

АНОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВАРОЧНЫХ ДУГАХ

И. В. КРИВЦУН

ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины. 03150, г. Киев, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Описаны подходы к теоретическому исследованию и математические модели физических процессов, протекающих в анодном слое сильноточных ($\sim 10^2$ А) электрических дуг, горящих в инертном газе атмосферного давления. Проведены численные исследования анодных процессов в электрических дугах с неиспаряющимся (водоохлаждаемым) анодом, а также в сварочных дугах (дугах с испаряющимся анодом). Показано, что анодное падение потенциала в рассматриваемых дугах является отрицательным, имеющим существенно неоднородное распределение в области анодной привязки дуги. Последнее обстоятельство во многом определяет картину протекания электрического тока и переноса энергии между дуговой плазмой и анодом (контрагирование дуги на аноде либо распределенный по поверхности анода разряд). С учетом указанного изменения анодного падения потенциала вдоль поверхности анода предложена методика расчета эффективного анодного падения в электрических дугах. Библиогр. 32, табл. 1, рис. 15.

Ключевые слова: сварочная дуга, дуговая плазма, столб дуги, анодный слой, анодное падение потенциала, тепловой поток в анод, испарение, математическое моделирование

Одним из основных технологических процессов получения неразъемных соединений металлических материалов сегодня является дуговая сварка плавлением. В промышленном производстве наиболее широко используются такие способы дуговой сварки, как сварка плавящимся электродом в инертных и активных газах или их смесях (МИГ/МАГ), а также сварка неплавящимся электродом в инертных газах (ТИГ), применяемая при изготовлении ответственных конструкций. Здесь можно упомянуть и плазменную сварку как разновидность сварки неплавящимся электродом, которая за счет использования сжатой дуги позволяет существенно повысить глубину проплавления и, соответственно, толщину свариваемого металла. Для эффективного использования электрической дуги в качестве сварочного источника тепла необходимо располагать достоверной информацией о ее тепловом, электрическом и динамическом воздействии на электроды. В частности, при реализации указанных выше способов сварки весьма важную роль играют анодные процессы, а именно: процессы взаимодействия дуговой плазмы с каплей электродного металла, являющейся анодом дуги в случае МИГ/МАГ сварки, и с металлом сварочной ванны, являющимся анодом в случае ТИГ и плазменной сварки. В первом случае указанные процессы определяют плавление проволоки, формирование и перенос капель электродного металла, а во втором — проплавление свариваемого металла и формирование сварного шва. Поскольку экспериментальное определение таких, важных с технологической точки зрения, характеристик сварочной дуги как плотность электрического тока и тепловой поток на поверхности капли и сварочной ванны затруднено вследствие высоких

значений температуры дуговой плазмы и температуры поверхности расплавленного металла, малости геометрических размеров области привязки дуги и ряда других факторов, весьма актуальным представляется теоретическое исследование анодных процессов, в том числе путем математического моделирования.

Существует множество подходов и моделей для численного исследования анодных процессов в свободногорящих и сжатых (плазменных) дугах (см., например, [1–8]), однако в большинстве из них дуговая плазма предполагается однокомпонентной, т. е. содержащей атомы и ионы защитного или плазмообразующего газа, чаще всего, инертного. Плазма реальных сварочных дуг, как правило, многокомпонентна, поскольку, наряду с частицами газа, содержит атомы и ионы испаренного материала электродов, в первую очередь анода [9]. Таким образом, при построении адекватной математической модели анодных процессов в сварочных дугах необходим учет многокомпонентности дуговой плазмы.

Еще одной важной характеристикой такой модели должна быть возможность учитывать взаимосвязь физических процессов, протекающих в теле анода, на его поверхности и в анодном слое, с процессами в столбе дуги. Необходимо отметить, что в большинстве работ по комплексному моделированию электрической, в том числе сварочной дуги используются весьма упрощенные модели анодной области [10–15], тогда как в работах, специально посвященных исследованию приэлектродных явлений (см., например, обзор [16] и цитируемую там литературу) недостаточное внимание уделяется процессам, происходящим в столбе дуги.

Настоящая работа посвящена описанию самосогласованных математических моделей и численному исследованию физических процессов, протекающих в прианодной плазме сильноточных ($\sim 10^2$ А) электрических дуг, горящих в инертном газе атмосферного давления, в том числе сварочных дуг (при учете испарения материала анода), применительно к условиям МИГ, ТИГ и плазменной сварки.

Прежде чем приступить к описанию указанных моделей, рассмотрим характерное распределение электрического потенциала по длине сильноточной дуги атмосферного давления, которое показано на рис. 1. Электрическую дугу можно условно разделить на три области: приэлектродные слои неравновесной плазмы (катодный и анодный) и столб дуги, где плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия [17]. При этом полное напряжение на дуге U может быть представлено в виде суммы падений напряжения на катодном U_c и анодном U_a слоях, а также на столбе дуги U_p :

$$U = U_c + U_p + U_a. \quad (1)$$

Следует обратить особое внимание на тот факт, что в рассматриваемых дугах, в том числе сварочных, анодное падение потенциала, определяемое как $U_a = \phi_a - \phi_{pa}$, где ϕ_a — потенциал поверхности анода, ϕ_{pa} — потенциал плазмы столба дуги на границе с анодным слоем, является отрицательным [2, 18–20]. Кроме того, ввиду высокой проводимости металлических материалов поверхность анода является практически эквипотенциальной, поэтому электрический потенциал анода ϕ_a можно с хорошим приближением считать постоянным и выбрать, например, равным нулю, как это сделано на рис. 1. Тогда, учитывая распреде-

ления вдоль поверхности анода его температуры и характеристик прианодной плазмы, определяющих локальные значения анодного падения, можно утверждать, что потенциал плазмы столба дуги на границе с анодным слоем также является неоднородным в области анодной привязки дуги, т. е. зависит от координаты вдоль указанной границы [21]. Это приводит к появлению компоненты градиента электрического потенциала и, соответственно, компоненты плотности тока вдоль границы анодного слоя, что во многом определяет картину протекания электрического тока между дуговой плазмой и анодом. Отмеченные факты являются достаточно нетривиальными и будут детально рассмотрены в данной работе.

Для описания дуговой плазмы, граничащей с поверхностью анода, будем использовать подход, предложенный в работах [1–3], в рамках которого прианодную плазму можно условно разделить на несколько зон, как показано на рис. 1 справа. Первая зона, непосредственно примыкающая к поверхности анода, — слой пространственного заряда (Sheath), где нарушается условие квазинейтральности плазмы и формируется часть падения потенциала между плазмой и анодом. Этот слой с достаточной точностью можно считать бесстолкновительным, поскольку при давлении, близком к атмосферному, и характерных для рассматриваемых условий значениях температуры плазмы $T \sim 1$ эВ [1, 2] толщина данного слоя L_{Sh} , соизмеримая с радиусом Дебая $r_D \sim 10^{-8}$ м, существенно меньше длин свободного пробега частиц прианодной плазмы $l \sim 10^{-7} \dots 10^{-4}$ м (соответствующие значения характерных длин для Ag-плазмы атмосферного давления приведены на рис. 2).

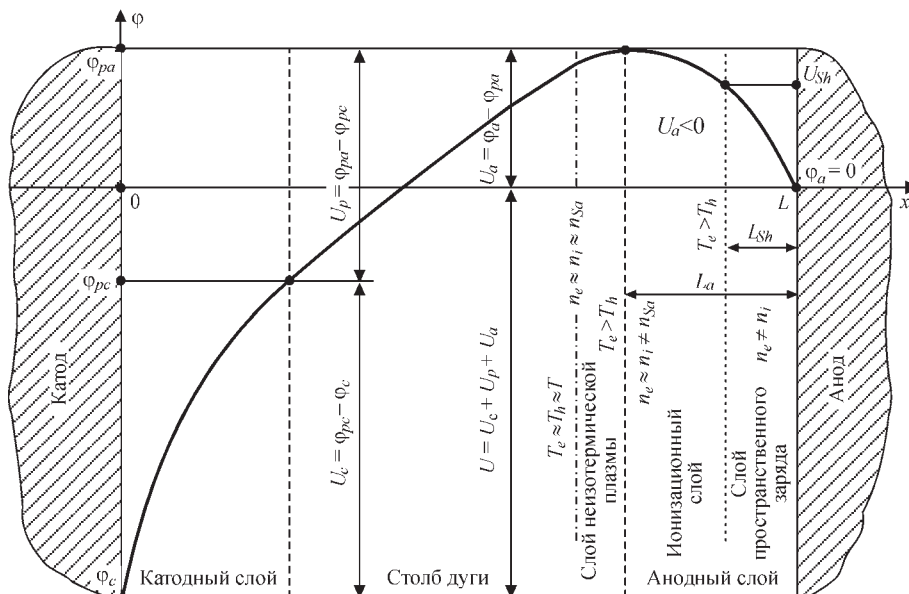


Рис. 1. Распределение электрического потенциала по длине дуги: ϕ_c — потенциал поверхности катода; ϕ_{pc} — потенциал плазмы столба дуги на границе с катодным слоем; L — длина дуги (остальные обозначения приведены в тексте)

Вторая зона справа на рис. 1 — ионизационный слой или предслой (Presheath) — область неизотермической квазинейтральной многокомпонентной плазмы, где происходит генерация заряженных частиц за счет ионизации плазменными электронами атомов газа, десорбирующихся с поверхности анода, и испаряющихся атомов анодного металла. Образующиеся здесь ионы ускоряются в сторону поверхности анода электрическим полем, создаваемым более подвижными электронами, и рекомбинируют вблизи этой поверхности. Таким образом, в пределах предслоя нарушаются условия локального ионизационного равновесия, т. е. концентрации заряженных частиц плазмы $n_e \approx n_i$ отличаются от равновесной концентрации n_{Sa} , рассчитанной с помощью уравнений Саха. Кроме того, здесь происходит заметное падение потенциала прианодной плазмы, которое может быть больше его изменения в слое пространственного заряда (см. рис. 1).

На расстоянии от поверхности анода L_a , равном нескольким длинам свободного пробега тяжелых частиц плазмы, проходит внешняя граница анодного слоя, за которой начинается третья зона — газодинамическая область дуговой плазмы или столб дуги, где устанавливается локальное термодинамическое равновесие. Отметим здесь, что эта область, в свою очередь, может быть условно разделена на две зоны: слой неизотермической ионизационно равновесной плазмы, толщина которого определяется величиной l_{ea} (см. рис. 2), и в пределах которого происходит выравнивание температуры электронов T_e и тяжелых частиц T_h с температурой плазмы в столбе дуги T , и, собственно, столб дуги (см. рис. 1).

Поскольку в рассматриваемых условиях толщина анодного слоя $L_a \sim 10^{-4}$ м, как правило, на порядок меньше радиуса кривизны поверхности анода (капли электродного металла или сварочной ванны) $R \sim 10^{-3}$ м, при описании процессов, протекающих в этом слое, его можно считать практически плоским. С другой стороны, поскольку L_a значительно меньше характерного масштаба изменения параметров дуговой плазмы в газодинамической области, при рассмотрении процессов в столбе дуги, анодный слой плазмы можно считать бесконечно тонким. Таким образом, с точки зрения математического описания физических процессов, протекающих в прианодной плазме сварочной дуги, ее можно разделить на две области: анодный слой неравновесной плазмы, включающий предслой, а также слой пространственного заряда, и столб дуги, для которого первая область фактически играет роль поверхности разрыва.

Рассмотрим вначале модель анодного слоя сильноточной дуги, горящей в инертном газе атмос-

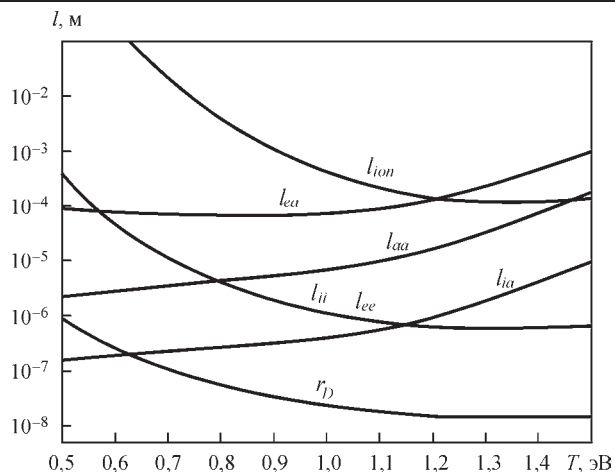


Рис. 2. Характерные длины в равновесной аргоновой плазме атмосферного давления: r_D — радиус Дебая; l_{ee} , l_{ii} , l_{ia} , l_{aa} , l_{ea} — длины свободного пробега относительно электрон-электронных, ион-ионных, ион-атомных, атом-атомных и электрон-атомных соударений; l_{ion} — длина ионизации

ферного давления, при условии, что испарением металла анода можно пренебречь. В этом случае прианодную плазму можно считать однокомпонентной, содержащей атомы (a), однозарядные ионы (i) и электроны (e) газа. Присутствием в прианодной плазме многозарядных ионов будем пренебрегать, что является достаточно хорошим приближением вплоть до значений ее температуры $\sim 1,5$ эВ [22]. Кроме того будем предполагать, что тяжелые частицы плазмы (атомы и ионы) имеют общую температуру T_h , которая отличается от температуры электронов T_e (двухтемпературная модель).

Следуя работе [23], используем одномерную модель анодного слоя. Ось x декартовой системы координат направим от анода в плазму и будем считать поверхность анода плоской и расположенной при $x = 0$. Тогда основные уравнения модели могут быть записаны следующим образом.

Уравнения непрерывности для электронов, ионов и атомов прианодной плазмы:

$$\frac{dJ_\alpha}{dx} = \omega_\alpha, \quad \alpha = e, i, a. \quad (2)$$

Здесь $J_\alpha = n_\alpha v_\alpha$ — плотность потока частиц сорта α , где n_α и v_α — концентрация и скорость соответствующих частиц; ω_α — скорость изменения концентраций частиц плазмы за счет реакций ионизации-рекомбинации. Поскольку в разрядах атмосферного давления ионизация происходит в основном за счет столкновений электронов с атомами, а доминирующим механизмом рекомбинации является трехчастичная рекомбинация с участием иона и двух электронов, можем записать

$$\omega_e = \omega_i = -\omega_a = k_i n_e n_a - k_r n_e^2 n_i, \quad (3)$$

где k_p , k_r — константы скоростей процессов ионизации и рекомбинации, соответственно. Складывая уравнения непрерывности для ионов и атомов

и вычитая соответствующие уравнения для ионов и электронов, получим

$$J_i = -J_a; J_i - J_e = j_d/e, \quad (4)$$

где j_a — плотность электрического тока в анодном слое; e — элементарный заряд.

Первое условие отражает закон сохранения тяжелых частиц плазмы, второе — непрерывность электрического тока в пределах анодного слоя. Следует отметить, что соотношения (4) могут быть использованы вместо любых двух уравнений непрерывности (2).

Уравнения движения компонент плазмы могут быть записаны в виде [24]:

$$\begin{aligned} -\frac{dp_\alpha}{dx} + n_\alpha z_\alpha E + \\ + \sum_\beta v_{\alpha\beta} \mu_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta (v_\beta - v_\alpha) - R_\alpha^T = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$\alpha, \beta = e, i, a.$

Здесь $p_\alpha = n_\alpha k T_\alpha$ — парциальное давление α -компоненты плазмы, где k — постоянная Больцмана; T_α — температура частиц сорта α ; z_α — заряд соответствующих частиц; E — напряженность электрического поля; $v_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ — частота столкновений с передачей импульса и приведенная масса частиц сорта α и β , где m_α — масса частиц сорта α ; R_α^T — термодиффузионная сила, определяемая следующим образом

$$R_\alpha^T = C_\alpha^{(e)} n_\alpha k \frac{dT_e}{dx}, \quad (6)$$

где $C_\alpha^{(e)}$ — коэффициент термодиффузии частиц сорта α . Отметим здесь, что эффектом термодиффузии за счет градиента температуры тяжелых частиц пренебрегается.

Складывая уравнения (5) для всех компонент, получим следующее соотношение

$$-\frac{dp}{dx} + e(n_i - n_e)E = 0. \quad (7)$$

Здесь $p = \sum_\alpha p_\alpha$ — полное давление плазмы.

Уравнения движения (5) должны быть дополнены уравнением Пуассона для определения напряженности электрического поля

$$\epsilon_0 \frac{dE}{dx} = e(n_i - n_e), \quad (8)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Комбинируя уравнения (7) и (8), получим соотношение

$$\frac{d}{dx} (p - \epsilon_0 E^2/2) = 0, \quad (9)$$

которое означает, что полное давление в прианодной плазме, включая давление электрического поля, постоянно по толщине анодного слоя.

Уравнения энергии для электронов и тяжелых частиц плазмы в пренебрежении конвективным переносом энергии атомами и ионами имеют вид:

$$\frac{d}{dx} \left(q_e + \frac{5}{2} J_e k T_e \right) = j_a E + \kappa_{eh} n_e k (T_h - T_e) - w_e; \quad (10)$$

$$\frac{dq_h}{dx} = \kappa_{eh} n_e k (T_e - T_h). \quad (11)$$

Здесь q_e , q_h — тепловые потоки электронов и тяжелых частиц; k_{eh} — частота обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами; $w_e = U_i \omega_e - w_{rad}$ — потери энергии электронной компоненты плазмы за счет неупругих процессов и излучения, где U_i — потенциал ионизации атомов газа; w_{rad} — радиационные потери.

Пренебрегая эффектом термодиффузии для атомов и ионов, тепловые потоки электронов и тяжелых частиц плазмы можно представить в виде

$$q_e = -\lambda_e \frac{dT_e}{dx} + k T_e n_e \sum_\alpha A_\alpha^{(e)} (v_e - v_\alpha); \quad (12)$$

$$q_h = -\lambda_h \frac{dT_h}{dx}, \quad (13)$$

где λ_e , λ_h — коэффициенты теплопроводности электронов и тяжелых частиц, соответственно; $A_\alpha^{(e)}$ — кинетический коэффициент.

Для расчета входящих в уравнения описанной модели скоростей процессов ионизации-рекомбинации, транспортных и кинетических коэффициентов, а также потерь энергии на излучение можно использовать выражения, приведенные в работах [22, 23].

Перейдем теперь к описанию граничных условий, необходимых для решения уравнений (2), (5), (8), (10), (11) на отрезке $0 \leq x \leq L_a$. Краевые условия при $x = L_a$ (на границе анодного слоя со столбом дуги) задаются исходя из принятого предположения о локальном термодинамическом равновесии плазмы в столбе дуги. Тогда концентрации частиц плазмы на указанной границе могут быть определены из уравнения ионизационного равновесия, закона парциальных давлений и условия квазинейтральности плазмы:

$$k_i n_e n_a = k_r n_e^2 n_i; \quad (14)$$

$$p = n_e k T_e + n_i k T_h + n_a k T_h; \quad (15)$$

$$n_e = n_i. \quad (16)$$

При определении температур T_h , T_e на внешней границе анодного слоя будем предполагать, что плазма здесь является изотермической, т. е. слой не изотермической плазмы (см. рис. 1) включим в анодный слой, и будем считать, что джоулев нагрев плазмы уравновешивается потерями энергии

электронов на излучение. В этом случае при $x = L_a$ можно принять

$$T_h = T_e; \quad j_a E = w_{rd}(T_e). \quad (17)$$

Потоки частиц и напряженность электрического поля на внешней границе анодного слоя могут быть определены с помощью соотношений (4) и уравнений (5) с учетом предполагаемой однородности плазмы в столбе дуги.

Для задания краевых условий при $x = 0$ (на поверхности анода) будем предполагать, что все заряженные частицы, достигающие этой поверхности, поглощаются ею (частично рекомбинируют, а оставшиеся электроны формируют электрический ток в теле анода) и отсутствует поток электронов, обусловленный их эмиссией из материала анода. Тогда, исходя из кинетических соображений, поток электронов при $x = 0$ можно задать следующим образом:

$$J_e = -\frac{n_e \bar{v}_e}{4}, \quad (18)$$

где $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e/\pi m_e}$ — средняя скорость теплового движения электронов.

При задании краевого условия для потока ионов на поверхность анода учтем, что температура электронов вблизи указанной поверхности может быть достаточно низкой $T \sim 0,5$ эВ [22] и, согласно рис. 2, длина свободного пробега ионов относительно столкновений с атомами может оказаться меньше радиуса Дебая, т. е. толщины слоя пространственного заряда. В этом случае слой пространственного заряда является столкновительным для ионов, поток которых при $x = 0$ можно определить через подвижность иона в электрическом поле

$$J_i = \frac{eEn_i}{v_{ia}\mu_{ia}n_a}. \quad (19)$$

Входящая в это выражение напряженность электрического поля вблизи поверхности анода может быть вычислена путем подстановки выражений (18), (19) во второе условие (4) и использования уравнения Пуассона (8). Для определения T_h, T_e при $x = 0$ можно воспользоваться условиями [23]:

$$T_h = T_s; \quad (20)$$

$$-\frac{n_e \bar{v}_e}{4} 2kT_e = \frac{5}{2} J_e kT_e + q_e, \quad (21)$$

где T_s — температура поверхности анода.

Этим исчерпывается описание модели анодного слоя электрической дуги атмосферного давления с неиспаряющимся анодом. Уравнения модели решались численно, алгоритм решения подробно описан в работе [22]. Результаты расчетов характеристик прианодной плазмы аргоновой дуги в широком диапазоне плотностей электриче-

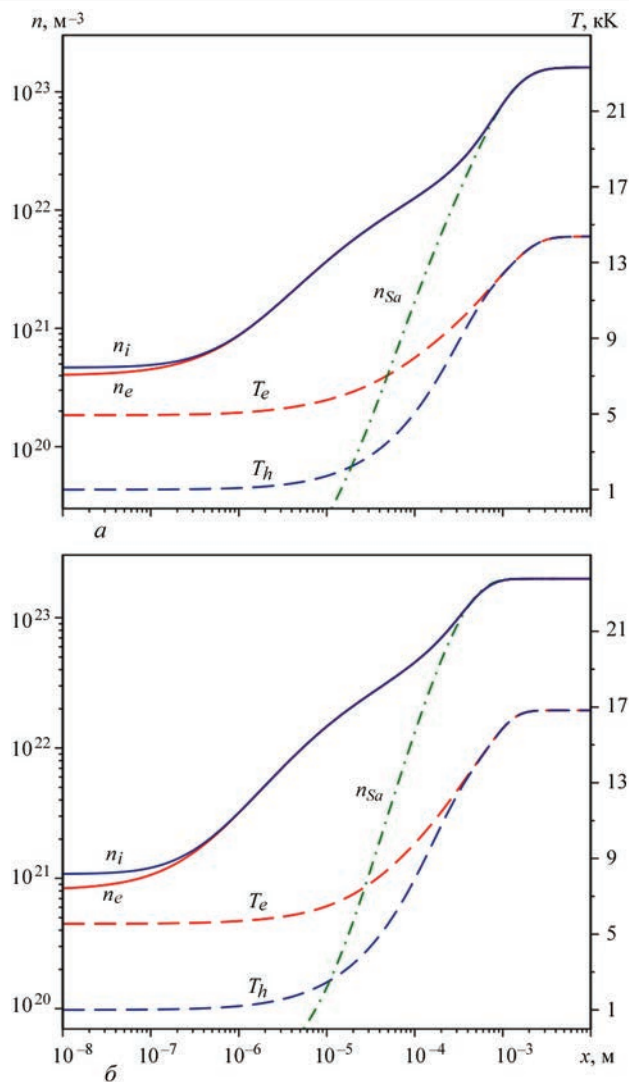


Рис. 3. Распределения характеристик плазмы аргоновой дуги атмосферного давления по толщине анодного слоя для двух значений плотности тока на аноде: a — $j_a = 700$ А/см²; b — 1500. Сплошными кривыми показаны концентрации электронов (n_e) и ионов (n_i); штриховыми — температура электронов (T_e) и тяжелых частиц (T_h); штрихпунктирная линия соответствует концентрации заряженных частиц (n_{Sa}), вычисленной с помощью уравнения Саха

ского тока на аноде j_a (500...2000 А/см²) при давлении $p = 1$ атм и температуре поверхности анода $T_s = 1000$ К приведены на рис. 3–6 и в таблице.

На рис. 3, a, b показаны распределения характеристик дуговой плазмы по толщине анодного слоя для двух значений j_a , характерных для сильноточных электрических дуг, горящих в аргоне атмосферного давления. Как следует из представленных на этих рисунках расчетных данных, область равновесной плазмы (столб дуги), где $n_e \approx n_i \approx n_{Sa}$, $T_e \approx T_h$ расположена на расстоянии $x = L_a \leq 1$ мм от поверхности анода, при этом в пределах анодного слоя хорошо разрешаются ионизационная область, где $n_e \approx n_i > n_{Sa}$, $T_e > T_h$ и слой пространственного заряда, где $n_i > n_e$. Толщина анодного слоя L_a уменьшается при возрастании анодной плотности тока, что связано с по-

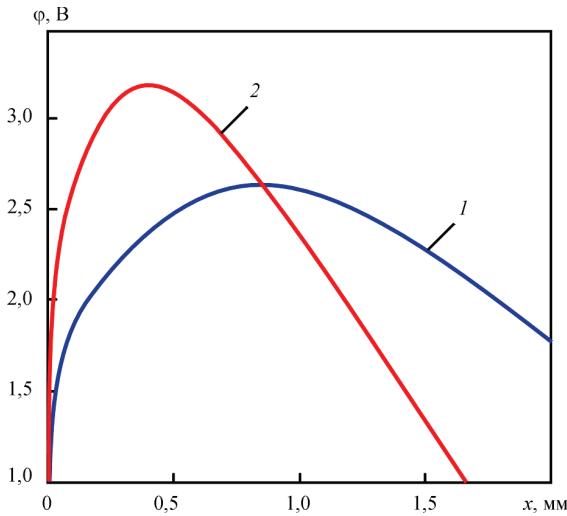


Рис. 4. Распределение электрического потенциала по толщине анодного слоя аргоновой дуги при j_a , А/см²: 1 — 1000; 2 — 2000

вышением температуры плазмы в столбе дуги (от 13,53 кК при $j_a = 500$ А/см² до 18,04 кК при $j_a = 2000$ А/см²) и соответствующей интенсификацией процессов ионизации и обмена энергией между компонентами плазмы. Что касается температуры электронов вблизи поверхности анода, то она слабо зависит от плотности тока на аноде и при изменении j_a от 500 до 2000 А/см² увеличивается с 4,69 до 5,99 кК.

На рис. 4 представлено распределение электрического потенциала по толщине анодного слоя, при этом потенциал поверхности анода принят равным нулю. Как следует из расчетных данных, приведенных на данном рисунке, распределение электрического потенциала в прианодной плазме является существенно неоднородным и имеет максимум. В точке максимума электрическое поле, связанное с градиентами концентраций заряженных частиц, равно по абсолютной величине и направлено противоположно электрическому полю, обуславливающему ток проводимости в плазме. Поэтому именно эту точку можно считать границей анодного слоя $x = L_a$ и, согласно принятому ранее определению, величину анодного падения U_a вычислять как разность между потенциалом анода $\phi_a = 0$ и значением потенциала ϕ_{pa} на указанной границе (в точке максимума). Зависимости определенных таким образом величин L_a и U_a для аргоновой дуги атмосферного давления с неиспаряющимся анодом представлены на рис. 5, а, из которого следует, что толщина анодного слоя уменьшается с ростом плотности электрического тока на аноде, а анодное падение — увеличивается по абсолютной величине, оставаясь отрицательным во всем рассматриваемом диапазоне j_a , при этом расчетные значения U_a находятся в хорошем соответствии с измеренными экспериментально [18].

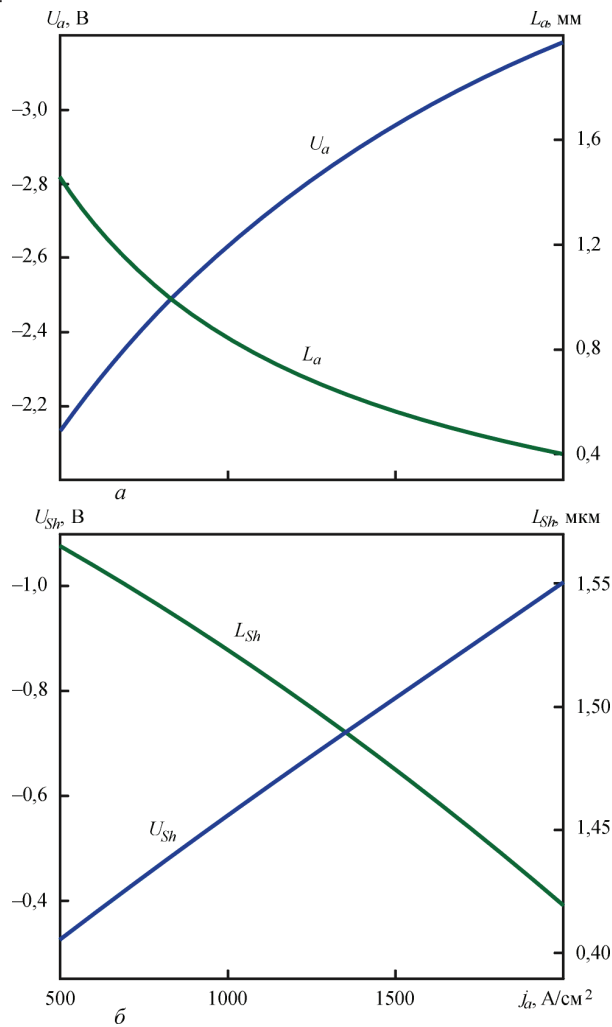


Рис. 5. Толщина анодного слоя и анодное падение потенциала (а); толщина слоя пространственного заряда и падение потенциала на этом слое (б) для аргоновой дуги в зависимости от плотности тока на аноде

На рис. 5, б приведена зависимость толщины L_{Sh} слоя пространственного заряда, определяемой как расстояние между поверхностью анода

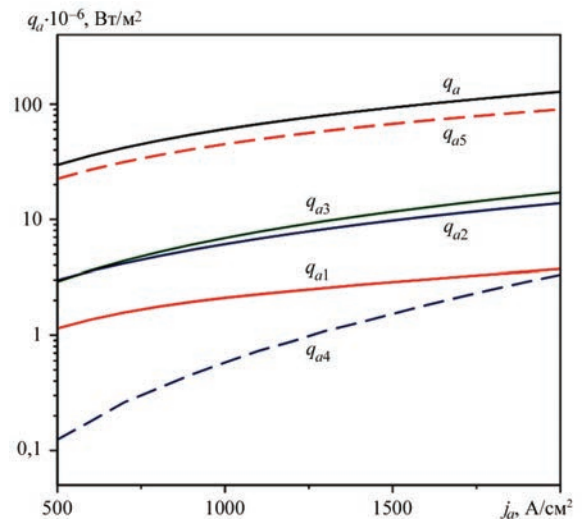


Рис. 6. Суммарный тепловой поток, вводимый в анод плазмой аргоновой дуги, и его составляющие в зависимости от плотности тока на аноде

и точкой, в которой относительное разделение зарядов $\Delta_{Sh} = (n_i - n_e)/n_{es}$, где n_{es} — концентрация электронов при $x = 0$, составляет 1 %, а также зависимость падения потенциала U_{Sh} на указанном слое от плотности электрического тока на аноде. Зависимости L_{Sh} и U_{Sh} от j_a сохраняют тенденции, присущие соответствующим зависимостям L_a и U_a (см. рис. 5, а, б) с той разницей, что толщина слоя пространственного заряда изменяется с ростом плотности тока весьма незначительно.

Рассмотрим теперь тепловой поток q_a , вносимый дуговой плазмой в анод. Суммарный тепловой поток может быть представлен следующим образом:

$$q_a = q_{a1} + q_{a2} + q_{a3} + q_{a4} + q_{a5}. \quad (22)$$

Здесь $q_{a1} = \lambda_e \frac{\mathcal{I}}{d} \frac{e}{d}$, $q_{a2} = \lambda_h \frac{\mathcal{I}}{d} \frac{h}{d}$ — тепловые потоки, обусловленные теплопроводностью электронов и тяжелых частиц, соответственно; $q_{a3} = -\frac{5}{2} J_e k T_e - k T_e n_e \sum_{\alpha=i,a} A_{\alpha}^{(e)} (v_e - v_{\alpha})$ — тепловой поток, обусловленный конвективным переносом энергии плазменными электронами; $q_{a4} = -J_i U_i$, $q_{a5} = (J_i - J_e) \zeta_a$ (где ζ_a — работа выхода материала анода) — составляющие теплового потока в анод, обусловленные рекомбинацией ионов и поглощением электронов его поверхностью.

Зависимости теплового потока q_a и его составляющих от j_a при $\zeta_a = 4,5$ эВ, что соответствует стальному аноду, приведены на рис. 6. Как следует из представленных зависимостей, основной вклад в тепловой поток вносит поглощение электронов материалом анода, а следующими по значимости составляющими являются конвективный перенос энергии электронов и тепловой поток, обусловленный теплопроводностью тяжелых частиц. Что касается расчетных значений величины q_a и его составляющих, то они находятся в хорошем соответствии с результатами расчетов, проведенных в работе [6], и результатами измерений, выполненных авторами работы [18].

Завершая описание результатов моделирования характеристик прианодной плазмы аргоновой дуги атмосферного давления с неиспаряющимся анодом, приведем сводную таблицу расчетных значений толщины анодного слоя L_a , анодного падения потенциала U_a , теплового потока в анод q_a и вольтова эквивалента тепла на аноде $V_a = q_a/j_a$ для аргоновой дуги атмосферного давления при различных значениях плотности тока на аноде j_a .

Рассмотрим теперь упрощенную модель физических процессов в прианодной плазме сварочной дуги применительно к условиям МИГ, ТИГ или плазменной сварки. За счет теплового воздействия дуги на электродный или свариваемый металл (анод) поверхность капли или сварочной ванны может локально нагреваться до температур,

сравнимых с температурой кипения металла T_B . В результате испарения анодного металла плазма сварочной дуги, как уже было упомянуто, становится многокомпонентной, содержащей, наряду с частицами защитного или плазмообразующего газа, атомы и ионы металлического пара.

При анализе физических процессов, протекающих в анодном слое многокомпонентной плазмы сварочной дуги, будем полагать, что на внешней границе данного слоя дуговая плазма характеризуется следующими параметрами: n_e^0 — концентрация электронов; $n_{\alpha Z}^0$ — концентрации атомов ($Z = 0$) и ионов ($Z = 1$) защитного или плазмообразующего газа ($\alpha = g$), атомов ($Z = 0$) и ионов ($Z = 1, 2$) металлического пара ($\alpha = m$); Ze — заряд иона; T_e^0 — температура электронов; T_h^0 — температура тяжелых частиц плазмы, предполагаемая одинаковой для всех сортов атомов и ионов, но отличной от T_e^0 (двухтемпературная модель плазмы); m_e — масса электрона; M_a — массы тяжелых частиц (атомов и ионов) защитного газа ($\alpha = g$) и свариваемого или электродного металла ($\alpha = m$). Как уже было отмечено, анодный слой плазмы сварочной дуги можно считать плоским, поэтому значения концентраций n_e^0 , $n_{\alpha Z}^0$, температур T_e^0 , T_h^0 и нормальной к поверхности анода компоненты плотности электрического тока $j_a \equiv j_{an}$ в области анодной привязки дуги будем рассматривать как локальные, соответствующие данной точке поверхности анода, характеризующейся определенным значением температуры T_s .

Будем, как и ранее, предполагать, что перенос электрического тока между дуговой плазмой и анодом осуществляется только электронами и ионами, приходящими из плазмы (все ионы, попавшие на поверхность анода, рекомбинируют там и возвращаются назад в виде атомов, а поток электронов, эмитируемых его поверхностью, пренебрежимо мал). Тогда суммарная плотность электрического тока между дуговой плазмой и анодом может быть представлена в виде

$$j_a = j_e - j_p \quad (j_a > 0). \quad (23)$$

Здесь j_e — плотность тока плазменных электронов, достигающих поверхности анода; $j_i = \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 1} j_{\alpha Z}$ — суммарная плотность ионного тока на поверхность анода (для ионов всех сортов и зарядов).

Основные характеристики анодного слоя дуги в зависимости от плотности электрического тока на аноде

$j_a \cdot 10^{-4}$, А/м ²	$L_a \cdot 10^{-3}$, м	U_a , В	$q_a \cdot 10^{-6}$, Вт/м ²	V_a , В
500	1,46	-2,13	21,5	4,30
700	1,14	-2,36	30,3	4,33
1000	0,84	-2,63	43,9	4,39
1500	0,56	-2,96	67,6	4,51
2000	0,40	-3,18	92,7	4,64

Следуя далее [25], электронную компоненту дуговой плазмы в пределах анодного слоя будем приближенно считать бесстолкновительной (см. рис. 2), а температуру электронов — постоянной по его толщине. Кроме того, поскольку потенциал плазмы на границе анодного слоя φ_{pa} выше потенциала поверхности анода φ_a [2, 18–20], электроны тормозятся электрическим полем, а ионы ускоряются по направлению к этой поверхности. В таком случае плотность электронного тока между плазмой и анодом можно записать в виде [2, 3]:

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e^0 \bar{v}_e^0 \exp\left(-\frac{e\varphi_p}{kT_e^0}\right), \quad (24)$$

где $\bar{v}_e^0 = \sqrt{8kT_e^0/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов на внешней границе анодного слоя.

Здесь следует напомнить, что в связи с высокой проводимостью металла анода по сравнению с проводимостью прианодной плазмы потенциал его поверхности является практически постоянным в области анодной привязки дуги и полагается равным нулю (см. рис. 1).

Для нахождения ионных токов необходимо рассмотреть процессы в ионизационной области, где происходит генерация ионов и их ускорение в сторону поверхности анода. С этой целью используем подход [26], который основывается на предположении, что длина свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений между собой l_{ii} значительно меньше длины ионизации l_{ion} и длины их пробега относительно столкновений с атомами l_{ia} (см. рис. 2). Это позволяет считать, что все ионы в предслое интенсивно максвеллизуются и приобретают общую скорость направленного движения, значение которой на границе ионизационной области со слоем пространственного заряда в диффузионном режиме испарения металла анода определяется выражением [25]:

$$V_{i\alpha} \equiv V_i(L_{\alpha}) = \sqrt{\frac{\sum_{\alpha=m,g;Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0) n_{\alpha Z}^0}{\sum_{\alpha=m,g;Z \geq 1} m_{\alpha} n_{\alpha Z}^0}}. \quad (25)$$

Выбирая в качестве границы предслоя со слоем пространственного заряда такое $x = L_{Sh}$, при котором нарушается условие квазинейтральности плазмы [27], находим концентрации заряженных частиц на этой границе [25]:

$$\begin{aligned} n_{e\alpha} &\equiv n_e(L_{\alpha}) = n_e^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right); \\ n_{\alpha Z\alpha} &\equiv n_{\alpha Z}(L_{\alpha}) = n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right), \\ \alpha &= m, g; Z \geq 1. \end{aligned} \quad (26)$$

Тогда ионные токи на поверхность анода можно записать следующим образом:

$$j_{\alpha Z} = Z e n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) V_{i\alpha}, \quad \alpha = m, g; Z \geq 1. \quad (27)$$

Зная электронный и ионные токи на поверхность анода, из уравнения (23) легко найти потенциал плазмы φ_{pa} относительно указанной поверхности

$$\varphi_p = \frac{kT_e^0}{e} \ln \left[\frac{e n_e^0 \bar{v}_e^0}{4 \left[j_a + \sum_{\alpha=m,g;Z \geq 1} j_{\alpha Z} \right]} \right]. \quad (28)$$

Вместо величины φ_{pa} в сварочной литературе чаще используется анодное падение потенциала U_a , определяемое как разность потенциалов между поверхностью анода и внешней границей анодного слоя дуговой плазмы. Учитывая, что при определении φ_{pa} потенциал поверхности анода был принят равным нулю, получим $U_a = -\varphi_{pa}$. Таким образом, как уже было отмечено, анодное падение потенциала в сварочных дугах является отрицательным. Кроме того, с учетом соответствующих распределений величин, входящих в выражение (28), вдоль поверхности анода величина φ_{pa} может быть существенно неоднородной в области анодной привязки дуги, т. е. зависеть от координаты вдоль границы анодного слоя. Это может приводить к появлению компоненты градиента электрического потенциала и, соответственно, компоненты плотности тока вдоль границы столба дуги с анодным слоем, направление и величина которой определяют картину протекания электрического тока между дуговой плазмой и анодом (контрагирование дуги на аноде либо распределенный по поверхности анода разряд). Расчет распределений величин $j_e, j_{\alpha Z}, \varphi_{pa}$ или U_a вдоль границы анодного слоя со столбом дуги требует знания соответствующих распределений температур T_e^0, T_h^0 и концентраций $n_e^0, n_{\alpha Z}^0$ заряженных частиц на указанной границе, а также распределения нормальной к поверхности анода компоненты плотности электрического тока j_a . Предполагая, что многокомпонентная плазма в столбе сварочной дуги является ионизационно-равновесной, состав такой плазмы в каждой точке указанной границы можно определить, используя следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{n_e^0 n_{\alpha Z+1}^0}{n_{\alpha Z}^0} &= \\ &= \left(\frac{2\pi m_e kT_e^0}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \exp \left[-\frac{e(U_{\alpha Z} - \Delta U_Z)}{kT_e^0} \right], \quad (29) \\ \alpha &= m, g; Z \geq 0. \end{aligned}$$

Здесь h — постоянная Планка; $\theta_{\alpha Z}$ — статистические суммы для тяжелых частиц сорта α , находящихся в зарядовом состоянии Z ; $U_{\alpha Z}$ — потенциалы ионизации (для перехода частиц сорта α из зарядового состояния Z в $Z + 1$); $\Delta U_Z = (e(Z+1))/r_D$ — снижения потенциалов ионизации, обусловленные взаимодействием заряженных частиц в плазме [28], где

$$r_D = \left[kT_e^0 \epsilon_0 / e^2 \left(n_e^0 + \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 1} \frac{T_e^0}{T_h^0} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right) \right]^{1/2}$$

— дебаевский радиус.

Условие квазинейтральности многокомпонентной плазмы

$$n_e^0 = \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z. \quad (30)$$

Закон парциальных давлений

$$p = n_e^0 kT_e^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 kT_h^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{gZ}^0 kT_h^0 - \Delta p. \quad (31)$$

Здесь p — давление плазмы вблизи поверхности анода; $\Delta p = \frac{1}{6} \frac{e^2}{r_D} \left(n_e^0 + \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 0} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right)$ — снижение давления за счет неидеальности плазмы [28].

Для замыкания системы уравнений (29)–(31) необходимо еще одно условие, определяющее распределение концентрации тяжелых частиц (атомов и ионов) металлического пара вдоль границы анодного слоя. В диффузионном режиме испарения металла анода, предполагая, что скорость диффузии пара в дуговой плазме мала, т. е. состояние пара близко к насыщению, в качестве такого условия можно выбрать равенство локального значения парциального давления тяжелых частиц испаренного металла на указанной границе давлению насыщенного пара p_s над поверхностью металла, имеющей соответствующее значение температуры T_s :

$$\sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 kT_h^0 = p_s \equiv p_0 \exp \left[\frac{\lambda_v}{k} \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (32)$$

где p_0 — атмосферное давление; λ_v — работа выхода атома металла анода; $T_h^0 = T_s$.

В качестве примера на рис. 7 приведены вычисленные таким образом значения анодного падения потенциала U_a как функции T_e^0 , j_a и T_s в условиях, характерных для ТИГ сварки низкоуглеродистой стали (испаряющийся элемент Fe) в аргоне. Как следует из представленных на этом рисунке расчетных данных, значения анодного падения потенциала являются отрицательными, увеличивающимися по абсолютной величине с ростом электронной температуры плазмы вблизи анода, а также температуры его поверхности (см. рис. 7, а, в) и несколько

ко уменьшаясь с увеличением j_a (см. рис. 7, б). Величина U_a для рассматриваемых условий лежит в диапазоне от -1 до -4 В, что достаточно хорошо коррелирует с экспериментальными данными работы [18], а в случае малых значений температуры поверхности анода, когда испарением его материала можно пренебречь, с результатами расчетов, выполненных в работе [22] для неиспаряющегося анода.

Рассмотрим теперь процессы энергопереноса в анодном слое многокомпонентной плазмы сварочной дуги. Тепловой поток q_a из прианодной плазмы на поверхность свариваемого металла можно представить следующим образом:

$$q_a = q_e + q_p, \quad (33)$$

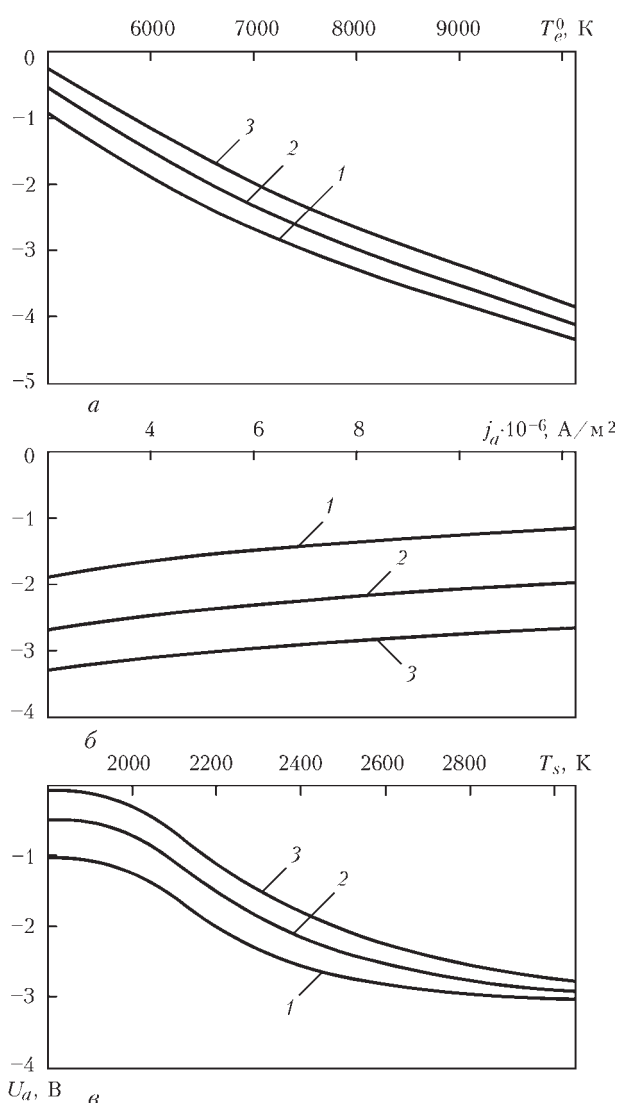


Рис. 7. Зависимости анодного падения потенциала от температуры электронов на границе анодного слоя (а), плотности тока на аноде (б) и температуры его поверхности (в) в условиях, характерных для ТИГ сварки низкоуглеродистой стали в аргоне: а — $T_s = 2472$ К ($1 - j_a = 2 \cdot 10^6$ А/м², $2 - 5 \cdot 10^6$, $3 - 10^7$); б — $T_s = 2472$ К ($1 - T_e^0 = 6 \cdot 10^3$ К, $2 - 7 \cdot 10^3$, $3 - 8 \cdot 10^3$); в — $T_e^0 = 7 \cdot 10^3$ К ($1 - j_a = 2 \cdot 10^6$ А/м², $2 - 5 \cdot 10^6$, $3 - 10^7$)

где q_e, q_i — потоки потенциальной и кинетической энергии, переносимой электронами и ионами плазмы, соответственно.

Выражение для q_e можно упрощенно записать в виде [2, 18]

$$q_e = j_e \left(\frac{5kT_e^0}{2e} + \zeta_a \right). \quad (34)$$

Учитывая начальную энергию ионов на внешней границе слоя пространственного заряда, а также их дополнительное ускорение в этом слое, для q_i можем записать

$$q_i = \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 1} j_{\alpha Z} \left(U_{\delta} + \frac{M_{\alpha} V_{i\delta}^2}{2Ze} + \frac{1}{Z} \sum_{Z'=1}^Z U_{\alpha Z'} - \zeta_a \right), \quad (35)$$

где $U_{\delta} \equiv \varphi(L_{\delta}) = \varphi_p - \frac{1}{2} \frac{kT_e^0}{e}$ — потенциал дуговой плазмы на границе слоя пространственного заряда (см. рис. 1).

Выражение (33) можно представить в виде

$$q_a = j_a V_a, \quad (36)$$

где V_a — значение вольтова эквивалента тепла, выделяемого на аноде, которое в отличие от соответствующего значения анодного падения U_a всегда положительно (см. таблицу).

Учитывая (33)–(35), для вычисления V_a находим

$$V_a = \zeta_a + \frac{j_e}{j_a} \frac{5kT_e^0}{2e} + \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 1} \frac{j_{\alpha Z}}{j_a} \left(U_{\delta} + \frac{M_{\alpha} V_{i\delta}^2}{2Ze} + \frac{1}{Z} \sum_{Z'=1}^Z U_{\alpha Z'} \right). \quad (37)$$

На рис. 8 представлены результаты расчетов теплового потока в анод как функции T_e^0, j_a и T_s в условиях, характерных для ТИГ сварки низкоуглеродистой стали в аргоне. Как следует из приведенных расчетных зависимостей, величина q_a возрастает с ростом температуры электронов в анодном слое плазмы, нормальной компоненты плотности тока на аноде и температуры его поверхности, причем наиболее сильно эта тенденция проявляется в зависимости $q_a(T_s)$ (см. рис. 8, в).

Рассмотрим теперь распределения характеристик прианодной плазмы вдоль границы анодного слоя со столбом сварочной дуги применительно к условиям ТИГ сварки низкоуглеродистой стали в атмосфере аргона. Для расчета температуры и состава многокомпонентной плазмы на указанной границе, определяющих соответствующие распределения величин φ_{pa} или U_a, j_a и q_a по области анодной привязки дуги, будем использовать предложенную в [29] и модифицированную в [30] самосогласованную модель процессов энерго-, мас-

со- и электропереноса в столбе и анодной области электрической дуги, горящей между тугоплавким катодом и плоским испаряющимся анодом.

Будем рассматривать два характерных варианта теплового состояния анода, а именно: диффузионно испаряющийся анод (испаряющийся элемент Fe) и водоохлаждаемый (неиспаряющийся) анод, имеющий температуру поверхности $T_s = 500$ К. В первом случае будем предполагать, что температура поверхности анода в области анодной привязки дуги изменяется по экспоненциальному закону $T_s(r) = (T_{s0} - T_{\infty}) \exp(-a^2 r^2) + T_{\infty}$ и достигает в центре этой области величины T_{s0} , не превышающей температуру, при которой испарение переходит в конвективный режим [25]. Здесь r — радиальная координата, отсчитываемая от оси дуги;

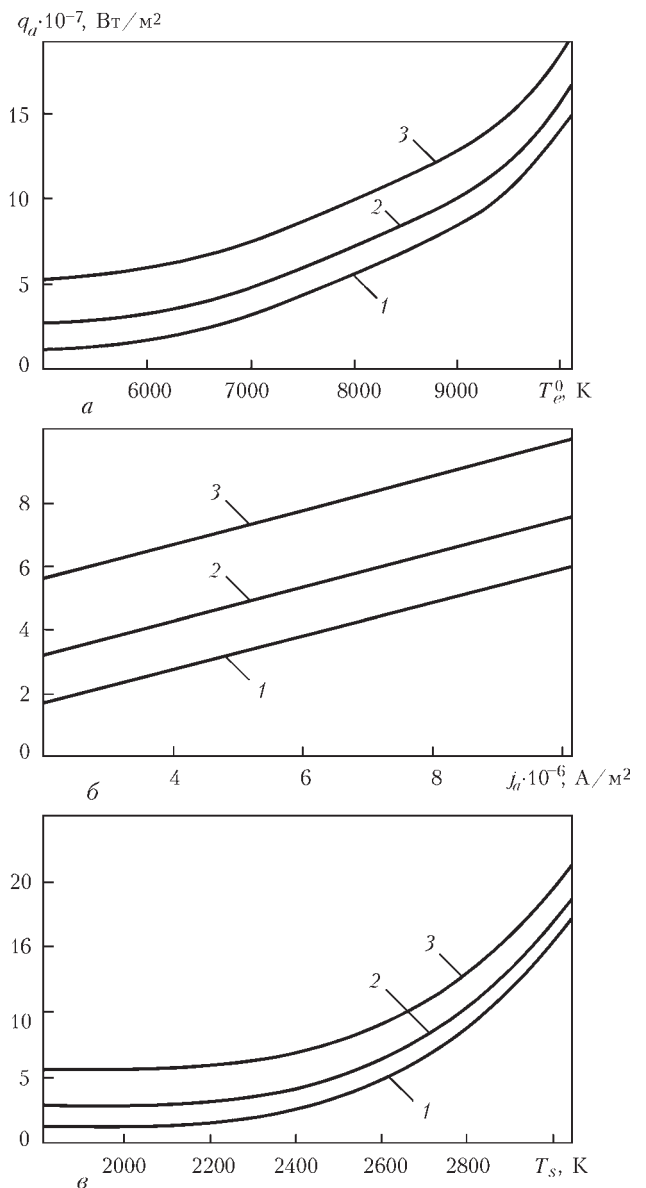


Рис. 8. Зависимости теплового потока в анод от температуры электронов на границе анодного слоя (а), плотности тока на аноде (б) и температуры его поверхности (в) в условиях, характерных для ТИГ сварки низкоуглеродистой стали в аргоне (параметры и обозначения те же, что и на рис. 7)

$T_{\infty} = 500$ К — температура поверхности на значительном удалении от оси, а коэффициент сосредоточенности a определяется таким образом, чтобы радиус расплавленной зоны на поверхности стального анода составлял 2,5 мм [21].

Расчеты пространственных распределений температуры, состава и других характеристик прианодной дуговой плазмы проводились при следующих параметрах: длина дуги $L = 3$ мм; ток дуги $I = 200$ А; температура поверхности анода в центре области привязки дуги T_{s0} варьировалась в диапазоне от 500 до 3065 К. Результаты расчетов распределений $\gamma_a(r)$, T_{pa} , $\varphi_{pa}(r)$, $j_a(r)$ и $q_a(r)$ для различного теплового состояния анода представлены на рис. 9–13. Здесь параметр $\gamma_a = n_m / (n_g + n_m)$, где n_m , n_g — суммарные концентрации тяжелых частиц (атомов и ионов) металла и защитного газа, характеризует содержание металлического пара в прианодной плазме; T_{pa} — температура плазмы на внешней границе анодного слоя, а остальные величины были определены ранее. Кривые 1–3 на указанных рисунках соответствуют следующим значениям T_{s0} : 2700; 3000; 3065 К (испаряющийся анод), штриховыми кривыми показаны соответствующие зависимости для дуги с неиспаряющимся анодом при $T_s = 500$ К.

Как следует из рис. 9, максимальное содержание металлического пара в дуговой плазме достигается на оси анодного слоя, увеличиваясь с ростом T_{s0} . При этом максимальное значение скорости оттока пара от поверхности анода также

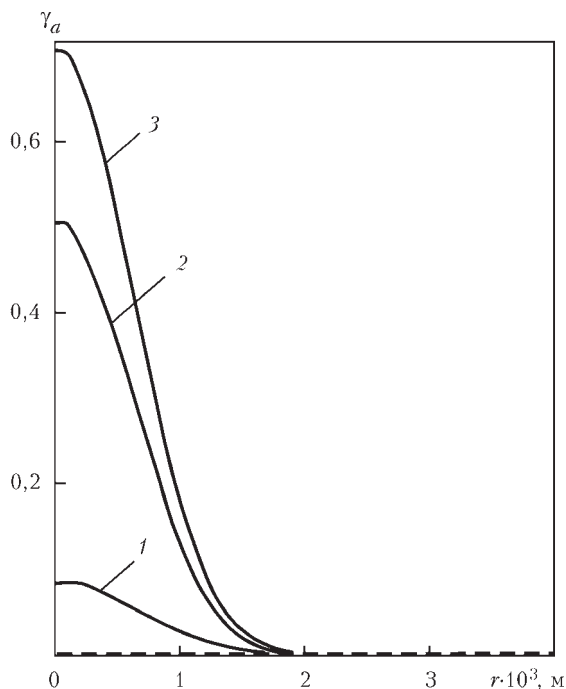


Рис. 9. Радиальные распределения доли тяжелых частиц железа в многокомпонентной дуговой плазме (Ar–Fe) на границе столба дуги с анодным слоем в условиях, характерных для ТИГ сварки низкоуглеродистой стали в аргоне (обозначения кривых \mathfrak{F} см. в тексте)

возрастает при увеличении указанной температуры. Так, например, при $T_{s0} = 3000$ К эта скорость может достигать величины более 10 м/с. Такой интенсивный поток относительно холодного пара, движущийся от поверхности анода в столб дуги, вызывает локальное захлаживание прианодной плазмы. Этот эффект проявляется в той части анодного слоя, которая примыкает к наиболее нагретой зоне поверхности анода, и тем сильнее, чем выше температура поверхности в этой зоне (см. рис. 10).

Несмотря на то, что повышение с ростом T_{s0} концентрации легкоионизируемого (по сравнению с Ar) металлического (Fe) пара в прианодной плазме должно приводить к увеличению ее электропроводности σ и, как следствие, к повышению плотности электрического тока, отмеченный выше эффект локального охлаждения плазмы играет более существенную роль, вызывая снижение плотности электрического тока в приосевой зоне области анодной привязки дуги с испаряющимся анодом, как это следует из рис. 11.

Причиной такого поведения величины $j_a(r)$ в случае испаряющегося анода является показанное на рис. 12 локальное уменьшение потенциала плазмы φ_{pa} в центре области анодной привязки дуги, связанное, согласно данным рис. 7, а, с соответствующим снижением температуры электронов прианодной плазмы (см. рис. 10). Изображенные на рис. 12 расчетные зависимости $\varphi_{pa}(r)$ свидетельствуют о том, что при наличии испарения металла анода на границе анодного слоя со столбом дуги появляется направленная к оси дуги и увеличивающаяся с ростом T_{s0} радиальная компонента плотности электрического тока $j_a = -\sigma_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial r}$, где σ_{pa} — электропроводность

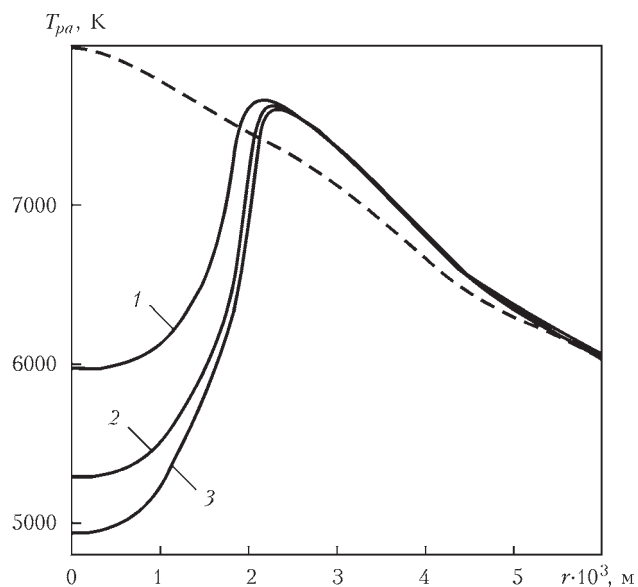


Рис. 10. Радиальные распределения температуры плазмы столба дуги на границе с анодным слоем (обозначения кривых \mathfrak{F} см. в тексте)

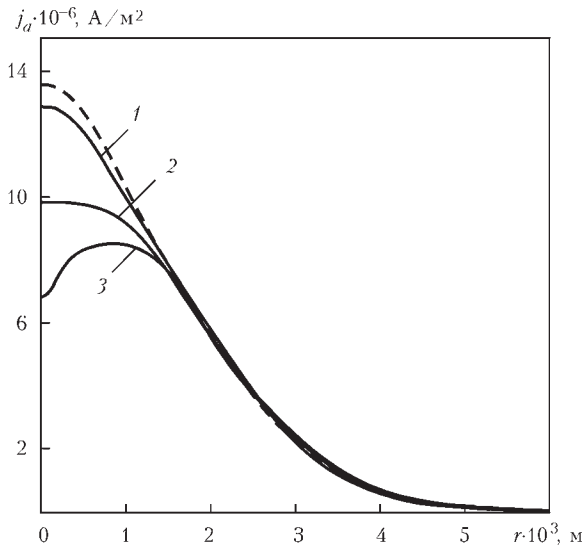


Рис. 11. Радиальные распределения плотности электрического тока на аноде (обозначения кривых \mathcal{F} см. в тексте)

плазмы на указанной границе. Это приводит к существенному снижению плотности тока в центре области анодной привязки дуги с испаряющимся анодом по отношению к дуге с водоохлаждаемым (неиспаряющимся) анодом.

Аналогичным образом ведет себя и плотность теплового потока, вводимого дугой в испаряющийся анод (см. рис. 13). Значительное снижение величины q_a при высоких значениях температуры поверхности анода связано с уменьшением конвективного потока энергии из столба дуги в результате соответствующего изменения газодинамической и электромагнитной обстановки в прианодной области дуговой плазмы, а также с уменьшением потока тепла, переносимого к аноду электронами, за счет отмеченного выше локального уменьшения j_a (см. рис. 11).

Проведем качественный анализ эффекта неоднородности распределения величины φ_{pa} или U_a

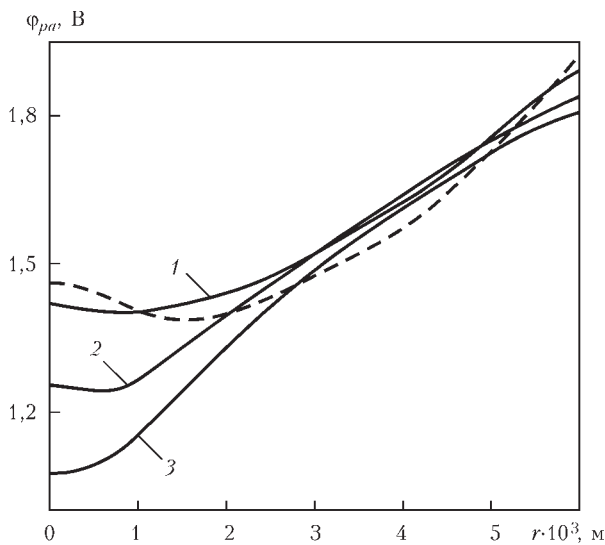


Рис. 12. Радиальные распределения потенциала дуговой плазмы на границе анодного слоя со столбом дуги (обозначения кривых \mathcal{F} см. в тексте)

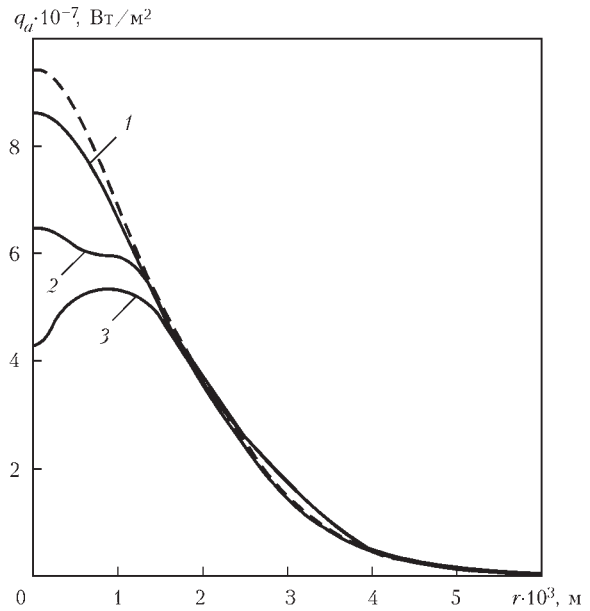


Рис. 13. Радиальные распределения теплового потока, вводимого дугой в анод (обозначения кривых \mathcal{F} см. в тексте)

по области анодной привязки дуги и его влияния на особенности горения сварочных дуг, а также на характер проплавления свариваемого металла при ТИГ сварке и переноса электродного металла при МИГ/МАГ сварке.

На рис. 14 схематично показаны два возможных распределения электрических характеристик дуговой плазмы вблизи поверхности свариваемого металла (анода) в условиях, характерных для точечной ТИГ сварки (сварочная ванна предполагается осесимметричной, а ее поверхность — плоской). На рис. 14, а представлена ситуация, когда распределение электрического потенциала на границе анодного слоя со столбом дуги $\varphi_{pa}(r)$ является возрастающей функцией радиуса (расстояния от оси дуги). В этом случае радиальная компонента плотности тока на указанной границе $j_a = -\sigma_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial r}$ является отрицательной и, соответственно, плотность тока на аноде оказывается меньше, чем в столбе дуги, а поперечный размер токового канала — больше, что соответствует распределенному по аноду разряду. В противном случае, когда $\partial \varphi_p / \partial r < 0$ (см. рис. 14, б) плотность тока на аноде увеличивается, а радиус токового канала уменьшается, т. е. наблюдается контрагирование дуги на аноде $R_a^{(б)} < R_a^{(а)}$ (см. рис. 14, а, б). В результате электромагнитная сила, действующая на расплавленный металл сварочной ванны в ее приосевой зоне оказывается больше, чем в первом случае $F_{em}^{(б)} > F_{em}^{(а)}$ [31]. Это приводит к более интенсивному конвективному переносу тепла от наиболее нагретой центральной части поверхности ванны к ее дну, увеличивая тем самым глубину проплавления свариваемого металла (см. рис. 14, а, б).

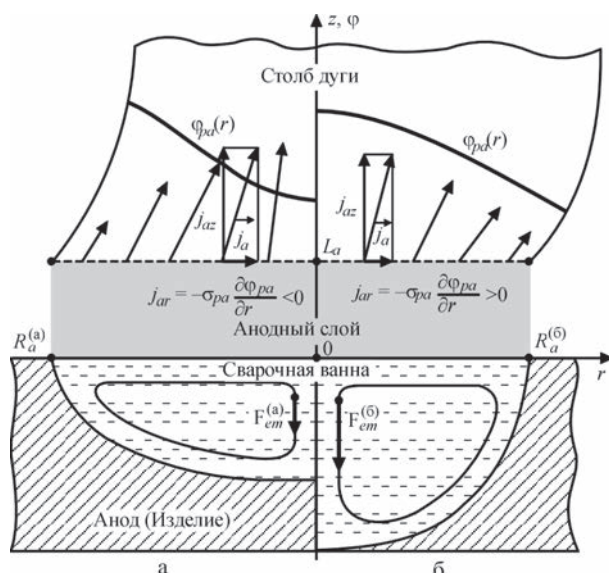


Рис. 14. Схематическое представление электрических характеристик прианодной плазмы сварочной дуги и процесса проплавления свариваемого металла при ТИГ сварке: а — распределенный по поверхности анода разряд; б — контрагирование дуги на аноде

В случае МИГ/МАГ сварки, как показано на рис. 15, также возможны два варианта привязки дуги к капле электродного металла. В первом случае (см. рис. 15, а), когда распределение электрического потенциала на границе анодного слоя со столбом дуги $\varphi_{pa}(s)$ является возрастающей функцией координаты s , отсчитываемой от вершины капли вдоль образующей ее поверхности, тангенциальная компонента плотности тока на указанной границе $j_{as} = -\sigma_{pa} \frac{\partial \varphi_{pa}}{\partial s}$ является отрицательной и, соответственно, плотность тока на поверхности капли оказывается меньше, чем в столбе дуги и, соответственно, площадь анодной привязки дуги — больше поперечного сечения ее столба. В случае, когда $\frac{\partial \varphi_{pa}}{\partial s} < 0$ (см. рис. 15, б) тангенциальная составляющая плотности тока на границе анодного слоя направлена от вершины капли к периферии дуги, что выражается в контрагировании дуги на поверхности капли. В результате $S_a^{(б)} < S_a^{(а)}$ и соответственно этому электромагнитная сила, действующая на каплю в первом случае оказывается больше, чем во втором $F_{em}^{(а)} > F_{em}^{(б)}$ [32]. Это приводит к тому, что размер капель в первом случае (см. рис. 15, а) будет меньше, чем во втором (см. рис. 15, б).

Отмеченная выше неоднородность анодного падения потенциала вдоль поверхности анода требует определения интегрального (эффективного) значения анодного падения $\langle U_a \rangle$, которое, в сумме с определенными соответствующим образом катодным падением потенциала $\langle U_c \rangle$ и напряжением на столбе $\langle U_p \rangle$ должно, согласно (1), давать полное напряжение на дуге $U = \langle U_c \rangle + \langle U_p \rangle + \langle U_a \rangle$. Учитывая, что потенциалы поверхности металли-

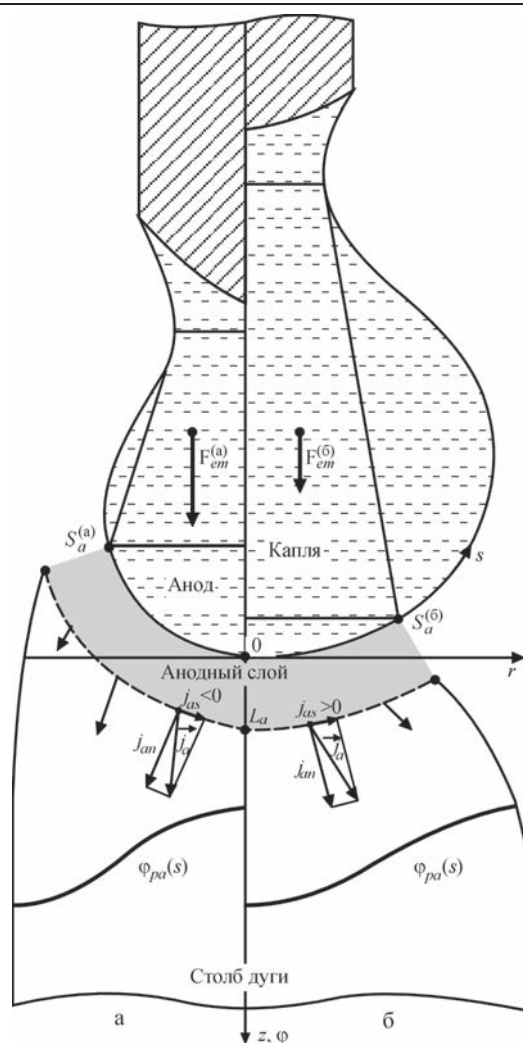


Рис. 15. Схематическое представление электрических характеристик прианодной плазмы сварочной дуги и процесса формирования капель электродного металла при МИГ/МАГ сварке: а — распределенный по поверхности анода разряд; б — контрагирование дуги на аноде

ческого анода и катода можно с достаточной точностью считать постоянными (из-за высокой электрической проводимости металла), напряжение на дуге можно определить как разность потенциалов поверхности анода и катода, т. е. положить $U = \varphi_a - \varphi_c$ (см. рис. 1). Однако такое общепринятое определение напряжения как интегральной электрической характеристики дугового разряда непригодно для расчета катодного и анодного падений, поскольку потенциал плазмы на границе анодного слоя φ_{pa} , равно как и потенциал плазмы на границе катодного слоя φ_{pc} , являются переменными вдоль границ Γ_{pa} и Γ_{pc} , разделяющих анодный и катодный слой со столбом дуги.

Введем понятие эффективного падения напряжения как интегральной электрической характеристики токопроводящей среды с неизопотенциальными границами [21]. Поскольку плотность электрического тока в плазме столба дуги определяется выражением $\vec{j} = -\sigma \nabla \varphi$, из

уравнения $\operatorname{div} \vec{j} = 0$ вытекает следующее балансное соотношение

$$\int_{\Omega} \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} \mathcal{V} = - \int_{\Gamma} \varphi j_n \mathcal{S}, \quad (38)$$

где Ω — область, занимаемая плазмой столба дуги; Γ — ее граница; j_n — проекция вектора плотности тока на внешнюю нормаль \vec{n} к Γ .

Представим границу Γ в виде: $\Gamma = \Gamma_{pa} + \Gamma_{pc} + \Gamma_{pe}$, где Γ_{pe} — часть границы Γ , через которую не протекает ток ($j_n|_{\Gamma_{pe}} = 0$). Тогда из (38) получим

$$\int_{\Omega} \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} \mathcal{V} = \int_{\Gamma_p} \varphi_p j_a d\Gamma_p - \int_{\Gamma_p} \varphi_{pc} j_{cn} d\Gamma_p, \quad (39)$$

где $\vec{n}' = -\vec{n}$. Выражение в левой части (39) есть тепловая мощность, выделяющаяся в столбе дуги. В соответствии с интегральным законом Джоуля–Ленца запишем:

$$\int_{\Omega} \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} \mathcal{V} = I \langle U_p \rangle,$$

где под $\langle U_p \rangle$ будем понимать эффективное падение напряжения на столбе дуги,

$$\langle U_p \rangle = \frac{1}{I} \int_{\Omega} \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} \mathcal{V}.$$

Так как поверхности Γ_{pa} и Γ_{pc} являются неизопотенциальными, введем для них понятия эффективных значений потенциалов Φ_{pa} и Φ_{pc} следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi_p &= \frac{1}{I} \int_{\Gamma_p} \varphi_p j_a d\Gamma_p; \\ \Phi_p &= \frac{1}{I} \int_{\Gamma_p} \varphi_p j_{cn} d\Gamma_p. \end{aligned} \quad (40)$$

Тогда из (39) падение напряжения на столбе дуги можно определить как разность эффективных значений потенциалов Φ_{pa} и Φ_{pc} , т. е. положить $\langle U_p \rangle = \Phi_{pa} - \Phi_{pc}$. Воспользовавшись (40), определим эффективные анодное $\langle U_a \rangle$ и катодное $\langle U_c \rangle$ падения в виде: $\langle U_a \rangle = \varphi_a - \Phi_{pa}$, $\langle U_c \rangle = \Phi_{pc} - \varphi_c$. В рамках данных определений можно получить стандартное выражение для напряжения на дуге в виде суммы падений напряжения на отдельных участках дугового разряда:

$$U = \langle U_c \rangle + \langle U_p \rangle + \langle U_a \rangle, \quad (41)$$

где следует принимать во внимание, что эффективное анодное падение напряжения является отрицательным.

Наконец, в терминах введенных таким образом эффективных значений падений напряжения суммарный баланс мощностей составляющих дугового разряда можно записать аналогично (41):

$$P = \langle P_c \rangle + \langle P_p \rangle + \langle P_a \rangle, \quad (42)$$

где $P = IU$, $\langle P_c \rangle = I \langle U_c \rangle$, $\langle P_p \rangle = I \langle U_p \rangle$, $\langle P_a \rangle = I \langle U_a \rangle$.

Отметим здесь, что тепловая мощность, выделяющаяся в столбе и в катодном слое дуги превосходит IU на величину $|\langle P_a \rangle|$, затрачиваемую на поддержание анодного слоя.

Список литературы/References

1. Немчинский В. А., Перетц Л. Н. (1977) Прианодный слой сильноточной дуги высокого давления. *ЖТФ*, **4**, 1868–1875.
Nemchinsky, V.A., Perets, L.N. (1977) Near-anode layer of high-current high-pressure arc. *Zh F*, **4**, 1868-1875 [in Russian].
2. Dinulescu H. A., Pfender E. (1980) Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs. *J. of Appl. Phys.*, **5**, 3149–315.
3. Дюжев Г. А., Немчинский В. А., Школьник С. М. и др. (1983) Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде. *Химия плазмы*, **0**, 169–209.
Dyuzhev, G.A., Nemchinsky, V.A., Shkolnik, S.M. et al. (1983) Anode processes in high-current arc discharge. *Khimiya Plazmy*, **0**, 169-209 [in Russian].
4. Nazarenko I. P., Panevin I. G. (1989) Analysis of the near-anode processes character in argon arc discharge of high pressure. *Contrib. Plasma Phys.*, **2**, 251–261.
5. Nemchinsky V. A. (1994) Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2**, 1433–1442.
6. Jenista J., Heberlein J. V. R., Pfender E. (1997) Numerical model of the anode region of high-current electric arcs. *IEEE Trans. on Plasma Science*, **3**, 883–890.
7. Amakawa T., Jenista J., Heberlein J. et al. (1998) Anode-boundary-layer behavior in a transferred, high intensity arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **3**, 2826–2834.
8. Tanaka M., Ushio M., Wu C. S. (1999) One-dimensional analysis of the anode boundary layer in free-burning argon arcs. *Ib d*, **3**, 605–611.
9. Murphy A. B. (2010) The effects of metal vapour in arc welding. *Ib d*, **3**, 434001 (31 pp).
10. Zhu P., Lowke J. J., Morrow R. et al. (1995) Prediction of anode temperatures of free burning arcs. *Ib d*, **8**, 1369–1376.
11. Lowke J. J., Morrow R., Haidar J. (1997) A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *Ib d*, **0**, 2033–2042.
12. Fan H. G., Kovacevic R. (2004) A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. *Ib d*, **3**, 2531–2544.
13. Nishiyama H., Sawada T., Takana H. et al. (2006) Computational simulation of arc melting process with complex interactions. *ISIJ International*, **4**, 705–711.
14. Hu, J., Tsai H. L. (2007) Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: *The arc. Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **0**, 833–846.
15. Masquere M., Freton P., Gonzalez J. J. (2007) Theoretical study in two dimensions of the energy transfer between an electric arc and an anode material. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **0**, 432–446.
16. Benilov M. S. (2008) Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharges: a review. *Ib d*, **4**, 144001 (30 pp).
17. Lancaster J. F. (1986) *The physics of welding, 2nd Edition*. Pergamon Press.
18. Sanders N. A., Pfender E. (1984) Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs. *J. of Appl. Phys.*, **5**, 714–722.

19. Tanaka M., Ushio M. (1999) Observations of the anode boundary layer in free-burning arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **3**, 906–912.
20. Krivtsun I., Demchenko V., Lesnoi A. et al. (2010) Modelling of electromagnetic processes in system «welding arc evaporating anode»: Part 1 Model of anode region. *Science and Technology of Welding and Joining*, **10**, 457–462.
21. Krivtsun I., Demchenko V., Krikent I. et al. (2015) Distributed and integrated characteristics of the near-anode plasma of the welding arc in TIG and Hybrid (TIG + CO₂ Laser) welding. *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 11 Techn. Universität Graz, Austria*, pp. 837–874.
22. Semenov I. L., Krivtsun I. V., Reisgen U. (2016) Numerical study of the anode boundary layer in atmospheric pressure arc discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 105204 (12 pp).
23. Almeida N. A., Benilov M. S., Naidis G. V. (2008) Unified modelling of near-cathode plasma layers in high-pressure arc discharges. *Ib d*, **4**, 245201 (26 pp).
24. Zhdanov V. M. (2002) *Transport processes in multicomponent plasma*. London, Taylor&Francis.
25. Krivtsun I. V. (2001) Model of evaporation of metal in arc, laser and laser-arc welding. *The Paton Welding Journal*, **3**, 2–9.
26. Бакшт Ф. Г., Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. и др. (1973) Зондовые измерения в низкотемпературной плотной плазме при высоких степенях ионизации. *ЖТФ*, **43**, **2**, 2574–2583.
27. Бакшт Ф. Г., Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К. et al. (1973) Probe measurements in low-temperature dense plasma at high degree of ionization. *ЗЖФ*, **43**(**2**), 2574–2583 [in Russian].
27. Чен Ф. (1967) *Электрические зонды. Диагностика плазмы*. Р. Хаддлстоун, С. Леонард (ред.). Москва, Мир, 94–164.
28. Chen, F. (1967) *Electrical probes. In: Plasma diagnostics*. Ed. by R.Huddleston et al. Moscow, Mir, 94–164 [in Russian].
28. Griem H. R. (1962) High-density correction in plasma spectroscopy. *Phys. Rev.*, **125**, 997–1001.
29. Krivtsun I. V., Demchenko V. F., Krikent I. V. (2010) Model of the processes of heat, mass and charge transfer in the anode region and column of the welding arc with refractory cathode. *The Paton Welding Journal*, **6**, 2–9.
30. Krikent I. V., Krivtsun I. V., Demchenko V. F. (2014) Simulation of electric arc with refractory cathode and evaporating anode. *Ib d*, **9**, 17–24.
31. Demchenko V. F., Krivtsun I. V., Krikent I. V., et al. (2017) Force interaction of arc current with self magnetic field. *Ib d*, **3**, 15–24.
32. Semenov O., Demchenko V., Krivtsun I. et al. (2012) A dynamic model of droplet formation in GMA welding. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, **10**, 045003 (14 pp).

АНОДНІ ПРОЦЕСИ У ЗВАРЮВАЛЬНИХ ДУГАХ

I. В. КРИВЦУН

ІЕЗ ім. Є. О. Патона НАН України. 03150, м. Київ, вул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Описано підходи до теоретичного дослідження та математичні моделі фізичних процесів, що протікають в анодному шарі потужнострумових ($\sim 10^2$ А) електричних дуг, що горять в інертному газі атмосферного тиску. Проведено чисельні дослідження анодних процесів в електричних дугах з анодом, який не випаровується (що охолоджується водою), а також у зварювальних дугах (дугах з анодом, який випаровується). Показано, що анодне падіння потенціалу в розглянутих дугах є негативним та має суттєво неоднорідний розподіл в зоні анодної прив'язки дуги. Остання обставина багато в чому визначає картину протікання електричного струму та переносу енергії між дуговою плазмою і анодом (контрагування дуги на аноді або розподілений по поверхні анода розряд). З урахуванням зазначеної зміни анодного падіння потенціалу уздовж поверхні анода запропонована методика розрахунку ефективного анодного падіння в електричних дугах. Бібліогр. 32, табл. 1, рис. 15.

Ключові слова: зварювальна дуга, дугова плазма, стовп дуги, анодний шар, анодне падіння потенціалу, тепловий потік в анод, випаровування, математичне моделювання

ANODE PROCESSES IN WELDING ARCS

I.V. KRIVTSUN

E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine. 11 Kazymyr Malevych Str., 03150, Kyiv, Ukraine
E-mail: office@paton.kiev.ua

The paper describes the approaches to theoretical investigation and mathematical models of physical processes running in the anode layer of high-current ($\sim 10^2$ A) electric arcs, burning in inert gas at atmospheric pressure. Numerical studies of anode processes in electric arcs with nonevaporating (water-cooled) anode, as well as in welding arcs (arcs with evaporating anode) were performed. It is shown that anode potential drop in the considered arcs is negative, having an essentially nonuniform distribution in the region of anode attachment of the arc. The latter circumstance largely determines the pattern of electric current flowing and energy transfer between arc plasma and anode (arc contraction on the anode or discharge distributed over anode surface). A procedure of calculation of effective anode drop in electric arcs is proposed, allowing for the above change of anode potential drop along the anode surface. 32 Ref., 1 Tabl., 15 Fig.

Keywords: welding arc, arc plasma, anode layer, anode potential drop, heat flow into the anode, evaporation, mathematical modelling

Поступила в редакцію 10.09.2018