

УДК 621.387.14:621.1.001.572

Лоян А.В., Нарыжный А.Г., Планковский С.И.

**ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ЭМИТТЕРА
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПЛАЗМОТРОНА**

В настоящее время существуют теоретические основы для разработки плазменных технологий: термодинамика и кинетика высокотемпературных процессов, теория равновесной и неравновесной плазмохимии, закономерности теплообмена в плазменных установках. Возможность создания эффективных плазменных технологий была подтверждена в ходе экспериментальных работ, а также при создании опытно-промышленных установок в металлургии [1], химической промышленности [2, 3] и переработке отходов [4]. Можно предполагать, что на основе плазменных технологий в ближайшее время возможна техническая и технологическая революция в ряде базовых отраслей промышленности и народного хозяйства. Малая распространенность плазменных технологий в настоящее время связана с недостаточными характеристиками существующих генераторов плазмы, прежде всего, с низкими значениями мощности и ресурса.

Повышение ресурса плазменных генераторов возможно за счет применения конструкций с распределенной диффузной привязкой дуги к электродам. Наиболее часто такое решение может быть использовано при применении термоэмиссионных катодов при условии обеспечения требуемого состава атмосферы в приэлектродном пространстве [5, 6]. Основное влияние на ресурс таких электродов оказывает интенсивное тепловое воздействие дуги при пуске, переходных и стационарных режимах. Тепловое состояние стержневых термокатодов на стационарных режимах исследовалось в ряде работ [7, 8], в то время как тепловые процессы в термокатадах при запуске практически не исследованы, хотя именно на этом этапе наблюдается повышенная эрозия термокатодов. Мало исследованы тепловые процессы для полых катодов, работающих при атмосферном давлении, хотя ряд авторов обоснованно считают их перспективными для создания высокоресурсных генераторов плазмы.

Настоящая статья посвящена анализу теплообмена в технологическом плазмотроне, предназначенном для разогрева потоком плазмы металла при металлургическом переплаве. Характеристики плазмотрона как важнейшего узла, определяющего технологические параметры, производительность и долговечность установки, зависят от характера распределения поля и величины температур. Кроме того, поле температур порождает специфическое напряженно-деформированное состояние элементов плазмотрона, которое определяет, с одной стороны, прочность и, с другой стороны, величины зазоров и интенсивность контактного теплообмена между элементами. Для оптимизации и управления техпроцессом плазменного переплава металла необходим анализ закономерностей и особенностей распределения полей температур в пространстве и времени.

Непосредственное экспериментальное изучение поля температур плазмотрона технически и экономически трудно провести с достаточной степенью точности и в достаточном объеме. В настоящей работе для определения и изучения поля температур использован метод компьютерного моделирования, основанный на численном решении задач теплообмена.

Плазмотрон как объект температурного анализа. Плазмотрон предназначен для длительной работы в циклическом режиме. В течение однократного цикла работы плазмотрона можно выделить три характерных с точки зрения особенностей поля температур этапа – начальный этап разогрева, стационарный режим работы и остывание.

На начальном этапе холодный плазмотрон нагревается за счет локального теплообмена с электрической дугой со стороны эмиттера. При этом нагреве происходит локальное изменение поверхностных свойств и проводимости эмиттера, вследствие чего дуга скачком меняет место своего расположения относительно первоначального положения, причем такие скачки имеют циклический характер. Общим итогом является случайное блуждание контактных пятен дуги по поверхности эмиттера в пределах одной четверти окружности.

Для начального этапа характерны наибольшие градиенты температур, в то время как при стационарном режиме температуры достигают своих максимальных значений.

Плазмотрон представляет собой осесимметричную систему, включающую 1 – эмиттер, 2 – капсулу и 3 – державку (рис. 1, общий вид и сечение).

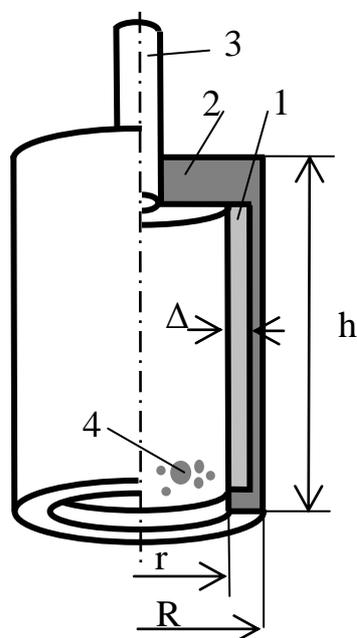


Рисунок 1 – Схема плазмотрона

Как показывают наблюдения, дуга расщепляется на 5–6 рукавов, из которых один диаметром около 5 мм, 1 или 2 – диаметром 1 мм и остальные – диаметром 0.5 мм. На рис.1 схематически показаны 4 – пятна контакта дуги и эмиттера. Контакт дуги и эмиттера наблюдается в области, распространяющейся в окружном направлении на четверть окружности, а в осевом – на 6–8 мм от торца. Длительность периода «стояния» дуги около 0,01 с.

Математическая модель теплообмена (ММО) включает дифференциальные уравнения, описывающие теплообмен на внешних и внутренних поверхностях, а также внутри элементов системы. Влиянием державки на теплообмен пренебрегаем.

Уравнение теплопроводности [9] имеет вид

$$\rho_k c_k \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \gamma, \quad (1)$$

где T – искомое поле температур, t – время, $x_i, i = 1, 2, 3$ – декартовы координаты точки, $\rho_k, k = 1, 2$ – плотность молибдена и вольфрама (1 – эмиттер, 2 – капсула), $c_k = c_k(T), \lambda_k = \lambda_k(T)$ – теплоемкость и коэффициент теплопроводности молибдена и вольфрама, соответственно, как функции температуры, γ – плотность внутренних источников тепла как функция координат и времени.

Граничные условия описывают тепловой поток в эмиттер со стороны дуги в пределах пятна теплового контакта

$$\begin{aligned} -\lambda_1 \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} n_i \right) &= Q, T \leq T_{\max}, \\ T &= T_{\max}, t^* < t \leq t^* + \tau, \end{aligned} \quad (2)$$

где $n_i, i = 1, 2, 3$ – компоненты вектора внешней нормали к поверхности, Q – величина теплового потока внутрь эмиттера как функция координат и времени. При достижении в пятне контакта критической температуры T_{\max} начинается абляция низкотемпературной компоненты, вследствие чего температура в пятне в течение некоторого времени τ сохраняет свое постоянное значение. Затем пятно контакта скачком меняет свою локацию.

Конвективный теплообмен с потоком газа, омывающего поверхность эмиттера изнутри и обоймы снаружи, описывается выражением

$$-\lambda_k \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} n_i \right) = \alpha_k (T - T_k), \quad (3)$$

где α_k – коэффициент поверхностной теплоотдачи, T_k – температура потока газа внутри и снаружи плазмотрона.

Условия теплообмена между эмиттером и капсулой учитывают сложный радиационно-кондуктивный характер переноса тепла. Полный поток тепла

$$q = q' + q'' = h(T' - T''), \quad (4)$$

где q', q'' – кондуктивный и радиационный потоки тепла, соответственно, T', T'' – температура поверхности эмиттера и капсулы по обе стороны зазора, соответственно, h – эффективный коэффициент теплопередачи, определяемый как

$$h = \begin{cases} h_{cont}, & 0 \leq \Delta \leq \Delta_{\min}, \\ h_c + h_r, & \Delta_{\min} < \Delta \leq \Delta_{\max}, \\ 0, & \Delta_{\max} < \Delta, \end{cases}$$

где Δ – величина зазора между эмиттером и капсулой, определяемая по условиям деформирования элементов конструкции, $\Delta_{\min}, \Delta_{\max}$ – нормируемые минимальная и максимальная величина зазора, h_{cont} – коэффициент теплопередачи контакта, h_c, h_r – коэффициент теплопередачи кондукцией и излучением, соответственно.

Описанная ММТО, представляет систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с нелинейными алгебраическими ограничениями на решение, не имеющую решений в аналитических функциях.

Решение задач по определению поля температур в рамках модели производится численно с помощью смешанной дискретизации по методу конечных элементов по пространственным переменным и по неявному методу конечных разностей – по времени [10]. Для непосредственной реализации ММТО на компьютере использована ограниченная версия пакета LS-DYNA [11]

Результаты и обсуждение. Рассмотрена модель плазмотрона в $\frac{1}{4}$ размера в окружном направлении. Результаты получены при следующих значениях параметров модели. Основные размеры: $h = 70$ мм – высота, $R = 20$ мм – наружный радиус корпуса, $r = 15,8$ мм – внутренний радиус поверхности эмиттера, $\Delta = 3,3$ мм – толщина эмиттера. Теплофизические параметры вольфрама – плотность $\rho = 18000$ кг/м³, удельная теплоемкость $c = 373$ Дж/кг К, коэффициент теплопроводности $\lambda = 384$ Вт/(м К). Плотность

молибдена $\rho = 10000 \text{ кг/м}^3$. Теплофизические параметры молибдена приведены в таблице.

$T, \text{ К}$	273	573	773	973	1173	1373	1573	1900
$c, \text{ Дж/кг К}$	2470	2640	3140	3300	3500	3600	3800	4000
$\lambda, \text{ Вт/(м К)}$	1300	1210	1090	1030	1038	960	880	660

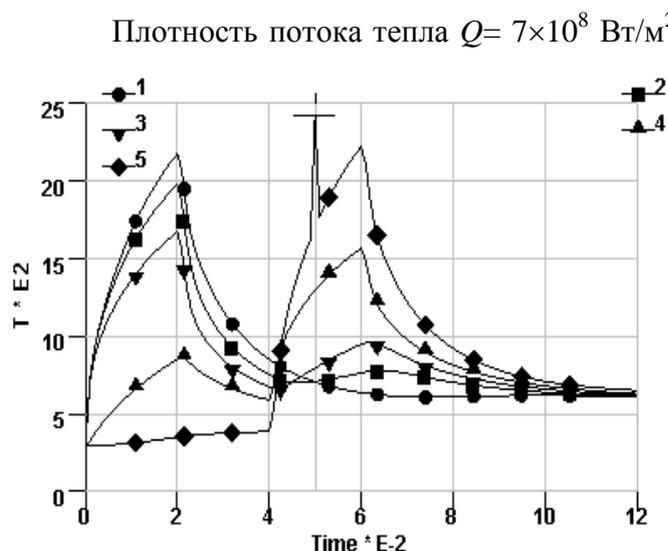


Рисунок 2 – Зависимость температур на поверхности эмиттера от времени

эмиттера, расположенных вдоль окружного направления между центрами двух больших пятен (1 и 3 цикла нагрева) теплового контакта дуги.

Максимальные значения температур достигаются в центрах пятен (точки 1 и 5) и равны 2179 К и 2223 К, соответственно.

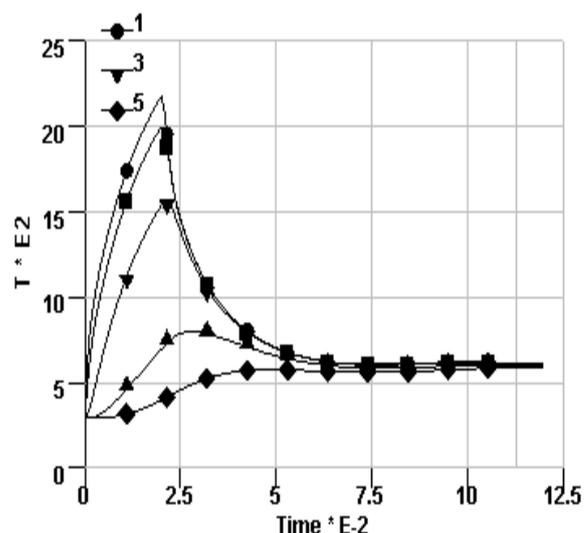


Рисунок 3 – Зависимость температур от времени в центре пятна в различных по глубине точках

Плотность потока тепла $Q = 7 \times 10^8 \text{ Вт/м}^2$, критическая температура 2200 К, длительность абляции $\tau = 0$. Начальная температура $T_0 = 293 \text{ К}$. Коэффициенты поверхностной теплоотдачи $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,3 \text{ Вт/м}^2$, температуры среды $T_1 = T_2 = 293 \text{ К}$. Нормируемые величины зазора $\Delta_{\min} = 0,01 \text{ мм}$, $\Delta_{\max} = 1 \text{ мм}$, коэффициент теплопередачи контакта $h_{\text{cont}} = 0,5 \text{ Вт/(м}^2 \text{ К)}$ коэффициенты теплопередачи кондукцией и излучением, соответственно, $h_c = 0,2 \text{ (Вт/м}^2 \text{ К)}$, $h_r = 0,1 \text{ Вт/(м}^2 \text{ К)}$.

Приведенные результаты определены при шаге дискретизации 10^{-5} с .

На рис. 2 показана зависимость температур от времени в 5 различных точках на внутренней поверхности

эмиттера, расположенных вдоль окружного направления между центрами двух больших пятен (1 и 3 цикла нагрева) теплового контакта дуги. Максимальные значения температур достигаются в центрах пятен (точки 1 и 5) и равны 2179 К и 2223 К, соответственно. Различие максимальных значений температур объясняется накоплением тепла в пятне и общим нагревом. Точки между пятнами испытывают влияние обоих пятен. После прекращения действия дуги происходит интенсивное остывание за счет кондукции. Другой стороной кондукции является разогрев эмиттера, например 5 точка к началу непосредственного действия дуги ($4 \times 10^{-2} \text{ с}$) нагревается на 96 К. Наблюдается повышение средних температур до 650 К (или на 360 К) в конце периода расчета во всех точках. Локальное увеличение температур в 5 точке объясняется влиянием малого пятна нагрева из промежу-

точной серии. Небольшой подъем графиков в конце периода объясняется действием других пятен нагрева дуги.

На рис. 3 показана зависимость температур от времени в различных по глубине точках под центром пятна. Максимальные значения температур уменьшаются с глубиной, причем время достижения максимума увеличивается в сравнении с моментом окончания импульса нагрева. В конце периода расчета температура по толщине эмиттера выравнивается на уровне 520 К, возрастая по сравнению с первоначальным уровнем на 220 К.

На рис. 4 показана картина распределения температур на внутренней поверхности эмиттера в момент времени 0,045 с в форме изополос. Цифрами 1, 2 и 3 обозначены нагретые области дугой в течение 1, 2 и 3 циклов соответственно.

Максимальные температуры в центрах 1, 2 и 3 серий равны 750 К, 1400 К и 1500 К, соответственно.

Пятна 1 и 2 в состоянии кондуктивного остывания, пятно 3 – в состоянии нагрева дугой. Распределение температур неоднородно, что объясняется, с одной стороны, наличием нескольких локальных пятен 3 серии, с другой стороны, – последствием

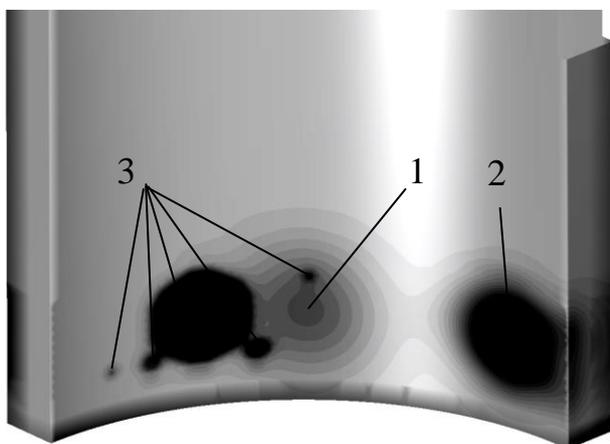


Рисунок 4 – Картина распределения температур на внутренней поверхности эмиттера

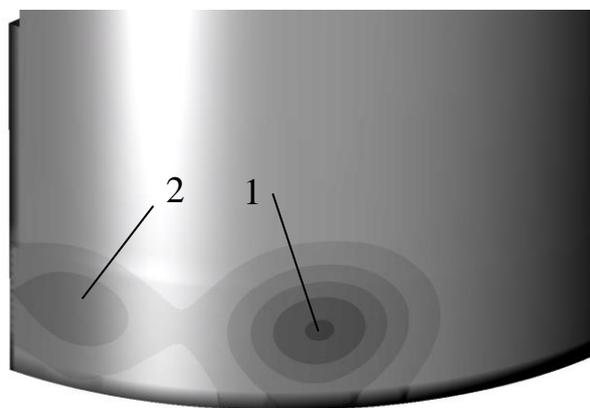


Рисунок 5 – Картина распределения температур на наружной поверхности эмиттера

нагрева 1 и 2 серий. Максимальные температуры в центрах 1, 2 и 3 серий равны 750 К, 1400 К и 1500 К, соответственно.

На рис. 5 для того же момента времени показана картина распределения температур на противоположной, наружной, поверхности эмиттера. В эпицентре пятна первой серии нагрев достиг 650 К, в эпицентре пятна второй серии – всего 400 К. Третья серия к этому моменту времени не привела к сколько-нибудь значительному нагреву наружной поверхности эмиттера.

Для начала нагрева эмиттера характерна очаговая неоднородность поля температур (локальность), которая быстро сменяется одномерной градиентной структурой поля температур.

Тепло начинает распространяться в тело эмиттера за пределы очагов контакта с дугой. На рис. 6 показана картина распределения температур на наружной поверхности эмиттера в момент времени 0,12 с после пяти циклов перескакивания дуги. Максимальная температура в очаге 950 К. На боковых поверхностях модели видно, что изотермы перпендикулярны поверхностям эмиттера, то есть эмиттер прогревается насквозь и

равномерно по толщине. Градиент поля температур направлен вдоль оси вращения эмиттера.

На рис. 7 показана структура поля температур на оборотной стороне эмиттера, обращенной к капсуле. Максимальные температуры достигают 650 К. Поле температур становится более однородным в окружном направлении и по толщине. Поток тепла вне зоны нагрева принимает одномерный характер (вдоль слоя эмиттера).

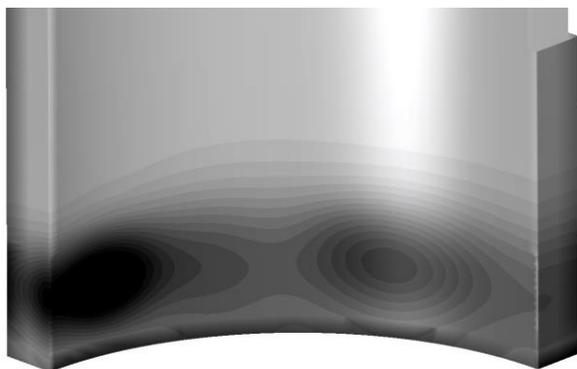


Рисунок 6 – Картина распределения температур на внутренней поверхности эмиттера в конце периода моделирования

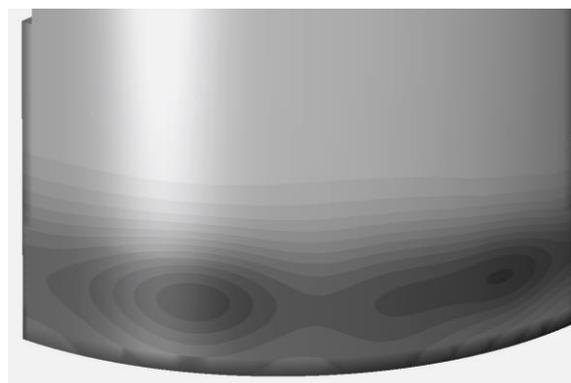


Рисунок 7 – Картина распределения температур на наружной поверхности эмиттера в конце периода моделирования

Выводы

Решение задач теплообмена с использованием предложенной модели устойчиво в широком диапазоне шага дискретизации по времени 10^{-5} – 10^{-4} с, при этом максимальные изменения значений температуры не превосходят 3 К или 0,15 %. Использование большой величины шага по времени позволит повысить эффективность моделирования теплообмена.

В основном динамика нагрева, величины и структура поля температур определяется крупными пятнами теплового контакта. Вначале поле температур имеет очаговую структуру, которая уже через 0,12 с сменяется одномерной. Поток тепла в эмиттере за пределами зоны теплового контакта с электрической дугой на расстоянии 8–10 мм от нижнего торца приобретает одномерный характер (вдоль оси вращения).

В зоне теплового воздействия дуги эмиттер прогревается до температуры выше 650 К за время 5 циклов (в среднем 70 К за один цикл). После 5 циклов температура в предыдущем пятне к началу нагрева в следующем не снижается ниже 1400 К. Указанные температуры являются пороговыми для перехода к иному (регулярному) режиму взаимодействия эмиттера и электрического разряда. При таком темпе нагрева температуры в среднем достигнут порогового значения через 20 циклов или через 4 с.

Зависимости температур в отдельных точках элементов от времени и по пространственным переменным, оценки точности и сходимости, оптимальные значения параметров компьютерной модели. Картины распределения температур на различных поверхностях различных элементов конструкции плазмотрона. Зависимость скорости нагрева от мощности потока.

Литература

1. Цветков Ю.В., Панфилов С.А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления – М.: Наука, 1980.– 359 с.
2. Использование плазмы в химических процессах / Под ред. Ф.Р. Баддура, Р.С. Тимминса.– М.: Мир, 1970.– 256 с.
3. Плазмохимическая технология / В.Д. Пархоменко, П.И. Сорока, Ю.И. Краснокутский и др.– Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1991.– 392 с.– (Низкотемпературная плазма. Т.4).
4. R.W. Beck. Review of plasma arc gasification and vitrification technology for waste disposal. January 23, 2003.– <http://www.opala.org/TECH/plasma/PlasmaArc.pdf>.
5. Кривцов В.С., Планковський С.І., Цегельник Є.В., Островський Є.К., Таран А.О., Лоян А.В. Газодинамічні характеристики потоку інертного газу в каналі плазмотрона / Наукові вісті НТТУ «КПІ».– 2006.– №2. С. 87–99.
6. Кривцов В.С., Планковський С.І., Цегельник Є.В., Островський Є.К., Таран А.О., Лоян А.В. Оптимізація газодинамічних характеристик дугових плазмотронів з порожнистим катодом/ Наукові вісті НТТУ «КПІ».– 2006.– №3. С. 106–113.
7. Математическое моделирование катодных процессов/ А.М. Зимин, И.П. Назаренко, И.Г. Паневин, В.И. Хвесюк.- Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1993.– 194 с.– (Низкотемпературная плазма. Т.11).
8. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах/ М.Ф. Жуков, Н.П. Козлов, А.В. Пустогаров и др.– Новосибирск: Наука., 1982.– 157 с.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.:Наука, 1964. – 488 с.
10. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. – М.: Мир, 1986. – 318 с.
11. LS-DYNA Keyword User's Manual. Version 971. Livermore Software Technology Corporation, 2006.– 2130 p.

УДК 621.387.14:621.1.001.572

Лоян А.В., Нарижний О.Г., Планковський С.І.

ТЕМПЕРАТУРНИЙ СТАН ЕМІТЕРА ТЕХНОЛОГІЧНОГО ПЛАЗМОТРОНА

Розглянуті математична модель складного теплообміну, а також закономірності та особливості розвитку температур в емітері плазмотрона на початку роботи. Аналіз теплообміну запроваджено на засаді результатів математичного моделювання процесу теплообміну.