

УДК 669.056.9

М. И. Д ю м и н, Н. П. К о з л о в,
В. И. С у с л о в

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАГРЕВА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКОМ МИКРОПЛАЗМОТРОНЕ

Рассмотрено новое направление в технике газотермического нанесения покрытий — микроплазменное, позволяющее преодолеть некоторые проблемы, присущие традиционному плазменному напылению. Показана возможность нанесения покрытий плазмотронами мощностью до 2...2,5 кВт при вводе порошкового материала на начальном участке дуги. Приведена упрощенная математическая модель динамики нагрева порошковых материалов в технологическом микроплазмотроне, позволяющая оценить технологические режимы напыления различных материалов. Представлены результаты численных расчетов, проведенных согласно данной модели.

Плазменное напыление — один из основных методов газотермического нанесения покрытий. Наиболее широко применяются плазмотроны линейной схемы, генерирующие турбулентную плазменную струю при электрической мощности 15...100 кВт. При этом пятно напыления имеет диаметр 10...30 мм, а на обрабатываемую деталь оказывается мощное тепловое воздействие. Высокая тепловая мощность и газодинамическое воздействие плазменной струи существенно ограничивают применение плазменного напыления на деталях малого размера и тонкостенных изделиях из-за опасности их перегрева и коробления. При нанесении восстанавливающих покрытий на ограниченные участки изделий и деталей, наиболее подверженных износу, необходимо изолировать поверхности, не подлежащие напылению, что существенно снижает коэффициент использования напыляемого материала.

Приведенные причины, а также увеличение количества восстанавливаемых изделий в машиностроении привели к развитию нового способа газотермического нанесения покрытий — микроплазменного напыления [1–4]. В этой технологии используются плазмотроны малой мощности (до 2...2,5 кВт). В качестве рабочего газа применяется аргон. Диаметр пятна напыления не превышает 3...5 мм, а тепловое воздействие на обрабатываемое изделие оказывается минимальным.

Работы по микроплазменному напылению покрытий проводятся в НИИ ЭМ МГТУ им. Н.Э. Баумана с начала 90-х годов. К этому времени уже был накоплен достаточный опыт по разработке и созданию ми-

кроплазменных установок медицинского назначения, так называемого “плазменного скальпеля”.

За более чем 40-летний период развития техники плазменного напыления было предложено множество вариантов конструктивного оформления узлов инъекции порошков в плазму. Однако наибольшее распространение пока получила инъекция через одно или несколько цилиндрических отверстий, расположенных под некоторым углом к оси несущего потока.

Анализ параметров и конструкций существующих напылительных плазмотронов показал, что в подавляющем большинстве конструкций применяется ввод порошка либо в анодной области, либо на срезе сопла–анода. При этом минимальная мощность существующих плазмотронов превышает 15 кВт. Были предприняты попытки ввода порошка в катодную область и на начальном участке дуги.

Экспериментально исследовали возможность ввода порошка через катодную область вместе с плазмообразующим газом. При таком способе подачи порошка значительно упрощается конструкция плазмотрона, но наблюдается интенсивная эрозия вольфрамового катода вследствие налипания порошка на катод и образования сплавов вольфрама с материалом напыляемого порошка. Ресурс катода в этом случае не превышает нескольких минут.

Для увеличения мощности плазменной струи и ее длины была предложена схема плазмотрона с секционированной межэлектродной вставкой.

При подаче порошка за срезом межэлектродной вставки перед входом потока в анод–сопло порошок не проплавляется полностью из-за малой длины нагрева частиц, а истекающая плазменная струя имеет большой угол раскрытия, что не позволяет получать качественные покрытия.

В результате проведенных исследований был предложен и реализован оригинальный способ подачи порошка через межэлектродную вставку на начальном участке дуги, позволяющий обеспечивать ввод порошка в дугу под заданным углом с малой радиальной составляющей скорости, что необходимо для предотвращения налипания порошка на стенки канала межэлектродной вставки и анода.

Поток транспортирующего газа в порошковом проводе и инжекторе способствует созданию газозвеси с максимально однородным распределением массы дисперсной фазы по объему и сообщению частицам скорости V_0 в устье инжектора, достаточной для их проникновения в наиболее нагретую приосевую область плазменного потока. Введение дисперсного материала в струю плазмы, безусловно, изменяет ее важ-

нейшие характеристики, деформируя температурное, скоростное, энтальпийное и концентрационные поля, а также условия теплообмена с окружающей средой.

Полная математическая модель, учитывающая процессы в электрической дуге, взаимодействие холодного транспортирующего газа с плазменным потоком, теплообмен между частицами порошка и плазмой, оказывается достаточно громоздкой и сложной для численного решения. Поэтому в некоторых случаях целесообразно использовать упрощенные модели для оценки динамики нагрева частиц порошка, их скорости и траектории в плазменном потоке.

Температура нагрева напыляемого порошка определяется интенсивностью его теплообмена с плазменным потоком. Зная физические свойства материала частицы, а также тепловые и газодинамические характеристики потока, можно с помощью математического моделирования определить оптимальные геометрические размеры микроплазмотрона, место и геометрию канала для подачи в электрическую дугу частиц напыляемого порошка, технологические режимы плазменного напыления, при которых частицы заданного размера с определенными теплофизическими характеристиками нагревались бы до оптимальной температуры в зоне плазменной дуги.

Движение дисперсных материалов в плазме идентично движению порошкового материала в обычном газовом потоке. Влияние различных факторов на движение частиц в потоке газа рассматривают либо как изменение аэродинамического сопротивления частицы, либо как действие отдельных сил. Уравнение движения частицы в потоке плазмы можно записать в следующем виде [5]:

$$\rho_{\text{ч}} \frac{dV_{\text{ч}}}{dt} = c_d \frac{3\rho_{\text{ч}}(V_{\text{п}} - V_{\text{ч}})^2}{4d_{\text{ч}}} \left(1 + \frac{\rho_{\text{ч}} d_{\text{ч}}^2}{8\mu_{\text{п}}} \text{grad}(V_{\text{п}}) \right) - \frac{26\mu_{\text{п}}^2}{\rho_{\text{п}} T_{\text{п}} d_{\text{ч}}^2} \left(\frac{\lambda_{\text{п}}}{2\lambda_{\text{п}} + \lambda_{\text{ч}}} \right) \text{grad}(T_{\text{п}}),$$

где $\rho_{\text{ч}}$ — плотность материала частицы; $V_{\text{ч}}$ и $V_{\text{п}}$ — скорости частицы и плазмы; $d_{\text{ч}}$ — диаметр частицы; $\rho_{\text{п}}$ — плотность плазмы; c_d — коэффициент лобового сопротивления частицы в потоке плазмы; $\mu_{\text{п}}$ — вязкость плазмы; $\lambda_{\text{п}}$ — теплопроводность плазмы; $\lambda_{\text{ч}}$ — теплопроводность материала частицы; $T_{\text{п}}$ — температура плазмы.

Зная теплофизические свойства материала частицы, а также тепловые и газодинамические свойства плазменного потока, можно рассчитать траекторию и скорость движения частицы, а также ее температуру.

Рассматривая нагрев отдельной частицы, можно использовать уравнение теплопроводности в виде

$$\rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \frac{dT_{\text{ч}}}{dt} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda_{\text{ч}} \frac{dT_{\text{ч}}}{dr} \right) = 0.$$

Первый член в этом уравнении характеризует тепловой поток, нагревающий частицу, второй член — тепловой поток внутри частицы. Лучистый поток теплоты с поверхности частицы учтен в следующем граничном условии:

$$\lambda_{\text{ч}} \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R} - \alpha \left(\frac{h_{\text{п}}}{c_{\text{ч}}} - T_{\text{ч}} \Big|_{r=R} \right) + \varepsilon \sigma T^4 = 0,$$

где R — радиус частицы; α — коэффициент теплоотдачи; $h_{\text{п}}$ — энтальпия плазменного потока; $c_{\text{ч}}$ — теплоемкость материала частицы.

Для рассматриваемых условий критерий Био ($\text{Bi} = \frac{\alpha d_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ч}}}$), характеризующий соотношение между интенсивностью теплообмена частицы с плазмой и полем температур внутри частицы, значительно меньше единицы. Аналогичные условия могут иметь место при низких коэффициентах теплоотдачи и малых размерах частиц. В этом случае уравнение нагрева частиц можно представить в следующем виде:

$$\rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \frac{dT_{\text{ч}}}{dt} = \frac{6\alpha}{d_{\text{ч}}} \left(\frac{h_{\text{п}}}{c_{\text{п.ч}}} - T_{\text{ч}} \right) - \frac{6\varepsilon}{d_{\text{ч}}} \sigma T_{\text{ч}}^4,$$

где $c_{\text{п.ч}}$ — теплоемкость плазмы при температуре частицы.

Рассматривая характер движения и нагрева частиц в зависимости от различных теплофизических характеристик материала, угла подачи в поток плазмы, используют уравнения движения частицы, имеющие вид

$$\begin{cases} m \frac{dV_x}{dt} = c_d \rho_{\text{п}} \frac{(V_{\text{п}}(x) - V_x)^2}{2} S; \\ m \frac{dV_y}{dt} = c_d \rho_{\text{п}} \frac{(V_{\text{п}}(y) - V_y)^2}{2} S + mg, \end{cases}$$

где S — поперечное сечение частицы ($S = \frac{\pi d_{\text{ч}}^2}{4}$); m — масса частицы ($m = \frac{\pi d_{\text{ч}}^3 \rho_{\text{ч}}}{6}$).

Для вычисления коэффициента лобового сопротивления частицы c_d можно использовать аппроксимацию $c_d = \frac{A}{\text{Re}}$, где A — коэффициент, постоянный в пределах некоторой области числа Рейнольдса Re :

$$\text{Re} = \frac{(V_{\text{п}} - V_{\text{ч}}) \rho_{\text{п}} d_{\text{ч}}}{\mu_{\text{п}}},$$

где V_{Π} , ρ_{Π} , μ_{Π} — определяются по параметрам набегающего плазменного потока.

Учитывая изложенное, уравнения можно записать как

$$\begin{cases} \frac{dV_x}{dt} = \frac{3}{4} \frac{A\mu_{\Pi}}{d_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}} (V_{\Pi}(x) - V_x); \\ \frac{dV_y}{dt} = \frac{3}{4} \frac{A\mu_{\Pi}}{d_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}} (V_{\Pi}(y) - V_y) + g. \end{cases}$$

Вводя обозначение $n = \frac{3A\mu_{\Pi}}{4d_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}$ и считая, что плазменный поток обладает только осевой составляющей скорости, получим решение уравнений

$$\begin{cases} V_x = V_{\Pi}(x)[1 - e^{-nt}] + V_{x0}e^{-nt}; \\ V_y = V_{y0}e^{-nt} + \frac{g}{n}[1 - e^{-nt}]; \end{cases}$$

здесь V_{x0} и V_{y0} — составляющие скорости частиц, определяемые условиями инжекции порошка в плазменный поток.

При расчетах коэффициент аэродинамического сопротивления c_d для $\text{Re} < 1$ определялся по формуле

$$c_d = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re} \right),$$

а при $\text{Re} = 1 \dots 500$

$$c_d = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}^{2/3} \right).$$

Рассчитывать температуру частиц удобно, используя упрощенное уравнение теплового баланса. Так, при небольшой степени ионизации плазмы энтальпийный напор в уравнении можно заменить температурным:

$$\rho_{\text{ч}}c_{\text{ч}} \frac{dT_{\text{ч}}}{dt} = \frac{6\alpha_{\Pi}}{d_{\text{ч}}} (T_{\Pi} - T_{\text{ч}}) - \frac{6\varepsilon}{d_{\text{ч}}} \sigma T_{\text{ч}}^4,$$

а при малых лучистых потерях

$$\frac{dT_{\text{ч}}}{dt} = k_a (T_{\Pi} - T_{\text{ч}}),$$

где $k_a = \frac{6\alpha_{\Pi}}{\rho_{\text{ч}}d_{\text{ч}}c_{\text{ч}}}$.

Решение уравнения относительно $T_{\text{ч}}$ для начального условия $T_{\text{ч}} \Big|_{t=0} = T_{\text{ч}0}$ имеет вид

$$T_{\text{ч}} = T_{\Pi}(1 - e^{-k_a t}) + T_{\text{ч}0}e^{-k_a t}.$$

Коэффициент теплоотдачи α можно определить из следующих соотношений:

$$Nu = \frac{\alpha d_{ч}}{\lambda_{ч}};$$

$$Nu = (2 + 0,6Re_b^{0,5}Pr_b^{1/3}) \left(\frac{\rho_{п}\mu_{п}}{\rho_{п.ч}\mu_{п.ч}} \right)^{0,8} \left(\frac{c_{п}}{c_{п.ч}} \right)^{0,38}.$$

Индекс “ b ” относится к приповерхностной области частицы: $T_b = (T_{п} + T_{ч})/2$.

Индекс “п.ч” обозначает параметры плазмы при температуре поверхности:

$$Re = \frac{(V_{п} - V_{ч})\rho_b d_{ч}}{\mu_b}; \quad Pr = \frac{c_{п.ч}\mu_b}{\lambda_b}; \quad \alpha = \frac{Nu\lambda_{п}}{d_{ч}}.$$

Расчеты проводились для конструкции микроплазмотрона, представленной на рис. 1.

В процессе расчетов варьировались следующие параметры: геометрические размеры газоразрядного тракта микроплазмотрона (l_k, d_k, l_a, d_a); координата ввода порошка в плазменную дугу (l_1); величины и соотношение расходов плазмообразующего и транспортирующего газов ($G_1, G_2, G_1/G_2$); ток и напряжение дугового разряда (I_d, U_d); размер частиц порошка ($d_{ч}$); материал частицы.

Перед тем, как рассчитывать параметры частиц для заданных геометрических размеров газоразрядного канала микроплазмотрона, расходы плазмообразующего и транспортирующего газов и тока дуги по модели, приведенной в работе [6], определяли распределение параметров плазмы по радиусу и длине канала. Полученные результаты записывались в базу данных и использовались в дальнейших расчетах по приведенной модели.

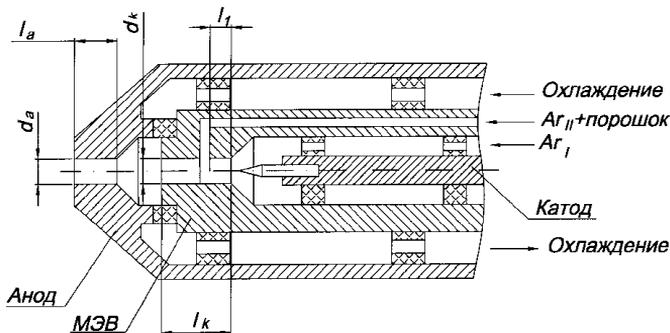


Рис. 1. Схема микроплазмотрона

Используя предложенную модель, рассчитали и построили графики нагрева частиц из различных материалов в плазменной дуге в зависимости от размера, теплофизических характеристик и технологических параметров плазменного напыления.

На рис. 2 и 3 приведены характерные расчетные значения температуры частиц в канале микроплазмотрона и в истекающей плазменной струе, а также расчетные значения траектории частиц для разных материалов и параметров работы микроплазмотрона.

Из графиков видно, что рост температуры частиц продолжается и за срезом сопла плазмотрона, так как температура плазменной струи на расстоянии 20...25 мм остается выше температуры плавления частиц. Тем не менее, на расстоянии более 5 мм от среза сопла частицы начинают остывать. В первую очередь это связано с тем, что аргоновая струя плазмы интенсивно перемешивается с воздухом и значительно изменяет свои теплофизические свойства. Причем наиболее интенсивно охлаждаются мелкие частицы (см. рис. 2, а).

На рис. 2, б приведено изменение температуры частиц в плазменной дуге и струе для разных материалов. Наиболее интенсивно по сравнению с частицами алюминия и никеля нагреваются частицы титана. Это связано, с одной стороны, с его низкой теплопроводностью и более высокими градиентами температуры вглубь частицы и, с другой стороны, с более низкой удельной теплоемкостью.

На рис. 3, а приведены траектории частиц разного диаметра. Легкие частицы быстрее теряют радиальную составляющую скорости, полученную в транспортирующем канале, и на выходе имеют более компактный профиль распределения. Также влияет и расход транспортирующего газа (см. рис. 3, б). Чем больше расход газа, тем выше ради-

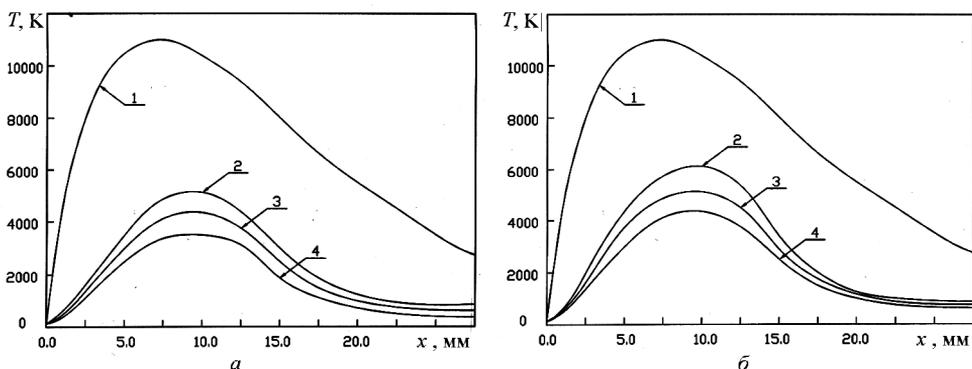


Рис. 2. Зависимость температуры частиц от их диаметра (а) и материала (б):
 $W_{стр} = 500$ Вт; $G_{п} = 1,5$ л/мин; $G_{тр} = 1,0$ л/мин; $d_{к} = 1,5$ мм; $l_{к} = 8$ мм; 1, 2, 3, 4 — плазма; $d_{ч} = 50; 75; 100$ мкм (а) соответственно; 1, 2, 3, 4 — плазма; титан; алюминий; никель (б) соответственно

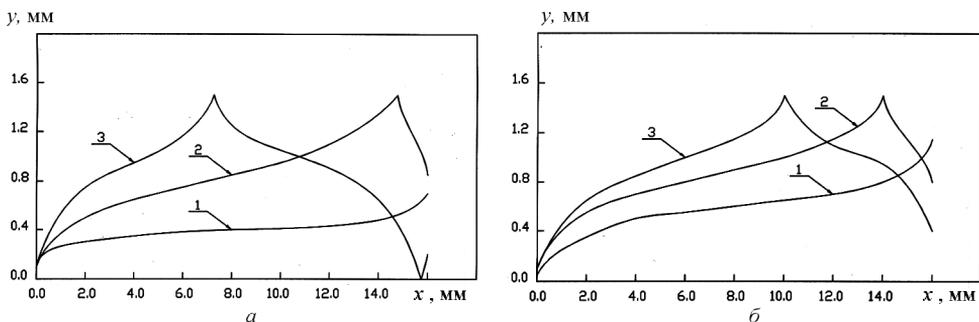


Рис. 3. Траектории частиц различного диаметра (а) и частиц при различных расходах транспортирующего газа (б):

$W_{\text{стр}} = 500$ Вт; $\alpha = 45^\circ$; $G_{\text{ТР}} = 1, 5$ л/мин; $d_{\text{к}} = 1, 5$ мм; 1, 2, 3 — $d_{\text{ч}} = 20; 60; 100$ мкм (а); 1, 2, 3 — $G_{\text{ТР}} = 1, 0; 2, 0; 3, 0$ л/мин; $d_{\text{ч}} = 50$ мкм (б)

альная скорость частиц и более размыт профиль распределения частиц по струе на выходе из канала.

Выводы. 1. Расчеты, проведенные в широком диапазоне изменения параметров, позволили оптимальным образом спроектировать геометрию разрядного канала и выбрать режимы работы микроплазмотрона для различных порошковых материалов.

2. Разработанная математическая модель может быть использована в качестве инженерной методики оценки технологических режимов при напылении различных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Н. П., Суслов В. И., Тихомиров А. Е., Гусарин О. Г. Новый подход к проблеме восстановления деталей и узлов газотурбинных установок из высоколегированных сплавов // Тез. докл. Междунар. конф. "Передовые технологии на пороге XXI века" ICAT'98, 5–9 октября 1998 г. – М.: НИЦ "Инженер". С. 235–238.
2. Суслов В. И., Дюмин М. И., Маликов В. Н., Вагапов А. Б. Математическая модель динамики частиц в канале аргонового микроплазмотрона для атмосферного напыления // Тез. докл. IV Межгосударственного симпозиума по радиационной плазмодинамике. – М., 1997.
3. Дюмин М. И., Козлов Н. П., Суслов В. И., Баринов В. В. Применение микроплазменной технологии при восстановлении рабочей лопатки турбины энергетической установки // Тез. докл. Российской науч.-техн. конф. "Теплофизика процессов горения и охрана окружающей среды", 23–25 сентября, 1999 г., Рыбинск–Москва.
4. Ющенко К. А., Борисов Ю. С., Переверзев Ю. Н. Микроплазменное напыление покрытий // Труды V Междунар. конф. "Пленки и покрытия'98", 23–25 сентября, 1998 г., С.Петербург. – 1998. – С. 98–100.
5. Дресвин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубник В. С. Физика и техника низкотемпературной плазмы. – М.: Атомиздат, 1972. – 352 с.

6. Козлов Н. П., Пекшев А. В., Протасов Ю. С., Суслов Н. И. Теплофизические аспекты проблемы создания плазменных хирургических установок и комплексов // Материалы I Всесоюзного симпозиума по радиационной плазмодинамике. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 498–552.

Статья поступила в редакцию 18.10.2002

Максим Иванович Дюмин родился в 1970 г., окончил в 1993 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Инженер отдела плазменных технологий ЗАО “Сантэл”. Автор 5 научных работ в области физики и техники низкотемпературной плазмы.

M.I. Dyumin (b. 1970) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1993. Engineer of department for plasma technologies in close corporation “SANTEL”. Author of 5 publications in the field of physics and technology of low-temperature plasma.

Николай Павлович Козлов родился в 1929 г., окончил в 1954 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор, заведующий отделом НИИ “Энергетическое машиностроение” МГТУ им. Н.Э. Баумана, лауреат Государственной премии СССР и премии Совета Министров СССР, заслуженный деятель науки и техники РФ, академик Академии медико-технических наук РФ и Академии проблем безопасности, обороны и правопорядка РФ. Автор более 350 научных работ и изобретений в области физики и техники низкотемпературной плазмы.



N.P. Kozlov (b. 1929) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1954. D. Sc. (Eng.), professor, head of department in the Research Institute for Power Machinery of the Bauman Moscow State Technical University, winner of the USSR State Prize and Prize of Council of Ministers of the USSR, honoured worker of science and technology of the RF, academician of Academy of medical-and-technical sciences of the RF and Academy of problems of security, defense and law-and-order of the RF. Author of over 350 publications and inventions in the field of physics and technology of low-temperature plasma.

Виктор Иванович Суслов родился в 1955 г., окончил в 1977 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, начальник отдела плазменных технологий ЗАО “Сантэл”. Автор более 50 научных работ и изобретений в области физики и техники низкотемпературной плазмы.

V.I. Suslov (b. 1955) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1977. Ph. D. (Eng.), head of department for plasma technologies in close corporation SANTEL. Author of over 50 publications and inventions in the field of physics and technology of low-temperature plasma.