

ТЕПЛОВЫЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ НАПЛАВКИ

Доктора техн. наук, профессора КОЖУРО Л. М., МРОЧЕК Ж. А.

Белорусский национальный технический университет

Температура в системе покрытие–основа – один из основных факторов, влияющих на формирование физико-механических свойств покрытий, получаемых с использованием электромагнитной наплавки (ЭМН). При ЭМН энергия импульсных разрядов расплавляет частицы порошка в рабочей зоне и повышает температуру поверхности основы [1]. Известно [2], что предварительный нагрев заготовки улучшает свойства покрытий и увеличивает их адгезию к основе. Вместе с тем перегрев системы приводит к уменьшению роста толщины покрытия и изменению физико-механических свойств покрытия основы [3].

Для расчета температурных полей в покрытии и основе при ЭМН примем непрерывным реальный дискретный процесс. Тогда каждому моменту времени ЭМН будет соответствовать определенное температурное поле в покрытии и основе. Локальная температура в области развития и горения дугового разряда, где расплавляется и наносится на поверхность заготовки порошок, может несколько превышать среднюю температуру поверхности. Однако ввиду того что наплавляемый участок поверхности охлаждается до температуры основы за время не более 10^{-2} с, а толщина покрытия не превышает 0,5 мм [4], влияние термического воздействия предыдущего и последующего дуговых разрядов будет ощущаться только при большой частоте вращения заготовки.

Математические модели тепловых процессов ЭМН должны содержать уравнения теплопроводности, учитывающие различия теплофизических свойств покрытия и основы (теплоемкость, теплоотдача, температуропроводность), а также начальные и граничные условия, отражающие особенности способа.

Установлено [1], что при наплавке дуговой разряд возникает и развивается у поверхности заготовки, где формируются максимальные тем-

пературы и тепловые потоки. Поэтому ЭМН обычно описывают граничными условиями первого и второго родов, предполагая, что процесс наплавки является квазистационарным, а тепловой поток, поступающий в покрытие, полностью идет на разогрев основы. Тогда определение температурных полей на поверхности обрабатываемой заготовки при принятых допущениях может быть получено с использованием принципа наложения [5–9], т. е. для рассматриваемой точки i поверхности, удаленной от основы на расстояние y_i , осуществляется последовательное суммирование по координатам y и z уравнения

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial z} = \frac{2q_{об}\omega \exp\left\{-\frac{z^2}{4\omega(y_i - y)}\right\}}{\lambda\sqrt{4\pi\omega(y_i - y)}}, \quad (1)$$

где $q_{об}$ – интенсивность тепловыделения; ω – коэффициент температуропроводности; λ – то же теплопроводности; y_i – координата рассматриваемой точки на поверхности заготовки.

Суммирование (1) в соответствии с расчетной схемой (рис. 1а) при равномерно распределенной интенсивности тепловыделения q_m по всему объему с габаритными размерами h_m и ky_k дает соотношение

$$\begin{aligned} \theta_h T = & \frac{2q_m(2-k)\omega}{h_m\lambda} \int_0^{y_i} \frac{y_k}{y_k - y} dy \times \\ & \times \int_0^{h_y} \frac{\exp\left\{-\frac{z^2}{4\omega(y_i - y)}\right\}}{\sqrt{4\pi\omega(y_i - y)}} dz + \\ & + \frac{4q_m\omega}{\lambda} \int_0^{y_i} \frac{(y_k - y) \exp\left\{-\frac{z^2}{4\omega(y_i - y)}\right\}}{y_k \sqrt{4\pi\omega(y_i - y)}} dy. \quad (2) \end{aligned}$$

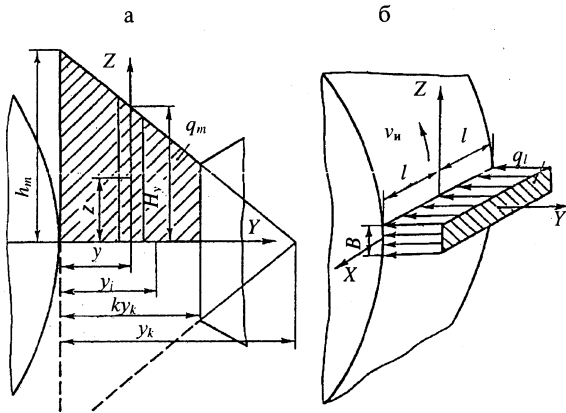


Рис. 1. Схемы изменения температурных полей: а – от объемного источника тепловыделения; б – полосового быстро движущегося источника

Для ЭМН интенсивность тепловыделения определяется зависимостью [10]

$$q_m = \eta_3 U I \tau v,$$

где η_3 – эффективный КПД дуги; U – напряжение дуги; B ; I – сила тока дуги; A ; τ – время дугового разряда; v – плотность возникновения дуговых разрядов, $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Для случая, когда размер зоны тепловыделения мал $h_m \rightarrow 0$, как, например, при ЭМН, можно использовать зависимость

$$T = \frac{4q_m a}{\lambda} \int_0^{y_i} \frac{(y_k - y) \exp(-z^2/(4a(y_i - y)))}{y_k \sqrt{4\pi\omega(y_i - y)}} dy. \quad (3)$$

Проведенные расчеты (2) показывают, что температуры, полученные с учетом объемного источника тепловыделения, ниже рассчитанных температур (3) в среднем на 12 %. При малой толщине покрытия, характерной для ЭМН, их разница не превышает 10 %. Следовательно, движущийся со скоростью v_n источник теплоты при ЭМН можно принять полосовым малой ширины B или даже линейным, распределенным вдоль направления подачи полюсного наконечника (рис. 1б). Протяженность источника будет равна $2l$ – шагу при осаждении покрытия или подаче S за один проход. Интенсивность тепловыделения q_l обычно принимают равномерной, так как количество теплоты, поступающей в заготовку детали от быстро движущегося высоко-

интенсивного источника, определяется скоростью ее распространения, теплофизическими свойствами обрабатываемого материала и незначительно зависит от закона распределения [10]. Поэтому при ЭМН постановка линейных задач оправдана и дает основание в первом приближении применять для анализа параметров температурных полей быстро движущиеся, равномерно распределенные источники теплоты.

Для моделирования действия таких источников на поверхность рассмотрим соотношение, описывающее процесс распространения теплоты от точечного источника, быстро движущегося по полупространству с нетеплопроводной границей [8, 10]:

$$\theta_i = \frac{q_i}{2\pi\lambda(z - z_n)} \exp\left\{-\frac{v_n[(x - x_n)^2 + y^2]}{4\omega(z - z_n)}\right\}, \quad (4)$$

где $x_n, 0, z_n$ – координаты точечного источника; q_i – интенсивность источника, распределенного по площадке lB .

Чтобы рассчитать температуру, которая возникает в точке с текущими координатами x, y, z под действием бесконечно большого количества точечных источников, образующих плоский источник $2l_0 B_0$, проинтегрируем зависимость (4) по x_n и z_n . Интегрирование от $x_n = -l$ до $x_n = l$ дает соотношение

$$\theta_l = \frac{q_l \sqrt{\omega}}{2\lambda \sqrt{\pi v_n}} \int_0^B \frac{dz_n}{\sqrt{z - z_n}} \exp\left[-\frac{v_n y^2}{4\omega(z - z_n)}\right] \times \\ \times \left\{ \operatorname{erf}\left[(l_0 + x) \sqrt{\frac{v_n}{4\omega(z - z_n)}}\right] + \right. \\ \left. + \operatorname{erf}\left[(l_0 - x) \sqrt{\frac{v_n}{4\omega(z - z_n)}}\right] \right\}, \quad (5)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy$ – функция интеграла вероятности Гаусса; q_l – интенсивность источника теплоты, распределенного по площадке $2l_0 B_0$.

Проинтегрировав (5), считаем, что вся теплота выделяется вдоль оси x и, в случае $B_0 = z - z_n$,

получим распределение температуры от быстро-
движущегося линейного источника

$$\theta_r = \frac{q_r \sqrt{\omega}}{2\lambda \sqrt{\pi v_n (z - z_n)}} \exp \left[-\frac{v_n y^2}{4\omega(z - z_n)} \right] \times \\ \times \left\{ \operatorname{erf} \left[(l_0 + x) \sqrt{\frac{v_n}{4\omega(z - z_n)}} \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{erf} \left[(l_0 - x) \sqrt{\frac{v_n}{4\omega(z - z_n)}} \right] \right\}, \quad (6)$$

где q_r – интенсивность источника теплоты, распределенного вдоль отрезка поверхности длиной $2l_0$.

Полученные зависимости (5) и (6) позволяют рассмотреть температурные поля при восстановлении или упрочнении поверхностей деталей ЭМН с достаточным теплоотводом.

Если теплоотвод из-за габаритов обрабатываемой заготовки детали недостаточно интенсивен, то следует говорить о накоплении теплоты, ведущем к повышению температуры изделия в процессе обработки. Поэтому обратимся к примеру, когда источник теплоты быстро движется по поверхности сплошного цилиндра по винтовой линии малого шага $2l_0$ и совершает при этом несколько оборотов-проходов. Тогда температура произвольной точки на поверхности радиусом R может быть представлена в виде суммы температур от мгновенных кольцевых источников, которые описываются соотношением [11]

$$\theta_k = \frac{2q_k}{v_n c R \sqrt{4\pi\omega t}} \exp \left(-\frac{x^2}{4\omega t} - \frac{2\alpha t}{cR} \right) \Phi_0(r, t), \quad (7)$$

где q_k/v_n – погонная энергия от мгновенного кольцевого источника; α – коэффициент теплоотдачи; c – удельная теплоемкость; r – текущий радиус; t – время, прошедшее с момента действия теплоты; $\Phi_0(r, t)$ – функция, отражающая процесс выравнивания теплоты в тонком круглом диске без теплоотдачи при мгновенном ее выделении по кольцу на наружной поверхности.

В свою очередь

$$\Phi_0(r, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{\mu_k^2 \omega t}{R^2} \right) \frac{J_0 \left(\frac{\mu_k r}{R} \right)}{J_0(\mu_k)}, \quad (8)$$

где J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка от действительного аргумента; μ_k – функции Бесселя первого рода первого порядка J_1 , т. е. корни уравнения $J_1(\mu_k) = 0$.

Сумма температур от мгновенных кольцевых источников, расположенных на различных расстояниях x , до рассматриваемой точки поверхности и имеющих различное время t , прошедшее с момента их действия (т. е. с момента пересечения движущимся источником теплоты осевой плоскости, проходящей через рассматриваемую точку), представляется зависимостью

$$\theta_s = \frac{2q_k}{v_n c R} \sum_{n=1}^N \Phi_n(r, t_n) \exp \left(-\frac{x_n^2}{4\omega t_n} - \frac{2\alpha t_n}{cR} \right) \sqrt{4\pi\omega t_n}, \quad (9)$$

где x_n – расстояние до рассматриваемой точки при различных проходах; t_n – время, прошедшее с момента различных проходов; N – число проходов с начала обработки (нумерация ведется от последнего прохода).

При большом числе проходов N значение функции выравнивания температур (8) в зависимости (9) приближается к единице – $\Phi_n(r, t_n) \rightarrow 1$ [11]. Это означает, что цилиндрическое тело практически полностью прогревается по толщине, тем самым нарушается принятая схема процесса (рис. 1а) и расчет температурных полей по математическим зависимостям (5)–(9) затрудняется.

В таких случаях определение температур целесообразно проводить с учетом накопления теплоты бесконечным цилиндрическим телом с постоянным источником, равномерно распределенным по его боковой поверхности. Тогда при условии, что теплообмен с окружающей средой стабилизировался и температура на боковой поверхности выравнилась, можно рассматривать нестационарную одномерную задачу с граничными условиями первого рода, в которой источник нагрева представляется постоянно действующим кольцевым. Дифференциальное уравне-

ние теплопроводности для этой задачи запишется следующим образом [7]:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \omega \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right), \quad t > 0; \quad 0 < r < R, \quad (10)$$

при начальном условии $\theta(r, 0) = \theta_0 = \text{const}$ и граничных условиях $\theta(r, t) = \theta_c = \text{const}$; $\partial \theta(0, t) / \partial r = 0$; $\theta(0, t) \neq \infty$. Последнее условие предполагает, что температура в центре кольца на протяжении всего процесса теплообмена должна быть конечной.

Решение уравнения (10) имеет вид, аналогичный функции выравнивания температур (8):

$$\frac{\theta_c - \theta}{\theta_c - \theta_0} = \sum_{n=1}^{\infty} 2 \exp \left(-\frac{\mu_n^2 \omega t}{R^2} \right) \frac{J_0 \left(\frac{\mu_n r}{R} \right)}{\mu_n J_1(\mu_n)}, \quad (11)$$

где $\mu_n = (2n - 1)\pi/2$.

В случаях, когда упрочняются торцевые поверхности и длина L цилиндрической поверхности мала, процесс накопления теплоты целесообразно рассматривать при установившемся теплообмене для цилиндра ограниченной длины с постоянной температурой на его боковой и торцевой поверхностях. Дифференциальное уравнение теплопроводности для нестационарной двумерной задачи в этом случае будет

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \omega \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \right), \quad t > 0; \quad 0 < r < R; \\ -\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}, \quad (12)$$

при начальном условии $\theta(r, x, 0) = \theta_0 = \text{const}$ и граничных условиях $\theta(r, \pm L/2, t) = \theta_c = \text{const}$; $\theta(R, x, t) = \theta_c = \text{const}$.

Решение уравнения (12) имеет следующий вид:

$$\frac{\theta_c - \theta}{\theta_c - \theta_0} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} 4 \exp \left\{ - \left[\mu_m^2 + \left(\mu_n \frac{2R}{L} \right)^2 \right] \frac{\omega t}{R^2} \right\} \times \\ \times \frac{\cos \left(\mu_n \frac{2x}{L} \right) J_0 \left(\frac{\mu_n r}{R} \right)}{\mu_n \mu_k J_1(\mu_k)}. \quad (13)$$

Проверка результатов экспериментальных исследований и используемых математических моделей тепловых процессов ЭМН проведена при наплавке порошка из быстрорежущей стали Р6М5К5 на образцы из стали 45, теплофизические константы которых известны [7]. Толщина наплавленного слоя принималась 100; 200; 300; 400; 500 мкм, плотность теплового потока определялась для плотности разрядного тока 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 А/мм². При ЭМН с использованием рабочей жидкости коэффициент теплоотдачи составлял $\alpha = 560$ Вт/(м²·К), а при наплавке в воздушной среде – $\alpha = 22$ Вт/(м²·К) (рис. 2).

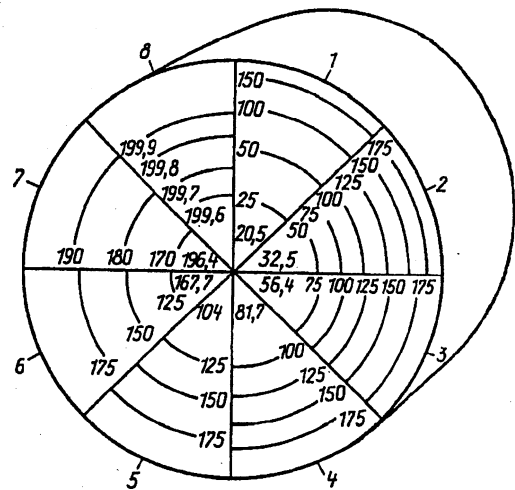


Рис. 2. Изотермы в различные промежутки времени от начала установившегося режима электромагнитной наплавки (температура поверхности цилиндра диаметром 40 мм – 200 °С); 1 – 2 с; 2 – 4 с; 3 – 6 с; 4 – 8 с; 5 – 10 с; 6 – 20 с; 7 – 40 с; 8 – 60 с

Анализ полученных результатов исследований позволил сделать следующие выводы:

- повышение плотности теплового потока путем увеличения плотности разрядного тока существенно сказывается на времени достижения температурного максимума в системе покрытие–основа. Так, при значении толщины наплаваемого слоя $\delta = 100$ мкм и величине разрядного тока $i = 1,0$ А/мм² температура поверхности покрытия достигает $T_{\max} = 1580$ °С за время $\tau = 2,35 \cdot 10^{-3}$ с, а при $i = 3,0$ А/мм² и $\delta = 500$ мкм – $T_{\max} = 1950$ °С за $\tau = 7,42 \cdot 10^{-4}$ с;

- при ЭМН в воздушной среде поверхность покрытия нагревается в пять раз быстрее, а остывает значительно медленнее;

- установлено, что температурный максимум расположен в месте контакта порошка с поверхностью обрабатываемой заготовки детали. Выделяемая теплота передается как покрытию, так и основе, причем покрытие прогревается быстрее из-за своей малой толщины;

- температурная стабилизация поверхности заготовок небольших размеров (диаметр до 40 мм) происходит за 0,5...1,0 мин. Это свидетельствует о том, что температура поверхности изменяется на протяжении всего процесса наплавки и определяется суперпозицией рассматриваемых полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кожуро Л. М., Чемисов Б. П. Обработка деталей машин в магнитном поле. – Мн.: Наука и техника, 1995. – 232 с.
2. Теория и практика нанесения защитных покрытий / П. А. Витязь, В. С. Ивашко, А. Ф. Ильющенко и др. – Мн.: Беларуская навука, 1998. – 583 с.
3. Технологические основы обработки изделий в магнитном поле / П. И. Ящерицын, Л. М. Кожуро, А. П. Ракомсин и др. – Мн.: Изд-во ФТИ НАНБ, 1997. – 416 с.
4. Белашенко В. Е., Кудинов В. В., Черняк Д. В. Анализ температурных полей на поверхности пластины при ее нагреве нормально распределенным источником теплоты // Физика и химия обработки материалов. – 1984. – № 2. – С. 18–22.
5. Тарасов В. С. Моделирование технологических процессов с распределенными параметрами. – М.: Изд-во МПИ, 1984. – 80 с.
6. Тепловые процессы и температурные поля пластического деформирования наплавленной поверхности / Л. М. Кожуро, В. И. Гальго, М. Л. Хейфец и др. // Весці АН Беларусі. Сер. Фіз.-тэхн. навук. – 1994. – № 2. – С. 120.
7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 292 с.
8. Рыкалин Н. Н. Расчет тепловых процессов при сварке. – М.: Машгиз, 1951. – 296 с.
9. Талантов Н. В., Шитова Г. В. Определение температуры контактных поверхностей инструментов с учетом объемности процесса тепловыделения // Теплофизика технологических процессов. – Куйбышев: Изд-во КУПИ, 1970. – С. 16–22.
10. Резников А. Н., Резников Л. А. Тепловые процессы в технологических системах. – М.: Машиностроение, 1990. – 288 с.
11. Емельянов В. А., Мрочек Ж. А., Иванов И. А. Вакуумно-плазменные способы формирования защитных и упрочняющих покрытий. – Мн.: Изд-во НПО «Интеграл», 1998. – 284 с.