



ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА С ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ЧАСТИЦЕЙ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Ю. С. БОРИСОВ, д-р техн. наук, А. С. ЗАЦЕРКОВНЫЙ, инж., И. В. КРИВЦУН, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложен подход для расчета потоков энергии ионов и электронов плазмы на поверхность частицы дисперсного материала, находящейся в плазме инертного газа атмосферного давления, а также потерь энергии на испарение ее материала.

Ключевые слова: плазменное напыление, частица, плазма, тепловой поток, слой Кнудсена, испарение

Существует множество подходов и моделей для расчета теплового потока из плазмы в обтекаемую нею одиночную частицу, в которых учитываются различные механизмы теплообмена в рассматриваемой системе. Основные механизмы обмена энергией между потоком изотермической плазмы атмосферного давления и частицей дисперсного материала применительно к условиям плазменного напыления покрытий описаны в работе [1]. Там же предложено выражение для определения энергетического баланса поверхности сферической частицы, находящейся в потоке плазмы атомарного газа:

$$-\left(\chi_m \frac{\partial T_m}{\partial r}\right)_{r=a} = Q_c + Q_r + Q_i + Q_e - Q_v, \quad (1)$$

где χ_m — коэффициент теплопроводности материала частицы; a — радиус частицы; $T_m(r)$ — температурное поле в частице; Q_c — конвективно-кондуктивный тепловой поток из плазмы в частицу; Q_r — результирующий поток энергии теплового излучения; Q_i , Q_e — потоки энергии, переносимой на поверхность частицы соответственно ионами и электронами плазмы; e — заряд электрона; Q_v — поток энергии испарения, уносимой с поверхности частицы струей расширяющегося пара. В работе [1] проведен детальный анализ конвективно-кондуктивной и радиационной составляющих теплообмена в рассматриваемой системе. В частности, показано, что у алюминиевой частицы, обтекаемой аргоновой плазмой атмосферного давления, при температуре невозмущенного плазменного потока $T_p > 8000$ К величина Q_r вносит более существенный вклад в энергетический баланс поверхности частицы, чем его конвективно-кондуктивная составляющая Q_c .

Настоящая работа посвящена исследованию остальных составляющих энергетического баланса (1) в случае обтекания частицы потоком плазмы инертного газа при условии, что радиус частицы значительно больше характерной длины свободного пробега $\bar{\lambda}$ частиц окружающей плазмы. На-

ряду с радиационным теплообменом при высокой температуре, а следовательно, и степени ионизации плазменного потока важную роль в энергобалансе поверхности частицы могут играть электронная и ионная компоненты плазмы. Это связано с тем, что, кроме энергии теплового движения, которая учтена при вычислении Q_c , электроны, достигающие поверхности частицы, передают ей энергию своего направленного движения, а ионы передают как кинетическую энергию, приобретаемую ими в электрическом поле, формирующемся вблизи поверхности частицы, так и внутреннюю энергию, выделяющуюся при их поверхностной рекомбинации [2]. Следует особо отметить, что за счет испарения материала частицы при значениях температуры ее поверхности T_{ms} , близких к температуре кипения T_b , приповерхностная плазма может стать многокомпонентной, содержащей наряду с частицами плазмообразующего газа атомы и ионы испаренного материала.

Для описания этих процессов и анализа тепловых потоков Q_i , Q_e используем метод, подробно изложенный в работе [3], согласно которому плазма, окружающая частицу, условно делится на несколько зон (рис. 1). Первая зона, непосредственно

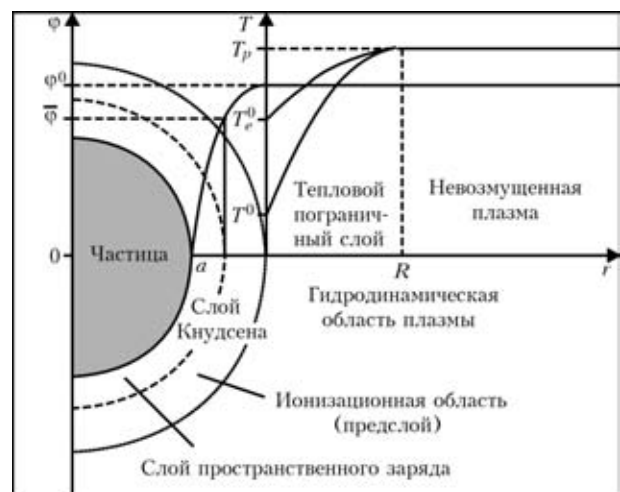


Рис. 1. Структура приповерхностной плазмы, распределение потенциала, температуры электронов и тяжелых частиц плазмы (см. обозначения в тексте)



примыкающая к поверхности частицы, — слой пространственного заряда, где нарушается условие квазинейтральности плазмы и возникает основное падение потенциала между плазмой и частицей. Этот слой можно считать бесстолкновительным, поскольку при рассматриваемых в данной работе условиях его толщина, соизмеримая с радиусом Дебая $r_D \leq 1 \cdot 10^{-1}$ мкм [3], оказывается существенно меньше характерной длины свободного пробега частиц плазмы $\bar{\lambda} \leq 10$ мкм (оценки проведены для аргоновой плазмы атмосферного давления при температуре 10000 К).

Вторая зона — ионизационная область неизо-термической квазинейтральной плазмы, или пред-слой, где происходит генерация заряженных частиц за счет ионизации электронами плазмы атомов газа, десорбирующихся с поверхности частицы, и испаряющихся атомов ее материала. Образующиеся здесь ионы ускоряются по направлению к поверхности частицы электрическим полем, создаваемым более подвижными электронами, и рекомбинируют вблизи указанной поверхности. Таким образом, в пределах данной области нарушаются условия локального ионизационного равновесия плазмы. Кроме того, здесь происходит заметное изменение потенциала плазмы, которое может быть соизме-римо с его падением в слое пространственного заряда [3].

На расстоянии от поверхности частицы, равном нескольким длинам свободного пробега частиц плазмы, проходит граница слоя Кнудсена (см. рис. 1), за которой начинается гидродинамическая область течения, где устанавливается локальное термодинамическое равновесие как по поступатель-ным, так и внутренним степеням свободы плаз-менных частиц. Поскольку предполагается, что толщина слоя Кнудсена меньше радиуса напыляе-мой частицы, этот слой, а тем более слой про-странственного заряда, будем в дальнейшем считать плоскими.

В рамках описанного подхода плазма факти-чески состоит из двух основных областей — не-равновесной (слой Кнудсена) и равновесной (гид-родинамическая область течения), для которой пер-вая область играет роль поверхности разрыва [3]. Следует отметить, что гидродинамическая область плазмы так же, как и слой Кнудсена, может быть условно разделена на две зоны (см. рис. 1) — тепловой пограничный слой, в пределах которого происходит выравнивание температуры электронов T_e и тяжелых частиц T с температурой невоз-мущенного плазменного потока T_p , и область невоз-мущенной плазмы.

Для расчета величин Q_e , Q_i , входящих в баланс энергии (1), необходимо определить потоки энергии электронов и ионов на поверхность час-тицы при условии, что суммарная плотность элек-трического тока между плазмой и этой поверх-ностью равна нулю, поскольку частица имеет «пла-вающий» потенциал. Считая, что перенос тока в слое Кнудсена осуществляется только электронами и ионами, приходящими на поверхность частицы из плазмы (предполагается, что все ионы, понав-шие на поверхность, рекомбинируют там и воз-

вращаются назад в плазму в виде атомов, потоки электронов, эмитируемых материалом частицы, и электронов, отраженных от ее поверхности, от-сутствуют), это условие можно записать в виде

$$j_e - \sum_{\alpha = g, m} j_{i\alpha} = 0, \quad (2)$$

где j_e — плотность тока плазменных электронов, достигающих поверхности частицы; $j_{i\alpha} = e\bar{n}_{i\alpha}\bar{V}_{i\alpha}$ — плотность тока ионов сорта α ($\alpha = g$ соответствует ионам плазмообразующего газа, $\alpha = m$ — ионам материала частицы); $\bar{n}_{i\alpha}$, $\bar{V}_{i\alpha}$ — соответственно концентрация и скорость ионов на границе пред-слоя с бесстолкновительным слоем простран-ственного заряда.

При рассматриваемых условиях распределе-ние концентрации электронов в слое Кнудсена может быть принято больцмановским с температурой T_e^0 , постоянной по его толщине [3]. Кроме того, поскольку потенциал плазмы выше потенциала по-верхности частицы, электроны тормозятся элек-трическим полем вблизи указанной поверхности. В этом случае плотность тока электронов, дости-гающих поверхности частицы, может быть вычис-лена с помощью известного соотношения:

$$j_e = \frac{1}{4}en_e^0v_{T_e}^0 \exp\left(-\frac{e\varphi^0}{kT_e^0}\right), \quad (3)$$

где n_e^0 и $v_{T_e}^0 = \sqrt{8kT_e^0/\pi m_e}$ — соответственно кон-центрация и тепловая скорость электронов на внеш-ней границе слоя Кнудсена; k — постоянная Боль-цмана; $\varphi^0 > 0$ — потенциал плазмы относительно поверхности частицы (см. рис. 1); m_e — масса электрона.

Для вычисления значений ионных токов, те-кущих на поверхность частицы, необходимо рас-смотреть процессы в ионизационной области. С этой целью используем подход, предложенный в работе [4], который основывается на предполо-жении, что ионы в предслое плазмы интенсивно максвеллизируются и приобретают общую скорость направленного движения, значение которой на гра-нице ионизационной области и слоя простран-ственного заряда определяется следующим выра-жением [3]:

$$\bar{V}_{i\alpha} = \bar{V}_i = \sqrt{\frac{\sum_{\alpha = g, m} (1 + T^0/T_e^0)n_{i\alpha}^0}{kT_e^0} \frac{\sum_{\alpha = g, m} M_{\alpha}n_{i\alpha}^0}{\sum_{\alpha = g, m} M_{\alpha}n_{i\alpha}^0}}. \quad (4)$$

Здесь $n_{i\alpha}^0$ — концентрации ионов плазмы на внешней границе слоя Кнудсена (для ионов всех сортов); M_{α} — масса соответствующего иона (ато-ма); T^0 — температура тяжелых частиц плазмы, предполагаемая постоянной в пределах предслоя. В рамках используемого подхода концентрация заряженных частиц на внешней границе слоя про-странственного заряда (с учетом квазинейтрально-



ти плазмы в ионизационной области) определяется следующим образом [3]:

$$\bar{n}_e = n_e^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right); \bar{n}_{i\alpha} = n_{i\alpha}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right); \alpha = g, m. \quad (5)$$

Тогда, используя (4), (5), можно записать выражения для плотности ионных токов на поверхности частицы в виде

$$j_{i\alpha} = en_{i\alpha}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \bar{V}_i, \quad \alpha = g, m. \quad (6)$$

Полученные выражения для $j_{i\alpha}$ отличаются от использованных в работе [2] тем, что позволяют учесть снижение концентрации ионов в пределах предлоя, а также то обстоятельство, что и скорость ионов на его внутренней границе должна удовлетворять критерию образования слоя пространственного заряда, т. е. критерию Бома [5].

Определив электронную и ионные составляющие электрического тока, текущего из плазмы на поверхность частицы, можно найти потенциал плазмы относительно этой поверхности. Подставляя (3) и (6) в условие (2) и учитывая квазинейтральность плазмы на внешней границе слоя Кнудсена, получаем

$$\phi^0 = \bar{\phi} + \frac{1}{2} \frac{kT_e^0}{e},$$

$$\text{где } \bar{\phi} = \frac{kT_e^0}{e} \ln \sqrt{\frac{\sum_{\alpha=g, m} M_{\alpha} n_{i\alpha}^0}{2\pi m_e \sum_{\alpha=g, m} (1 + T^0/T_e^0) n_{i\alpha}^0}} \quad -$$

значение потенциала на границе ионизационной области со слоем пространственного заряда (см. рис. 1).

Расчет величин j_e и $j_{i\alpha}$ требует знания температур T_e^0 , T^0 и концентраций n_e^0 , $n_{i\alpha}^0$ заряженных частиц плазмы на границе слоя Кнудсена с тепловым пограничным слоем. Поскольку предполагается, что плазма в гидродинамической области является ионизационно равновесной и может содержать, кроме атомов и ионов плазмообразующего газа, частицы испаренного материала, состав такой многокомпонентной плазмы можно определить, используя следующую систему уравнений [3]:

уравнения Саха

$$\frac{n_e^0 n_{i\alpha}^0}{n_{n\alpha}^0} = \left(\frac{m_e k T_e^0}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \frac{2\theta_{i\alpha}}{\theta_{n\alpha}} \exp\left[-\frac{e(U_{\alpha} - \Delta U)}{kT_e^0}\right], \quad \alpha = g, m, \quad (7)$$

где $n_{n\alpha}^0$ — концентрация атомов сорта α ; $\theta_{n\alpha}$, $\theta_{i\alpha}$ — статистические суммы атомов и ионов сорта α ; U_{α} — соответствующие значения потенциалов ионизации; $\Delta U = 2e/r_D$ — снижение потенциалов ионизации, обусловленное взаимодействием заряженных частиц в плазме; условие квазинейтральности плазмы

$$n_e^0 = \sum_{\alpha=g, m} n_{i\alpha}^0; \quad (8)$$

закон Дальтона

$$p = n_e^0 k T_e^0 + \sum_{\alpha=g, m} (n_{n\alpha}^0 + n_{i\alpha}^0) k T^0, \quad (9)$$

где p — газостатическое давление плазмы (с учетом электронного давления). В диффузионном режиме испарения материала частицы эта величина может быть принята равной внешнему (атмосферному) давлению p^0 . Для замыкания системы уравнений (7)–(9) необходимо еще одно условие, определяющее концентрацию частиц пара, которые присутствуют в приповерхностной плазме. Предполагая, что скорость диффузии пара мала, т. е. состояние пара близко к насыщению, в качестве такого условия можно выбрать равенство парциального давления тяжелых частиц испаренного материала на внешней границе слоя Кнудсена давлению насыщенного пара p_s над поверхностью частицы, имеющей температуру T_{ms} :

$$(n_{nm}^0 + n_{im}^0) k T^0 = p_s = p^0 \left(\frac{T_b}{T_{ms}}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{\lambda_v}{k} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_{ms}}\right)\right], \quad (10)$$

где λ_v — работа выхода атома материала частицы, положив при этом $T^0 = T_{ms}$.

Значение температуры электронов T_e^0 на границе слоя Кнудсена можно определить путем совместного решения уравнения баланса энергии электронной компоненты плазмы в тепловом пограничном слое

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - \beta (T_e - T) = 0 \quad (11)$$

и соответствующего уравнения для температуры тяжелых частиц

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \beta (T_e - T) = 0. \quad (12)$$

Здесь χ_e — коэффициент электронной теплопроводности; $\bar{\chi}$ — коэффициент теплопроводности тяжелых частиц (атомов и ионов); β — коэффициент энергообмена электронов с тяжелой компонентой плазмы [6], при вычислении которого отношение концентрации частиц пара к полной концентрации всех тяжелых частиц плазмы в пределах теплового пограничного слоя будем приближенно считать постоянным, равным своему значению на границе слоя Кнудсена $\delta_m^0 = (n_{nm}^0 + n_{im}^0) / \sum_{\alpha=g, m} (n_{n\alpha}^0 + n_{i\alpha}^0)$. Еще одним прибли-

жением, принятым при записи уравнений (11), (12), является пренебрежение конвективным переносом энергии, что, как свидетельствует дальнейший численный анализ, допустимо при скорости набегающего потока плазмы относительно частицы $u < 250$ м/с.

Учитывая принятое ранее допущение о малости толщины слоя Кнудсена по сравнению с радиусом напыляемой частицы, будем решать данные уравнения в области $a \leq r \leq R$, где R — внешний радиус теплового пограничного слоя (см. рис. 1). Краевые условия на границе указанного слоя со

слоем Кнудсена могут быть заданы следующим образом:

$$\left(\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r}\right) \Big|_{r=a} = j_e \left(\phi^0 + \frac{2kT_e^0}{e}\right) + \sum_{\alpha=g,m} j_{i\alpha} \left(\frac{2kT_e^0}{2e} + U_\alpha\right); \quad T \Big|_{r=a} = T_{ms}. \quad (13)$$

Первое условие (13) представляет собой баланс энергии в ионизационной области плазмы. Член в левой части данного условия описывает энергию, переносимую в эту область плазменными электронами, первый член в правой части — энергию, уносимую электронами на поверхность частицы, а второй — энергию, затрачиваемую на ионизацию и ускорение ионов в пределах ионизационной области.

В качестве граничных условий при $r = R$ принимаются условия равенства температуры электронов и тяжелых частиц плазмы температуре невозмущенного потока:

$$T_e \Big|_{r=R} = T \Big|_{r=R} = T_p, \quad (14)$$

а само значение R выбирается таким, чтобы выполнялись условия гладкого сопряжения:

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=R}; \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} < \varepsilon,$$

где ε — некоторая малая величина. Расчеты показали, что у частицы радиусом $a = 30$ мкм, находящейся в аргоновой плазме атмосферного давления, эти условия достаточно хорошо выполняются при $R \geq 250$ мкм во всем рассматриваемом диапазоне значений T_p и T_{ms} .

Полученные при численном решении краевой задачи (11)–(14) распределения температур T_e и T по толщине теплового пограничного слоя вокруг алюминиевой частицы радиусом 30 мкм ($T_{ms} = 1800$ К), помещенной в аргоновую плазму ($T_p = 12000$ К), представлено на рис. 2 (необходимые температурные зависимости χ_e , $\bar{\chi}$ и β рассчитаны по методике, описанной в [7]). Как следует из приведенных на этом рисунке данных, температура электронов на внешней границе слоя Кнудсена T_e^0 оказывается значительно ниже температуры невозмущенной плазмы и при выбранных значениях параметров составляет приблизительно 8000 К. При указанном значении T_{ms} плазма вблизи поверхности практически не содержит атомов и ионов материала частицы ($\delta_m^0 \cong 0,001$), т. е. является однокомпонентной. На рис. 3 показана зависимость расчетных значений T_e^0 от T_p при различных значениях температуры поверхности частицы. Результаты расчетов свидетельствуют о существенном влиянии многокомпонентности приповерхностной плазмы, связанной с наличием в ней более легкоионизируемых атомов металлического пара (потенциал ионизации аргона и алюминия соответственно равен 15,76 и 5,98 эВ), на температуру электронов и степень ионизации такой плазмы. Так, например, с повышением температуры по-

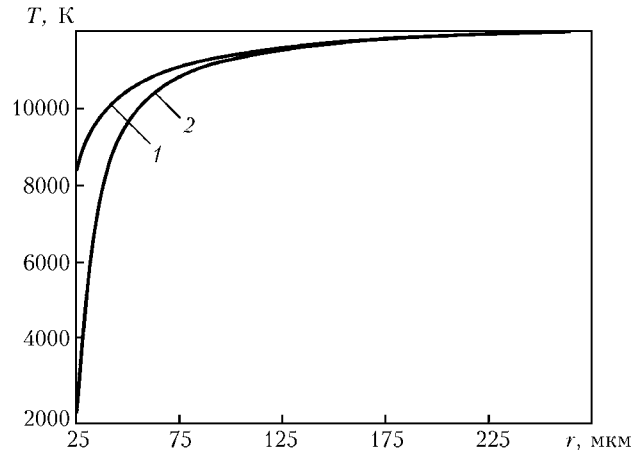


Рис. 2. Радиальные распределения температуры электронов T_e (1) и температуры тяжелой компоненты плазмы T (2) в пределах теплового пограничного слоя

верхности частицы T_{ms} и соответствующим увеличением согласно (10) концентрации частиц пара в окружающей плазме наблюдается все более заметное снижение температуры электронов на границе слоя Кнудсена по сравнению с соответствующим значением T_p (рис. 3), тогда как значение n_e^0 , наоборот, возрастает. Кроме того, увеличение δ_m^0 приводит к некоторому уменьшению потенциала плазмы ϕ^0 относительно поверхности частицы от 2,79 (при $T_{ms} = 2000$ К) до 2,21 В (при $T_{ms} = 2500$ К). В обоих случаях $T_p = 12000$ К.

Определив таким образом параметры плазмы на внешней границе слоя Кнудсена, необходимые для расчета электронного и ионного токов на поверхность частицы, можно найти соответствующие потоки энергии Q_e и Q_i . В частности, поток энергии, переносимой электронами плазмы, способными преодолеть потенциальный барьер ϕ^0 , может быть представлен в виде $j_e(\phi^0 + 2kT_e^0/e)$ (это выражение отличается от использованного в [2] наличием члена $j_e\phi^0$, который может давать существенный вклад в тепловой поток). Поскольку

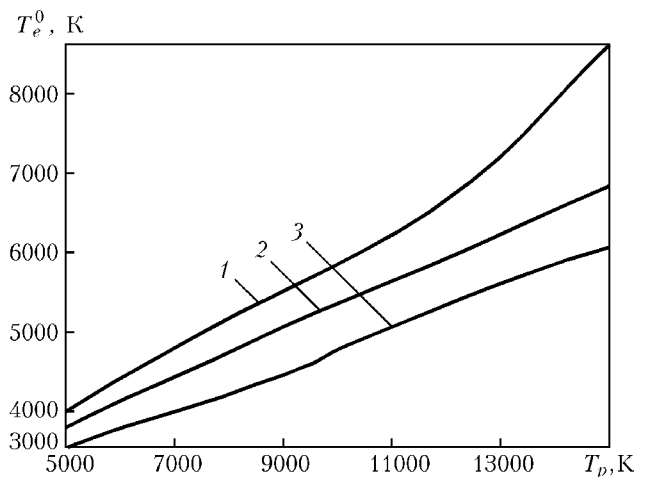


Рис. 3. Зависимость температуры электронов на внешней границе слоя Кнудсена от температуры невозмущенной аргоновой плазмы при различных значениях температуры поверхности алюминиевой частицы радиусом 30 мкм: 1 — $T_{ms} = 2000$ К ($\delta_m^0 = 0,009$); 2 — 2200 К (0,047); 3 — 2500 К (0,325)

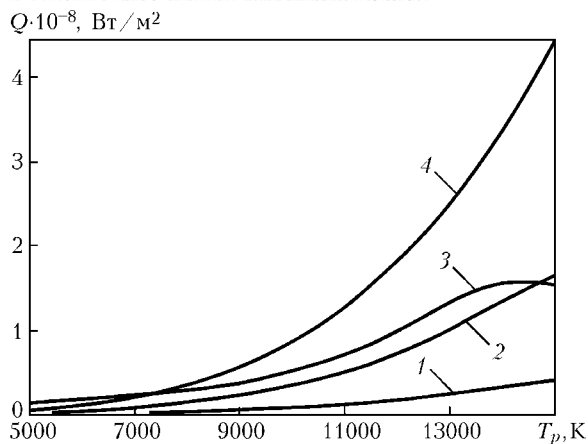


Рис. 4. Зависимость составляющих теплового потока Q на поверхность частицы от температуры невозмущенной аргоновой плазмы T_p : 1 – Q_e ; 2 – Q_i ; 3 – Q_c (при $u = 100$ м/с); 4 – Q_r

энергия теплового (хаотического) движения фактически учтена при вычислении Q_c , выражение для Q_e можем записать следующим образом:

$$Q_e = j_e(\varphi^0 + \varphi_m), \quad (15)$$

где φ_m – работа выхода электронов для данного материала частицы. В (15) предполагается, что все электроны, достигшие поверхности частицы, поглощаются ее материалом (с выделением работы выхода), а коэффициент аккомодации этой поверхностью кинетической энергии электронов равен единице.

Далее, учитывая энергию направленного движения ионов, приобретаемую ими в слое пространственного заряда, для Q_i можем записать

$$Q_i = \sum_{\alpha = g, m} j_{i\alpha}(\bar{\varphi} + U_{\alpha} - \varphi_m). \quad (16)$$

При записи выражения (16) предполагается, что коэффициент аккомодации энергии ионов поверхностью частицы также равен единице.

На рис. 4 представлена зависимость тепловых потоков энергии Q_i , Q_e на поверхность алюминиевой частицы ($a = 30$ мкм, $T_{ms} = 2000$ К) от температуры невозмущенного потока плазмы (аргоновая плазма атмосферного давления). Для сравнения здесь же показаны кривые Q_c , рассчитанные с помощью критериальной формулы [8], которая дает наилучшее совпадение с экспериментальными данными в случае обтекания частицы потоком аргоновой плазмы, и кривые Q_r , рассчитанные по методике, описанной в работе [1]. Приведенные на рис. 4 расчетные кривые свидетельствуют о том, что при высоких значениях температуры плазмы ($T_p > 10000$ К) ионная и электронная составляющие теплового потока могут вносить существенный вклад в суммарный поток тепла из плазмы на поверхность частицы.

Влияние многокомпонентности приповерхностной плазмы, обусловленной наличием в ней атомов и ионов испаренного материала, на рассматриваемые составляющие теплового потока, представлено на рис. 5, где приведены кривые $Q_i(T_p)$ и

$Q_e(T_p)$ при различных значениях температуры поверхности частицы. Кривые 2, 4 на этом рисунке соответствуют ионному и электронному тепловым потокам, вычисленным при $T_{ms} = 1800$ К. В этом случае приповерхностная плазма содержит пренебрежимо малое ($\delta_m^0 \approx 0,001$) количество частиц металла (алюминия) и указанные тепловые потоки формируются в основном за счет заряженных частиц плазмообразующего газа (аргона). При $T_{ms} = 2400$ К содержание пара в приповерхностной плазме намного выше ($\delta_m^0 = 0,180$), т. е. плазма становится существенно многокомпонентной, что при $T_p > 10000$ К приводит к более высоким значениям тепловых потоков Q_i и Q_e (ср. кривые 1–4 рис. 5). Это связано с тем, что несмотря на соответствующее снижение T_e^0 по отношению к T_p (см. рис. 2, 3) увеличение содержания в плазме легкоионизируемых атомов металла с ростом T_{ms} приводит к увеличению концентрации заряженных частиц, определяющих согласно (3), (6), (15), (16) указанные тепловые потоки.

Если температура поверхности частицы превышает температуру кипения ее материала (давление насыщенного пара становится больше атмосферного), начинается расширение пара, который оттесняет плазму внешнего газа, и диффузионный режим испарения сменяется конвективным. В результате приповерхностная плазма снова становится однокомпонентной, но при этом содержит только частицы испаренного материала. Состав такой плазмы можно рассчитать с помощью уравнений (7)–(9), положив в них $n_{ng} = n_{ig} = 0$ и дополнив эту систему уравнений соотношениями, определяющими концентрацию и температуру тяжелых частиц расширяющегося пара вблизи поверхности частицы. При конвективном режиме испарения для нахождения $n_{nm}^0 + n_{im}^0$ и T_0 будем использовать выражения, полученные в работе [9] применительно к случаю поверхностного испарения в среду с противодействием:

$$\frac{n_{nm}^0 + n_{im}^0}{n_{ms}} = \left\{ \left(\gamma_m^2 + \frac{1}{2} \right) \exp(\gamma_m^2) [1 - \Phi(\gamma_m)] - \frac{\gamma_m}{\sqrt{\pi}} \right\} \times \\ \times \sqrt{\frac{T_{ms}}{T^0}} + \frac{1}{2} \left\{ 1 - \gamma_m \sqrt{\pi} \exp(\gamma_m^2) [1 - \Phi(\gamma_m)] \right\} \frac{T_{ms}}{T^0}; \quad (17)$$

$$\frac{T^0}{T_{ms}} = 1 + \frac{\gamma_m^2 \pi}{32} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{64}{\gamma_m^2 \pi}} \right).$$

Здесь $n_{ms} = p_s / kT_{ms}$ – концентрация насыщенного пара, соответствующая данной температуре поверхности частицы;

$$\gamma_m = v^0 \left(\frac{M_m}{2kT^0} \right)^{1/2},$$

где v^0 – скорость разлета ионизированного пара на внешней границе слоя Кнудсена; M_m – масса атома металла; $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$ – интеграл вероятности. Следует отметить, что v^0 является

внешним параметром и определяется условиями расширения пара в гидродинамической области. Кроме того, согласно работе [9], указанная величина должна удовлетворять условию $M \leq 1$, где $M = \frac{v^0}{s^0}$ — число Маха; $s^0 = \sqrt{5kT^0/3M_m}$ — местная скорость звука. Для численной оценки v^0 будем приближенно считать, что в случае небольших значений числа Маха расширение ионизированного пара происходит в условиях, когда давление на границе слоя Кнудсена с тепловым пограничным слоем постоянно и равно внешнему давлению, т. е. при $n_e^0 k T_e^0 + (n_{nm}^0 + n_{im}^0) k T^0 = p^0$, где зависимость величин $n_{nm}^0 + n_{im}^0$, T^0 от безразмерной скорости γ_m определяются соотношениями (17).

Температура электронов, входящая в (7), (9), может быть определена путем решения уравнений баланса энергии электронов и тяжелой компоненты плазмы в пределах теплового пограничного слоя с учетом конвективного охлаждения приповерхностной плазмы потоком пара:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_e [\frac{5}{2} k T_e + e U_m] v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) - \beta (T_e - T);$$

$$\frac{5}{2} k (n_{nm} + n_{im}) v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \chi \frac{\partial T}{\partial r}) + \beta (T_e - T), \quad (18)$$

где скорость разлета и суммарная концентрация тяжелых частиц пара связаны уравнением непрерывности, что дает $(n_{nm} + n_{im})v = \frac{(n_{nm}^0 + n_{im}^0)v^0 a^2}{r^2}$.

Краевые условия для уравнений (18) на внешней границе теплового пограничного слоя (при $r = R$) сохраняют вид (14), тогда как условия на границе этого слоя со слоем Кнудсена несколько изменяются по сравнению с (13):

$$\left(\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) |_{r=a} = j_e \left(\phi^0 + \frac{2kT_e^0}{e} \right) + j_{im} \left(\frac{2kT_e^0}{e} + U_m \right) + n_e^0 \left(\frac{5}{2} k T_e^0 + e U_m \right) v^0; \quad T |_{r=a} = T^0.$$

Здесь первое условие, описывающее баланс энергии ионизационной области плазмы, записано с учетом энергии, уносимой из этой области электронной компонентой ионизированного пара при его расширении.

Численное решение уравнений (18) для алюминиевой частицы, находящейся в струе аргоновой плазмы, показывает, что результирующие значения температуры электронов на границе слоя Кнудсена при конвективном режиме испарения материала частицы оказываются существенно ниже, чем при диффузионном (ср. кривые 1–3 рис. 6), что связано с охлаждением плазмы потоком расширяющегося пара. В результате степень ионизации приповерхностной плазмы снижается настолько, что тепловые потоки Q_i и Q_e , пропорциональные концентрации заряженных частиц на границе слоя Кнудсена, становятся пренебрежимо малыми. Кроме того, при конвективном режиме испарения (за счет интенсивного выноса потоком пара тепловой

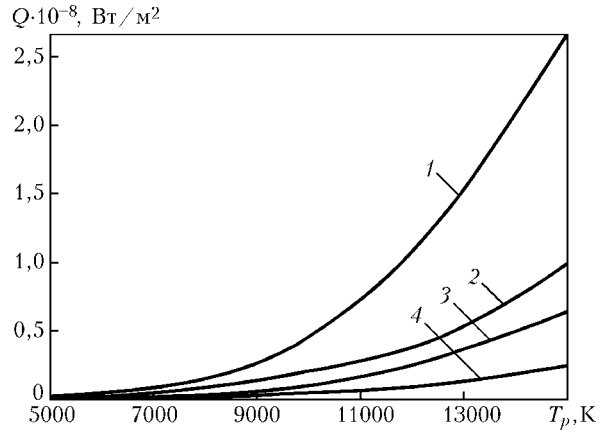


Рис. 5. Зависимость потоков энергии ионов (1, 2) и электронов (3, 4) на поверхность алюминиевой частицы радиусом 30 мкм от температуры невозмущенной плазмы T_p : 1, 3 — $T_{ms} = 2400$ К ($\delta_m = 0,180$); 2, 4 — 1800 К ($\delta_m = 0,001$)

энергии частиц плазмы из пограничного слоя) должен снижаться и конвективно-кондуктивный тепловой поток Q_c . Вместо них существенную роль в энергетическом балансе частицы начинает играть испарительное охлаждение ее поверхности. Зная концентрацию тяжелых частиц пара и скорость его разлета на внешней границе слоя Кнудсена, можно вычислить энергию, уносимую с единицы поверхности частицы потоком пара. Пренебрегая тепловой энергией частиц пара по сравнению с энергией испарения для расчета величины Q_v можем использовать следующее выражение [10]:

$$Q_v = (n_{nm}^0 + n_{im}^0) v^0 \lambda_v. \quad (19)$$

Отметим здесь, что, поскольку в режиме расширения пара значения концентрации ионов на внешней границе слоя Кнудсена ничтожно малы, значение n_{im}^0 в выражении (19) можно положить равным нулю.

Результаты расчетов теплового потока Q_v для алюминиевой частицы радиусом 30 мкм, находящейся в потоке аргоновой плазмы атмосферного давления и имеющей температуру поверхности $T_{ms} = 2800$ К ($T_b = 2720$ К), представлены на рис. 7

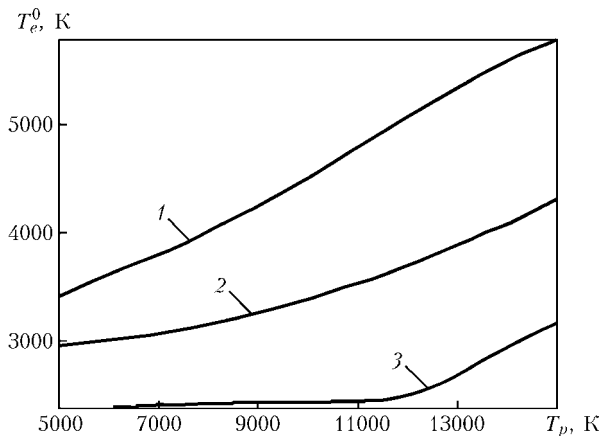


Рис. 6. Зависимость температуры электронов на внешней границе слоя Кнудсена от температуры невозмущенной аргоновой плазмы при различных значениях температуры поверхности алюминиевой частицы радиусом 30 мкм: 1 — $T_{ms} = 2700$ К (диффузионный режим испарения материала частицы); 2 — 2750 К ($M = 0,09$); 3 — 2800 К ($M = 0,26$)

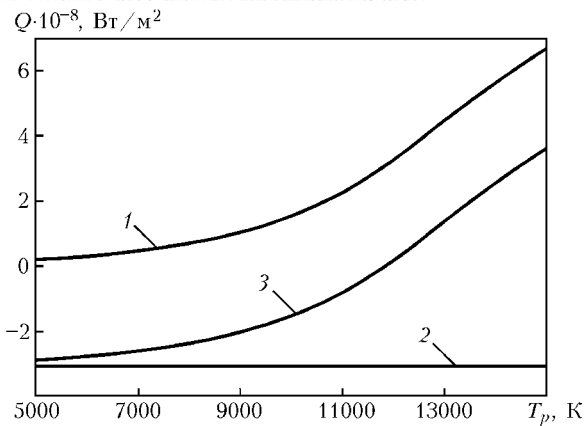


Рис. 7. Результирующий тепловой поток (3) и его составляющие (1 – Q_r , 2 – Q_v) при конвективном режиме испарения материала частицы

(поскольку указанный тепловой поток описывает потерю энергии частицей, он был взят со знаком минус). Здесь же приведены соответствующие кривые $Q_r(T_p)$ и результирующего теплового потока через поверхность частицы. Как следует из рисунка, влияние T_p на величину Q_v практически не проявляется (кривая 2, рис. 7), что, как уже было отмечено, связано с существенным снижением степени ионизации приповерхностной плазмы за счет ее охлаждения потоком расширяющегося пара. Величина Q_r , наоборот, заметно возрастает с увеличением T_p (1), что приводит к изменению знака результирующего теплового потока (3). В итоге при $T_p < 12500$ К данная частица охлаждается, а при более высоких значениях температуры окружающей плазмы – нагревается.

Расчетная зависимость всех составляющих и суммарного теплового потока на поверхность алюминиевой частицы, находящейся в аргоновой плазме, от T_{ms} показаны на рис. 8. Приведенные на этом рисунке данные позволяют проанализировать вклад каждой из составляющих теплообмена для рассматриваемой системы в полный энергетический баланс поверхности частицы, имеющей температуру, близкую к температуре кипения ее материала,

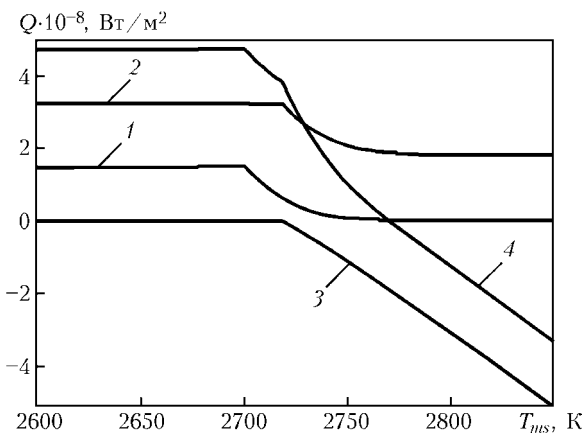


Рис. 8. Зависимость суммарного теплового потока через поверхность алюминиевой частицы ($a = 30$ мкм), находящейся в потоке аргоновой плазмы ($T_p = 12000$ К; $u = 300$ м/с), и его составляющих от T_{ms} : 1 – $Q_i + Q_e$; 2 – $Q_c + Q_r$; 3 – Q_v ; 4 – результирующий тепловой поток

и свидетельствуют о решающей роли испарительного охлаждения частицы при $T_{ms} > T_b$.

В целом, разработанная математическая модель позволяет проводить численный анализ как отдельных составляющих теплового баланса поверхности напыляемой частицы, так и результирующего теплового воздействия плазменной струи на частицу дисперсного материала в широком диапазоне значений температур плазмы и поверхности частицы, а также их относительной скорости, характерных для условий дозвукового плазменного напыления.

Выводы

1. Учет многокомпонентности приповерхностной плазмы, обусловленной наличием в ней испаренных атомов и ионов материала частицы, снижения температуры электронов на границе слоя Кнудсена по отношению к температуре невозмущенной плазмы и других факторов, определяющих упомянутые тепловые потоки, позволяет более корректно провести анализ нагрева частицы, движущейся в струе низкотемпературной плазмы при наличии испарения ее материала.

2. Проведенный численный анализ показал, что при высоких температурах плазменной струи потоки энергии электронной и ионной компонент плазмы могут играть заметную роль в полном энергетическом балансе напыляемой частицы. Так, например, при обтекании алюминиевой частицы потоком аргоновой плазмы атмосферного давления, имеющей температуру выше 10000 К, указанные потоки составляют 20... 50 % соответствующего значения конвективно-кондуктивного теплового потока на поверхность частицы и их необходимо учитывать при анализе нагрева частиц в рассматриваемых условиях.

3. Потоки энергии ионов и электронов плазмы на поверхность частицы существенно зависят от температуры указанной поверхности, что обусловлено многокомпонентностью приповерхностной плазмы, связанной с наличием в ней испаренных атомов и ионов материала частицы. В частности, при температуре поверхности алюминиевой частицы 2500 К эти потоки почти вдвое превышают соответствующие значения для частицы, имеющей температуру поверхности 1800 К.

4. Если температура поверхности напыляемой частицы превышает температуру кипения ее материала, то определяющим фактором в энергетическом балансе частицы является испарительное охлаждение, связанное с уносом энергии испарения атомов ее материала потоком расширяющегося пара. Расчеты показали, что, например, в случае алюминиевой частицы, помещенной в аргоновую плазму с температурой 12000 К, результирующий тепловой поток на поверхность частицы становится равным нулю при температуре ее поверхности 2770 К и при дальнейшем увеличении этой температуры нагрев частицы сменяется охлаждением.

1. Борисов Ю. С., Зацерковный А. С., Кривцун И. В. Конвективно-кондуктивный и радиационный теплообмен потока плазмы с частицами дисперсного материала в условиях плазменного напыления // Автомат. сварка. – 2005. – № 6. – С. 7–11.



2. *Shimanovich V. D., Smyaglikov I. P., Zolotovskiy A. I.* An effect of near-cathode region plasma of an argon arc on metal particles // Progress in plasma processing of materials 2003: Proc. of the 7th European conf. on thermal plasma processes, France, Strasbourg, June 18–21, 2003. — New York: Begell House Inc., 2003. — P. 257–262.
3. *Кривцун И. В.* Модель испарения металла при дуговой, лазерной и лазерно-дуговой сварке // Автомат. сварка. — 2001. — № 3. — С. 3–10.
4. *Зондовые измерения в низкотемпературной плотной плазме при высоких степенях ионизации / Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, Н. К. Митрофанов и др. // Журн. техн. физики. — 1973. — 43, № 12. — С. 2574–2583.*
5. *Bohm D.* The characteristics of electrical discharges in magnetic fields / Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling. — New York: McGraw-Hill, 1949. — 77 p.
6. *Ждаиов В. М.* Явления переноса в многокомпонентной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982. — 176 с.
7. *Моделирование процессов переноса в многокомпонентной плазме столба сварочной дуги / В. С. Гвоздецкий, В. Ф. Демченко, И. В. Кривцун и др. // Пробл. сварки и спец. электрометаллургии. — Киев: Наук. думка, 1990. — С. 221–229.*
8. *Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб и др. — 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. *Воздействие лазерного излучения на материалы / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.*

Suggested is the procedure for calculation of the ion energy and plasma electron flows on the surface of a dispersed material particle in the atmospheric-pressure inert-gas plasma, as well as energy losses for evaporation of its material.

Поступила в редакцию 02.07.2004

БЛОК СИНЕРГЕТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ СВАРКИ ПОД ФЛЮСОМ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ДУГОЙ

Сварка под флюсом пульсирующей дугой — новая, прогрессивная, быстро развивающаяся технология. Импульсный характер горения дуги при сварке под флюсом оказывает существенное положительное влияние как на формирование микроструктуры металла шва, так и на служебные характеристики сварного соединения в целом. Для осуществления сварки под флюсом пульсирующей дугой в ИЭС им. Е. О. Патона создан блок синергетического управления, внешний вид которого показан на рисунке.

Блок разработан для стационарных и монтажных условий осуществления сварки. Он имеет два независимых канала управления. При необходимости количество каналов управления может быть увеличено. Длительность импульсов управления, вырабатываемых блоком для создания пульсаций сварочного тока и напряжения на дуге, изменяется в широких пределах. Наличие плавных электронных регулировок, а также повышенная нагрузочная способность блока с защитой выходов от коротких замыканий обеспечивает возможность его бесперебойной работы во всем диапазоне сварочных токов, напряжений и скоростей подающих механизмов. Питается блок от сети 220 В. В блоке имеется схема автоматического шунтирования выхода для защиты от перенапряжений.

Всесторонние испытания технологических возможностей блока и свойств сварных соединений, получаемых сваркой под флюсом с использованием блока в сочетании со стандартным источником питания ВДУ-1201 и сварочным трактором АДФ-1201 с зависимой скоростью подачи электродной проволоки, показали:



- увеличение производительности процесса сварки;
- уменьшение расхода электроэнергии на 20...25 %;
- снижение температуры или отказа от необходимости предварительного подогрева свариваемых конструкций из высокопрочных сталей;
- снижение уровня погонной энергии без уменьшения глубины проплавления;
- уменьшение в 2...3 раза размера участка крупного зерна в зоне термического влияния сварных соединений;
- повышение служебных характеристик металла шва и сварных соединений в целом, особенно стойкости против образования холодных трещин.

Контакты: 03680, Украина, Киев-150, ул. Боженко, 11
 Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины
 Отд. № 47, тел.: (38044) 261 52 31, 227 44 78
 E-mail: sheiko@paton.kiev.ua