пространственное распределение невозмущенной концентрации  $n_0$ , концентрации атомов железа и концентрации атомов аргона

нием Саха[13],

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{\Sigma_i}{\Sigma_a} v_e \exp\left(-\frac{E_{ion}}{kT}\right) \equiv K_S, \quad (7)$$

где  $n_e$ ,  $n_i$  и  $n_a$  – средние по области ЛТР концентрации электронов, ионов и атомов, соответственно,  $n_a = n_A - n_i$ ,  $n_A$  – исходная концентрация атомов (доионизации),  $\Sigma_i$  и  $\Sigma_a$  – статистические веса ионов и атомов,  $v_e = 2(m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$  – эффективная плотность состояний электронов,  $E_{ion}$  – потенциал ионизации,  $\hbar$  – постоянная Планка;  $K_S$  – константа Саха.

В невозмущенной области плазмы справедливо условие нейтральности  $n_e = n_i = n_0$ , где  $n_0$  – невозмущенная концентрация, которая определяется уравнением (7):

$$n_0 = \sum_j \frac{K_{Sj}}{2} \left( \sqrt{1 + 4 \frac{n_A g_j}{K_{Sj}}} - 1 \right), \quad (9)$$

где учтено, что плазма содержит несколько компонентов (по крайней мере атомы защитного газа) с долей  $g_j$ .

Массовый поток паров железа, испаряющихся с поверхности электрода  $J_{0Fe} = S_w j_{0Fe}$ , где  $j_{0Fe}$  описано уравнением (3) и  $S_w$  – площадь поверхности кончика электрода. Этот поток смешивается с потоком защитного газа  $J_{sg}$ :  $J_{mix} = J_{0Fe} + J_{sg}$ . В линейном приближении поток смеси вдоль координаты  $z$  описывается уравнением

$$\frac{dJ_{mix}}{dz} = \frac{J_{mix}}{l_0}, \quad (10)$$

где  $l_0$  – эффективная длина смешения, которая определяется как  $l_0 = kd_w$ ;  $d_w$  – диаметр электродной проволоки,  $k = 0.4$  – постоянная Кармана-Прандтля [14].

Из уравнения (10) следует  $J_{mix} = J_{0Fe} \exp(z/l_0)$  и  $J_{sg} = J_{0Fe} [\exp(z/l_0) - 1]$ . Условие сохранения массы требует выполнения равенства  $g_{Fe} J_{mix} = J_{0Fe}$ , откуда следует

$$g_{Fe}(z) = \exp\left(-\frac{z}{l_0}\right), \quad g_{sg}(z) = 1 - \exp\left(-\frac{z}{l_0}\right). \quad (11)$$

Анализ экспериментальных данных [15] показал, что распределение отношения  $g_{Fe} / g_{sg}$  вдоль координаты  $z$  хорошо описывается уравнениями (11).

Пространственное распределение невозмущенной концентрации  $n_0(z, T)$ , рассчитанное с использованием уравнения (9) и учетом уравнений (6) и (11) представлено на рис.2. Также здесь представлены равновесные распределения концентраций атомов железа и атомов защитного газа – аргона.

Как следует из представленных зависимостей, атомы железа оказываются полностью ионизированы на расстоянии более 1 мм от поверхности электрода, что объясняется наиболее низким потенциалом ионизации  $E_{ion}^{Fe} = 7.9$  эВ.

Уменьшение концентраций в интервале 1-10 мкм от поверхности электрода связано с ростом температуры газа при постоянном давлении.

**Длина свободного пробега газовых частиц.** Длина свободного пробега частиц определяется их тепловой скоростью  $v_T = \sqrt{8kT / \pi m}$  и частотой столкновений  $f : \lambda = v_T / f$  [16]. Частота столкновений

$$f_{1,2} = n_2 Q_{1,2} \sqrt{v_{T1}^2 + v_{T2}^2}, \quad (12)$$

где  $n_2$  – концентрация частиц-мишеней,  $Q_{1,2}$  – сечение столкновений частиц.

Сечение столкновений нейтральных частиц определяется их радиусом, например, для столкновения атомов сечение столкновений  $Q_{aa} = \pi(r_a + r_a)^2 = 4\pi r_a^2$ . Сечение столкновений заряженных частиц определяется прицельным параметром  $b_0 = e^2 / 3kT$  (для однократно заряженных частиц) [17], например, столкновение электрона с ионом описывается сечением столкновений  $Q_{ei} = \pi b_0^2 \ln \Lambda$ , где кулоновский логарифм  $\ln \Lambda = \ln(r_D / b_0)$ ,  $r_D = \sqrt{kT_e / 8\pi e^2 n_0}$  – длина экранирования (Дебая),  $T_e$  – температура электронов [1, 18].

Ввиду того, что в приэлектродном слое температура изменяется с координатой  $z$ , частота столкновений также изменяется и определяющим может быть тот или другой тип столкновений. Поэтому результирующая частота столкновений представляет собой сумму частот столкновений разных типов:  $f_e = f_{ei} + f_{ea}$  – для электронов,  $f_i = f_{ii} + f_{ia}$  – для ионов (рассеяние ионов на электронах не учитывается ввиду малости передачи импульса).

Тогда длина свободного пробега электронов и ионов определяется следующими выражениями

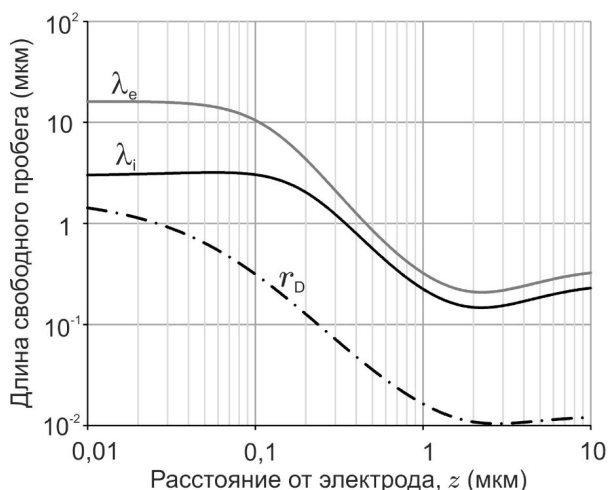
$$\lambda_e = \frac{1}{n_0 Q_{ei} + n_a Q_{ea}}, \quad \lambda_i = \frac{1}{\sqrt{2}(n_0 Q_{ii} + n_a Q_{ia})}. \quad (13)$$

Пространственные распределения длины свободного пробега электронов и ионов представлены на рис. 3 совместно с распределением длины экранирования.

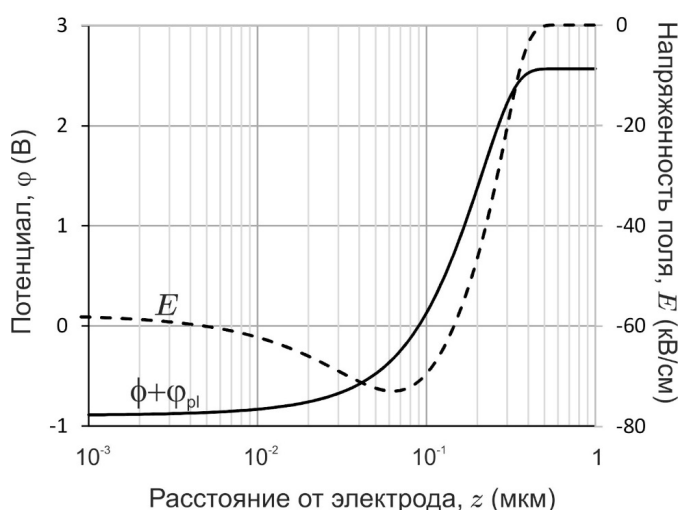
Практический интерес представляет собой дистанция, с которой электрон или ион достигнут поверхности электрода без столкновений, то есть когда  $\lambda(z) = z$ . В данном случае для электронов эта дистанция составляет  $\lambda_{e0} \cong 0.6$  мкм и для ионов –  $\lambda_{i0} \cong 0.5$  мкм.

Следует обратить внимание, что длина свободного пробега электронов больше, чем длина свободного пробега ионов. Поэтому в приэлектродном слое «остывание» электронов должно отставать от уменьшения температуры ионов и атомов. Температура электронов может быть вычислена путем определения передачи энергии при столкновениях [19]

$$\frac{dT_e}{dy} = \frac{T_h - T_e}{\lambda_e}, \quad (14)$$



**Рис. 3.** Пространственное распределение длины свободного пробега ионов  $\lambda_i$ , электронов  $\lambda_e$  и длины экранирования  $r_D$



**Рис. 4.** Распределение равновесного полного потенциала и напряженности поля вдоль оси дуги

причем  $y = -z$  – координата, определяемая от границы приэлектродного слоя, где  $y = 0$  и  $T_e = T_h$ ;  $\lambda_e = \lambda_e(y)$  и  $T_h(y)$  описано уравнением (6).

Результат численного решения уравнения (14) представлен на рис.1. Это решение хорошо аппроксимируется следующей функцией

$$T_e(z) = T_h(z) + \frac{3}{2} T_w \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{i0}}\right). \quad (15)$$

**Равновесный электрический потенциал.** Пространственное распределение электрического потенциала между плоскими электродами в плазме получается решением уравнения Пуассона и представимо в эллиптических функциях Якоби [20]. Когда расстояние между электродами  $L > 8r_D$ , распределение потенциала относительно обобщенного потенциала плазмы может быть представлено в следующем виде:

$$\Phi(x) = \ln \left[ \left( \tanh \frac{x - x_0}{2} \right)^{-2 \operatorname{sgn} \Phi_w} \left( \tanh \frac{x_0 + L^* - x}{2} \right)^{-2 \operatorname{sgn} \Phi_{mp}} \right], \quad (16)$$

где  $\Phi = e\phi / kT$  – безразмерный относительный потенциал,  $x = z / r_D$  – безразмерная координата,

$$L^* = L / r_D - \ln \left| \tanh(\Phi_w / 4) \tanh(\Phi_{mp} / 4) \right|,$$

$\Phi_w$  – безразмерный потенциал электродной проволоки (анода) с координатой  $z = 0$ ,  $\Phi_{mp}$  – безразмерный потенциал сварочной ванны (катода) с координатой  $z = L$  и температурой  $T_{mp} = 2000\text{K}$ ,  $x_0$  – значение координаты, соответствующее

щее асимптотическому приближению потенциала к бесконечно большому значению  $x_0 = \ln|\tanh(\Phi_w/4)|$ .

Распределения относительного потенциала у поверхности электродов могут быть получены из уравнения (16) в полубесконечном приближении: для электродной проволоки

$$\tanh \frac{e\varphi_w(z)}{4kT_w} = \tanh \frac{\Phi_w}{4} \exp\left(-\frac{z}{r_D}\right), \quad (17)$$

для сварочной ванны

$$\tanh \frac{e\varphi_{mp}(z)}{4kT_{mp}} = \tanh \frac{\Phi_{mp}}{4} \exp\left(\frac{z-L}{r_D}\right). \quad (18)$$

Полный потенциал является суммой  $\phi = \varphi + \phi_{pl}$ , где потенциал плазмы  $\phi_{pl}$  характеризует собой работу, которую необходимо совершить для приобретения плазмой некоторого объемного заряда [21]. Значение потенциала плазмы определяется граничными условиями [20]:

$$\phi_{pl} = -2 \frac{kT_\infty}{e} \tanh \frac{\Phi_w + \Phi_{mp}}{4}. \quad (19)$$

Равновесный относительный потенциал электрода (без тока) определяется балансом электронного и ионного потоков на поверхность электрода и в бесстолкновительной плазме представляет собой плавающий потенциал Ленгмюровского зонда с учетом термоэмиссии с поверхности электрода, которая описывается уравнением Ричардсона-Дешмана [22]:

$$j_e^{em} = \frac{4\pi m_e (kT_w)^2}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{W_{eff}}{kT_w}\right), \quad (20)$$

где

$$\frac{4\pi m_e (kT_w)^2}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{1}{4} v_{ew} \sqrt{\frac{8kT_w}{\pi m_e}},$$

$v_{ew} = 2(m_e kT_w / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$  – эффективная плотность состояний электрона при температуре электрода,  $W_{eff} = W - e\sqrt{eE_w}$  – работа выхода электрона  $W$  с учетом эффекта Шоттки,  $E_w$  – напряженность поля у поверхности анода.

Плотность потока электронов из плазмы через бесстолкновительный слой:

$$j_e^{ad} = \frac{1}{4} n_{0pl} \sqrt{\frac{8kT_{ep1}}{\pi m_e}} \exp \frac{e\varphi_{w0}}{kT_w}, \quad (21)$$

и плотность потока ионов через отрицательный барьер:

$$j_i^{ad} = \frac{1}{4} n_{0pl} v_B = \frac{1}{4} n_{0pl} \sqrt{\frac{k(T_{ipl} + T_{ep1})}{m_i}}, \quad (22)$$

где  $v_B$  – скорость Бома [23];  $n_{0pl}$  – невозмущенная концентрация,  $T_{ep1} \sim 8500$  К и  $T_{ipl} \sim 6000$  К – температура электронов и ионов в квазинейтральной плазме

[5], вне бесстолкновительного слоя, на дистанции  $\lambda_{e0}$  от электрода. Ионным потоком с поверхности электрода  $(j_{0Fe} / m_i) \exp[(W - I) / kT_w]$  можно пренебречь, ввиду его малости по сравнению с другими.

Баланс указанных потоков определяет равновесный потенциальный барьер в плазме у поверхности электрода

$$e\phi_{w0} = kT_w \ln \left[ \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i} \left( 1 + \frac{T_{ipl}}{T_{epl}} \right)} + \frac{v_{ew}}{n_{0pl}} \sqrt{\frac{T_w}{T_{epl}}} \exp \frac{-W_{eff}}{kT_w} \right]. \quad (23)$$

Пространственное распределение полного равновесного потенциала  $\phi(z) = \phi(z) + \phi_{pl}$  представлено на рис.4 вместе с распределением напряженности поля, которая определяется выражением

$$E = 2 \frac{kT}{er_D} \sinh \frac{\Phi}{2}. \quad (24)$$

Представленные на рис.4 распределения вычислены для плазмы без тока и качественно совпадают с результатами моделирования [2] для случая малых токов.

Как следует из представленных результатов, область пространственного заряда, которая определяется ненулевым полем, не превышает длины свободного пробега носителей заряда. Это означает, что неравновесная концентрация электронов и ионов существует только в бесстолкновительном слое у поверхности электрода. За пределами этого слоя  $n_e \sim n_i$ , то есть плазма остается квазинейтральной.

**Распределение потенциала вдоль оси дуги при протекании тока.** При протекании тока падение напряжения на дуге  $U_c$  может быть представлено в виде суммы падения напряжения на аноде  $\delta U_w$ , на столбе дуги  $\delta U_{arc}$  и на катоде  $\delta U_{mp}$ :  $U_c = \delta U_w + \delta U_{arc} + \delta U_{mp}$ . В представленном рассмотрении  $U_c$  и ток дуги  $I_c$  положительны, когда ток направлен от электродной проволоки к сварочной ванне, то есть когда электродная проволока является анодом.

Для тока через столб дуги справедлив закон Ома

$$I_c = S_{arc} \sigma_{arc} E_{arc}, \quad (25)$$

где  $S_{arc} = \pi d_{arc}^2 / 4$ ,  $d_{arc}$  – средний диаметр столба дуги,  $\sigma_{arc}$  – средняя проводимость области ЛТР:

$$\sigma_{arc} = \frac{e^2}{m_e (Q_{ei} + Q_{ea}) v_{Te}} + \frac{e^2}{m_i (Q_{ii} + Q_{ia}) v_{Ti}}, \quad (26)$$

$v_{Te(i)} = \sqrt{8k_B T_\infty / \pi m_{e(i)}}$  – тепловая скорость в области ЛТР,  $E_{arc}$  – напряженность поля, которая определяется падением напряжения на столбе дуги  $E_{arc} = \delta U_{arc} / L$ .

Тогда, падение напряжения на столбе дуги равно



$$\delta U_{arc} = \frac{I_c L}{S_{arc} \sigma_{arc}}. \quad (27)$$

Ток через поверхность электродной проволоки равен сумме тока эмиссии и токов электронов и ионов через бесстолкновительный слой:

$$I_c = I_w^{em} + I_{ew} + I_{iw}, \quad (28)$$

где ток эмиссии

$$I_w^{em} = \frac{S_w v_{ew}}{4} \sqrt{\frac{8kT_w}{\pi m_e}} \exp \frac{-W + e\sqrt{eE_w}}{kT_w}, \quad (29)$$

$S_w = \pi d_w^2 / 4$ ,  $d_w$  – диаметр анодного (при отрицательном токе – катодного) пятна; ток электронов

$$I_{ew} = \frac{eS_w n_{0pl}}{4} \sqrt{\frac{8kT_{epl}}{\pi m_e}} \times \begin{cases} 1, & \Phi_w \geq 0 \\ \exp \Phi_w, & \Phi_w < 0 \end{cases}; \quad (30)$$

ТОКИОНОВ

$$I_{iw} = \frac{eS_w n_{0pl}}{4} \times \begin{cases} \sqrt{\frac{8kT_{ipl}}{\pi m_i}} \exp(-\Phi_w), & \Phi_w > 0 \\ \sqrt{\frac{k(T_{ipl} + T_{epl})}{m_i}}, & \Phi_w \leq 0 \end{cases}; \quad (31)$$

$\Phi_w$  – безразмерный потенциал электродной проволоки,

$$\Phi_w = \frac{e}{k_B T_w} (\phi_{w0} + \delta U_w). \quad (32)$$

При любом направлении тока два выражения из (29) – (31) зависят от падения напряжения на электроде  $\delta U_w$ . Зависимость эмиссионного тока определена эффектом Шоттки, который зависит от поля

$$E_w = 2 \frac{kT_w}{er_D} \sinh \frac{e(\phi_{w0} + \delta U_w)}{2kT_w}.$$

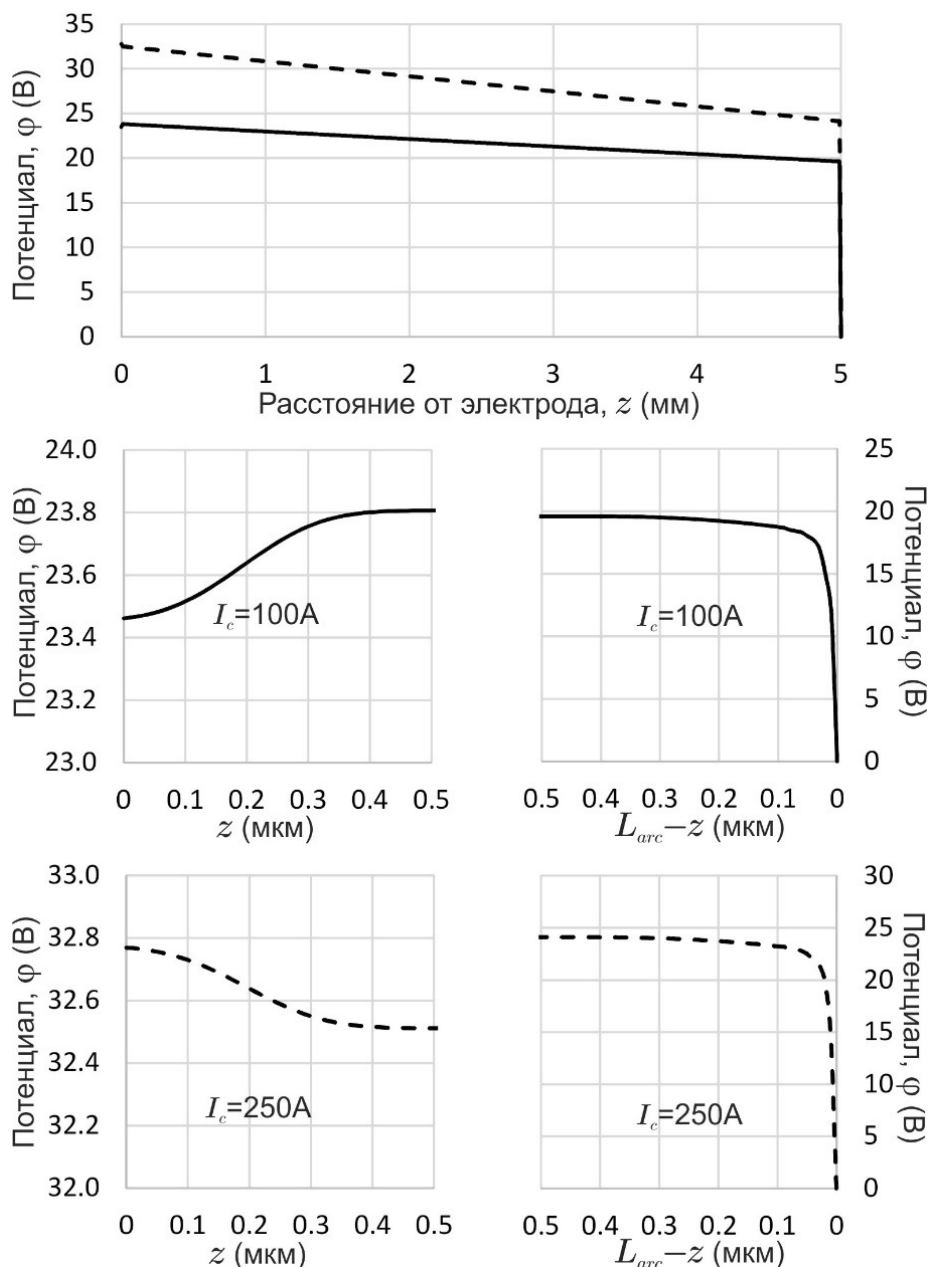
Поэтому, уравнение (28) позволяет определить падение напряжения на электроде как функцию тока дуги:  $\delta U_w(I_c)$ .

Ток через сварочную ванну

$$I_c = I_{mp}^{em} + I_{emp} + I_{imp}, \quad (33)$$

где компоненты тока определены также, как (29) – (31), но с другими параметрами, в частности, площадь электрода  $S_{mp} = \pi d_{mp}^2 / 4$ ,  $d_{mp}$  – диаметр катодного (при отрицательном токе – анодного) пятна на свариваемой поверхности,  $T_{mp}$  вместо  $T_w$  и потенциал поверхности

$$\Phi_{mp} = \frac{e}{kT_{mp}} (\phi_{mp0} - \delta U_{mp}), \quad (34)$$



**Рис. 5.** Распределение потенциала для тока 100А (сплошные кривые) и 250А (пунктир)

где  $\phi_{mp0}$  – равновесный потенциальный барьер у сварочной ванны (в отсутствие тока), который определяется уравнением (23), но с температурой  $T_{mp} = 2000\text{K}$ .

Тогда, уравнение (33) позволяет определить падение напряжения на сварочной ванне как функцию тока дуги:  $\delta U_{mp}(I_c)$ .

Распределение полного потенциала равно

$$\phi(z) = \phi_{pl}(z) + \phi_w(z) + \phi_{mp}(z),$$

где распределения потенциалов у поверхности электродов определяются выражениями (17) и (18) с учетом (32) и (34) и потенциал плазмы определяется выражением

$$\phi_{pl}(z) = U_c - \phi_{w0} - \delta U_w - \frac{\delta U_{arc}}{L} z.$$

Распределение потенциала по оси дуги между электродной проволокой и сварочной ванной представлено на рис.5 для двух значений тока  $I_c = 100$  А и  $I_c = 250$  А. Использовались следующие параметры дуги: размер анодного пятна  $d_w = 0.8$  мм, диаметр столба дуги  $d_{arc} = 5$  мм, размер катодного пятна  $d_{mp} = 6$  мм, длина дуги  $L = 5$  мм,  $T_w = 3000$  К;  $T_{mp} = 2000$  К;  $T_\infty = 15000$  К.

**Выводы.** Как следует из расчетов, основное падение напряжения происходит на слое плазмы у поверхности катода, что обусловлено необходимостью поддерживать большую напряженность поля для эффективной эмиссии электронов, которая обеспечивает ток дуги. У поверхности анода потенциальный барьер остается отрицательным при малых токах. Только значительное увеличение тока приводит к возникновению положительного барьера.

#### Литература:

1. *Benilov M.S.* Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharge: a review. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – V.41. – P.144001.
2. *Almeida N.A., Benilov M.S. and Naidis G.V.* Unified modelling of near-cathode plasma layers in high-pressure arc discharge. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – V.41. – P.245201.
3. *Schnick M., Fuessel U., Hertel M., Haessler M., Spille-Kohoff A. and Murphy A. B.* Modelling of gas–metal arc welding taking into account metal vapour. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V.43. – P.434008.
4. *Semenov I.L., Krivtsun I.V. and Reisgen U.* Numerical study of the anode boundary layer in atmospheric pressure arc discharge. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2016. – V.49. – P.105204.
5. *Baeva M., Benilov M.S., Almeida N.A. and Uhrlandt D.* Novel non-equilibrium modelling of DC electric arc in argon. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2016. – V.49. – P.245205.
6. *Khrabry A., Kaganovich I., Nemchinsky V., Khodak A.* Investigation of the short argon arc with hot anode. II: Analytical model. // *Phys. Plasmas.* – 2018. – V.25. – P.013522.
7. *Кривицун И.В.* Анодные процессы в сварочных дугах. // *Автоматическая сварка.* – 2018. – №11-12. – С.103-117.
8. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Shvets O.I., Ennan A.A.* Nonequilibrium ionization of welding fume plasmas; Effect of potassium additional agent on the particle formation. // *J. Aerosol Sci.* – 2017. – V.113. – P.178-188.
9. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.* Effects of shielding gas temperature and flow rate on the welding fume particle size distribution. // *J. Aerosol Sci.* – 2017. – V.114. – P.55-61.

10. *Langmuir I.* The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. // *Phys. Rev.* – 1929. – V.33. – P.954-989.
11. *Fan H.G. and Kovacevic R.* A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2004. – V.37. – P.2531-2544.
12. *Murphy A.B.* The effects of metal vapour in arc welding. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V.43. – P.434001.
13. *Куммель Ч.* Статистическая термодинамика. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
14. *Högstörms U.* Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. // *Boundary-Layer Metrology.* – 1996. – V.78. – P.215-246.
15. *Valensi F., Pellerin S., Boutaghane A., Dzierzega K., Zelinska S., Pellerin N. and Briand F.* Plasma diagnostics in gas metal arc welding by optical emission spectroscopy. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V.43. – P.434002.
16. *Митчнер М., Кругер Ч.* Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 496 с.
17. *Smirnov B.M.* Kinetics of electrons in gases and condensed system. // *Physics-Uspekhi* – 2002. – V.45. – P.1251-1286.
18. *Colombo V., Ghedini E. and Sanibondi P.* Two-temperature thermodynamic and transport properties of carbon-oxygen plasmas. // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2011. – V.20. – P.035003.
19. *Goldston R.J. and Rutherford P.H.* Introduction to Plasma Physics. – Bristol: IOP Publishing, 1995. – 486 p.
20. *Vishnyakov V.I. and Dragan G.S.* 2005 Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment. // *Phys. Rev. E.* – 2005. – V.71. – P.016411.
21. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S. and Evtuhov V.M.* 2007 Nonlinear Poisson-Boltzmann equation in spherical symmetry. // *Phys. Rev. E.* – 2007. – V.76. – P.036402.
22. *Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I. and Petrov O.F.* Dusty plasmas. // *Physics-Uspekhi.* – 2004. – V.47. – P.447-492.
23. *Riemann K.-U.* The Bohm criterion and sheath formation. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1991. – V.24. – P.493-518.

**Вишняков В. І., Дараков Д. С., Эннан А. А.-А.**

**Розподіл потенціалу в дузі при зварюванні електродом, який плавиться, в захисному газі**

#### АНОТАЦІЯ

Запропонована одномірна модель електричної дуги в захисному газі, використовуваної для МИГ/МАГ зварювання. У цьому випадку встановлюється дуга зворотної полярності, коли електродний дріт знаходиться під позитивним потенціалом, тобто є анодом. Відповідно, зварювана поверхня (зварювальний ванна) є катодом, який забезпечує струм дуги за рахунок емісії електронів. В результаті плавлення електродного дроту

утворюються краплі металу, потік яких, спрямований до зварювальної ванні, забезпечує процес зварювання.

У розглянутій моделі прийняті наступні значення температури: температура анода 3000K, температура стовпа дуги 15000K і температура катода 2000K. Випаровування анода ініціює потік атомів заліза (домішки не розглядаються), який змішується з потоком захисного газу. Ця суміш заповнює стовп дуги і за рахунок іонізації додає вільні електрони, додатково до емітованими катодом, що збільшує провідність стовпа дуги.

Стовп дуги розглядається в наближенні локальної термодинамічної рівноваги. Іонізаційна рівновага плазми в стовпі дуги розраховується в рамках моделі Саха. У поверхні анода і катода формується шар нерівноважної плазми за рахунок градієнта температури. З огляду на різниці в довжині вільного пробігу електронів та іонів зміна їх температури в приелектродному шарі різна - важка компонента (іони і атоми) остигає швидше, ніж електронний газ. Тому в цьому шарі слід розрізняти температуру важкої компоненти і температуру електронів.

Довжина вільного пробігу носіїв заряду визначає шар беззіткнутої плазми на поверхні електродів, де теплообмін між електродом і плазмою описується передачею тепла зарядженими частинками крізь беззіткнений шар. У поверхні електродів формується область просторового заряду, розмір якої менше довжини вільного пробігу носіїв заряду, тобто основне падіння напруги відбувається в беззіткненій плазмі і описується відповідними рівняннями.

У статті наведено розраховані просторові розподілу уздовж осі дуги температури електронів та іонів, концентрацій атомів заліза і захисного газу, необуреній концентрації носіїв заряду, довжини вільного пробігу електронів та іонів, рівноважного потенціалу і поля для області плазми у поверхні анода. Побудовано розподілу потенціалу вздовж осі дуги для різних значень струму дуги.

**Ключові слова:** зварювальний аерозоль, плазма, електрична дуга, розподіл потенціалу.

**Vishnyakov V. I., Darakov D. S., Ennan A. A.-A.**

### **Potential distribution in the arc during gas metal arc welding with consumable electrode**

#### **SUMMARY**

*A one-dimensional model of an electric arc in shielding gas used for MIG / MAG welding is proposed. In this case, an arc of reverse polarity is established, when the electrode wire is at a positive potential, that is, it is an anode. Accordingly, the welded surface (molten pool) is the cathode, which provides the arc current due to the emission of electrons. As a result of melting the electrode wire, drops of metal are formed, the flow of which, directed to the molten pool, ensures the welding process.*

*In the considered model, the following temperatures are taken: anode temperature 3000K, arc temperature 15000K and cathode temperature 2000K. The evaporation of the anode initiates a stream of iron atoms (impurities are not considered), which is mixed with a stream of protective gas. This mixture fills the arc column and, due to ionization, adds free electrons, in addition to the emitted cathode, which increases the conductivity of the arc column.*

*The arc column is considered in the approximation of local thermodynamic equilibrium. The ionization equilibrium of the plasma in the arc column is calculated using the Saha model. At the surface of the anode and cathode, a layer of non-equilibrium plasma is formed due to the temperature gradient. Due to the difference in the free path of electrons and ions, the change in their temperature in the near-electrode layer is different - the heavy component*

*(ions and atoms) cools faster than the electron gas. Therefore, in this layer it is necessary to distinguish the temperature of the heavy component and the temperature of the electrons.*

*The free path of charge carriers determines the layer of a collisionless plasma at the surface of the electrodes, where the heat exchange between the electrode and the plasma is described by the transfer of heat by charged particles through the collisionless layer. A space charge region is formed at the surface of the electrodes, the size of which is less than the mean free path of charge carriers, that is, the main voltage drop occurs in a collisionless plasma and is described by the corresponding equations.*

*The article presents the calculated spatial distributions along the arc axis of the temperature of electrons and ions, the concentrations of iron and protective gas atoms, the unperturbed concentration of charge carriers, the mean free path of electrons and ions, the equilibrium potential and field for the plasma region near the anode surface. The potential distributions along the arc axis for different values of the arc current are plotted.*

**Keywords:** *welding aerosol, plasma, electric arc, potential distribution.*