

КОМПЛЕКСНОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАЗМЕННО-ДУГОВОГО ПРОВОЛОЧНОГО НАПЫЛЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, А. И. Демьянов

Работа выполнена в рамках совместного проекта РФФИ № 14-08-90428 и НАН Украины № 06-08-14, между Институтом теоретической и прикладной механики СО РАН с Югорским государственным университетом и Институтом электро-сварки им. Е. О. Патона, г. Киев.

Введение

Методы газотермического напыления покрытий, относящиеся к интенсивно развивающемуся научно-технологическому направлению инженерия поверхности [1], нашли широкое применение в промышленности, поскольку являются эффективным средством повышения эксплуатационных характеристик деталей машин и механизмов путем упрочнения их рабочих поверхностей, или придания им особых защитных свойств [2]. К наиболее распространенным разновидностям газотермического напыления относятся плазменное, детонационное, электродуговое, газопламенное напыление и др. Вместе с тем, требования к качеству покрытий, выдвигаемые современным машиностроением, постоянно растут, что требует привлечения новых подходов, совершенствования существующих и разработки новых методов и технологий газотермического напыления покрытий. При этом разработка, а также оптимизация технологических процессов напыления тесно связано с проведением всесторонних теоретических и экспериментальных исследований, протекающих при напылении физических и химических процессов. Это позволяет обоснованно подходить как к выбору рациональных параметров режима напыления, так и совершенствованию конструкций плазмотронов и другого напылительного оборудования.

К одним из новых перспективных методов газотермического напыления относится плазменно-дуговое проволочное напыление [3]. В ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины выполняются исследования, направленные на развитие данного метода напыления. В частности, опубликована серия работ, посвященных теоретическими исследованиями и построением математических моделей процессов плазменно-дугового напыления [4–10]. Большой интерес представляет обобщение данного материала с целью получения комплексной математической модели процесса плазменно-дугового напыления. Такая модель, с соответствующим набором входных и выходных параметров будет полезна для анализа закономерностей формирования плазменно-дуговых покрытий с учетом особенностей влияния тех или иных технологических факторов и других параметров. Формулирование комплексной математической модели протекающих при плазменно-дуговом напылении процессов, а также рассмотрении особенностей математического моделирования его отдельных этапов и составляло цель данной работы.

Плазменно-дуговое проволочное напыление покрытий

Схема процесса плазменно-дугового распыления проволочных материалов, принятая при построении комплексной математической модели, представлена на рис. 1. Дуга постоянного тока I горит между тугоплавким водоохлаждаемым катодом и токоведущей проволокой, находящейся за срезом сопла плазмотрона на расстоянии Z_2 от начального сечения расчетной области ($z = 0$), расположенного вблизи рабочего конца катода (см. рис. 1), и при $z > Z_2$ имеет место бестоковое инерционное движение плазмы. Распыляемая проволока круглого сечения

радиусом R_w подается в плазменную дугу со скоростью v_w . Формируемая плазмотроном электрическая дуга замыкается на конце проволоки, являющейся анодом дуги. Вся проволока нагревается протекающим через нее током дуги I . Подаваемый в плазмформирующее сопло длиной Z_1 и радиусом R_c плазмообразующий газ с массовым расходом G_1 нагревается электрической дугой и истекает во внешнюю газовую среду. Открытый участок течения дуговой плазмы может обдуваться коаксиальным потоком внешнего газа с массовым расходом G_2 . При этом обдувающий газ подается через кольцевой канал $R_1 \leq r \leq R_2$ под углом α к оси плазмотрона.

Под действием анодного пятна дуги и обтекающего проволоку высокотемпературного плазменного потока проволока нагревается, плавится и на ее торце образуется слой расплавленного металла с характерной толщиной L_b . При этом расплавленный материал проволоки будет увлекаться плазменным потоком, образуя струю жидкого металла. По мере дальнейшего течения эта струя будет распадаться на капли – дисперсные частицы напыляемого материала. Поступая в плазменный поток, расплавленные частицы ускоряются, нагреваются и, при достижении критических условий, разрушаются с формированием более мелких фрагментов. Попадая на поверхность обрабатываемой детали, напыляемые частицы формируют покрытие.

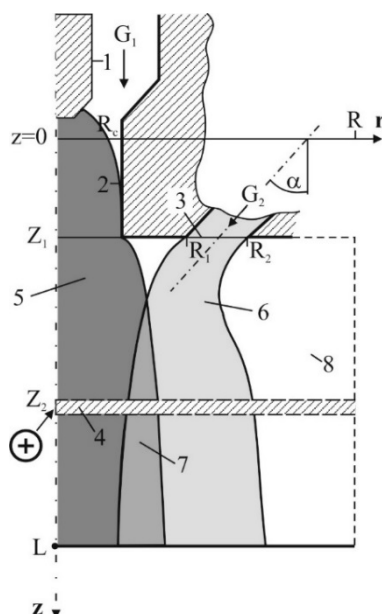


Рисунок 1 – Схема процесса плазменно-дугового проволоочного напыления: 1 – катод; 2 – сопло; 3 – канал подачи обдувающего газа; 4 – проволока-анод; 5 – дуговая плазма; 6 – обдувающий газ; 7 – область смешения; 8 – внешняя газовая среда

Структура комплексной математической модели

На основании изложенной схемы протекания процесса плазменно-дугового распыления, а также разработанных математических моделей отдельных стадий процесса [4–10], можно сформулировать его комплексную математическую модель. При этом процесс плазменно-дугового распыления будем рассматривать с единых системных позиций, с учетом взаимосвязей и взаимодействий между отдельными подсистемами (этапами) процесса.

В первом приближении комплексная модель может быть представлена семью взаимосвязанными моделями, описывающими ту или иную подсистему (этап) технологического процесса (рис. 2): 1 – модель плазменной струи, генерируемой плазмотроном с внешней проволокой-анодом; 2 – модель нагрева и плавления проволоки; 3 – модель формирования жидкой прослойки на рабочем конце проволоки; 4 – модель формирования и срыва капель расплавленного металла; 5 – модель нагрева и движения расплавленных частиц в плазменном потоке с учетом их дробления; 6 – модель динамического и теплового взаимодействия напыляемых частиц с основой и 7 – модель формирования покрытия. При описании схемы комплексной

модели процесса для каждой модели будем использоваться два набора (вектора) параметров: \bar{I} – вектор входных параметров, в том числе управляющих параметров, регулирующих протекание соответствующего этапа; \bar{O} – вектор выходных параметров.

Для модели первой стадии процесса – формирования плазменной струи и течения электродуговой плазмы [4–6], входными параметрами I_1 будут выступать параметры режима работы плазматрона (ток дуги, расходы плазмообразующего газа и газа обдувки), теплофизические и переносные свойства газов, геометрические параметры плазмформирующего сопла плазматрона, дистанция напыления, состав газа внешней среды. Выходными параметрами O_1 данной модели являются распределенные и интегральные характеристики генерируемого плазматроном плазменного потока: пространственные распределения скорости и температуры плазмы, напряжение дуги, распределение напряженности электрического поля, мощность и КПД плазматрона и др.

Модели нагрева и плавления проволоки и формирования жидкой прослойки на ее конце [7, 8] являются согласованными и решаются совместно. Решение определяется по балансу расплавленной части проволоки и толщины удерживаемой на конце проволоки прослойки жидкого металла, которое устанавливается при определенном положении конца проволоки относительно оси плазменной струи. Поэтому входные параметры I_{23} для данных моделей являются общими и включают в себя скорость подачи проволоки, ее положение относительно среза сопла плазматрона, теплофизические параметры материала проволоки, а также распределенные и интегральные характеристики плазменного потока O_1 , являющиеся выходными данными первой модели. Выходными данными O_{23} будут выступать температурное поле в распыляемой проволоке, объем расплавленного металла, размеры удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки и скорость течения в ней жидкого металла, а также расстояние от расплавленного конца проволоки до оси плазменной струи, определяющее область ввода напыляемых частиц в плазменную струю.

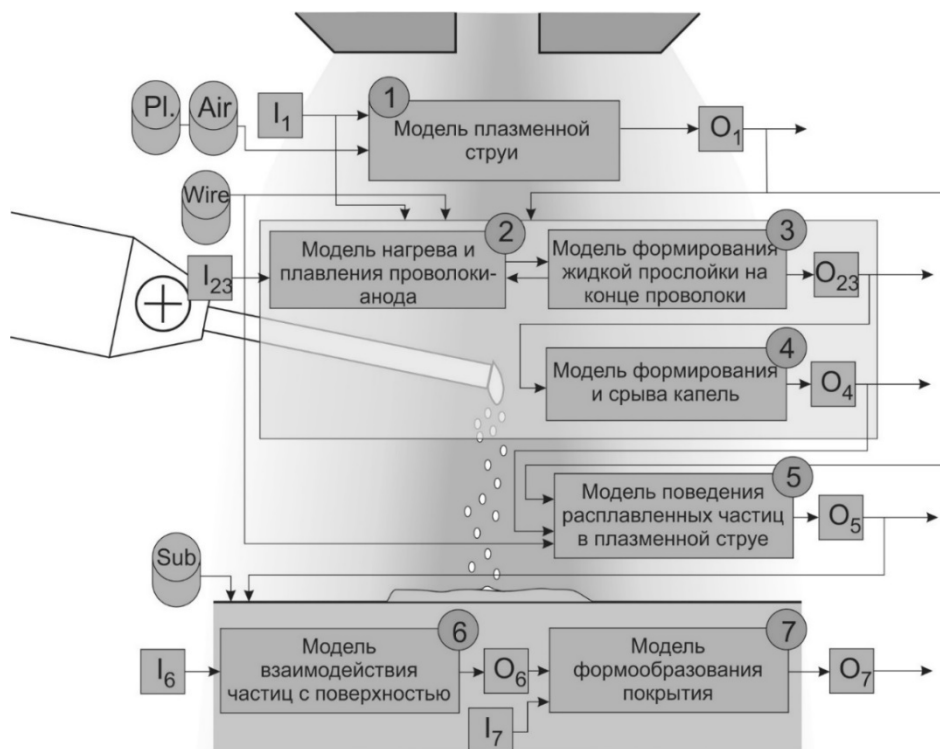


Рисунок 2 – Схема комплексного математического моделирования процесса плазменно-дугового проволочного напыления

При моделировании процесса диспергирования проволоки (формирования и срыва капель) [9] входными данными I_4 будут выступать выходные данные моделей первой, второй и

третьей стадий процесса, в частности: пространственные распределения скорости и температуры плазмы, положение расплавленного конца проволоки в струе, толщина жидкой прослойки, удерживаемой на конце проволоки, и скорость течения в ней расплава. В качестве основных выходных данных O_4 будут выступать диаметр срывааемых капель, их частота срыва и начальная скорость движения.

Выходные параметры четвертой стадии процесса O_4 , наряду с выходными параметрами O_{23} и O_1 являются входными параметрами для модели ускорения, нагрева и дробления расплавленных частиц в плазменной струе [5]. Выходные параметры O_5 данной модели – скорость и траектория движения частиц и их фрагментов, тепловое состояние частиц и фрагментов, а также распределения напыляемых частиц по поверхности основы по скорости, температуре и размерам.

Для модели взаимодействия отдельных частиц с поверхностью основы в качестве входных параметров I_6 будут выступать выходные параметры пятой стадии процесса O_5 (распределения напыляемых частиц по поверхности основы по скорости, температуре и размерам), а также форма и размеры поверхности, температура основы и свойства ее материала, теплофизические свойства материалов покрытия и изделия. К выходным параметрам O_6 данной модели относятся следующие: пространственно-временное распределение температуры, напряжений и деформаций в контактной зоне частица-основа; форма и размеры застывшей частицы на поверхности основы, микроструктура напыленной частицы и приповерхностной зоны основы.

И, наконец, при моделировании формообразования покрытия входными параметрами I_7 являются выходные параметры O_5 и O_6 , а также набор входных параметров I_6 . Выходные параметры O_7 : форма и размеры единичного слоя покрытия, параметры микроструктуры единичного слоя покрытия, распределение напряжений и деформаций и др.

Рассмотрим особенности математического описания рассмотренных этапов (стадий процесса).

Математические модели процессов плазменно-дугового напыления

Модель плазменной струи, формируемой плазмотроном с внешней проволокой-анодом. При построении математической модели использовались следующие допущения [4–6]: рассматриваемая плазменная система обладает цилиндрической симметрией, а протекающие процессы предполагаются стационарными; обдувающий газ подается осесимметричным потоком через кольцевой канал, течение этого газа в канале полагается ламинарным; плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, собственное излучение плазмы – объемное; основным механизмом нагрева плазмы является джоулево тепловыделение (работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь), а перенос энергии в столбе происходит за счет теплопроводности и конвекции (естественная конвекция в расчет не принимается); течение плазмы вязкое, дозвуковое, режим течения турбулентный; внешние магнитные поля отсутствуют; плазменная компонента смеси является инертной (Ar) и не вступает в химические реакции с внешним газом.

Основу математической модели формирования плазменной струи составляет система магнитогидродинамических (МГД) уравнений в приближении турбулентного пограничного слоя для осредненных по времени значений температуры и скорости плазмы, которая имеет вид [4]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \mu_0 \frac{H_\phi^2}{2} \right); \quad (2)$$

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \psi. \quad (3)$$

Здесь T – осредненная температура плазмы; $\bar{v} = (\rho v + \rho' v') / \rho$, где v – осредненная радиальная скорость, ρ – осредненная плотность плазмы, ρ' и v' – пульсации плотности и радиальной скорости; u – осредненная аксиальная скорость плазмы; p – давление; C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; σ – удельная электропроводность плазмы; j – вектор плотности электрического тока; ψ – объемная плотность мощности собственного излучения; $\bar{\eta}$ и $\bar{\chi}$ – полные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы; μ_0 – универсальная магнитная постоянная; H_φ – азимутальная составляющая магнитного поля тока дуги, которая связана с компонентами плотности электрического тока следующими соотношениями:

$$j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi); \quad j_r = -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}. \quad (4)$$

С целью более корректного описания электромагнитных характеристик дуги (не делая допущения о малости радиальной компоненты плотности электрического тока по сравнению с аксиальной) используется уравнение для напряженности магнитного поля тока дуги [6]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r \sigma} \frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right] = 0. \quad (5)$$

Для описания турбулентности была использована двухпараметрическая k - ε модель, получившая широкое распространение в мировой практике. При этом, коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, используемые в приведенных выше уравнениях, имеют вид $\bar{\eta} = \eta + \eta_t$; $\bar{\chi} = \chi + \chi_t$, где η и χ – коэффициенты молекулярной вязкости; η_t и χ_t – коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

В случае если турбулентный поток плазмы, формируемый плазмотроном, истекает во внешнюю газовую среду иного, нежели используемый плазмообразующий газ, химического состава, чаще всего в воздух, необходимо учитывать процессы конвективной диффузии, имеющие место при смешении плазмообразующего газа с внешней газовой средой, и соответствующего изменения состава, теплофизических свойств и коэффициентов переноса плазмы. Для этого применяется уравнение конвективной диффузии плазмообразующего газа во внешней газовой среде [5]:

$$\rho \left(u \frac{\partial m_1}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho \bar{D}_{12} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right), \quad (6)$$

$$m_1 + m_2 = 1.$$

Здесь $m_1(r, z)$ и $m_2(r, z)$ – относительные массовые концентрации плазмообразующего и внешнего газа в плазменной смеси, $m_i = \rho_i / \rho$, где ρ_i – приведенные плотности компонент ($i = 1, 2$), характеризующие их массы в единице объема плазменной смеси; ρ – осредненная плотность смеси; \bar{D}_{12} – коэффициент бинарной диффузии. Теплофизические характеристики, коэффициенты переноса и прочие свойства плазменной смеси, помимо зависимости от температуры и давления, будут также зависеть от концентрации компонент.

Подробное описание начальных и граничных условий, а также замыкающих соотношений для данной модели приводится в работах [4–6].

Модели нагрева и плавления проволоки-анода и формирования жидкой прослойки на ее конце. В условиях плазменно-дугового распыления тепловое состояние проволоки-анода будет определяться совокупностью следующих физических процессов [7]: конвективно-кондуктивным теплообменом плазменного потока и окружающего газа с боковой поверхностью проволоки Q_c ; обменом энергией теплового излучения между плазмой и поверхностью проволоки Q_r ; действием электрической дуги, вводящей тепло через анодное пятно на торце проволоки Q_a ; объемным джоулевым нагревом проволоки протекающим электрическим током; потерями

тепла с расплавленным металлом, уносимым плазменным потоком Q_t , а также охлаждением поверхности проволоки за счет уноса потоком пара энергии испарения атомов ее материала Q_v .

Задача определения температурного поля в проволоке, при описанных выше условиях, сводится к решению следующего квазистационарного уравнения теплопроводности, записанного в цилиндрической системе координат:

$$\gamma_w C_w v_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_w r \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z_w} \left(\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} \right) + j^2 \rho_w. \quad (7)$$

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

Граничные условия к уравнению (7) записываются следующим образом:

$$\left(-\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_w} = Q_c + Q_r - Q_v; \quad \left(-\chi_w \frac{\partial T_w}{\partial z_w} \right) \Big|_{z_w=L_w} = Q_a - Q_v - Q_t; \quad \frac{\partial T_w}{\partial r} = 0. \quad (8)$$

Описание граничных условий к уравнению (7) и замыкающих соотношений для определения тепловых потоков Q_c , Q_r , Q_v и Q_t приводится в [7].

Под действием дуги и обтекающего проволоку высокотемпературного плазменного потока проволока нагревается и на ее конце образуется слой расплавленного материала толщиной L_{liq} , некоторый объем которого будет сноситься в тонкую струю расплава обтекающим проволоку плазменным потоком. В результате сноса части расплава с конца проволоки, условия теплового равновесия последней будут нарушены. Стремясь к равновесному состоянию, проволока займет такое пространственное положение относительно оси плазменной струи $L_p = z^*$, 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 $V_b = V_{liq}$. Объем расплавленной части V_{liq} определяется по модели тепловых процессов в проволоке [7], а выражение для объема удерживаемой на торце проволоки жидкой прослойки V_b , наряду с выражениями для оценки температуры, объема и скорости течения расплава в жидкой прослойке, удерживаемой на конце проволоки, приводятся в работе [8].

Модель формирования и срыва капель расплавленного металла. Для описания течения и распада струи расплавленного металла проволоки примем допущения об осесимметричности рассматриваемой гидродинамической системы, а также ламинарном режиме течения расплава. В этом случае можно показать, что течение струи жидкого металла с достаточно высокой точностью будет описываться в рамках системы одномерных уравнений Навье-Стокса для тонкой струи [9], записанной с учетом силы вязкого трения, действующего на расплав со стороны плазменного потока:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial z} + 3\nu_w \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(h^2 \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{2\tau_p}{h\gamma_w}, \quad -L_d < z < 0; \quad (9)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (vF)}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

где $v = v(z, t)$ – аксиальная компонента скорости течения расплава;

p – давление в расплаве;

$h = h(z, t)$ – радиус поперечного сечения струи;

$F(z, t) = \pi h^2(z, t)$ – площадь ее поперечного сечения;

$\tau_p = \tau_p(z)$ – напряжение трения на обтекаемой поверхности [8];

γ_w, ν_w – плотность и кинематическая вязкость расплавленного металла проволоки;

L_d – полная длина струи.

Величина давления в струе определяется выражением $p = 2\sigma K + p_{ext}$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения; K – средняя кривизна поверхности струи; p_{ext} – давление во внешней среде.

Постановка граничных и начальных условий для (9) и (10) описана в [9] и зависит от параметров удерживаемой на рабочем конце проволоки жидкой прослойки [8].

Отрыв капли в точке $z = z^*$ фиксировался при выполнении условия $h(z^*) \leq h^*$, где $h^* \rightarrow 0$

. В этом случае объем отрывающейся капли определяется соотношением $V^* = \pi \int_{-L_d}^{z^*} h^2(z, t) dz$

и предполагается выполнение следующих условий:

$$h(z^*) = 0; \quad L_d = z^*. \quad (11)$$

Модель движения, нагрева и дробления капель расплавленного металла в плазменной струе. При моделировании поведения расплавленных частиц в плазменном потоке полагается, что координаты точки ввода жидких частиц в плазменный поток x_0, z_0 совпадают с местоположением расплавленного конца проволоки. Начальные значения диаметра d_0 и скорости \mathbf{w}_0 движения жидкой частицы, определяются на основе модели струйного течения расплавленного металла проволоки и формирования капель жидкого металла в спутном высокоскоростном газовом потоке [9].

После отрыва капли ее движение в плазменной струе описывается уравнениями:

$$\frac{d(m\mathbf{w})}{dt} = \mathbf{F}; \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{w}. \quad (12)$$

Здесь $m(t), \mathbf{w}(t) = (w_x, w_y, w_z)$ и $\mathbf{r}(t) = (x, y, z)$ – текущие значения массы ($m(0) \equiv m_0 = \frac{4}{3} \pi d_0^3 \rho_m$), вектора скорости и радиус-вектора положения частицы в выбранной декартовой системе координат; $\mathbf{F}(t)$ – результирующая сила, действующая на жидкую частицу со стороны плазмы, в качестве которой выбиралась сила аэродинамического сопротивления:

$$\mathbf{F} = 0,5 C_d S \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) |\mathbf{v} - \mathbf{w}|, \quad (13)$$

где C_d – коэффициент лобового (аэродинамического) сопротивления;

S – площадь миделева сечения частицы;

\mathbf{v} – вектор невозмущенной скорости плазмы в точке нахождения частицы;

ρ – плотность плазмы.

При движении в плазменной струе жидкая частица деформируется. Полагалось что, деформируясь, частица принимает форму эллипсоида вращения (сфероида), геометрические размеры которого будем характеризовать безразмерным параметром $y = d_{mid} / d_v$, представляющим собой отношение диаметра миделева сечения частицы d_{mid} к диаметру эквивалентной по объему сферы d_v . Уравнение для учета изменения формы жидкой частицы с краевыми условиями и замыкающими соотношениями приводится в [10].

Основное влияние изменения формы жидкой деформирующейся частицы при расчетах учитывалось на величине коэффициента аэродинамического сопротивления C_d . Для оценки C_d использовался интерполяционный многочлен, позволяющему вычислять C_d для эллипсоида по известным коэффициентам аэродинамического сопротивления для диска $C_{d_{Disk}}$, сферы $C_{d_{Sphere}}$ и сжатого эллипсоида с коэффициентом формы $C_{d_{0.5}}$ [10].

Тепловое состояние частиц при плазменно-дуговом напылении определялось при помощи нестационарного уравнения теплопроводности с учетом допущения о сферической форме частицы, с использованием текущего значения диаметра эквивалентной по объему сферы d_v :

$$\rho_m \bar{C}_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right). \quad (14)$$

Здесь $T_m(r, t)$ – пространственно-временное распределение температуры в частице; $\chi_m(T)$ и $\bar{C}_m(T)$ – коэффициент теплопроводности и эффективная теплоемкость ее материала, определяемая как $\bar{C}_m = c_m(T) + W^{(m)} \delta(T - T^{(m)})$, где $c_m(T)$ – удельная теплоемкость материала; $T^{(m)}$ – температура плавления; $W^{(m)}$ – скрытая теплота плавления; $\delta(x)$ – дельта-функция.

Краевые условия для уравнения (14) записываются с учетом конвективно-кондуктивного и радиационного тепловых потоков, а также удельных потерь тепла, связанные с поверхностным испарением материала частицы, и подробно приводятся в [10].

При движении расплавленных (жидких) частиц в плазменном потоке возможно возникновение условий, приводящих к разрушению (дроблению) частиц. В работе [10] сформулирована модель дробления и сведены выражения, позволяющие определить возникновение критических условий дробления, а также оценить количество образующихся фрагментов, а также получить их распределение по размерам.

Модели взаимодействия частиц с основой и формирования покрытия. Модели взаимодействия напыляемых частиц с основой и формирования покрытия в настоящее время активно развиваются, при этом являясь одними из наиболее сложных для математического описания и последующего составления численных моделей процессов напыления [11–14]. В общем виде, задача теплового и динамического взаимодействия частицы с напыляемой поверхностью заключается в решении полной системы уравнений Навье-Стокса для описания гидродинамических процессов, связанных с растеканием частицы по поверхности основы, наряду с решением задачи Стефана для определения теплового состояния частицы и движения фронта кристаллизации ее материала. Важную роль при построении математической модели играет также математическое описание движения свободной поверхности расплава.

Выводы

Обобщены результаты теоретических исследований физических процессов, протекающих при плазменно-дуговом проволоочном напылении, и предложена схема их комплексного математического моделирования. При этом рассмотрены особенности моделирования основных этапов процесса напыления, выделены входные и выходные параметры моделей и установлена их взаимосвязь.

Литература

1. Jorn Larsen-Basse. Surface engineering and the new millennium // Surface Engineering. – 1998. – Vol. 14, No. 2. – P. 81–83.
2. Кудинов, В. В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование [Текст] / В. В. Кудинов, Г. В. Бобров. – М. : Металлургия, 1992. – 432 с.
3. Технология и оборудование для плазменно-дугового напыления для восстановления ответственных деталей железнодорожного транспорта [Текст] / В. Н. Коржик, М. Ю. Харламов, С. В. Петров [и др.] // Вестник Восточноукр. национ. ун-та им. В. Даля. – 2011. – № 14. – С. 76–82.
4. Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом [Текст] / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик [и др.] // Автоматическая сварка. – 2007. – № 12. – С. 14–20.

5. Влияние рода газа спутного потока на характеристики дуговой плазмы, создаваемой плазмотроном с проволокой-анодом [Текст] / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик [и др.] // Автоматическая сварка. – 2008. – № 6. – С. 19–24.
6. Об уточнении математической модели электрической дуги в плазмотроне с внешней токоведущей проволокой [Текст] / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, С. В. Петров, А. И. Демьянов // Автоматическая сварка. – 2009. – № 1. – С. 53–56.
7. Нагрев и плавление проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении [Текст] / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, С. В. Петров // Автоматическая сварка. – 2011. – № 5. – С. 5–11.
8. Формирование прослойки жидкого металла на торце проволоки-анода при плазменно-дуговом напылении [Текст] / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик, С. В. Петров // Автоматическая сварка. – 2011. – № 12. – С. 3–8.
9. M. Yu. Kharlamov, I. V. Krivtsun and V. N. Korzhyk, Dynamic Model of the Wire Dispersion Process in Plasma-Arc Spraying, J. Therm. Spray Technol. – 2014. – 23 (3). – P. 420–430.
10. M. Yu. Kharlamov, I. V. Krivtsun, V. N. Korzhyk, Y. V. Ryabovolyk, O. I. Demyanov, Simulation of Motion, Heating, and Breakup of Molten Metal Droplets in the Plasma Jet at Plasma-Arc Spraying, J. Therm. Spray Technol. – 2015. – 24 (4). – P. 659–670.
11. Методы контроля температуры и скорости частиц конденсированной фазы в процессе плазменно-дугового напыления [Текст] / М. П. Бороненко [и др.] // Фундаментальные исследования. – 2013. – № 10–6. – С. 1194–1199.
12. Моделирование технологических процессов плазменного напыления покрытий наноразмерной толщины [Текст] / П. Ю. Гуляев, И. П. Гуляев // Системы управления и информационные технологии. – 2009. – № 1.1 (35). – С. 144–148.
13. Оценка скорости и температуры дисперсной фазы в струях плазменно-дугового напыления [Текст] / М. П. Бороненко [и др.] // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 11–10. – С. 2135–2140.
14. Экспериментальное исследование процесса плазменно-дугового проволочного напыления [Текст] / П. Ю. Гуляев, И. П. Гуляев, В. Н. Коржик [и др.] // Автоматическая сварка. – 2015. – № 3–4. – С. 37–43.