

15. Зеленкова, А.Т. Влияние ингибиторов на травление нержавеющей стали 1X18H9T в смеси кислот / А.Т. Зеленкова, А.Г. Самарцев // Журнал прикладной химии. – 1965. – Т. 38. – Вып. 5. – С. 1033–1037.

16. Липкин, Я.Н. Особенности химического полирования сталей / Я.Н. Липкин [и др.] // Защита металлов. – 1984. – № 6. – С. 908–913.

УДК 621.793

Фролов И.С., Мрочек Ж.А., Фролов Ю.И.
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЧАСТИЦЫ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННОГО ПОКРЫТИЯ С ОСНОВОЙ

Белорусский национальный технический университет

Минск, Беларусь

Представлена математическая постановка задачи теплофизического взаимодействия частицы вакуумно-плазменного покрытия с основой. Решение этой задачи произведено интегральным методом Гудмена с введением допущения об односторонней кристаллизации частицы покрытия за счет теплоотдачи в основу. Получены зависимости распределения температуры в системе основа-покрытие при вакуумно-плазменном напылении.

Процесс формирования вакуумно-плазменных покрытий происходит в условиях значительных температурных градиентов вследствие воздействия на основу высокоэнергетических плазменных потоков. Поэтому освоение технологического процесса плазменно-вакуумного нанесения покрытий требует знания закономерности распределения температуры в системе основа-покрытие и в этом случае позволяет осуществлять управление процессом его формирования путем внешнего температурного воздействия на основу, а также с помощью варьирования начальных температур основы и покрытия. Известные математические модели [1], описывающие распространение теплоты в системе основа-покрытие, не могут быть использованы при расчете теплофизических параметров вакуумно-плазменных покрытий, так как не учитывают особенности формирования таких покрытий в вакууме. В связи с этим решение задачи теплофизического моделирования применительно к вакуумно-плазменным покрытиям представляется актуальным.

Математическую постановку задачи расчета температурных полей в основе и покрытии произведем на примере взаимодействия отдельной частицы наносимого в вакууме плазменного покрытия с основой при следующих условиях.

Предположим, что на основу с теплофизическими характеристиками материала (λ_2 , a_2) наносится методом вакуумно-плазменного напыления покрытие, характеристики которого (λ_1 , a_1) отличны от характеристик основы. Последняя имеет начальную температуру t_0 и толщину H_2 . Свободная поверхность частицы толщиной H_1 охлаждается за счет излучения в вакуум, а теплообмен между свободной поверхностью основы и окружающей средой осуществляется по закону Стефана-Больцмана. Напыляемые частицы находятся в расплавленном состоянии и имеют температуру t_s . Условия теплообмена на границе основа-частица относятся к твердому состоянию обоих материалов [2]. Так как в реальных процессах тепловое взаимодействие частицы с основой весьма кратковременно и частицы затвердевают за время 10^{-4} - 10^{-7} с, то расчет температурного

поля системы основа-частица целесообразно осуществлять на основании параболического уравнения теплопроводности. Ошибка от замены этого уравнения дифференциальным уравнением теплопроводности, которое учитывает скорость распространения теплоты, будет иметь место только в области $\tau < 10^{-11}$ с [2].

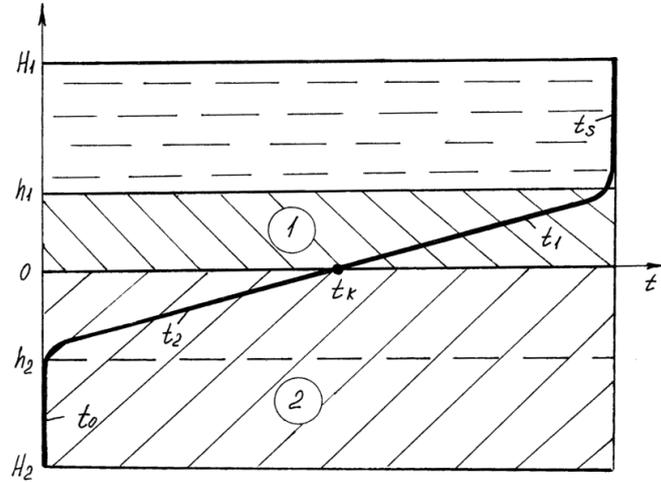


Рис. 1. Модель расчета температурного поля в частице (1) и основе (2) при вакуумно-плазменном нанесении покрытий

В результате, задачу нахождения температуры в основе и частице при вакуумно-плазменном нанесении покрытий можно сформулировать следующим образом (рис. 1.):

$$\frac{\partial t_1}{\partial \tau} = a_1 \frac{\partial^2 t_1}{\partial x^2} \quad (\tau > 0, 0 < x < H); \quad (1)$$

$$\frac{\partial t_2}{\partial \tau} = a_2 \frac{\partial^2 t_2}{\partial x^2} \quad (\tau > 0, -H_2 < x < 0); \quad (2)$$

$$t_1(x, 0) = t_s, t_2(x, 0) = t_0, \quad (3)$$

$$t_1(h_1, \tau) = t_s, t_2(h_2, \tau) = t_0, \quad (4)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1(H_1, \tau)}{\partial x} = \sigma_1 [t_1^4(H_1, \tau) - t_v^4], \quad (5)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial t_2(-H_2, \tau)}{\partial x} = \sigma_2 [t_2^4(-H_2, \tau) - t_v^4], \quad (6)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1(h_1, \tau)}{\partial x} = S \frac{dh_1}{d\tau}, \quad (7)$$

$$t_1(0, \tau) = t_2(0, \tau) = t_k, \quad (8)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1(0, \tau)}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial t_2(0, \tau)}{\partial x}, \quad (9)$$

где t_v — температура среды (вакуум), воспринимающей тепло со свободных поверхностей частицы и основы;

t_s — температура плавления материала покрытия;

t_0 – температура основы;
 t_k – температура контакта между частицей покрытия и основой;
 σ – приведенный коэффициент лучеиспускания [3];
 $S=L/c_s t_s$ – критерий Стефана;
 $t(x, \tau)$ – температура тела в точке x в момент времени τ ;
 a – коэффициент температуропроводности;
 L – скрытая теплота плавления;
 λ – коэффициент теплопроводности;
 c – удельная теплоемкость;
 $h(\tau)$ – глубина проникновения теплоты.

Граничное условие (7), учитывающее удельную теплоту затвердевания расплавленной частицы, а также условия (5) и (6), описывающее охлаждение свободных поверхностей основы и частицы излучением, придают краевой задаче (1) - (9) нелинейный характер. Поэтому в данном случае не могут быть применены классические методы решения линейных задач.

Эффективным аналитическим методом, позволяющим получить с достаточной для инженерной теплофизики точностью решения нелинейных задач нестандартной теплопроводности, является интегральный метод Гудмена [4], с помощью которого решена задача определения температурного поля основы и частицы при двухсторонней кристаллизации последней. Однако в этом решении не учитывается влияние толщины основы на характер распределения температуры в системе теплообмена основа-покрытие, а полученные зависимости носят очень сложный характер. Введение допущения о преимущественных условиях кристаллизации частиц в вакууме позволяет получить более простые по сравнению с [4] температурные зависимости для использования в инженерной практике. Так, можно предположить, что ввиду кратковременности процесса, кристаллизация частицы со стороны свободной поверхности не оказывает заметного влияния на температуру основы и покрытия. В работе [5] установлено, что при напылении в вакууме плотность теплового потока, прибывающего к основе, равна $10^9 \dots 10^{12}$ Вт/м². В то же время плотность теплового потока из частицы в основу составляет $10^8 \dots 10^9$ Вт/м². В соответствии с законом сохранения энергии плотность теплового потока через свободную поверхность частицы при охлаждении ее излучением в вакуум будет на несколько порядков меньше, чем идущего из частицы в основу. Известно также [6], что в реальных процессах плазменного нанесения покрытий частица затвердевает на основе за время $10^{-6} - 10^{-7}$ с. Учитывая приведенные выше данные, а также кратковременность кристаллизации частицы, можно отметить, что в процессах вакуумно-плазменного нанесения покрытий охлаждение свободной поверхности частицы излучением не оказывает заметного влияния на распределение температуры в системе основа-покрытие. Поэтому при построении математической модели теплового взаимодействия частицы с основой достаточно рассмотреть одностороннюю кристаллизацию частицы, осуществляемую за счет теплоотдачи в основу. Это значительно упрощает решение тепловой задачи и делает ее пригодной для использования в инженерной практике.

Сравнение плотностей тепловых потоков через свободную и контактную поверхности частицы позволяет граничные условия (5) и (6) для этапа ее кристаллизации заменить следующими

$$t_1(H_1, \tau) = t_s; \quad (10)$$

$$t_2(-H_2, \tau) = t_0. \quad (11)$$

Для решения краевой задачи (1)-(4), (7)-(11) воспользуемся интегральным методом. Распределение температур в частице и основе запишем в виде полиномов второй степени

$$\left\{ t_1(x, \tau) = K_{11} + K_{12} \frac{x}{h_1} + K_{13} \left(\frac{x}{h_1} \right)^2; \right. \quad (12)$$

$$\left. \left\{ t_2(x, \tau) = K_{21} + K_{22} \frac{x}{h_2} + K_{23} \left(\frac{x}{h_2} \right)^2. \right. \right. \quad (13)$$

При использовании условия (7) в коэффициенты K_{ij} ($i, j=1,2$) полиномов (12) и (13) войдет производная $dh_1/d\tau$. Следовательно, эта производная будет учитываться зависимостью для температур $t_i(x, \tau)$. Тогда интеграл теплового баланса позволит получить дифференциальное уравнение второго порядка относительно $h_1(\tau)$, в то время, как для определения двух постоянных имеется только одно условие $h_1(0)=0$. Поэтому представим (7) в явно нелинейной форме. Продифференцировав первое условие (4) по τ и исключив $dh_1/d\tau$ из полученного соотношения и (7), получим

$$\left(\frac{\partial t_1}{\partial x} \right)^2 = -S \frac{\partial t_1}{\partial \tau}. \quad (14)$$

Наличие частной производной по времени усложняет процесс нахождения коэффициентов полиномов (12) и (13) с помощью зависимости (14), поскольку в этом случае их приходится определять из дифференциального, а не из алгебраического уравнения. Исключив $\partial t_1/\partial \tau$ с помощью уравнений (1) и (14), условие (7) запишем следующим образом

$$\left[\frac{\partial t_1(h_1, \tau)}{\partial x} \right]^2 = -a_1 S \frac{\partial^2 t_1(h_1, \tau)}{\partial x^2} \quad (15)$$

Учитывая условия (3), (4), (7), (8), (10) и (14) определяем коэффициенты температурных полиномов $t_i(x, \tau)$

$$\begin{aligned} K_{11} = K_{21} = t_k, \quad K_{12} = 2(t_s - t_k) - \sqrt{Sa_1[2(t_s - t_k) + Sa_1]}; \\ K_{13} = \sqrt{Sa_1[2(t_s - t_k) + Sa_1]} - (t_s - t_k); \\ K_{22} = \frac{(t_0 - t_k)(h_2 + H_2)}{H_2}, \quad K_{23} = \frac{h_2(t_k - t_0)}{H_2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для системы тел основа-частица, используя условие сопряжения (9), найдем связь между температурой контакта t_k и глубинами проникновения теплоты h_1 и h_2

$$\frac{2(t_s - t_k) - \sqrt{Sa_1[2(t_s - t_k) + Sa_1]}}{2H_2(t_0 - t_k)} = \frac{\lambda_2 h_1}{\lambda_1 h_2 (h_2 - 2H_2)} \quad (17)$$

Определим зависимость h_1 и h_2 от времени τ . С этой целью вычислим интегралы теплового баланса для затвердевшего слоя частицы защитного покрытия и основы:

$$\frac{d}{d\tau} \left[\int_0^{h_1} t_1(x, \tau) dx - t_s h_1(\tau) \right] = a_1 \left[S \frac{dh_1}{d\tau} - \frac{\partial t_1(0, \tau)}{\partial x} \right], \quad (18)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left[\int_0^{h_2} t_2(x, \tau) dx - t_0 h_2(\tau) \right] = a_2 \frac{\partial t_2(h_2, \tau)}{\partial x} - \frac{\partial t_2(0, \tau)}{\partial x}, \quad (19)$$

где

$$\int_0^{h_1} t_1(x, \tau) dx = -\frac{1}{6} h_1 [\varphi + 2(t_s - t_k)] + h_1 t_s;$$

$$\frac{\partial t_1(0, \tau)}{\partial x} = \frac{2(t_s - t_k) - \varphi}{h_1};$$

$$\int_0^{h_2} t_2(x, \tau) dx = \frac{h_2 [6t_k H_2 + (t_0 - t_k)(h_2 + 3H_2)]}{6H_2};$$

$$\frac{\partial t_2(h_2, \tau)}{\partial x} = \frac{(H_2 - h_2)(t_0 - t_k)}{h_2 H_2};$$

$$\frac{\partial t_2(0, \tau)}{\partial x} = \frac{(H_2 - h_2)(t_0 - t_k)}{h_2 H_2}; \quad \varphi = \sqrt{Sa_1 [2(t_s - t_k) + Sa_1]}.$$

В результате вычислений получаем следующие два дифференциальные уравнения относительно h_1 и h_2

$$h_1 \frac{dh_1}{d\tau} = \frac{6a_1 [2(t_s - t_k) - \varphi]}{\varphi + 2(t_s - t_k) + 6Sa_1}, \quad (20)$$

$$(3H_2 - 2h_2) \frac{dh_2}{d\tau} = 12a_2. \quad (21)$$

Интегрируя уравнения (20) и (21) с учетом начальных условий для функций h_1 и h_2 ($h_1 = h_2 = 0$ при $\tau = 0$), будем иметь

$$h_1 = \sqrt{\frac{12a_1 \tau [2(t_s - t_k) - \varphi]}{\varphi + 2(t_s - t_k) + 6Sa_1}}, \quad (22)$$

$$h_2 = \frac{3H_2 - \sqrt{9H_2^2 - 48a_2 \tau}}{2}. \quad (23)$$

Таким образом, на этапе кристаллизации частиц наносимого вакуумно-плазменным методом покрытия распределение температуры в системе основа-покрытие описывается зависимостями (12) и (13), причем коэффициенты K_{ij} и функции h_i имеют вид (16), (22) и (23) соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Спиридонов Н.В., Фролов И.С., Фролов Ю.И. Анализ тепловых моделей взаимодействия частицы покрытия с основой при плазменном формировании покрытий / Перспективные направления развития технологии машиностроения и металлообработки: Тезисы докл. междунауч.-техн. конф. — Мн.: Бизнесофсет, 2016. — С.136-139.
2. Кудинов В.В. Плазменные покрытия. — М.: Наука, 1977. — 184 с.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 599 с.
4. Гудмен Т. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена // Проблемы теплообмена. — М.: Атомиздат, 1967. — С. 41-96.
5. Кучугурный Ю.П., Аксиченко В.И. О начальной стадии конденсации высокоэнтальпийного потока пара на металлическую поверхность // Взаимодействие атомных частиц с твердым телом: Материалы 7-ой Всесоюз. конф. — Минск, 1984. — Ч. 3. — С. 180-181.
6. Осаждение из газовой фазы / Под ред. К. Пауэлла. — М.: Атомиздат, 1970. — 472 с.

УДК 621.791.72

Шелег В.К., Кардаполова М.А., Луцко Н.И., Лапковский А.С.

ОСОБЕННОСТИ ИЗНАШИВАНИЯ МУЛЬТИМОДАЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧАЕМЫХ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКОЙ И КОМБИНИРОВАННЫМИ МЕТОДАМИ

Белорусский национальный технический университет

Минск, Беларусь

Показана возможность формирования мультимодальных покрытий из разнородных материалов методами лазерной наплавки и плазменного напыления. Исследована износостойкость мультимодальных покрытий в сравнении с износостойкостью покрытия из самофлюсующегося сплава на основе никеля. Установлены преимущества мультимодальных покрытий.

Машины и механизмы, используемые современной промышленностью, в большинстве случаев предполагают наличие высоких скоростей и нагрузок. Поэтому постоянно растет потребность в высоко-износостойких материалах. Пределы упрочнения однокомпонентных материалов в настоящее время уже близки к исчерпанию. По этой причине возрастает роль композиционных материалов, позволяющих значительно увеличить износостойкость, в том числе композиционных упрочняющих покрытий. Особенно высокие физико-механические свойства показывает такой вид композиционных покрытий, как мультимодальные покрытия [1, 2]. Модой считается значение какого-либо признака (размера частиц упрочняющей фазы, величины пористости, вида материала), которые встречаются наиболее часто. Если имеют место несколько значений какого-либо признака, имеющие одинаковую частоту повторения, то покрытие является мультимодальным (бимодальным). Лазерная наплавка позволяет наносить валики небольших размеров, поперечные сечения которых сравнимы с размером лазерного пятна на поверхности наплавки, при этом тепловой вклад в прилегающие области покрытия минимален. Эти свойства лазерной наплавки дают возможность создавать с ее помощью мультимодальные покрытия, состоящие из полосчатых слоев, полученных чередованием материалов, обладающих различными физико-механическими свойствами. Мультимодальные покрытия также могут быть получены комбинированием технологий лазерной наплавки и газотермического напыления, например плазменного, напыления, когда с помощью лазерной наплавки в плазменном покрытии создается