



УДК 621.793.74

НАГРЕВ И ПЛАВЛЕНИЕ ПРОВОЛОКИ-АНОДА ПРИ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОМ НАПЫЛЕНИИ

М. Ю. ХАРЛАМОВ, канд. техн. наук (Восточноукр. нац. ун-т им. В. Даля, г. Луганск),
чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **В. Н. КОРЖИК**, **С. В. ПЕТРОВ**, доктора техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена математическая модель, описывающая тепловое состояние сплошной металлической проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении покрытий. Численно исследован вклад различных источников тепла в энергетический баланс распыляемой проволоки. Проанализировано влияние режимов напыления на распределение температуры в проволоке, плавление и испарение ее материала.

Ключевые слова: плазменно-дуговое напыление, покрытия, металлическая проволока-анод, тепловое состояние, энергетический баланс, режимы напыления, плавления и испарения

При плазменно-дуговом напылении покрытий нагрев проволочного материала, его плавление и образование мелкодисперсных напыляемых частиц происходит как в результате энергии, выделяющейся в анодном пятне дуги, замыкаемой на проволоке, и соответствующего протекания через нее электрического тока, так и за счет энергии, вводимой в проволоку при поперечном обтекании ее потоком дуговой плазмы [1]. В результате эффективность процесса плавления проволоки существенно возрастает по сравнению, например, с традиционным способом электродуговой металлизации [1]. По указанным причинам производительность и стабильность процесса плазменно-дугового напыления во многом будут определяться условиями теплообмена между проволокой-анодом и воздействующими на нее источниками тепла. Знание основных закономерностей нагрева и плавления электродной проволоки при плазменно-дуговом напылении покрытий позволит создать эффективные системы управления данным технологическим процессом, которые дадут возможность не только управлять производительностью процесса, но и регулировать длительность пребывания металла в жидком состоянии, размер формируемых капель и т. д. Поэтому большое значение для дальнейшего совершенствования процесса плазменно-дугового проволочного напыления, повышения его производительности и качества получаемых покрытий имеет разработка математических моделей, описывающих процессы, которые протекают при нагреве и плавлении проволоки-анода, а также математическое моделирование указанных процессов.

В настоящее время достаточно хорошо изучено тепловое состояние электродной проволоки,

нагреваемой протекающим через нее электрическим током и теплом, вводимым электрической дугой. В частности, получены аналитические выражения для определения температурных полей в плавящемся электроде при сварке [2], исследованы температурные поля в электродной проволоке с покрытием [3], подробно проанализированы процессы тепло-, массо- и электропереноса в системе плавящийся электрод–дуга–сварочная ванна [4, 5] и др. В то же время особенности дополнительного теплового воздействия поперечного потока плазмы на плавящуюся токоведущую проволоку (наряду с нагревом электрической дугой и омическим нагревом) исследованы недостаточно.

Целью данной работы является разработка математической модели, описывающей тепловое взаимодействие анодной области электрической дуги, потока плазмы и электрического тока с проволокой-анодом в условиях плазменно-дугового проволочного напыления.

Рассмотрим температурное поле предельного состояния, устанавливающееся в проволоке-аноде, которая подается с постоянной скоростью. Переходные тепловые процессы, связанные с изменением или флуктуацией параметров режима напыления, такие как ток плазменной дуги или скорость подачи проволоки, также могут представлять определенный интерес, однако при устойчивой работе плазматрона и устройства подачи проволоки в последней устанавливается некоторое квазистационарное температурное поле, описание которого позволит выявить основные закономерности нагрева и плавления проволоки при исследуемом процессе напыления.

Схема процесса плазменно-дугового напыления, использованная нами при построении математической модели нагрева токоведущей проволоки, показана на рис. 1. Сплошная проволока круглого сечения радиусом R_w подается под срез

© М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, С. В. Петров, 2011



сопла плазмотрона со скоростью v_w . Считаем, что формируемая плазмотроном электрическая дуга замыкается на правом конце проволоки, являющейся анодом дуги, причем тепловой поток, вводимый в проволоку через анодное пятно, равномерно распределен по ее сечению $z = L_w$. Кроме того, вся проволока нагревается протекающим через нее током дуги I . Предполагается, что проволока расположена поперечно обтекающему ее плазменному потоку на расстоянии Z_w от среза сопла плазмотрона, а выходное сечение мундштука устройства подачи проволоки находится на расстоянии L_p от оси плазмотрона. Полагается также, что скорость плавления проволоки равна скорости ее подачи, а расплавленный металл, пересекающий сечение $z = L_w$, отрывается и уносится плазменным потоком.

В условиях плазменно-дугового напыления тепловое состояние проволоки-анода определяется совокупностью следующих физических процессов: конвективно-кондуктивным теплообменом плазменного потока и окружающего газа с боковой поверхностью проволоки; обменом энергией теплового излучения между плазмой и поверхностью проволоки; действием электрической дуги, вводящей тепло через анодное пятно; объемным джоулевым нагревом проволоки протекающим электрическим током; потерями тепла с расплавленным металлом, уносимым плазменным потоком; охлаждением поверхности проволоки за счет уноса потоком пара энергии испарения атомов ее материала.

Полагая, что температурное поле в проволоке характеризуется осевой симметрией, задача его нахождения сводится к решению квазистационарного уравнения теплопроводности, записанного в цилиндрической системе координат:

$$\gamma_w C_w v_w \frac{\partial T_w}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_w r \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \right) + j^2 \rho_w, \quad (1)$$

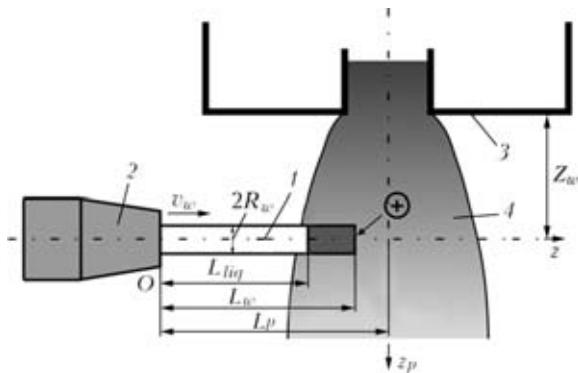


Рис. 1. Расчетная схема процесса нагрева проволоки при плазменно-дуговом напылении: 1 — проволока-анод; 2 — мундштук; 3 — сопло плазмотрона; 4 — поток плазмы

где $T_w(r, z)$ — пространственное распределение температуры в проволоке; $\gamma_w(T)$, $C_w(T)$, $\chi_w(T)$, $\rho_w(T)$ — соответственно плотность, эффективная удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и удельное электрическое сопротивление материала проволоки; j — плотность электрического тока.

Рассмотрим постановку граничных условий для уравнения (1). С учетом оговоренных выше механизмов теплообмена граничное условие на поверхности проволоки (при $r = R_w$) может быть представлено следующим образом:

$$\left(-\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_w} = Q_c + Q_r - Q_v, \quad (2)$$

где Q_c — плотность потока энергии за счет конвективно-кондуктивного теплообмена проволоки с плазмой и газом окружающей среды; Q_r — плотность потока энергии теплового излучения плазмы, поглощаемой поверхностью проволоки; Q_v — плотность потока энергии испарения, уносимой с поверхности проволоки.

На оси проволоки ставились условия симметрии

$$\frac{\partial T_w}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Полагая, что из мундштука проволока выходит с температурой T_0 , граничное условие при $z = 0$ запишется следующим образом:

$$T_w(r, 0) = T_0. \quad (4)$$

При определении граничного условия на расплавленном конце проволоки необходимо учитывать тепло, выделяемое в области анодной привязки дуги, а также потери тепла, связанные с испарением материала проволоки и отрывом расплава плазменной струей. В результате граничное условие при $z = L_w$ определится, как

$$\left(-\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z} \right) \Big|_{z=L_w} = Q_a - Q_t - Q_r, \quad (5)$$

где Q_a — удельный тепловой поток от дуги в анод; Q_t — потери тепла, связанные с отрывом и уносом расплавленного материала проволоки.

Рассмотрим более подробно указанные выше составляющие теплообмена. Расчетный участок проволоки находится как в области действия высокотемпературного ядра плазменного потока, нагревающего проволоку, так и относительно холодных периферийных участков течения, через которые тепло от проволоки отводится. Полагая, что пространственные распределения температуры $T_p = T_p(z)$ и скорости $u_p = u_p(z)$ плазмы по длине проволоки известны (например, вычислены



на основе модели [6]), конвективно-кондуктивный тепловой поток при данных условиях можно определить согласно ньютоновой модели теплообмена [7]:

$$Q_c = \alpha(T_p - T_{ws}), \quad (6)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; $T_{ws}(z) = T_w(R_w, z)$ — температура поверхности проволоки.

Коэффициент теплоотдачи α связан с числом Нуссельта Nu , характеризующим конвективный теплообмен, следующим образом:

$$\alpha = Nu\chi_p/(2R_w), \quad (7)$$

где $\chi_p(T)$ — коэффициент теплопроводности плазмы.

Число Нуссельта при поперечном обтекании цилиндра потоком аргоновой плазмы согласно [8] определяется выражением

$$Nu = 0,5Re^{0,5}Pr^{0,4}(\gamma_p\eta_p/\gamma_{pw}\eta_{pw})^{0,2}, \quad (8)$$

$$Re = \frac{2R_w\gamma_p u_p}{\eta_p}, \quad Pr = \frac{C_p\eta_p}{\chi_p},$$

где Re , Pr — числа Рейнольдса и Прандтля соответственно; $\gamma_p(T)$, $\eta_p(T)$, $C_p(T)$ — плотность, динамическая вязкость и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении, вычисленные при температуре невозмущенного потока; $\gamma_{pw} = \gamma_p(T_{ws})$, $\eta_{pw} = \eta_p(T_{ws})$ — плотность и вязкость плазмы при температуре поверхности проволоки.

Плотность теплового потока за счет радиационного теплообмена может быть вычислена с помощью известного соотношения [7]

$$Q_r = \beta\sigma_0(T_p^4 - T_{ws}^4), \quad (9)$$

где β — коэффициент черноты материала проволоки; σ_0 — постоянная Стефана—Больцмана.

Тепловой поток за счет испарения материала с поверхности проволоки может быть рассчитан с помощью выражения

$$Q_v = \varepsilon nu, \quad (10)$$

где ε — скрытая теплота испарения в расчете на один атом; n , u — концентрация и скорость атомов металлического пара вблизи испаряющейся поверхности, вычисляемые по методике из работы [9].

Удельный тепловой поток в анод Q_a определяется рядом технологических параметров, таких как ток дуги, состав электродной проволоки, род плазмообразующего газа и др., и составляет в рассматриваемых условиях порядка $(0,8...1,5) \cdot 10^9$ Вт/м² [10].

Потери тепла Q_i можно определить исходя из сделанного предположения о том, что скорость дви-

жения фронта плавления и соответственно отрыва расплавленного материала проволоки, равна скорости подачи материала проволоки v_w . Тогда

$$Q_i = C_w\gamma_w v_w T_w(r, L). \quad (11)$$

В результате пространственное распределение температуры в расходуемой проволоке-аноде при плазменно-дуговом напылении может быть определено путем решения уравнения (1) с граничными условиями (2)–(5) и замыкающими соотношениями (6)–(11).

Математическая формулировка поставленной задачи может быть представлена и в более простой форме. Так, хотя температура по поперечному сечению проволоки распределена неравномерно, данный перепад незначительный. Связано это с большой теплопроводностью материала распыляемой проволоки, а также с достаточно малым ее диаметром (порядка 1...2 мм). Тогда, интегрируя уравнение (1) по радиусу, получаем следующее одномерное уравнение теплопроводности:

$$\gamma_w C_w v_w \frac{\partial \bar{T}_w}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_w \frac{\partial \bar{T}_w}{\partial z} \right) + W, \quad (12)$$

где $\bar{T}_w(z)$ — усредненная по сечению температура проволоки; W — мощность тепловых источников.

Левое и правое граничные условия для уравнения (12) сохраняют вид (4) и (5) с тем отличием, что в указанных соотношениях вместо температуры проволоки $T_w(r, z)$ фигурирует усредненная по ее сечению температура $\bar{T}_w(z)$. Тепловые потоки через боковую поверхность проволоки, фигурирующие в условии (2), после интегрирования уравнения (1) преобразуются к объемным источникам тепла. Мощность этих источников определяется формулой

$$W = [I^2 \rho_w / (\pi R_w^2) + 2\pi R_w (Q_c + Q_r - Q_v)] / \pi R_w^2. \quad (13)$$

На этом описание модели нагрева и плавления проволоки при плазменно-дуговом проволоочном напылении можно считать завершенным.

Рассмотрим теперь методику решения поставленной задачи. Ввиду того, что коэффициенты уравнения (12), граничное условие (5) и замыкающие соотношения (6)–(11) нелинейны, получить аналитическое решение данного уравнения весьма затруднительно. Поэтому рассматриваемая задача решалась численно методом конечных разностей [11, 12]. Уравнение (12) аппроксимировалось по трехточечной схеме, для аппроксимации конвективного члена использовали несимметричные разности против скорости движения проволоки. Для улучшения сходимости решения применяли метод

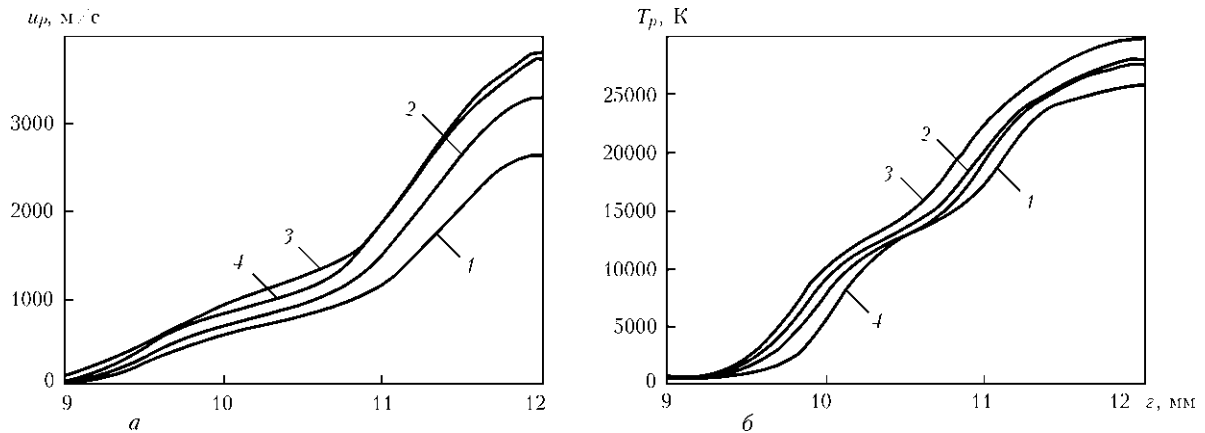


Рис. 2. Распределение скорости (а) и температуры (б) плазмы вдоль распыляемой проволоки-анода (расплавленный конец проволоки располагается на оси плазменной струи): 1 — $I = 160$; 2, 4 — 200; 3 — 240 А, расход аргона $1 \text{ м}^3/\text{ч}$; 4 — расход аргона $1,5 \text{ м}^3/\text{ч}$

нижней релаксации [12]. При расчетах не осуществлялось явное выделение границы фаз в проволоке, а использовали метод сквозного счета [11]. В связи с этим вместо удельной теплоемкости материала проволоки $C_w(T)$ использовали эффективную теплоемкость $\bar{C}_w(T)$, учитывающую скрытую теплоту плавления:

$$\bar{C}_w(T) = C_w(T) + W_w^m \delta(T - T_w^m), \quad (14)$$

где T_w^m — температура плавления; W_w^m — скрытая теплота плавления материала проволоки; $\delta(x)$ — дельта-функция.

Для оценки теплового состояния проволоки при напылении необходимо знать распределения тепловых и газодинамических характеристик потока дуговой плазмы в области нахождения проволоки. Эти характеристики рассчитаны с помощью созданного ранее программного обеспечения [6], предназначенного для количественной оценки параметров турбулентного течения дуговой плаз-

мы в условиях плазменно-дугового напыления. При проведении расчетов полагалось, что проволока-анод расположена на расстоянии $Z_w = 6,3 \text{ мм}$ от среза сопла плазматрона. Распределения тепловых и газодинамических характеристик плазмы в данном сечении при различных режимах работы плазматрона приведены на рис. 2.

Численные исследования проводили для стальной проволоки, теплофизические параметры которой были взяты из работы [4]. Параметры проволоки и режимы напыления варьировали в следующих пределах: диаметр проволоки $1,4 \dots 1,6 \text{ мм}$, скорость подачи $6 \dots 15 \text{ м/мин}$, ток дуги $160 \dots 240 \text{ А}$, расход плазмообразующего газа (аргона) $1 \dots 1,5 \text{ м}^3/\text{ч}$. Расстояние от торца проволоки до оси плазменной струи изменялось в пределах $0 \dots 1 \text{ мм}$, вылет (расстояние от мундштука до расплавленного конца проволоки) принимали равным 12 мм .

Рассмотрим результаты моделирования. Достаточно важным при анализе теплового состояния проволоки в процессе напыления является оценка различных составляющих ее теплообмена с дуговой плазмой. В рамках рассматриваемой задачи взаимодействие проволоки с внешними тепловыми источниками осуществляется через боковую поверхность проволоки и расплав на ее торце.

Нагрев боковой поверхности проволоки обеспечивается двумя составляющими — конвективным и радиационным теплообменом с обтекающей проволоку плазменной струей (рис. 3). Вклад этих составляющих в энергетический баланс поверхности распыляемой проволоки приблизительно одинаков, причем вблизи ее расплавленного конца интенсивность указанных тепловых источников существенно возрастает, что связано с высокими значениями температуры (до 30000 К) и скорости (до 3800 м/с) плазмы в приосевой зоне струи. В результате в области $11 < z < 11,9 \text{ мм}$ температура проволоки может превышать температуру кипения ее материала (3133 К). При этом происходит интенсивное испарение материала

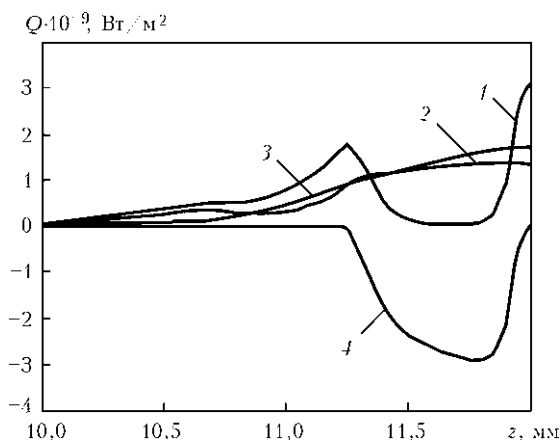


Рис. 3. Распределение по длине проволоки составляющих теплового потока к ее поверхности ($I = 200 \text{ А}$; расход аргона $1 \text{ м}^3/\text{ч}$; $2R_w = 1,4 \text{ мм}$; $v_w = 9 \text{ м/с}$, расплавленный конец проволоки расположен на оси плазменной струи): 1 — суммарный тепловой поток; 2 — Q_c ; 3 — Q_r ; 4 — Q_v

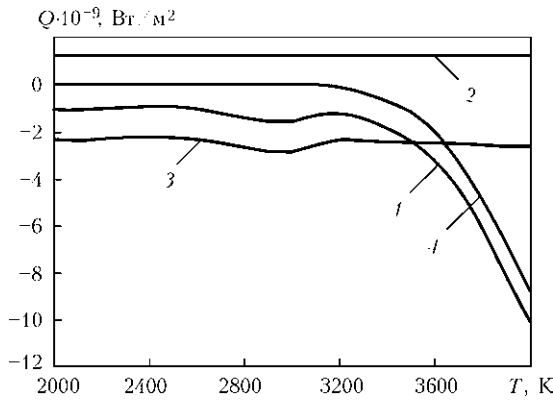


Рис. 4. Суммарный тепловой поток (1), вводимый через сечение $z = L_w$, и его отдельные составляющие ($2 - Q_a$; $3 - Q_r$; $4 - Q_v$) в зависимости от температуры расплава в указанном сечении

проволоки, приводящее к ее охлаждению (рис. 3, кривая 4). В свою очередь это ведет к падению суммарного теплового потока через боковую поверхность проволоки (рис. 3, кривая 1). В отдаленных от оси струи участках проволоки происходит обратная ситуация — температура проволоки оказывается незначительной, поскольку она охлаждается обтекающим ее холодным газом.

Отдельно следует рассмотреть тепловой баланс участка поверхности проволоки вблизи сечения $z = L_w$ (см. рис. 3), а также непосредственно в этом сечении (рис. 4). Из рис. 3 видно, что на этом участке ($11,7 < z < 12$ мм) роль испарительного охлаждения существенно снижается и соответственно результирующий тепловой поток в проволоку возрастает. Ввиду прямой зависимости значений потерь тепла, связанных с испарением материала проволоки, от температуры, такая ситуация обусловлена резким снижением температуры поверхности проволоки в данной области (рис. 5–8), что связано с достаточно интенсивным отводом тепла через сечение $z = L_w$. Причем с увеличением температуры тепловые потери здесь также возрастают (рис. 4). При небольших значениях температуры в указанном сечении потери тепла обусловлены преимущественно отрывом расплавленного материала проволоки поперечным плазменным потоком. При более высоких температурах ключевую роль в тепловом балансе рассматриваемого сечения играет испарительное охлаждение.

Влияние еще одного теплового источника — энергии, выделяемой при протекании через проволоку электрического тока, оказывается малозначительным. В частности, вблизи расплавленного конца проволоки вклад джоулева нагрева составляет менее 1 % совокупного действия всех источников (13), нагревающих проволоку. Таким образом, при плазменно-дуговом напылении нагрев и плавление проволоки обеспечивается прежде всего воздействием высокотемпературной высокоскоростной плазменной струи.

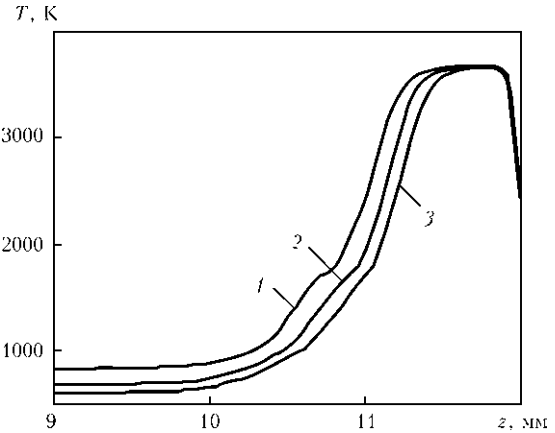


Рис. 5. Распределение температуры по длине проволоки в зависимости от ее диаметра: $1 - 1,2$; $2 - 1,4$; $3 - 1,6$ мм

На рис. 5–8 представлены температурные поля в проволоке, полученные при варьировании технологических параметров режима напыления. Влияние диаметра проволоки на температурное поле предельного состояния показано на рис. 5. Как следует из приведенных на этом рисунке расчетных данных, в случае нагрева проволоки с большим диаметром длина участка, нагретого выше определенной температуры, уменьшается. Подобная ситуация наблюдается и при увеличении скорости подачи проволоки. Уменьшение длины высокотемпературной области вблизи расплавленного конца проволоки (рис. 6) в данном случае является следствием того, что скорость подачи проволоки в дугу превышает скорость распространения тепла в проволоке за счет механизма теплопроводности. К тому же при увеличении скорости подачи потери тепла с каплями расплавленного материала возрастают. В результате при скорости подачи 15 м/мин размер расплавленной области составляет 0,8 мм, а при скорости подачи 5 м/мин — 1,35 мм.

Описанные выше результаты были получены при условии, что расплавленный конец проволоки располагается на оси плазменной струи ($L_w = L_p$). Рассмотрим, как на тепловое состояние проволоки

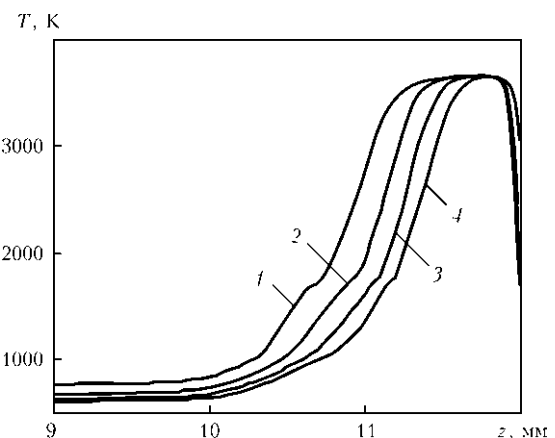


Рис. 6. Распределение температуры в проволоке при различных скоростях ее подачи: $1 - 5$; $2 - 9$; $3 - 12$; $4 - 15$ м/мин

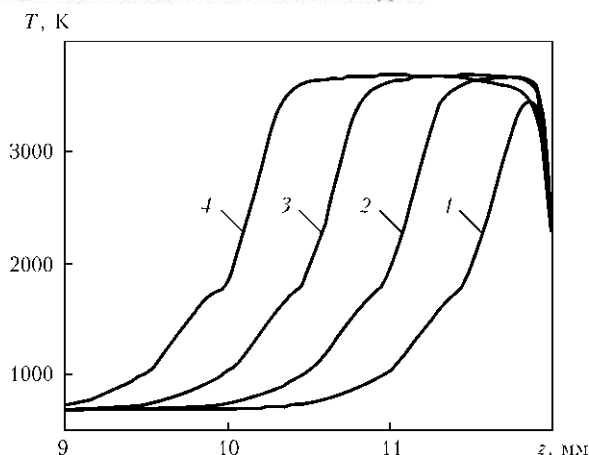


Рис. 7. Распределение температуры по длине проволоки в зависимости от смещения ее расплавленного конца относительно оси плазменной струи: 1 — $L_w - L_p = -0,5$; 2 — 0; 3 — 0,5; 4 — 1 мм

влияет смещение ее конца относительно оси плазменной струи. Как следует из рис. 7, положение расплавленного конца проволоки в значительной степени сказывается на размере областей нагрева и плавления. Так, при подаче проволоки за ось плазменной струи площадь боковой поверхности, находящейся под воздействием ядра струи, увеличивается. Учитывая, что нагрев проволоки обеспечивается преимущественно за счет действия конвективно-кондуктивного и лучистого теплообмена, количество теплоты, накапливаемой в проволоке, возрастает. В результате, например, при $L_w - L_p = 0,5$ мм (рис. 7, кривая 3) длина расплавленной области составляет 1,55 мм. В случае, когда расплавленный конец проволоки не доходит до оси струи, находясь тем самым на периферии плазменного потока, доля конвективно-кондуктивного и радиационного нагрева проволоки существенно уменьшается. Так, при $L_w - L_p = -0,5$ мм длина расплавленной области составляет 0,55 мм (рис. 7, кривая 1). Полученные результаты свидетельствуют о том, что рассматриваемый процесс плазменно-дугового напыления характеризуется возможностями саморегулирования, а именно, при поддерживаемых стабильными параметрах режима напыления устанавливаются определенное положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазматрона и длина удерживаемого на ее торце расплава. Возможные флуктуации параметров режима в процессе напыления приводят к соответствующему изменению указанных характеристик. Однако при этом поступающего тепла будет либо недостаточно для ее нагрева и плавления и в результате она придет в свое оптимальное положение, либо, в случае выхода проволоки за ось струи, интенсивность нагрева проволоки существенно увеличится и размер области расплавленного металла возрастает до тех пор, пока сможет удерживаться на торце проволоки. Отрыв расплава плазменной струей

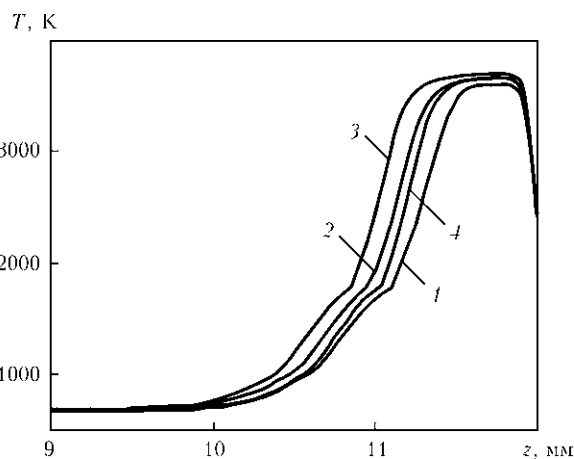


Рис. 8. Распределение температуры по длине проволоки при различных режимах работы плазматрона: 1 — $I = 160$; 2, 4 — 200; 3 — 240 А, расход аргона $1 \text{ м}^3/\text{ч}$; 4 — расход аргона $1,5 \text{ м}^3/\text{ч}$

уменьшает длину проволоки, в результате ее конец также придет в оптимальное положение по отношению к оси струи.

Наконец, на рис. 8 показано влияние режима работы плазматрона на нагрев и плавление расплавленной проволоки. При больших значениях тока дуги скорость и температура плазмы оказываются выше соответственно возрастает роль конвективно-кондуктивного и радиационного теплообмена в энергетическом балансе проволоки и длина ее расплавленного участка. Увеличение расхода газа прежде всего ведет к повышению скорости плазмы. В этом случае длина расплавленного участка несколько уменьшается.

Выводы

1. Разработанная математическая модель может быть использована для прогнозирования температурного поля и объема расплавленного металла токоведущей проволоки при плазменно-дуговом напылении.

2. Путем математического моделирования установлено, что нагрев и плавление проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении обусловлены прежде всего воздействием обтекающей проволоку высокотемпературного плазменного потока.

3. Предложенная модель позволила установить зависимости пространственного распределения температуры и объема расплавленного металла проволоки от таких параметров режима напыления, как ток дуги, расход плазмообразующего газа и скорость подачи проволоки.

4. Для построения полной самосогласованной модели процесса плазменно-дугового напыления необходима разработка модели течения расплава на торце проволоки и формирования капель электродного металла, которая совместно с моделями плазменного потока и нагрева проволоки позволит прогнозировать размер, начальную температуру и скорость ввода в плазменную струю



образуемых в результате плавления проволоки дисперсных частиц.

1. Кудинов В. В., Бобров Г. В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. — М.: Металлургия, 1992. — 432 с.
2. Рыкалин Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. — М.: Машгиз, 1951. — 286 с.
3. An improved model of cored wire injection in steel melts / S. Sanyal, S. Chandra, S. Kumar et al. // ISIJ Intern. (The Iron and Steel Institute of Japan). — 2004. — 44, № 7. — P. 1157–1166.
4. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. — 2007. — 50. — P. 833–846.
5. Hu J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt II: The metal // Ibid. — 2007. — 50. — P. 808–820.
6. Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом / М. Ю. Харла-

The mathematical model describing the thermal state of a solid metal wire used as anode in plasma arc spraying of coatings is suggested. Contribution of different heat sources in the energy balance of the spraying wire is numerically investigated. The effect of spraying parameters on the distribution of temperature in the wire, melting and evaporation of its material is analysed.

- мов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. — 2007. — № 12. — С. 14–20.
7. Юдаев Б. Н. Техническая термодинамика. Теплопередача: Учеб. для неэнерг. спец. вузов. — М.: Высш. шк., 1988. — 479 с.
 8. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубник / Под общ. ред. С. В. Дресвина. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
 9. Knight Ch. J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. — 1979. — 17, № 5. — P. 519–523.
 10. Nemchinsky V. A. Plasma parameters near a small anode in a high-pressure arc (gas metal arc welding) // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1994. — 27. — P. 2515–2521.
 11. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. — М.: Едиториал УРСС, 2003. — 784 с.
 12. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. — М.: Мир, 1990. — Т. 1. — 384 с.

Поступила в редакцию 04.03.2011

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СБОРОЧНО-СВАРОЧНОГО ПРОИЗВОДСТВА»

23–24 июня 2011

г. Нижний Тагил

На головном предприятии ОАО «Научно-производственная корпорация «Уралвагонзавод» состоится международная научно-техническая конференция «Состояние и перспективы развития сборочно-сварочного производства», посвященная 75-летию сварочного производства Общества и 50-летию отдела главного сварщика.

Основными целями конференциями являются: обмен научно-практическим опытом в области сварки, термической резки, наплавки и пайки; обсуждение приоритетных направлений инновационного развития сварочных процессов и производства; установление профессиональных, деловых и партнерских отношений между предприятиями, организациями, институтами.

Тематика конференции:

- оборудование, материалы, технологии;
- применение газов и газовых смесей для сварки, резки, наплавки;
- автоматизация и роботизация сварочных процессов;
- применяемые технологии в заготовительном производстве (термическая резка);
- методы и приборы контроля качества;
- аттестация персонала, оборудования, материалов, технологий;
- обеспечение безопасных и комфортных условий для персонала;
- экономическое обоснование проектных и технологических решений;
- информационные технологии в сварке;
- инновационная деятельность;
- нанотехнологии в области сварки.

Участие в конференции примут крупнейшие предприятия и институты России, Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины и ведущие зарубежные фирмы в области сварочных технологий и оборудования.

Столь масштабное в сварочной отрасли мероприятие не случайно проводится на Уралвагонзаводе — предприятие богато традициями, инновационными разработками и высоким научно-техническим потенциалом. Здесь в 30-е годы прошлого века был изобретен первый в мире полуавтомат сварки наклонным электродом. А в годы Великой Отечественной войны именно на УВЗ выдающийся советский ученый Евгений Оскарович Патон, эвакуированный в Нижний Тагил, разработал технологию автоматизированной сварки броневых корпусов, которая позволила в разы увеличить выпуск легендарных танков Т-34 и приблизить Великую Победу.

Подробную информацию по оформлению заявки и доклада можно узнать на www.svarkainfo.ru.

Заявку на участие в конференции и доклад в электронном виде передавать

по Email: ogs@uvz.ru или по факсу +7(3435) 344-266.

Для дополнительной информации по конференции обращаться по телефонам +7(3435) 344-266, 344-467, 344-176.