



УДК 621.791.01

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ И ИСПАРЯЮЩИМСЯ АНОДОМ

И. В. КРИКЕНТ<sup>1</sup>, И. В. КРИВЦУН<sup>2</sup>, В. Ф. ДЕМЧЕНКО<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Днепродзержинский гос. техн. ун-т. 51918, г. Днепродзержинск,  
ул. Днепростроевская, 2. E-mail: science@dstu.dp.ua

<sup>2</sup> ИЭС им. Е. О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Для уточнения разработанной ранее комплексной модели процессов энерго-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области электрической дуги с тугоплавким катодом и испаряющимся анодом, горящей в инертном газе, предложено уравнение конвективной диффузии ионизированного металлического пара в дуговой плазме с учетом различия коэффициентов диффузии атомов, одно- и двухзарядных ионов металла, наличия термодиффузионных потоков металлических частиц, а также дрейфа ионов пара в электрическом поле. На основе уточненной таким образом комплексной математической модели проведен численный анализ влияния диффузионного испарения материала анода (Fe) на тепловые, газодинамические и электромагнитные характеристики многокомпонентной плазмы столба и анодной области стационарной электрической дуги с тугоплавким катодом (W) при ее горении в инертном газе (Ar). Показано существенное влияние распределения температуры поверхности металла в области анодной привязки дуги на распределения температуры и плотности электрического тока в прианодной плазме, а также на распределенные и интегральные характеристики ее теплового воздействия на поверхность испаряющегося анода. Библиогр. 18, рис. 12.

*Ключевые слова:* электрическая дуга, тугоплавкий катод, испаряющийся анод, столб дуги, анодная область, многокомпонентная плазма, металлический пар, диффузия, математическое моделирование

Плазма электрической дуги при сварке неплавящимся электродом в инертном газе, как правило, является многокомпонентной, поскольку в ней, наряду с частицами защитного газа, присутствуют атомы и ионы металлического пара, поступающего в дуговой промежуток за счет испарения металла анода с поверхности сварочной ванны. Наличие в дуговой плазме инертного газа даже небольшого количества металлической компоненты существенно влияет на ее ионизационный состав, термодинамические, транспортные и оптические свойства. Это приводит к значительному отличию тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик плазмы в прианодной зоне столба дуги при сварке неплавящимся электродом от соответствующих характеристик дугового разряда с тугоплавким катодом и неиспаряющимся, например, водоохлаждаемым анодом. Отличаются также и характеристики анодной области сварочной дуги, определяющие условия теплового и электромагнитного взаимодействия дуги со свариваемым металлом и, как следствие, характер его проплавления [1].

В первых публикациях, посвященных математическому моделированию процессов тепло-, массо- и электропереноса в дугах с тугоплавким катодом [2–10], дуговая плазма предполагалась однокомпонентной, т.е. содержащей атомы и ионы только защитного газа. Такая идеализация не отражала условий горения реальных сварочных дуг

и требовала дальнейшего совершенствования математических моделей дуги с целью учета ряда дополнительных физических факторов, связанных с многокомпонентностью дуговой плазмы. Публикации, посвященные учету испарения материала анода при моделировании сварочной дуги с неплавящимся электродом, появились в мировой научно-технической литературе сравнительно недавно [11–13]. Однако в этих работах, при описании диффузии ионизированного металлического пара в дуговой плазме, не делается различие между атомами и ионами пара, имеющими коэффициенты диффузии, существенно отличающиеся по величине [1]. В комплексной математической модели сварочной дуги с неплавящимся катодом, предложенной в работе [14], была предпринята попытка учесть различие указанных коэффициентов, однако при записи уравнения конвективной диффузии испаренного металла анода в плазме столба дуги не учитывалась термодиффузия атомов и ионов металлического пара, а также дрейф ионов металла в электрическом поле. Поэтому целью настоящей работы является совершенствование модели конвективной диффузии металлического пара в дуговой плазме и проведение на основе уточненной комплексной математической модели [14] численного анализа характеристик многокомпонентной плазмы столба и анодной области стационарной электрической дуги с тугоплавким катодом (W) и испаряющимся анодом (Fe) при ее горении в инертном газе (Ar).

© И. В. Крикент, И. В. Кривцун, В. Ф. Демченко, 2014



**Уравнение переноса металлического пара в дуговой плазме.** Специфической особенностью диффузии металлического пара в дуговой плазме является то, что испаренные с расплавленной поверхности анода атомы металла могут ионизироваться, образуя одно- и двухзарядные ионы, коэффициенты диффузии которых существенно отличаются от соответствующих коэффициентов для нейтральных частиц. Кроме того, процессы ионизации и рекомбинации частиц в плазме столба дуги протекают значительно быстрее, чем процессы переноса вещества и тепловой энергии [15, 16]. Поэтому будем считать, что концентрации всех частиц многокомпонентной плазмы столба рассматриваемой дуги (электроны, атомы и однозарядные ионы аргона, атомы, одно- и двухзарядные ионы железа) отличаются от равновесных значений, определяемых принципом детального равновесия, весьма незначительно. Будем также предполагать, что плазма столба дуги находится в состоянии локального термодинамического равновесия при температуре электронов, равной температуре тяжелых частиц (однотемпературная модель).

В общем случае уравнения диффузии для атомов, одно- и двухзарядных ионов металла в плазме инертного газа можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial n_{m0}}{\partial t} = -\operatorname{div}(n_{m0} \bar{w}_{m0}) - \dot{n}_{m0}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{m1}}{\partial t} = -\operatorname{div}(n_{m1} \bar{w}_{m1}) - \dot{n}_{m1} + \dot{n}_{m0}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{m2}}{\partial t} = -\operatorname{div}(n_{m2} \bar{w}_{m2}) + \dot{n}_{m1}, \quad (3)$$

где  $\dot{n}_{mZ}$  ( $Z = 0, 1$ ) — скорости реакций первой и второй ионизации;  $n_{m0}$ ,  $n_{m1}$ ,  $n_{m2}$  — концентрации атомов, одно- и двухзарядных ионов металла;  $\bar{w}_{m0}$ ,  $\bar{w}_{m1}$ ,  $\bar{w}_{m2}$  — скорости их направленного движения, соответственно.

Представим скорость движения атомов металла  $\bar{w}_{m0}$  в виде суммы средней скорости движения частиц плазмы  $\bar{w}_C$  и диффузионной скорости нейтральных частиц металла  $\bar{w}_{D0}$

$$\bar{w}_{m0} = \bar{w}_C + \bar{w}_{D0}. \quad (4)$$

Если атомные массы всех компонент плазмы одинаковы, то средняя скорость движения частиц совпадает со среднемассовой (газодинамической) скоростью движения плазмы  $\bar{W}$ . В противном случае величину  $\bar{w}_C$  можно определить из следующего балансного соотношения:

$$\rho \bar{W} = \rho \bar{w}_C + M_m \bar{Y}_{m0} + \bar{M}_{m0} \bar{Y}_{m0}, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность плазмы;  $\bar{Y}_{m0}$  — плотность диффузионного потока атомов металла;  $M_m$  — масса

атома металла;  $\bar{Y}_{m0}$ ,  $\bar{M}_{m0}$  — соответственно плотность диффузионного потока и среднестатистическая масса частиц, замещающих атомы металла.

Поскольку диффузионные процессы не оказывают существенного влияния на распределение давления в дуговой плазме, можно полагать, что оно определяется в основном газодинамическими факторами. Для рассматриваемой здесь стационарной свободногорящей дуги давление в ее столбе лишь незначительно отличается от атмосферного [17]. Поэтому диффузию металлического пара в такой дуге можно с высокой степенью точности рассматривать как процесс, протекающий при постоянном (атмосферном) давлении. В этом случае результатом диффузии является обмен местами частиц, образующих плазму. Отсюда следует, что удельные диффузионные потоки  $\bar{Y}_{m0}$  и  $\bar{Y}_{m0}^{\text{м0}}$  взаимно компенсируются, т. е. выполняется условие  $\bar{Y}_{m0} = -\bar{Y}_{m0}^{\text{м0}}$ . Тогда из уравнения (5) получаем выражение для определения средней скорости движения частиц

$$\bar{w}_C = \bar{W} - \frac{M_m - \bar{M}_{m0}}{\rho} \bar{Y}_{m0}. \quad (6)$$

Среднестатистическую массу частиц, замещающих атомы металла, можно приближенно вычислять по формуле

$$\bar{M}_{m0} = \frac{\rho - M_m n_{m0}}{n_0 - n_{m0}},$$

где  $n_0 = p_0/kT$  — суммарная концентрация частиц в плазме столба дуги, предполагаемой изотермической;  $p_0$  — атмосферное давление;  $T$  — температура плазмы;  $k$  — постоянная Больцмана. В рамках описанного выше подхода сумма удельных массовых потоков атомов металла и других частиц, образующих плазму, равна общей плотности массового потока плазмы. Это свидетельствует о согласованном описании газодинамических и диффузионных процессов.

Диффузионная скорость атомов металла  $\bar{w}_{D0}$  связана с их концентрацией  $n_{m0}$  и плотностью диффузионного потока  $\bar{Y}_{m0}$  следующим образом:

$$\bar{w}_{D0} = \frac{\bar{Y}_{m0}}{n_{m0}},$$

где величина  $\bar{Y}_{m0}$  в простейшем случае может быть определена с помощью соотношения [1]

$$\bar{Y}_{m0} = -\frac{D_0}{T} \operatorname{grad}(n_{m0} T), \quad (7)$$

где  $D_0$  — коэффициент диффузии атомов металла в плазме.

Подставляя (4), (6), (7) в уравнение (1), получим

$$\frac{dn_{m0}}{dt} = \operatorname{div} \left[ G_0 \operatorname{grad}(n_{m0} T) \right] - n_{m0} \operatorname{div} \bar{W} - \dot{n}_{m0}, \quad (8)$$



где  $dn_{m0}/dt$  — субстанциональная производная;

$$G_0 = \frac{D_0}{T} \left( 1 - n_{m0} \frac{M_m - \bar{M}_{m0}}{\rho} \right).$$

Выполним аналогичные преобразования с уравнениями (2), (3) и дополнительно учтем дрейф заряженных частиц металла (одно- и двухзарядных ионов) в электрическом поле. В результате получим

$$\frac{dn_{m1}}{dt} = \text{div} \left[ G_1 \text{grad}(n_{m1} T) + b_1 n_{m1} \text{grad}\phi \right] - n_{m1} \text{div} \vec{W} - \dot{n}_{m1} + \dot{n}_{m0}, \quad (9)$$

$$\frac{dn_{m2}}{dt} = \text{div} \left[ G_2 \text{grad}(n_{m2} T) + b_2 n_{m2} \text{grad}\phi \right] - n_{m2} \text{div} \vec{W} + \dot{n}_{m1}. \quad (10)$$

Здесь  $G_Z = \frac{D_Z}{T} \left( 1 - n_{mZ} \frac{M_m - \bar{M}_{mZ}}{\rho} \right)$ ;  $D_Z$  — коэффициенты диффузии ионов металла с зарядовым числом  $Z$  ( $Z = 1, 2$ );

$\bar{M}_{mZ} = \frac{\rho - M_m n_{mZ}}{n_0 - n_{mZ}}$ ;  $b_Z = \frac{eZ}{k} G_Z$  — подвижности ионов металла в электрическом поле;  $e$  — заряд электрона;  $\phi$  — скалярный потенциал электрического поля в столбе дуги.

Суммируя уравнения (8)–(10), получим уравнение переноса металлических частиц в дуговой плазме

$$\begin{aligned} \frac{dn_m}{dt} = \text{div} \left[ G_0 \text{grad}(n_m T) + \right. \\ \left. + (G_1 - G_0) \text{grad}(n_{m1} T) + (G_2 - G_0) \text{grad}(n_{m2} T) + \right. \\ \left. + (b_1 n_{m1} + b_2 n_{m2}) \text{grad}\phi \right] - n_m \text{div} \vec{W}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $n_m = n_{m0} + n_{m1} + n_{m2}$  — суммарная концентрация тяжелых частиц металлического пара.

Выразим концентрации ионов металла  $n_{mZ}$  ( $Z = 1, 2$ ) через суммарную концентрацию металлических частиц в плазме:  $n_{mZ} = K_Z n_m$ , где коэффициенты  $K_Z$  соответствуют первой ( $Z = 1$ ) и второй ( $Z = 2$ ) ионизации атомов металла. Учитывая допущение о локальном термодинамическом равновесии плазмы столба дуги, коэффициенты  $K_Z$  могут быть определены для равновесной плазмы заданного состава и температуры.

Вводя обозначения  $\bar{G}_1 = G_1 - G_0$ ;  $\bar{G}_2 = G_2 - G_0$ , перепишем уравнение (11) относительно суммарной концентрации частиц металла в плазме:

$$\begin{aligned} \frac{dn_m}{dt} + n_m \text{div} \vec{W} = \text{div} \left[ G_0 \text{grad}(n_m T) + \right. \\ \left. + \bar{G}_1 \text{grad}(K_1 n_m T) + \bar{G}_2 \text{grad}(K_2 n_m T) \right] + \\ + \text{div} \left[ (b_1 K_1 + b_2 K_2) n_m \text{grad}\phi \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнение (12) описывает следующие виды переноса тяжелых частиц металлического пара в дуговой плазме: конвективный перенос, концентрационную диффузию, термодиффузию, а также дрейф ионов пара в электрическом поле. Зная решение этого уравнения,  $n_m$ , и учитывая принятое допущение о локальном термодинамическом равновесии плазмы столба дуги, ее ионизационный состав может быть определен с помощью соответствующей системы уравнений Саха, закона парциальных давлений и условия квазинейтральности плазмы [14]. Рассчитанные таким образом концентрации частиц многокомпонентной плазмы столба дуги могут быть использованы для вычисления ее термодинамических и транспортных свойств [18], входящих в уравнения комплексной модели [14].

Сформулируем граничные условия для уравнения диффузии (12). Предполагая, что столб дуги характеризуется осевой симметрией, введем цилиндрическую систему координат  $(r, z)$  и рассмотрим расчетную область  $\Omega = \{0 < r < R, 0 < z < L\}$ , показанную на рис. 1.

Учитывая направление движения защитного газа и плазмы в прикатодной зоне столба дуги [17], будем считать, что частицы испаренного металла анода не достигают плоскости  $z = 0$  (см. рис. 1), т. е. на верхней границе расчетной области положим

$$n_m|_{z=0} = 0. \quad (13)$$

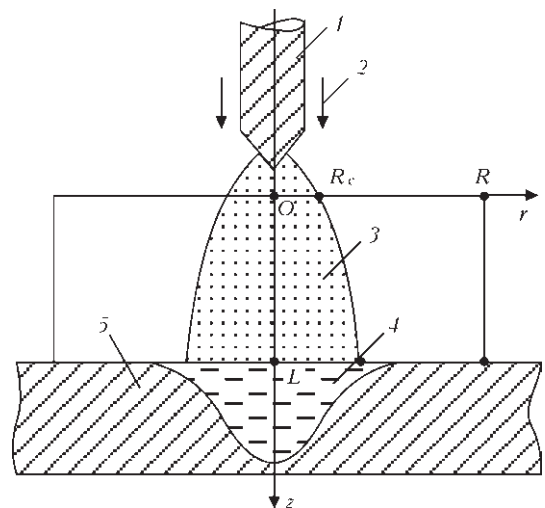


Рис. 1. Схема к математическому описанию дуговой плазмы: 1 — тугоплавкий катод; 2 — защитный газ; 3 — плазма столба дуги; 4 — расплавленный (испаряющийся) металл; 5 — анод



На оси дуги (при  $r = 0$ ) примем условия симметрии

$$\left. \frac{\partial n_m}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (14)$$

На внешней границе расчетной области (при  $r = R$ ) зададим «мягкие» граничные условия:

$$\begin{aligned} n_m \Big|_{r=R} &= 0 \quad \text{при } W_r(R, z) \leq 0; \\ \left. \frac{dn_m}{dt} \right|_{r=R} &= 0 \quad \text{при } W_r(R, z) > 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $W_r(r, z)$  — радиальная компонента вектора среднemasсовой скорости плазмы.

На границе многокомпонентной плазмы столба дуги с анодным слоем (при  $z = L$ ) граничное условие можем записать в виде

$$n_m \Big|_{z=L} = n_{m0}^L(r) + n_{m1}^L(r) + n_{m2}^L(r), \quad (16)$$

где  $n_{mZ}^L(r) = n_{mZ}(r, L)$  — соответствующие распределения концентраций частиц металлического пара, находящихся в зарядовом состоянии  $Z$ , которые могут быть определены согласно модели анодной области дуги с испаряющимся анодом [14] в зависимости от локальных значений температуры прианодной плазмы и температуры поверхности анода, режима его испарения, а также рода защитного газа. Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением диффузионного режима испарения, с достаточной точностью можно считать, что локальные значения парциального давления атомов и ионов металлической компоненты плазмы  $p_m$  на указанной границе равны давлению насыщенного пара металла анода при соответствующем значении температуры его поверхности  $T_a$ :

$$p_m \Big|_{z=L} = p_0 \exp \left\{ \frac{\lambda_v}{k} \left[ \frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_a(r)} \right] \right\}, \quad (17)$$

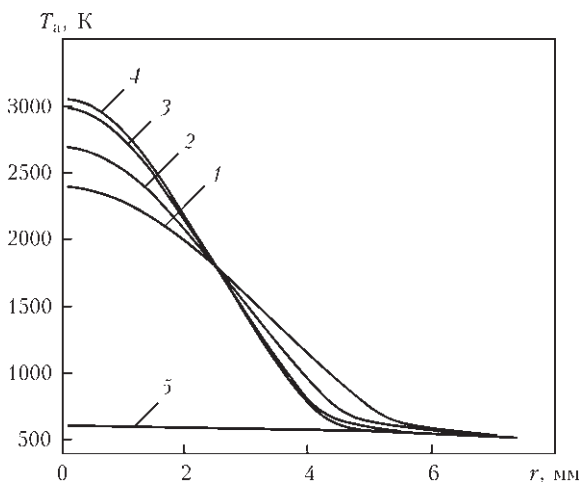


Рис. 2. Распределения температуры поверхности анода в области анодной привязки дуги: 1 —  $T_{a0} = 2400$  К; 2 — 2700; 3 — 3000; 4 — 3065; 5 — водоохлаждаемый (неиспаряющийся) анод

где  $\lambda_v$  — энергия, затрачиваемая на переход одной частицы металла из жидкой фазы в паровую;  $T_B$  — температура кипения металла анода.

Модель конвективной диффузии ионизированного металлического пара (12)–(17) является составной частью комплексной модели процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в многокомпонентной плазме столба и анодной области электрической дуги при сварке неплавящимся электродом в инертном газе [14]. Для численного моделирования тепловых, газодинамических и электромагнитных процессов в такой плазме будем использовать уравнения однотемпературной модели [17]. При учете испарения металла анода на границе конденсированной фазы с дуговой плазмой существует диффузионный поток металлического пара, вследствие чего аксиальная компонента вектора скорости плазмы на этой границе не равна нулю (в отличие от условия «прилипания», используемого в [17] для случая водоохлаждаемого анода). Принимая во внимание тот факт, что атомы и ионы защитного газа, являющегося инертным, не могут накапливаться на поверхности анода, результирующий поток тяжелых частиц газа вблизи поверхности анода можно считать равным нулю. Тогда, с учетом диффузионного и конвективного механизмов переноса частиц металлического пара, граничное условие для аксиальной компоненты вектора среднemasсовой скорости плазмы на границе столба дуги с анодной областью (при  $z = L$ ) может быть записано в виде

$$W_z \Big|_{z=L} = \frac{M_m \left[ Y_{m0z}^L(r) + Y_{m1z}^L(r) + Y_{m2z}^L(r) \right]}{\rho(r, L) - M_m \left[ n_{m0}^L(r) + n_{m1}^L(r) + n_{m2}^L(r) \right]}. \quad (18)$$

Здесь  $Y_{mZz}^L(r)$  — соответствующие распределения аксиальных компонент плотностей диффузионных потоков атомов и ионов металла, находящихся в зарядовом состоянии  $Z$ .

**Результаты моделирования и их обсуждение.** Для численного исследования влияния диффузионного испарения металла анода на процессы энерго-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе рассматриваемой дуги зададим распределение температуры поверхности анода по нормально-круговому закону  $T_a(r) = (T_{a0} - T_\infty) \exp(-a^2 r^2) + T_\infty$ , где  $T_{a0}$  — температура на оси области анодной привязки дуги;  $T_\infty$  — температура поверхности металла вдали от указанной области. При этом коэффициент сосредоточенности  $a$  будем выбирать таким образом, чтобы диаметр расплавленной зоны на поверхности анода составлял 5 мм. Характерные профили распределения  $T_a(r)$  при  $T_\infty = 500$  К показаны на рис. 2.





Численное моделирование характеристик многокомпонентной плазмы столба и анодной области электрической дуги с вольфрамовым катодом и испаряющимся анодом из низкоуглеродистой стали проводили при следующих параметрах: длина дуги  $L = 2,9$  мм; ток дуги  $I = 200$  А; защитный газ аргон, испаряющийся элемент железо. Необходимые для решения нестационарной задачи [17], совместно с уравнением (12), начальные распределения характеристик плазмы столба дуги задавали так, как описано в работе [17]; начальная концентрация металлического пара в дуговом промежутке полагалась равной нулю. Расчеты выполняли вплоть до установления стационарного состояния дуговой плазмы.

Введем обозначение  $\gamma = n_m / (n_g + n_m)$ , где  $n_g = n_{g0} + n_{g1}$  — суммарная концентрация тяжелых частиц (атомов и ионов) защитного газа, и рассмотрим распределение доли тяжелых частиц металла  $\gamma$  в плазме столба дуги для двух вариантов распределения температуры поверхности испаряющегося анода, которые соответствуют  $T_{a0} = 2600$  К (рис. 3, а) и  $T_{a0} = 3065$  К (рис. 3, б). При температуре расплавленного металла анода  $2500 \dots 2600$  К над его поверхностью появляются частицы испаренного металла, содержание которых достигает 10 % (см. рис. 3, а). При увеличении температуры в центре области анодной привязки дуги выше 3000 К массовый поток пара с поверхности анода в столб дуги возрастает, вследствие чего появляется область дуговой плазмы с высоким (до 80 %) содержанием металлического пара (рис. 3, б).

Поле концентрации частиц испаренного металла  $n_m$  в прианодной плазме формируется в результате взаимодействия следующих четырех факторов: диффузионного и конвективного переноса металлических частиц от поверхности анода в столб дуги; набегающего на анод потока дуговой плазмы с малым содержанием металлического пара; переноса частиц металла в сторону анода за счет термодиффузии; дрейфа заряженных частиц (одно- и двухзарядных ионов) металла в электрическом поле. Распределение доли тяжелых частиц железа в рассматриваемой дуговой плазме, представленное на рис. 3, является результатом конкурирующего взаимодействия указанных четырех механизмов переноса. При этом можно выделить две характерные особенности распределения частиц испаренного металла в прианодной плазме. С одной стороны, конвективный поток плазмы из прикатодной области столба, практически не содержащей металлического пара, стремится вы-

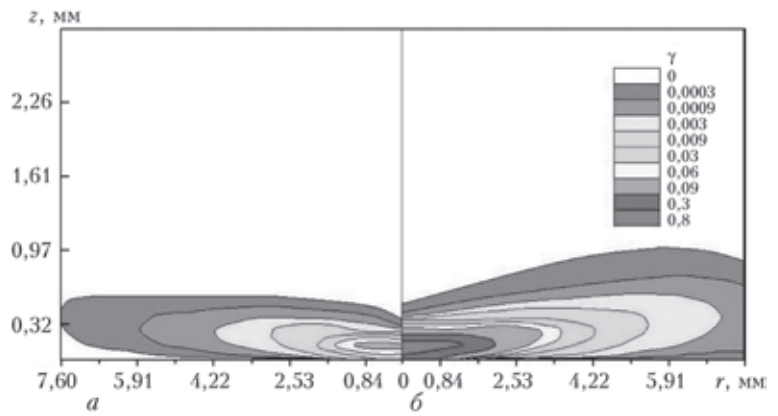


Рис. 3. Распределение доли тяжелых частиц железа в прианодной области плазмы столба дуги: а —  $T_{a0} = 2600$  К; б — 3065

теснить пары металла из зоны испарения в радиальном направлении. Вследствие этого ширина приповерхностного слоя плазмы, содержащего заметное количество металлического пара ( $\gamma > 3\%$ ), оказывается в 1,5...2,0 раза больше радиуса расплавленной зоны на поверхности анода, а толщина этого слоя составляет 0,3...0,5 мм. Поскольку толщина области, занятой паром, незначительна по сравнению с длиной дуги, влияние испаренного металла в рассматриваемом случае ограничивается только прианодной областью дуги и практически не сказывается на процессах тепло-, массо- и электропереноса в ее столбе. В то же время область прианодной плазмы, наиболее обогащенная парами железа, оказывается «оторванной» от поверхности анода. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Ионизационный состав металлического пара, который поступает в прианодную зону столба дуги и далее транспортируется в область с более высокой температурой плазмы, претерпевает изменения за счет интенсивной ионизации атомов металла. Вместе с тем из-за малой диффузионной подвижности ионов металла происходит их накопление в указанной области, что и обуславливает появление зоны с максимальным содержанием металлического пара, локализованной на некотором расстоянии от поверхности анода.

Наибольшее влияние диффузионное испарение металла анода оказывает на характеристики анодной области рассматриваемой дуги, такие как доля частиц железа в прианодной плазме  $\gamma_a(r) = \gamma(r, L)$  и ее температура  $T_{pa}(r) = T(r, L)$ , плотность электрического тока  $j_a(r)$  и плотность теплового потока  $q_a(r)$  на поверхности анода. Рассмотрим влияние температуры поверхности испаряющегося анода на распределения указанных характеристик в области анодной привязки дуги. На рис. 4–7 приведены результаты расчетов  $\gamma_a$ ,  $T_{pa}$ ,  $j_a$  и  $q_a$  для различного теплового состояния поверхности анода.

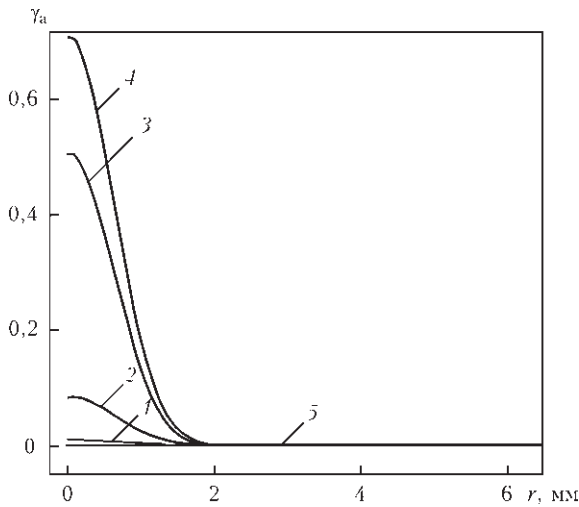


Рис. 4. Радиальные распределения доли тяжелых частиц железа в многокомпонентной прианодной плазме (обозначения кривых 1–5 такие же, как на рис. 2)

Максимальное содержание металлического пара достигается на оси прианодного слоя плазмы, увеличиваясь с ростом температуры поверхности анода в центре области анодной привязки дуги (см. рис. 4). При этом максимальное значение среднемассовой скорости движения пара  $|W_z(0, L)|$  вблизи поверхности анода также возрастает при увеличении указанной температуры. Так, например, при  $T_{a0} = 3065 \text{ К}$  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 анодной области, которая расположена над наиболее нагретой зоной поверхности расплавленного металла анода, и тем сильнее, чем выше температура поверхности в этой зоне (см. рис. 5).

Несмотря на то, что повышение с ростом  $T_{a0}$  концентрации легкоионизируемого (по сравнению с аргоном) металлического пара в многоком-

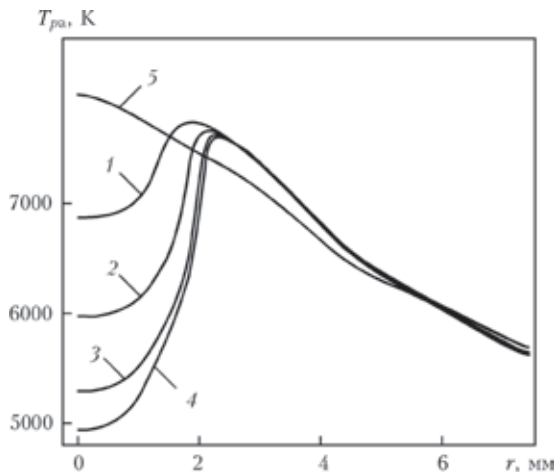


Рис. 5. Радиальные распределения температуры плазмы столба дуги на границе с анодной областью (обозначения кривых 1–5 такие же, как на рис. 2)

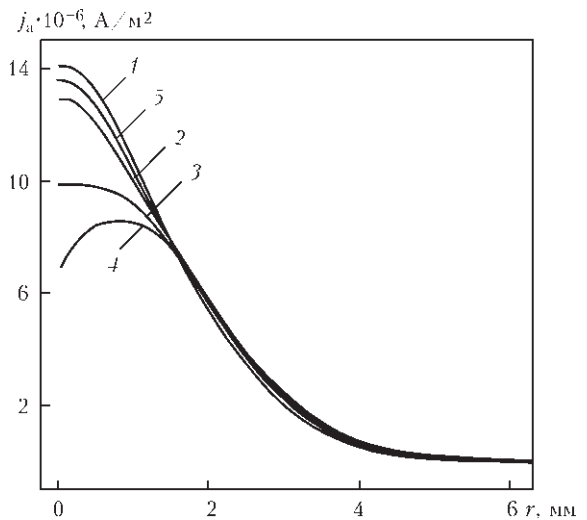


Рис. 6. Радиальные распределения плотности электрического тока на поверхности анода (обозначения кривых 1–5 такие же, как на рис. 2)

понентной прианодной плазмы должно приводить к увеличению ее электропроводности  $\sigma$ , отмеченный выше эффект локального захлаживания прианодной плазмы потоком пара играет более существенную роль, приводя к уменьшению  $\sigma$  и, соответственно, плотности электрического тока в приосевой зоне области анодной привязки дуги (рис. 6).

Аналогичным образом ведет себя и плотность теплового потока, вводимого дугой в испаряющийся анод (рис. 7). Значительное снижение величины  $q_a$  при высоких значениях температуры поверхности металла 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 заряженными частицами, за счет соответствующего уменьшения  $j_a$  (рис. 6).

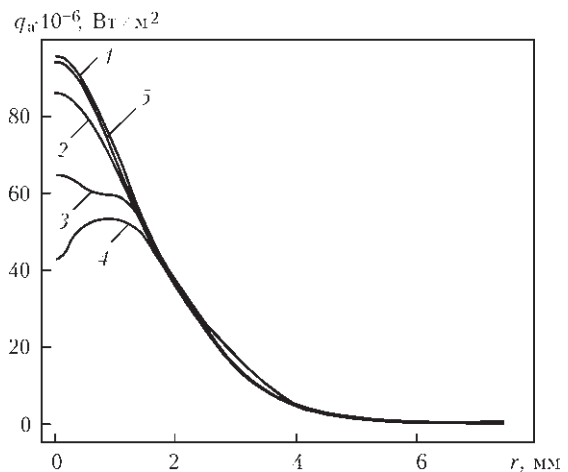


Рис. 7. Радиальные распределения плотности теплового потока, вводимого дугой в анод (обозначения кривых 1–5 такие же, как на рис. 2)

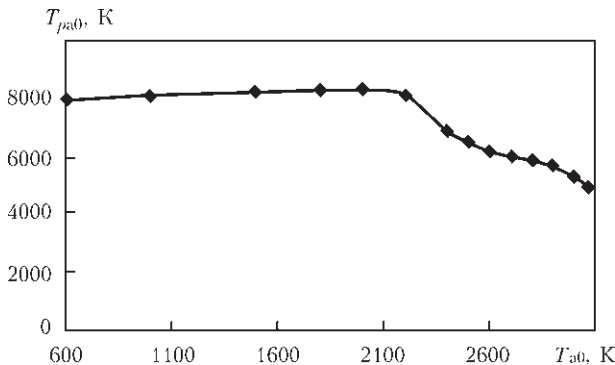


Рис. 8. Зависимость осевого значения температуры дуговой плазмы на границе анодной области от температуры поверхности анода в центре области анодной привязки дуги

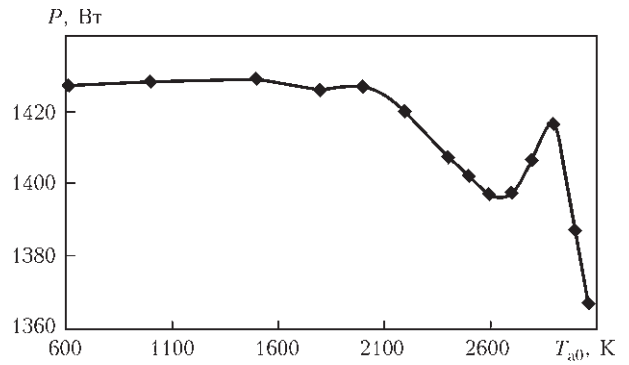


Рис. 11. Зависимость тепловой мощности, вкладываемой дугой в анод, от температуры поверхности анода в центре области анодной привязки дуги

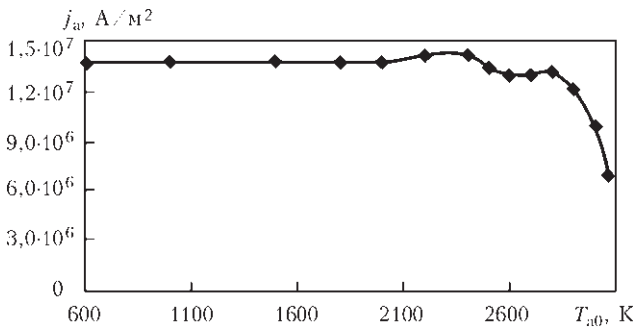


Рис. 9. Зависимость осевого значения плотности электрического тока на аноде от температуры его поверхности в центре области анодной привязки дуги

ся вначале уменьшение плотности электрического тока и плотности теплового потока в анод на оси области анодной привязки дуги сменяется некоторым их увеличением, так, что при  $T_{a0} \approx 2800$  К эти величины достигают своих локальных максимумов. Дальнейшее их снижение происходит тем быстрее, чем более интенсивно испаряется металл анода. Отмеченная особенность наиболее заметно проявляется в поведении такой интегральной характеристики теплового взаимодействия дуговой плазмы с металлом анода, как полная тепловая мощность  $P$ , вкладываемая дугой (рис. 11).

Проанализируем теперь зависимости осевых значений рассматриваемых характеристик от температуры поверхности анода в центре области анодной привязки дуги. Изменение  $T_{pa0} = T(0, L)$ ,  $j_{a0} = j_a(0, L)$  и  $q_{a0} = q_a(0, L)$  с ростом  $T_{a0}$  показано на рис. 8–10. Исследуемый в настоящей работе диапазон варьирования максимальной температуры поверхности расплавленного металла анода можно условно разбить на два интервала:  $T_{a0} < 2400$  К — соответствует неиспаряющемуся аноду;  $2400$  К  $< T_{a0} < 3100$  К — соответствует диффузионному режиму испарения металла анода. В первом диапазоне температур все характеристики анодной области дуги слабо зависят от  $T_{a0}$ , тогда как во втором происходит существенное уменьшение  $T_{pa0}$ . Что касается  $j_{a0}$  и  $q_{a0}$ , то они ведут себя немонотонно (см. рис. 9, 10). Наблюдающее-

Зависимость плотности тепловых потерь металла анода на испарение в приосевой зоне области анодной привязки дуги  $q_{v0}$  от температуры его поверхности в этой зоне показана на рис. 12. Как следует из расчетных данных, приведенных на данном рисунке, при увеличении  $T_{a0}$  до 3000 К указанная величина может составлять около 25 % соответствующего значения теплового потока, вводимого в испаряющийся анод дуговой плазмой (ср. рис. 10, 12) и должна учитываться при определении энергетического баланса его поверхности.

В целом, проведенный в настоящей работе численный анализ влияния диффузионного испарения металла анода на характеристики столба и

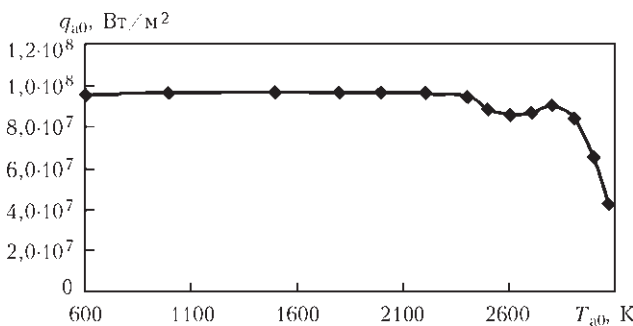


Рис. 10. Зависимость осевого значения плотности теплового потока в анод от температуры его поверхности в центре области анодной привязки дуги

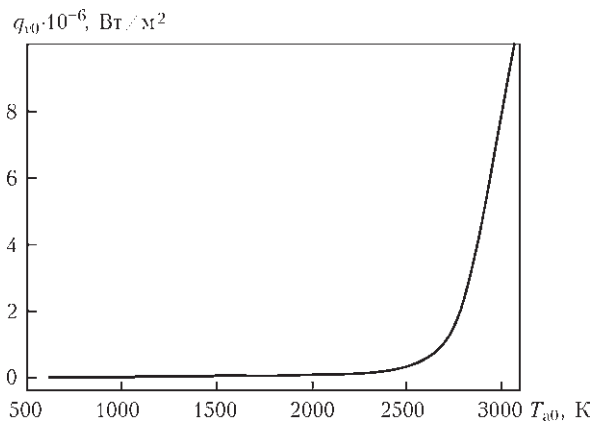


Рис. 12. Зависимость осевого значения плотности потерь энергии на испарение металла анода от температуры его поверхности в центре области анодной привязки дуги



анодной области дуги с тугоплавким катодом, горящей в инертном газе, позволяет сделать следующие выводы:

1. В случае дуговой сварки неплавящимся электродом в инертном газе влияние испаренного материала анода на характеристики плазмы столба дуги проявляется только в тонком (до 0,5 мм) слое, примыкающем к анодной области. Что касается характеристик дуговой плазмы в остальной части столба, то они практически не изменяются по сравнению с дугой, горящей на водоохлаждаемый (неиспаряющийся) анод.

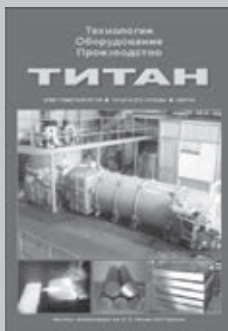
2. Испарение свариваемого металла приводит к существенной перестройке пространственных распределений характеристик плазмы анодной области сварочной дуги с неплавящимся электродом, а также характеристик ее теплового и электромагнитного взаимодействия с поверхностью сварочной ванны. В частности, с ростом температуры поверхности расплава в центре области анодной привязки дуги снижается плотность теплового потока, вводимого дугой в свариваемое изделие и плотность электрического тока на его поверхности. Вместе с потерями энергии расплавленного металла на испарение это приводит к уменьшению эффективности дугового нагрева свариваемого металла.

1. *Murphy Anthony B.* The effects of metal vapour in arc welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – **43**. – 434001 (31 p.).
2. *Hsu K. C., Etemadi K., Pfender E.* Study of the free-burning high-intensity argon arc // *J. of Appl. Phys.* – 1983. – **54**, № 3. – P. 1293–1301.
3. *Hsu K. C., Pfender E.* Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // *Ibid.* – 1983. – **54**, № 8. – P. 4359–4366.
4. *Низкотемпературная плазма* / В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович, Г. А. Десятков и др. – Новосибирск: Наука, 1990. – Т. 1. Теория столба электрической дуги. – 376 с.

5. *Prediction of anode temperatures of free burning arcs* / P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1995. – **28**. – P. 1369–1376.
6. *Jenista J., Heberlein J. V. R., Pfender E.* Numerical model of the anode region of high-current electric arcs // *IEEE Trans. on Plasma Science.* – 1997. – **25**, № 5. – P. 883–890.
7. *Lowke J. J., Morrow R., Haidar J.* A simplified unified theory of arcs and their electrodes // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1997. – **30**. – P. 2033–2042.
8. *Haidar J.* Non-equilibrium modeling of transferred arcs // *Ibid.* – 1999. – **32**. – P. 263–272.
9. *Sansonnets L., Haidar J., Lowke J. J.* Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion // *Ibid.* – 2000. – **33**. – P. 148–157.
10. *Computational simulation of arc melting process with complex interactions* / H. Nishiyama, T. Sawada, H. Takana et al. // *ISIJ International.* – 2006. – **46**, № 5. – P. 705–711.
11. *A numerical modeling of an electric arc and its interaction with the anode: Part I. The two-dimensional model* / F. Lago, J. J. Gonzalez, P. Freton et al. // *Ibid.* – 2004. – **37**. – P. 883–897.
12. *Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding* / M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro et al. // *Welding in the World.* – 2008. – **52**, № 11/12. – P. 82–88.
13. *Plasma-weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration* / J. Mougnot, J. J. Gonzalez, P. Freton et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – **46**. – 135–206.
14. *Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В.* Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // *Автомат. сварка.* – 2010. – № 6. – С. 3–11.
15. *Almeida R. M. S., Benilov M. S., Naidis G. V.* Simulation of the layer of non-equilibrium ionization in a high-pressure argon plasma with multiply-charged ions // *J. of Physics D: Applied Physics.* – 2000. – **33**, Issue 8. – С. 960–967.
16. *Кривцун И. В., Крикент И. В., Демченко В. Ф.* Моделирование динамических характеристик импульсной дуги с тугоплавким катодом // *Автомат. сварка.* – 2013. – № 7. – С. 14–25.
17. *Кривцун И. В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф.* Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом // Там же. – 2012. – № 3. – С. 7–11.
18. *On the application of the theory of Lorentzian plasma to calculation of transport properties of multicomponent arc plasmas* / I. V. Krivtsun, P. Porytsky, V. Demchenko et al. // *European Physical Journal D.* – 2010. – **57**. – P. 77–85.

Поступила в редакцию 17.04.2014

**ТИТАН. ТЕХНОЛОГИИ. ОБОРУДОВАНИЕ. ПРОИЗВОДСТВО.** — Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2014. — 270 с. Мягкий переплет, 200×290 мм.



Сборник включает 54 статьи, опубликованные в журналах «Современная электрометаллургия» и «Автоматическая сварка» за период 2011–2013 гг., по электрометаллургии и сварке титана и его сплавов. Тематика статей посвящена созданию новых технологических процессов и оборудования для производства и сварки титана. Представлены обзоры по дисперсионному упрочнению титановых сплавов и по сварке сплавов алюминидов титана. Сборник предназначен для инженеров, технологов, конструкторов, занятых в машиностроении, энергетике, строительстве, судостроении, металлургии и других отраслях промышленного производства, связанных с обработкой и потреблением титана; полезен также преподавателям и студентам высших учебных заведений.