



## ФОРМИРОВАНИЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА НА ТОРЦЕ ПРОВОЛОКИ-АНОДА ПРИ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОМ НАПЫЛЕНИИ

**М. Ю. ХАРЛАМОВ**, канд. техн. наук

(Востоchnоукр. нац. ун-т им. В. Даля, г. Луганск, Украина),

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 формирование пленки расплавленного металла на торце распыляемой проволоки-анода в условиях плазменно-дугового напыления покрытий. Численно проанализировано влияние параметров режима напыления на положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазменной струи, толщину удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки, температуру и скорость течения металла в ней.

*Ключевые слова:* плазменно-дуговое напыление, покрытия, проволока-анод, режимы напыления, тепловое состояние, пленка расплавленного металла, математическая модель

Стабильность процесса плазменно-дугового проволочного напыления, а также формирование заданных показателей качества покрытий во многом определяются условиями, при которых осуществляется образование сосредоточенного потока частиц распыляемого материала. При этом параметры формируемых дисперсных частиц главным образом зависят от интенсивности процессов теплового и газодинамического взаимодействия плавящейся проволоки-анода с обтекающим ее потоком дуговой плазмы. Поэтому детальное изучение указанных процессов, в том числе разработка соответствующих математических моделей, имеет большое значение для дальнейшего развития технологии плазменно-дугового напыления.

Вопросам распыления проволочных материалов в научно-технической литературе уделено недостаточно внимания, причем имеющиеся работы в основном посвящены процессу электродуговой металлизации [1–3]. Полученные в указанных работах результаты малоприменимы для процесса плазменно-дугового напыления, поскольку он отличается иным расположением распыляемой проволоки относительно дуги (последние образуют между собой угол 70...90°), а также высокими значениями температуры (до 30000 К) и скорости (до 4000 м/с) плазмы, обтекающей проволоку [4].

Для условий плазменно-дугового напыления ранее предложена модель тепловых процессов в сплошной металлической проволоке-аноде, подаваемой в плазменную дугу за срезом сопла плаз-

мотрона [5]. Эта модель позволяет прогнозировать температурное поле и вычислять объем расплавленного металла в зависимости от параметров режима работы плазмотрона, скорости подачи и диаметра проволоки, а также ее пространственного положения относительно среза плазмформирующего сопла и расстояния расплавленного конца проволоки от оси плазменной струи. Однако получаемая в рамках данной модели толщина зоны расплава может значительно отличаться от наблюдаемой в экспериментах. Причиной этого является то, что жидкий металл на конце проволоки находится под значительным динамическим воздействием плазменного потока, в результате чего только часть расплава удерживается на конце проволоки, образуя жидкую прослойку, а часть сносится в тонкую струю — так называемый язык [1]. При этом расплавленный конец проволоки занимает такое положение относительно оси плазменной струи, которое соответствует толщине жидкой прослойки, обеспечивающей баланс теплового и динамического воздействия плазмы на расплавленный металл. Другими словами, для корректного определения параметров удерживаемой на конце распыляемой проволоки прослойки жидкого металла, а также расстояния расплавленного конца проволоки от оси плазменной струи необходимо согласовать расчеты в рамках тепловой модели [5] с расчетами газодинамического воздействия на расплавленный металл поперечного плазменного потока. Разработка такой самосогласованной модели и является целью данной работы.

При построении математической модели формирования пленки расплавленного металла на торце распыляемой проволоки-анода в условиях плазменно-дугового напыления предположим, что сплошная металлическая проволока круглого се-

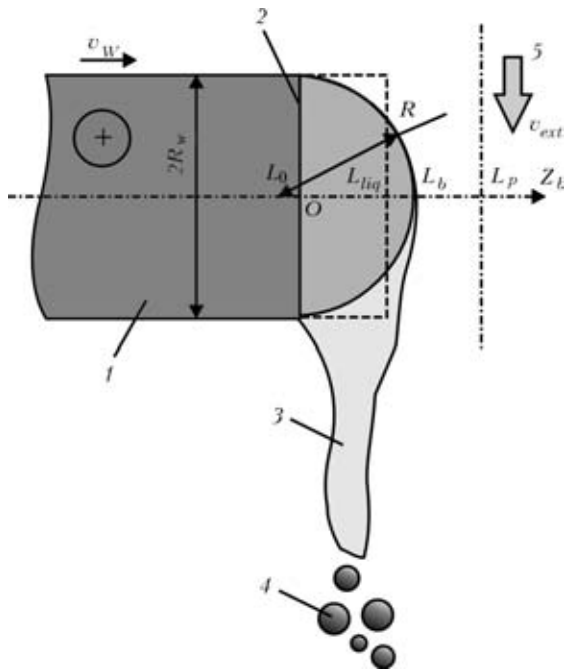


Рис. 1. Схема формирования жидкой прослойки на торце токоведущей проволоки при плазменно-дуговом напылении: 1 — токоведущая проволока; 2 — граница плавления; 3 — струя расплавленного металла («язык»); 4 — напыляемые частицы; 5 — плазменный поток

чения радиусом  $R_w$  подается в плазменную дугу с постоянной скоростью  $v_w$  перпендикулярно оси симметрии плазменного потока (рис. 1). Дуга замыкается на правом конце проволоки, являющейся анодом. Примем также, что фронт плавления является плоским (плоскость  $z_b = 0$ ) и расположен параллельно оси плазменного потока на расстоянии  $L_p$  от нее, а скорость плавления проволоки равна скорости ее подачи. Под действием анодного пятна дуги и обтекающего проволоку высокотемпературного потока плазмы она нагревается и на ее конце образуется объем расплавленного металла толщиной  $L_{liq}$ , который сносится в тонкую струю обтекающим проволоку плазменным потоком. Положим, что верхняя часть удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки под действием набегающего плазменного потока принимает форму шарового сегмента с высотой  $L_b$  и радиусом  $R_b$  шара, образующего сегмент с центром в точке, расположенной на расстоянии  $L_0$  от фронта плавления ( $R_b = L_0 + L_b$ ;  $R_b^2 = L_0^2 + R_w^2$ ) (рис. 1).

В результате уноса части расплава с конца проволоки условия теплового баланса в ней нарушаются. Стремясь к равновесному состоянию, проволока займет такое пространственное положение относительно оси плазменной струи, определяемое, например, расстоянием  $L_p - L_b$ , при котором объем удерживаемой на конце проволоки жидкой прослойки  $V_b$  будет соответствовать объему расплавленного металла проволоки  $V_{liq} = \pi R_w^2 L_{liq}$

т. е. будет выполняться условие  $V_b = V_{liq}$ . Ставится задача определения пространственного расположения проволоки, при котором достигается выполнение указанного условия при заданных параметрах режима напыления, вычисление объема удерживаемой на конце проволоки жидкой прослойки, температуры, а также скорости течения расплавленного металла.

Перейдем к построению модели формирования жидкой прослойки на торце проволоки. Толщина  $L_{liq}$  и соответственно объем  $V_{liq}$  слоя расплавленного металла в зависимости от расстояния расплавленного конца проволоки до оси плазменной струи  $L_p - L_{liq}$  при прочих заданных параметрах режима напыления могут быть определены из модели теплового состояния проволоки [5].

Для оценки толщины жидкой прослойки, удерживаемой на торце проволоки, рассмотрим взаимодействие двух потоков — вязкого течения нежимаемой жидкости (расплавленного металла) вдоль границы плавления проволоки и турбулентного течения дуговой плазмы вдоль поверхности жидкого металла с границей раздела сред при  $z_b = L_b$  (рис. 1). Предположим, что основной силой, действующей на расплав со стороны плазменного потока, является сила вязкого трения. Учитывая, что течение расплава происходит в спутном плазменном потоке, вязкостные силы на границе раздела сред имеют преобладающее значение, поэтому такое приближение можно считать вполне оправданным.

В плазменном потоке в непосредственной близости от границы жидкого металла образуется пограничный слой [6], для которого характерно резкое изменение основных параметров течения в поперечном направлении. В частности, скорость плазмы от своего значения во внешнем потоке изменяется до значения скорости течения жидкого материала проволоки на границе раздела сред (предполагается выполнение условия «прилипания»).

С учетом турбулентного характера течения плазмы [4] в рассматриваемом пограничном слое можно выделить несколько подобластей [7]. Внешний слой является областью полностью развитого турбулентного течения, свойства которого зависят от предыстории потока. Внутренняя область турбулентного пограничного слоя в общем случае состоит из вязкого подслоя, переходной области и области логарифмического профиля скорости. Течению во внутренней области соответствует универсальный характер распределения скорости, что служит основой для построения специальных пристеночных функций, связывающих параметры течения с расстоянием от границы раздела сред [6, 7].

С учетом малости толщины жидкой прослойки течение жидкого металла в ней можно считать практически ламинарным и предположить, что здесь имеет место линейная зависимость тангенциальной составляющей скорости [6, 7]:



$$v_{liq}(z_b) = \frac{z_b}{L_b} v_m, \quad (1)$$

где  $v_m$  — скорость течения расплава на границе раздела сред (при  $z_b = L_b$ ). Величина  $v_m$  может быть связана с параметрами обтекающего проволоку плазменного потока, исходя из допущения о том, что касательные напряжения в плазме и расплаве на границе раздела сред равны между собой:

$$\eta_{liq} \frac{\partial v_{liq}}{\partial z_b} \Big|_{L_b} = \eta_p \frac{\partial v_p}{\partial z_b} \Big|_{L_b}, \quad (2)$$

где  $\eta_p, \eta_{liq}$  — коэффициенты динамической вязкости плазмы и расплавленного металла проволоки соответственно;  $v_p(z_p)$  — распределение касательной (относительно поверхности расплава) скорости плазмы вдоль оси  $z_b$ . Для нахождения  $v_p(z_p)$  используем логарифмическую пристеночную функцию, которая часто применяется при описании параметров течения в пристеночных областях [7, 8]. Применительно к рассматриваемым нами условиям обтекания данную функцию можно записать следующим образом:

$$v^+ = \frac{1}{\text{Kar}} \ln(Ey^+). \quad (3)$$

Здесь  $v^+ = \bar{v}_p/v^*$  — безразмерная касательная скорость плазмы;  $\bar{v}_p(z_b) = v_p(z_b) - v_m$  — скорость течения плазмы относительно скорости течения расплава;  $v^*$  — динамическая скорость, определяемая как

$$v^* = \sqrt{\tau_p/\rho_p}, \quad (4)$$

где  $\tau_p = \left( \eta_p \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{L_b}$  — напряжение трения в плазме

на обтекаемой поверхности;  $\rho_p$  — плотность плазмы;  $\text{Kar} \approx 0,41$  — постоянная Кармана;  $E$  — постоянная, определяющая степень шероховатости стенки (для гладкой стенки  $E = 8,8$  [7]);  $y^+$  — безразмерное расстояние от границы раздела, определяемое как  $y^+ = \frac{\rho_p(z_b - L_b)}{\eta_p} v^*$ .

Примем, что переход от скорости течения расплава (условие «прилипания») до скорости невозмущенного потока плазмы, которая может быть определена, например, по модели [4], осуществляется в области  $0 \leq y^+ < 400$  [8]. Тогда на основании выражения (3) касательное напряжение в плазме можно представить следующим образом:

$$\tau_p(v_m) = \frac{\bar{v}_{ext}^2(v_m)}{\left( \frac{1}{\text{Kar}} \ln(Ey^+) \right)^2} \rho_p = \frac{\bar{v}_{ext}^2(v_m) \rho_p}{396,71}, \quad (5)$$

где  $\bar{v}_{ext}(v_m) = v_{ext} - v_m$  — скорость течения невозмущенного потока плазмы вблизи торца проволоки  $v_{ext}$  относительно скорости течения расплава  $v_m$ .

В итоге для определения толщины жидкой прослойки  $L_b$  необходимо рассмотреть баланс массы расплавленного материала проволоки. Учитывая принятое допущение, что расплавленный металл на верхней части торца проволоки принимает форму шарового сегмента, расход жидкого материала проволоки через плоскость, проходящую через ось  $z_b$  перпендикулярно оси плазменной струи, можно определить как

$$G_2 = 2\rho_w \int_0^{L_b} v_{liq}(z_b) \int_0^{y(z_b)} dy dz_b, \quad (6)$$

где  $y(z_b) = \sqrt{R_w^2 - 2((R_w^2 - L_b^2)/(2L_b))z_b - z_b^2}$  — кривая пересечения шарового сегмента с указанной плоскостью;  $\rho_w$  — плотность металла проволоки. В свою очередь, исходя из условия постоянства и равенства скоростей подачи и плавления проволоки, количество материала проволоки, расплавляющегося за единицу времени и, следовательно, пересекающего сечение  $z_b = 0$  определяется выражением

$$G_1 = \rho_w v_w S_w, \quad (7)$$

где  $S_w = \pi R_w^2$  — площадь сечения проволоки.

Тогда, учитывая, что в рассматриваемую половину шарового сегмента поступает половина расплавляемого материала проволоки, приходим к следующему соотношению:

$$G_1/2 = G_2. \quad (8)$$

Подставляя в (8) выражения (6) и (7), а также с учетом предположения (1), получаем зависимость максимальной скорости течения расплава от толщины его прослойки на торце проволоки:

$$v_m(L_b) = \frac{S_w}{4} \frac{v_w L_b}{L_b y(z_b)} \int_0^{z_b} \int_0^y dy dz_b. \quad (9)$$

Теперь условие (8) можем переписать следующим образом:

$$\frac{v_w S_w}{2} = 2 \frac{\tau_p(v_m(L_b))}{\eta_{liq}} \int_0^{L_b} \int_0^{y(z_b)} dy dz_b, \quad (10)$$



откуда и может быть определена толщина  $L_b$  жидкой прослойки на торце проволоки. Уравнение (10), замыкаемое соотношениями (5) и (9), можно решить одним из численных методов решения нелинейных уравнений [9]. Для этого может быть использован простейший метод дихотомии или, учитывая, что первообразная подынтегрального выражения в (5) и (9) выражается аналитически, итерационный метод Ньютона.

Используя модель тепловых процессов в проволоке [5] для определения объема ее расплавленной части  $V_{liq}$ , а также выражение (10), на основе которого определяется объем удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки

$$V_b = \pi \int_0^{L_b} [y(z_b)]^2 dz_b, \quad (11)$$

можно определить, какое положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазменной струи устанавливается при заданном режиме напыления. Для этого, фиксируя параметры режима и варьируя лишь величину  $L_b$ , на основе модели [5] получаем зависимость  $V_{liq} = V_{liq}(L_p - L_{liq})$ , а на основе выражений (10), (11) — зависимость  $V_b = V_b(L_b)$  и находим такое положение проволоки, при котором выполняется их равенство. Это условие, по сути, является связующим звеном между моделями теплового [5] и газодинамического взаимодействия проволоки с поперечно обтекающим ее плазменным потоком и позволяет определять расстояние, на котором отстоит расплавленный конец проволоки от оси плазменной струи в зависимости от значений параметров режима напыления. В свою очередь на основе этой величины с помощью выражений (1), (9), (11) и модели [5] могут быть определены характеристики жидкого металла, удерживаемого на конце проволоки, в том числе скорость его течения и температура. Указанные характеристики будут оказывать непосредственное влияние

на размеры и температуру срывающихся с конца проволоки капель, а также определять место их ввода в плазменный поток.

Проведем численный анализ влияния параметров режима напыления на характеристики жидкой прослойки, удерживаемой на торце расплавленной проволоки-анода, а также пространственное положение последней. Расчеты проводили применительно к условиям плазменно-дугового напыления стальной проволоки, теплофизические характеристики которой взяты из работы [10]. Выбраны следующие параметры режима напыления [4]: ток дуги  $I = 160...240$  А, расход плазмообразующего газа (аргона)  $G_{Ar} = 1,0...1,5$  м<sup>3</sup>/ч, скорость подачи проволоки 6...15 м/мин, диаметр проволоки 1,2...1,6 мм. Предполагалось, что проволока-анод расположена на расстоянии 6,3 мм от среза сопла плазмотрона перпендикулярно оси плазменного потока. Распределения скорости и температуры невозмущенного потока плазмы вдоль проволоки-анода для различных режимов работы плазмотрона были предварительно рассчитаны на основе модели [4] и представлены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, значения скорости и температуры плазмы достаточно резко изменяются в поперечном направлении относительно оси плазменной струи. Поэтому от пространственного положения расплавленного конца проволоки относительно оси плазменного потока существенно зависят условия вязкого и теплового взаимодействия потока плазмы с проволокой. Чем ближе к оси струи, тем большим оказывается тепловой поток в проволоку и тем больше возрастают силы вязкого трения, действующие на поверхность расплава, снося жидкий металл с конца проволоки. Поэтому необходимо отметить, что на режимах напыления, при которых распространение тепла в проволоке затруднено, ее расплавленный конец располагается ближе к оси плазменной струи. Например, при увеличении скорости подачи области нагрева и расплавления проволоки уменьшаются и проволока поступает к оси плазменной

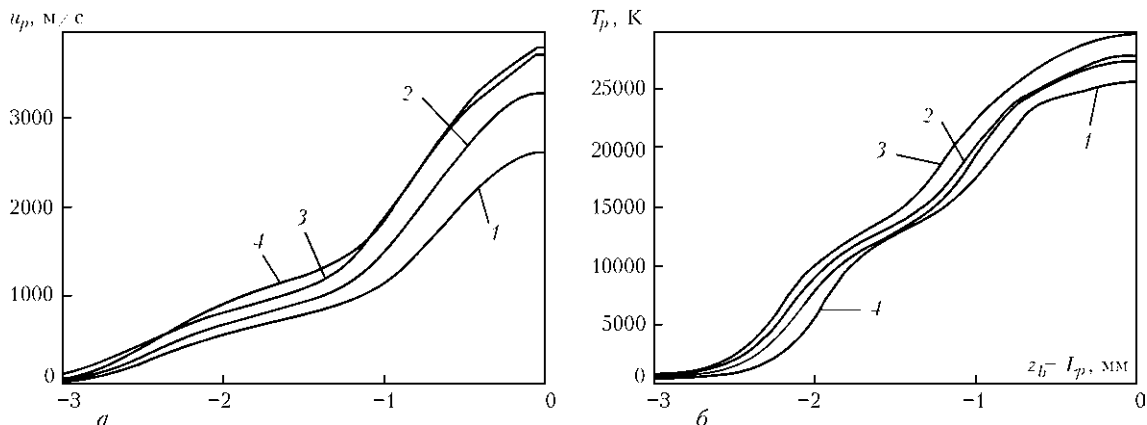


Рис. 2. Распределение аксиальной компоненты скорости (а) и температуры (б) дуговой плазмы вдоль проволоки-анода: 1 —  $I = 160$ ; 2 — 200; 3 — 240 А ( $G_{Ar} = 1,0$  м<sup>3</sup>/ч); 4 —  $G_{Ar} = 1,5$  м<sup>3</sup>/ч ( $I = 200$  А)

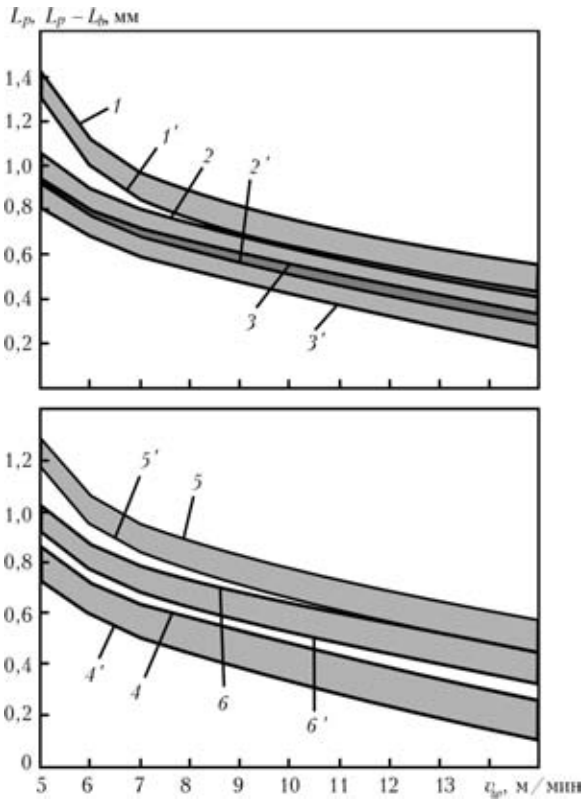


Рис. 3. Влияние скорости подачи проволоки на расстояние плоскости плавления проволоки  $L_p$  (1–6) и расстояние расплавленного конца проволоки  $L_p - L_b$  (1'–6') от оси плазменной струи при различных параметрах режима напыления:  $2R_w = 1,2$  (1; 1'), 1,4 (2; 2'), 1,6 (3; 3') мм при  $I = 200$  А,  $G_{Ar} = 1,0$  м<sup>3</sup>/ч;  $I = 160$  (4; 4'), 240 (5; 5') А при  $2R_w = 1,4$  мм,  $G_{Ar} = 1,0$  м<sup>3</sup>/ч;  $G_{Ar} = 1,5$  м<sup>3</sup>/ч (6; 6') при  $2R_w = 1,4$  мм,  $I = 200$  А

струи до тех пор, пока объем жидкого металла сможет удерживаться на ее торце. Такая же ситуация должна наблюдаться и при использовании проволоки большего диаметра.

Влияние режима работы плазматрона на положение расплавленного конца проволоки относительно оси плазменной струи, а также толщину жидкой прослойки, удерживаемой на торце проволоки, можно проиллюстрировать с помощью рис. 3. Для всех рассматриваемых режимов расплавленный конец проволоки расположен на расстоянии 0,1...1,4 мм от оси струи при толщине прослойки 0,10...0,15 мм. Увеличение тока дуги приводит к повышению скорости и температуры плазмы (см. рис. 2), при этом возрастают конвективно-кондуктивные и радиационные тепловые потоки в проволоку, а также повышается интенсивность силы вязкого трения, действующая на жидкий металл на торце проволоки. В результате увеличившийся объем расплава не сможет удерживаться на конце проволоки, часть его сносится плазменным потоком, а конец проволоки займет новое равновесное положение, дальше от оси плазменного потока. При повышении расхода плазмообразующего газа скорость потока возрастает, однако температурный профиль оказывается

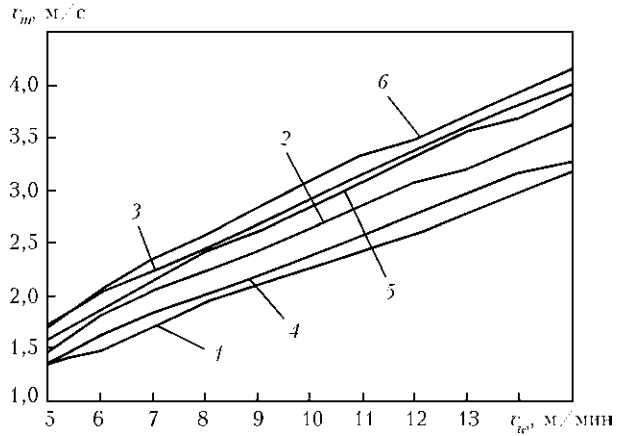


Рис. 4. Зависимость скорости течения расплава в жидкой прослойке на торце проволоки от скорости ее подачи при различных диаметрах проволоки-анода и режимах работы плазматрона:  $2R_w = 1,2$  (1), 1,4 (2), 1,6 (3) мм при  $I = 200$  А,  $G_{Ar} = 1,0$  м<sup>3</sup>/ч;  $I = 160$  (4), 240 (5) А при  $2R_w = 1,4$  мм,  $G_{Ar} = 1,0$  м<sup>3</sup>/ч;  $G_{Ar} = 1,5$  м<sup>3</sup>/ч (6) при  $2R_w = 1,4$  мм,  $I = 200$  А

более сжатым к оси струи (см. рис. 2, кривые 2 и 4). При этом плавление проволоки происходит при расположении конца проволоки в приосевых участках плазменной струи, а повышение интенсивности динамического воздействия плазменного потока приведет к уменьшению объема жидкой прослойки, удерживаемой на конце проволоки, а следовательно, и ее толщины (рис. 3).

Расплавленный материал проволоки увлекается плазменным потоком, образуя струю жидкого металла, которая при дальнейшем течении ввиду действия внешних и внутренних возмущающих факторов распадается на отдельные капли — дисперсные частицы напыляемого материала. При этом от поперечных размеров жидкой прослойки и скорости течения расплава зависят характеристики течения указанной струи, а следовательно, и условия каплеобразования. В свою очередь скорость течения расплава связана с количеством расплавляемого в

**Параметры жидкой прослойки, удерживаемой на торце расплавленной проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении покрытий**

$I$ , А	$G_{Ar}$ , м <sup>3</sup> /ч	$2R_w$ , мм	$v_w$ , м/мин	$L_p - L_b$ , мм	$L_b$ , мм	$v_m$ , м/с	$T$ , К
200	1,0	1,4	5	1,054	0,113	1,81	2070
			6	0,893	0,117	2,05	1931
			7	0,798	0,127	2,42	1774
			9	0,686	0,129	2,64	1773
			12	0,550	0,133	3,07	1774
		15	0,428	0,141	3,61	1774	
		1,2	9	0,811	0,125	2,10	1775
1,6	9	0,604	0,131	2,68	1774		
160	1,0	1,4	9	0,526	0,140	2,18	1776
240	1,0	1,4	9	0,829	0,118	2,61	1773
200	1,5	1,4	9	0,684	0,109	2,83	1774



единицу времени материала проволоки, а также устанавливающейся толщиной жидкой прослойки, что иллюстрируют, например, зависимости на рис. 4.

Параметры жидкой прослойки при плазменно-дуговом напылении приведены в таблице. Как видно, для большинства режимов перегрев жидкого металла выше температуры плавления не превышает 20 К, поскольку расплавившийся материал не успевает существенно перегреться и сразу сносится плазменным потоком с конца проволоки. Перегрев металла в жидкой прослойке на 200...250 К выше точки плавления характерен, как правило, для режимов напыления с низкими скоростями подачи проволоки, при которых заметную роль в распространении тепла в проволоке играет механизм теплопроводности.

### Выводы

1. Усовершенствована математическая модель теплового состояния проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении покрытий путем учета газодинамического воздействия на проволоку обтекающего ее плазменного потока. Такая самосогласованная модель позволяет определять пространственное положение проволоки относительно оси плазмотрона, а также характеристики удерживаемой на конце проволоки жидкой прослойки, включая ее толщину и скорость течения расплава в зависимости от параметров режима напыления.

2. Расстояние, на которое расплавленный конец проволоки отстоит от оси плазменного потока, определяется условием равенства объема расплавленной части проволоки объему прослойки жидкого металла, которая может удерживаться на торце проволоки при ее поперечном обтекании плазменным потоком, и составляет в рассматриваемых условиях 0,1...1,4 мм при толщине прос-

лойки 0,10...0,15 мм в зависимости от параметров режима напыления.

3. При плазменно-дуговом напылении покрытий температура металла на расплавленном конце проволоки достигает 1780...2100 К, при этом для большинства режимов напыления перегрев жидкого металла выше температуры плавления (1773 К) незначительный и не превышает 20 К, поскольку образующийся расплав сносится плазменным потоком из зоны взаимодействия и общее теплосодержание проволоки не увеличивается.

1. *Коробов Ю. С.* Оценка сил, действующих на распыляемый материал при электрометаллизации // Автомат. сварка. — 2004. — № 7. — С. 23–27.
2. *Коробов Ю. С., Бороненков В.Н.* Кинетика взаимодействия напыляемого металла с кислородом при электродуговой металлизации // Свароч. пр-во. — 2003. — № 7. — С. 30–36.
3. *Процесс* плавления и распыления материала электродов при электродуговой металлизации / В. А. Вахалин, С. Б. Масленков, В. В. Кудинов и др. // Физика и химия обраб. материалов. — 1981. — № 3. — С. 58–63.
4. *Математическая* модель дуговой плазмы, генерируемой плазмотроном с проволокой-анодом / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. — 2007. — № 12. — С. 14–20.
5. *Нагрев* и плавление проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик и др. // Там же. — 2011. — № 5. — С. 5–11.
6. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1973. — 847 с.
7. *Волков К.Н.* Граничные условия на стенке и сеточная зависимость решения в расчетах турбулентных течений на неструктурированных сетках // Вычислит. методы и программирование. — 2006. — 7, № 1. — С. 211–223.
8. *Wilcox D. C.* Turbulence modeling for CFD. — La Canada: DCW Industries Inc., 1994. — 460 p.
9. *Калиткин Н.Н.* Численные методы: Уч. пособие. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
10. *Hu J., Tsai H.L.* Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt II: The metal // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 2007. — 50. — P. 808–820.

A mathematical model is proposed, describing formation of a film of molten metal at the tip of sprayed anode-wire under the conditions of plasma-arc spraying of coatings. Numerical analysis of the influence of spraying mode parameters on the position of molten wire tip relative to plasma jet axis, thickness of liquid interlayer contained on the wire tip, temperature and velocity of metal flow in it was performed.

Поступила в редакцию 03.10.2011

## Международная конференция «Ti-2012 в СНГ»

22–25 апреля 2012

г. Казань, Россия

18 ноября 2011 г. состоялось заседание Совета директоров ЗАО «Межгосударственная ассоциация «Титан».

Собрание проходило в ФГУП ВИАМ, г. Москва. Были рассмотрены вопросы текущей деятельности ассоциации, а также принято решение о проведении очередной ежегодной международной конференции «Ti-2012 в СНГ» с 22 по 25 апреля 2012 г. в Казани.

Контакты: [www.titan-association.com](http://www.titan-association.com)