

УДК 533.6

Моделирование тепло- и массообмена в наращиваемом слое металла при лазерно-порошковой наплавке

Д.В. Беденко, О.Б. Ковалев

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: dmtr.bedenko@gmail.com

Предложена физико-математическая модель расчета теплового состояния и формы наращиваемого слоя (валика) при лазерно-порошковой наплавке. Рассматривается трехмерная постановка двухфазной задачи типа Стефана с криволинейными подвижными границами, одна из границ — граница плавления-кристаллизации, а другая — граница наращиваемого слоя, где записываются законы сохранения из условия притока дополнительной массы и энергии. Для описания формы валика используется уравнение кинематической совместности точек поверхности, движение которой происходит за счет массы частиц порошка, поставляемых в пятно излучения. Для численного решения уравнений используется явная конечно-разностная схема на прямоугольной неравномерной сетке. Расчеты производятся сквозным счетом без явного выделения криволинейных границ с использованием модификации метода погруженной границы. Представлены результаты расчетов теплового состояния и формы поверхности образующегося валика в зависимости от физических параметров: начальной температуры подложки, интенсивности лазерного излучения, скорости наплавки, расхода порошка и т. д.

Ключевые слова: лазерно-порошковая наплавка, двухфазная задача Стефана, подвижная криволинейная граница, математическое моделирование.

Введение

С помощью лазерно-порошковой наплавки осуществляется прямое нанесение материала (direct material deposition — DMD), что дает возможность получения покрытий и восстановления поверхностей изношенного оборудования машин и механизмов, а также создания прототипов деталей или цельных изделий сложной пространственной формы [1, 2]. Проблемы, которые при этом возникают, связаны с появлением трещин в нанесенном металлическом слое (валике), вследствие чего усталостная прочность деталей снижается в 10–20 раз, что может стать причиной преждевременного разрушения и выхода изделия из строя [1]. Топография поверхности таких трещин показывает, что они имеют кристаллизационную природу, т. е. происходят в твердой фазе. В связи с этим необходимо прогнозировать нагрев подложки и наращиваемого слоя материала, а также зону термического влияния после лазерного воздействия. Кроме того, знание тепловой картины может быть использовано для выбора оптимальных (с точки зрения эффективности расхода порошка и энергозатрат) параметров — плотности мощности излучения, начальной температуры подложки и т. д.

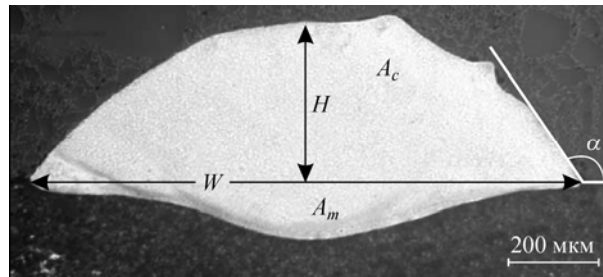


Рис.1. Поперечное сечение типичного одиночного валика: H — высота, W — ширина, A_c — область валика, A_m — область зоны проплавления подложки [3].

Исследованию процессов лазерной наплавки посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–7]. Попытки моделирования процессов, сопровождающих наплавку, предпринимаются как в подходах, направленных на более полную математическую постановку задачи и ее численную реализацию [4, 5], так и в аналитических или полуаналитических подходах [6, 7]. В работе [3] представлены результаты исследований по лазерной наплавке одиночного валика из никелевого сплава на плоскую подложку при вариации основных параметров: мощности лазера, расхода порошка и скорости движения луча. На рис. 1 представлена типичная фотография валика в поперечном сечении [3]. Обсуждаются физические закономерности влияния варьируемых параметров на размеры валиков. Дана оценка величины интенсивности лазерного излучения необходимого для эффективной наплавки присадочного порошка на подложку. В работе [4] исследуются размеры и микроструктура одиночных валиков, получаемых на стальной подложке с использованием смеси порошков из стали и карбида титана. Представлены зависимости высоты и ширины валика от основных параметров процесса, на их основе указаны наиболее эффективные режимы наплавки и даны качественные объяснения результатам. Трудности, возникающие при анализе полученных результатов, связаны с отсутствием возможности наблюдения за динамикой тепловых процессов в валике и подложке. В работах [5, 6] численно моделируется процесс наплавки с использованием уравнений Навье–Стокса и уравнения энергии с учетом движения жидкости в ванне расплава, при этом криволинейная граница жидкость–газ считается свободной. В правые части исходных уравнений авторы работы [5] включают дополнительные члены, которые с помощью дельта-функций описывают граничные условия на криволинейной границе наращиваемого слоя, при этом математического доказательства подобным действиям не приводится. Для примера, в [5, 6] представлены результаты расчетов теплового состояния валика, подложки и поля скоростей в ванне расплава. Однако обобщающих выводов при этом не делается, и в качестве главного результата представляется сама модель и метод расчета. Кроме того, в работе [6] степень соответствия результатов расчета данным экспериментов оказалась невысокой. Аналитические или полуаналитические подходы [7, 8] применительно к наплавке в целом работают только в достаточно узком интервале изменения основных параметров. В [7] моделируется форма поверхности валика в зависимости от скорости наплавки и расхода порошка. Показано хорошее соответствие с данными экспериментов только по ширине одиночного валика (оцененная точность 13 %) и глубине проплавления подложки (25 %) при низких и средних скоростях наплавки. В остальных случаях степень соответствия экспериментальным данным значительно падает. В связи с этим исследование физики процесса наплавки для широкого спектра режимов затруднительно. В работе [8] моделирование размеров и формы валика при лазерно-порошковой наплавке проводится на основе дифференциального уравнения для малых деформаций поверхности и дополняется законом сохранения массы присадочного порошка. Кроме этого, методом счета на установление, решается уравнение энергии

в трехмерном случае. Модель содержит неопределяемые теоретически коэффициенты, находимые при ее калибровке на основе экспериментальных данных. Такой подход может быть применен только на основе заранее известного поведения тех или иных параметров.

В настоящей работе предложена физико-математическая модель наращивания поверхности материала при лазерной наплавке, основанная на трехмерном решении задачи о тепловом состоянии тела сложной геометрической формы с подвижными криволинейными границами и нелинейными граничными условиями.

1. Математическая модель

1.1. Основные предположения и их обоснование

Проблема построения общей модели лазерно-порошковой наплавки осложнена наличием определенного количества взаимосвязанных между собой физических процессов. Наиболее полное математическое моделирование требует решения в сопряженной постановке ряда задач механики сплошных сред и физики лазерного излучения.

Далее рассмотрим модель наплавки, ограниченную исследованием тепло- и массообменных процессов, к которым относится локальный лазерный нагрев металлической подложки, ее плавление с последующим наращиванием поверхности и формированием валика за счет массы частиц порошка, поставляемых в зону расплава. Описания струйного течения газа в коаксиальном сопле и транспорт частиц порошка к подложке частично исследованы в работах [9, 10] и в настоящей работе не рассматриваются.

Основные ограничения и предположения, в рамках которых построена модель, сводятся к следующему.

1. Исходя из средних расходов порошка ($F \sim 10$ г/мин), среднего размера частиц ($D \sim 50\text{--}100$ мкм) и характерного радиуса их разлета ($r_p \sim 1$ мм), можно оценить количество частиц, падающих в единицу времени на единицу поверхности, как $\sim 10^4 \text{ мм}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

С учетом этого источник падающих частиц $m_p(x, y) = \frac{F}{\pi r_p^2} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{r_p^2}\right)$ кг/(м²с)

будем рассматривать как непрерывную функцию плотности потока массы частиц от координат (x, y) .

2. Прилипание частиц происходит только в пределах поверхности ванны расплава, при этом отсутствует прилипание при столкновении частиц с твердой поверхностью.

3. Движение жидкого металла не рассматривается. Это серьезное ограничение, которое работает в случае, когда объем, занятый расплавом, оказывается незначителен в условиях непрерывно протекающих процессов плавления и кристаллизации, или когда мощность лазерного излучения такова, что не возникает больших скоростей в жидкой ванне.

1.2. Основные уравнения и постановка задачи

Транспортировка порошка в зону воздействия излучения на подложке может производиться как с использованием бокового сопла, направленного под углом к оси луча, так и с помощью коаксиального сопла, совмещенного с осью луча, при котором осуществляется равномерно распределенный ввод частиц в газовый поток. Схема наращиваемого слоя в виде валика на подложке приведена на рис. 2. Для описания фазового перехода и расчета границы зоны расплава рассматривается двухфазная задача типа задачи Стефана [11] в энтальпийной постановке [12], которая позволяет получать численное решение сквозным счетом без явного выделения границы плавление-кристаллизация и сглаживания коэффициентов.

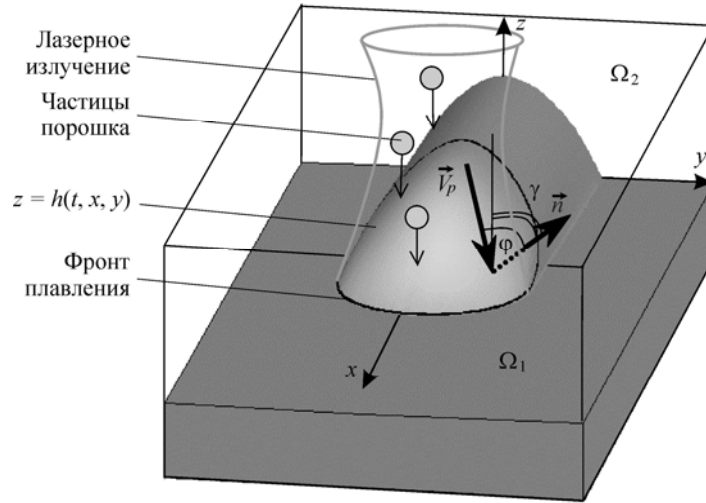


Рис. 2. Схема наращиваемого слоя в виде валика на подложке.

Уравнение сохранения энтальпии, записанное в системе, совмещенной с центром луча, имеет вид:

$$\frac{\partial H}{\partial t} - V_c \frac{\partial H}{\partial x} = \text{div}(\lambda \nabla T), \quad (1)$$

где H — энтальпия, T — температура, λ — теплопроводность, V_c — скорость движения луча лазера. Температура в области рассчитывается через энтальпию с учетом теплоты фазового перехода:

$$T = \begin{cases} H/(c_s \rho_s), & H < c_s \rho_s T_m, \\ T_m, & c_s \rho_s T_m \leq H \leq c_s \rho_s T_m + L_m, \\ T_m + (H - c_s \rho_s T_m - L_m)/(c_l \rho_l), & H > c_s \rho_s T_m + L_m, \end{cases} \quad (2)$$

где индексы s и l при теплоемкости c и плотности ρ означают твердую и жидкую фазы, T_m — температура плавления, L_m — скрытая теплота плавления.

Преимущество данного подхода состоит в неявном расчете подвижной границы фронта плавления $S(t, x, y, z)$ исходя из условия: $H(S(t, x, y, z)) = c_s \rho_s T_m + L_m/2$, вместо классического условия Стефана.

В зоне плавления $c_s \rho_s T_m \leq H \leq c_s \rho_s T_m + L_m$ коэффициент теплопроводности λ , используемый в уравнении (1), находится в линейном приближении: $\lambda = (f_s / \lambda_s + f_l / \lambda_l)^{-1}$, где $f_l = (H - c_s \rho_s T_m) / L_m$ и $f_s = 1 - f_l$ — объемные доли жидкой и твердой фаз.

Уравнение баланса тепла на подвижной криволинейной границе $h(t, x, y)$ наращиваемого слоя записывается в следующем виде:

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_h = A(\gamma) \cdot I \cdot \cos \gamma - \alpha [T - T_{\text{атм}}] - \varepsilon \sigma (T^4 - T_{\text{атм}}^4) - (H - H_p) V_n - L_e \dot{m}, \quad (3)$$

где $A(\gamma)$ — коэффициент поглощения излучения металлом, который зависит от угла падения γ ; $I(x, y)$ — распределение интенсивности излучения; $\alpha = \text{Nu} \cdot \lambda_{\text{air}} / (2r_l)$ — коэффициент теплоотдачи, Nu — число Нуссельта в неподвижной среде, λ_{air} — теплопроводность

воздуха при н.у., r_l — радиус лазерного пучка; ε — степень черноты поверхности; σ — постоянная Стефана–Больцмана; V_n — нормальная компонента скорости движения поверхности; $H_p = \int_0^{T_p} c(T)\rho(T)dT$ — удельное теплосодержание падающих частиц; L_e — теплота испарения, \dot{m} — массовый расход испаряющегося металла.

Первый член в правой части (3) описывает приток тепла в системе валик–подложка от лазерного источника, второй и третий члены отвечают за конвективный теплообмен с окружающей средой и тепловое излучение нагретой поверхности, а третий и четвертый члены описывают приток дополнительной энергии, приносимой частицами, и потери на испарение соответственно.

Массу испарившегося вещества определим через скорость движения границы за счет испарения [13]:

$$\dot{m} = \rho_m V_0 e^{-U/T},$$

где $U = \mu L_e / N_a k_b$, μ — молярная масса, N_a — постоянная Авогадро, k_b — константа Больцмана, V_0 — скорость звука в расплавленном металле.

В случае круговой поляризации коэффициент поглощения лазерного пучка записывается в виде $A(\gamma) = 1 - (R_s(\gamma) + R_p(\gamma))/2$, где R_s и R_p — коэффициенты отражения при параллельной и перпендикулярной поляризации луча, соответственно, которые определяются со-

гласно формулам Френеля: $R_s = \left(\frac{\cos \gamma - \sqrt{N_\omega^2 - \sin^2 \gamma}}{\cos \gamma + \sqrt{N_\omega^2 - \sin^2 \gamma}} \right)^2$, $R_p = \left(\frac{N_\omega^2 \cos \gamma - \sqrt{N_\omega^2 - \sin^2 \gamma}}{N_\omega^2 \cos \gamma + \sqrt{N_\omega^2 - \sin^2 \gamma}} \right)^2$,

где N_ω — показатель преломления. Для металлов величина N_ω является комплексным числом: $N_\omega = n_\omega + ik_\omega$, где n_ω и k_ω , в свою очередь, коэффициент преломления и проводимость соответственно.

Если линейные размеры подложки значительно превышают характерный размер лазерного пятна, то на боковых ($x = \pm L_x$, $y = \pm L_y$) и нижней ($z = -L_z$) границах (рис. 2) ставятся условия тепловой изоляции:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\pm L_x} = \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\pm L_y} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=-L_z} = 0.$$

При наличии внешнего источника частиц происходит образование валика, форма и линейные размеры которого описываются соотношением $z - h(t, x, y) = 0$. В системе, движущейся со скоростью лазерного источника V_c , совмещенного с осью сопла, верхняя граница валика $h(t, x, y)$ удовлетворяет уравнению кинематической совместности точек поверхности, которое записывается в виде:

$$\frac{\partial h(t, x, y)}{\partial t} - V_c \frac{\partial h(t, x, y)}{\partial x} = \frac{V_n}{\cos \gamma}. \quad (4)$$

Здесь: $V_n = E_p \frac{m_p(x, y, z)}{\rho} \cos \varphi$, $\cos \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + h_x^2 + h_y^2}}$, $\cos \varphi = \frac{(\vec{V}_p \cdot \vec{n})}{|\vec{V}_p|}$,

где V_n — нормальная составляющая скорости движения границы, \vec{n} — вектор нормали к поверхности $z = h(t, x, y)$, γ — угол между осью Z и нормалью \vec{n} (рис. 2), φ — угол между направлением потока массы частиц, летящих со скоростью \vec{V}_p , и нормалью \vec{n} , $m_p(x, y)$ — распределение плотности потока массы частиц, E_p — коэффициент прилипания частиц, ρ — плотность материала частиц.

Поскольку частицы могут прилипнуть к подложке только в зоне расплава, то для коэффициента прилипания принимается выражение:

$$E_p = \begin{cases} 0, & T(t, x, y, z)|_{h(t, x, y)} \leq T_m \\ 1, & T(t, x, y, z)|_{h(t, x, y)} > T_m \end{cases}$$

В качестве начальных условий при $t = 0$ задаются распределение температуры на подложке $T(0, x, y, z) = T_0$ и положение верхней границы $h(0, x, y) = 0$, которая считается плоской.

Таким образом, для описания процесса прямого наращивания материала предлагается двухфазная задача типа задачи Стефана (1), (2) с криволинейными подвижными границами, на которых рассматриваются условия (3), (4).

2. Метод расчета

Численное решение уравнений (1)–(4) осложнено изменяющейся со временем геометрией исследуемой области. Поэтому для решения задачи была выбрана модификация метода погруженной границы с фиктивными узлами [14]. Суть метода сводится к следующему. Исходная, занимаемая материалом сложная область Ω_1 дополняется фиктивной областью Ω_2 до прямоугольной формы $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$, в которой строится прямоугольная сетка. Данный подход отличается от известного метода фиктивных областей [15] тем, что не требует продолжения исходной задачи во всю фиктивную область. При численной реализации конечно-разностной схемы в исходной области дополнительно используются лишь приграничные фиктивные узлы, в которые предварительно экстраполируются значения искомой функции температуры с учетом граничного условия для потока тепла на криволинейной границе [16]. Это позволяет не выделять явно криволинейную границу и производить сквозной счет на прямоугольной и ортогональной сетке. Экстраполяция значений температуры в фиктивные узлы проводится на основе ее значений в узлах исходной (реальной) области и граничного условия, записанного для точки на границе, ближайшей к фиктивному узлу (см. рис. 3). Другими словами, в экстраполирующем полиноме

$$T(x, y, z) = \sum_{i+j+k=0}^n a_{ijk} x^i y^j z^k \quad (5)$$

неизвестные коэффициенты a_{ijk} определяются из условия его равенства известным

значениям температуры в реальных узлах $T(x_\xi, y_\xi, z_\xi) = T_\xi$, и граничного условия (2) в точке на поверхности (x_g, y_g, z_g) (рис. 3).

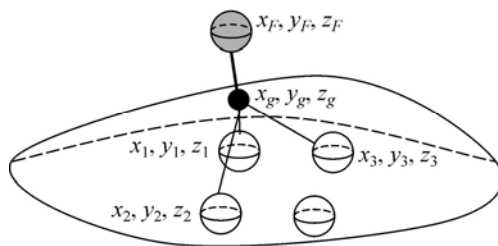


Рис. 3. Фиктивный узел (x_f, y_f, z_f) , ближайший к фиктивному узлу точка поверхности (x_g, y_g, z_g) и три узла реальной области $(x_i, y_i, z_i, i = 1, 2, 3)$.

Таблица 1

Физические свойства стали, используемые в расчетах

Величина	Значение
Температура, К: плавления T_m / испарения T_e	1808/3133
Теплоемкость, Дж/(кг К): твердого c_s / жидкого c_l	628/748
Теплопроводность, Вт/(м К): твердого λ_s / жидкого λ_l	68,6/36,5
Удельная теплота, Дж/кг: плавления L_m / испарения L_e	$2,77 \cdot 10^5 / 6,088 \cdot 10^6$
Плотность, кг/м ³ : твердого ρ_s / жидкого ρ_l	7800/6980
Показатель преломления N_ω : коэффициент преломления n_ω / проводимость k_l	17,87/4,2
Степень черноты поверхности ε	0,5

Таким образом, уравнение (1) с начальными, граничными условиями и дополнительными соотношениями (2)–(4) решается численно, с применением явной конечно-разностной схемы [17]. Исходная расчетная и фиктивная области покрываются единой прямоугольной, неравномерной сеткой, которая сгущается в области действия лазерного излучения. Расчеты производятся сквозным счетом без явного выделения криволинейной границы и фронта плавление–кристаллизация с использованием описанного выше энтальпийного подхода и метода погруженной границы.

Для численной реализации граничного условия на криволинейной границе $z = h(t, x, y)$ используется линейная экстраполяция значений температуры в фиктивные узлы. Согласно (5) для $n = 1$ и граничному условию (2), записывается нелинейная система алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов a_{ijk} , для решения которой используется метод Ньютона.

При движении границы на каждом временном шаге часть узлов из фиктивной области может переходить в реальную. При добавлении новых узлов в реальную область значения температуры в них не определены. Для таких узлов используются прежние значения температуры с предыдущего шага по времени (когда они являлись фиктивными).

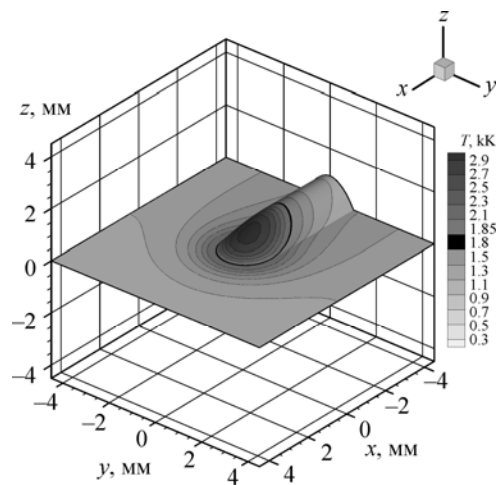
3. Результаты расчетов

В расчетах моделировалась наплавка стального порошка на стальную подложку. Значения физических свойств порошка и подложки представлены в табл. 1.

В декартовой системе координат $Oxyz$ на рис. 4 представлена форма полученного валика и распределение температуры на его поверхности и на подложке. На рис. 5, a, b представлено поле температуры в сечениях в плоскостях $(x, 0, z)$ и $(0, y, z)$. Черным цветом отмечена граница фазового перехода плавление–кристаллизация. Наплавка осуществлялась при движении лазерно-порошкового источника со скоростью $V_c = 10$ мм/с вдоль оси Ox , при мощности лазера $W = 5$ кВт. Плотность мощности излучения в пучке описывается распределением Гаусса:

$$I(x, y) = \frac{2W}{\pi r_l^2} e^{-2(x^2 + y^2)/r_l^2}, \text{ где } r_l = 1,5 \text{ мм.}$$

Рис. 4. Внешний вид наплавляемого валика и распределение температуры на его поверхности и на подложке на момент времени 1 с (черным цветом на поверхности валика отмечена граница фазового перехода). Лазерно-порошковый источник движется вдоль оси Ox .



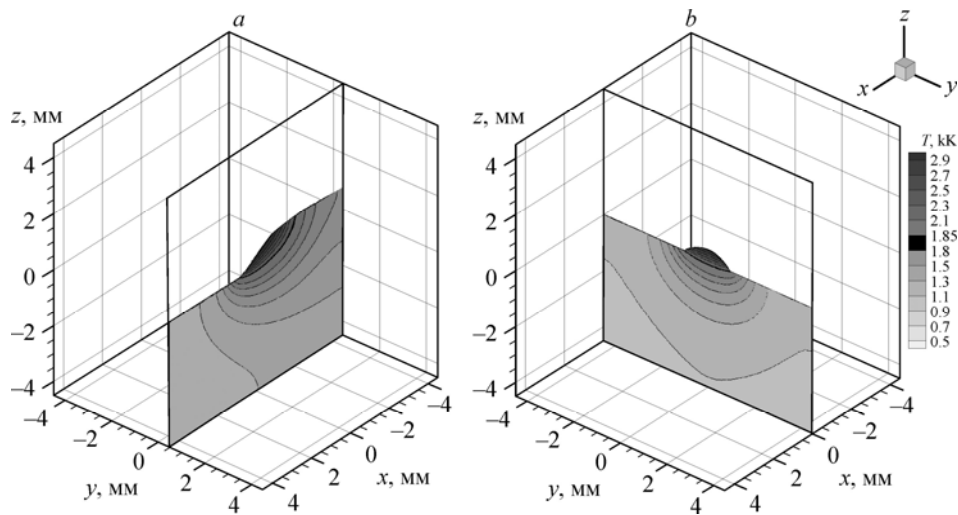


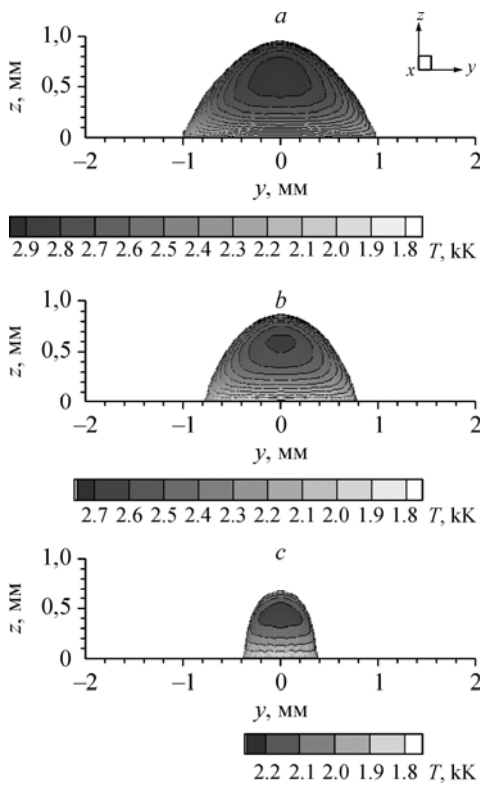
Рис. 5. Распределение температуры в валике и подложке в сечениях: a — $(x, 0, z)$, b — $(0, y, z)$.

Расход частиц порошка составлял $F = 10$ г/мин, при этом распределение плотности массового потока в любом сечении, параллельном подложке, задавалось в виде:

$$m_p(x, y) = \frac{2F}{\pi r_p^2} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{r_p^2}\right),$$

где радиус разлета частиц порошка $r_p = 1,5$ мм.

Начальная температура подложки $T_s = 300$ К, температура падающих частиц везде одинакова и составляет $T_p = 1500$ К. В расчетах использовалась сгущающаяся к центру прямоугольная сетка с количеством ячеек $100 \times 100 \times 100$ по каждому из направлений.



Момент времени 1 с соответствует установившемуся режиму наплавки при постоянной скорости $V_c = 10$ мм/с. Максимальная температура на поверхности достигается в центре валика и составляет $T_{\max} = 2972$ К.

На рис. 6 в проекции на плоскость Oyz показаны форма валика и распределение температуры при вариации мощности лазерного излучения от 3 до 5 кВт. Изображение получено поворотом 3D рисунка таким образом, что угол зрения на валик направлен перпендикулярно плоскости Oyz .

В табл. 2 приведены размеры валика и максимальное значение температуры на его поверхности при изменении мощности излучения. Форма валика на рис. 6, a соответствует режиму с максимальным коэффициентом использования порошка, который определяется отношением массы прилипшего

Рис. 6. Форма валика и распределение температуры на его поверхности при вариации мощности излучения $W = 5$ (a), 4 (b), 3 (c) кВт. $F = 10$ г/мин, $T_s = 300$ К, $T_p = 1500$ К, $V_c = 10$ мм/сек.

Таблица 2
Размеры валика и максимальная температура его поверхности при вариации мощности излучения

Мощность W , кВт	Ширина w , мм	Высота h , мм	Температура T_{\max} , К
3	0,76	0,64	2273
4	1,56	0,85	2720
5	2,02	0,94	2972

Таблица 3
Размеры валика и значения максимальной температуры его поверхности при вариации начальной температуры подложки

Температура подложки T_s , К	Ширина w , мм	Высота h , мм	Температура T_{\max} , К
600	1,3	0,8	2387
800	1,66	0,88	2470
1000	2,01	0,95	2531

к подложке порошка в единицу времени к его суммарному расходу. На рис. 6, *b*, *c* наблюдается снижение максимальной температуры на поверхности валика и заметное уменьшение его размеров. Очевидно, что использование лазера меньшей мощности неэффективно для таких параметров процесса, однако температура в центре валика значительно превышает температуру плавления.

Представляют интерес режимы наплавки, обеспечивающие понижение термических напряжений, которые связаны с тепловым состоянием наплавляемого валика и подложки. Это выражается, прежде всего, в понижении мощности лазерного излучения, но при этом необходимо, чтобы размеры наращиваемого валика и скорость движения источника оставались бы прежними. Для этого при мощности излучения $W = 3$ кВт и температуре падающих частиц $T_p = 1500$ К варьировалась начальная температура подложки T_s с целью получения максимального коэффициента использования порошка. Результаты расчетов представлены в табл. 3.

Видно, что значения ширины и высоты валика на рис. 7, *a* очень близки для случая, когда подложка предварительно нагревалась до температуры $T_s = 1000$ К (рис. 7, *b*). Вместе с тем, поле температуры в валике оказалось существенно ниже, чем для случая использования излучения с большей мощностью (рис. 7, *a*, *b*). Отсюда можно сделать вывод об эффективности предварительного прогрева подложки с целью уменьшения абсолютной температуры и температурных градиентов в валике при неизменном коэффициенте расходования порошка.

Меняя значения мощности W , расхода F и скорости V_c , но сохраняя неизменными радиус пятна излучения r_l , радиус разлета частиц r_p и соотношения

$$W/V_c = \text{const} \text{ и } F/V_c = \text{const}, \quad (6)$$

Рис. 7. Режимы теплового воздействия излучения: высокий — $W = 5$ кВт, $T_s = 300$ К (*a*) и низкий — $W = 3$ кВт, $T_s = 1000$ К (*b*), при условии сохранения размеров валика и параметров наплавки $F = 10$ г/мин, $T_s = 300$ К, $T_p = 1500$ К, $V_c = 10$ мм/сек.

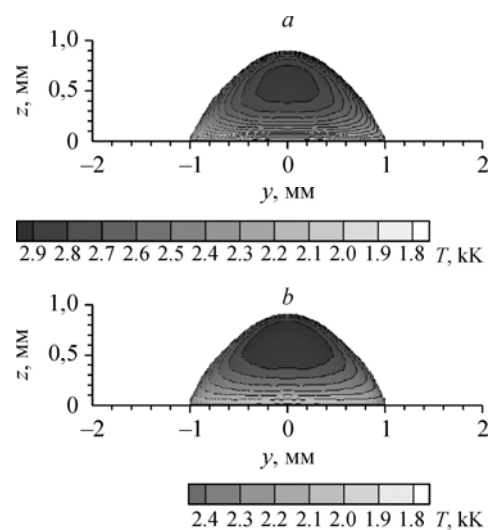


Таблица 4

Размеры валика при различных параметрах W, V_c, F

W , кВт	F , г/мин	V_c , мм/с	w , мм	h , мм	T_{\max} , К
2	5	5	0	0	1618
4	10	10	1,56	0,85	2720
8	20	20	2,28	1,00	3050

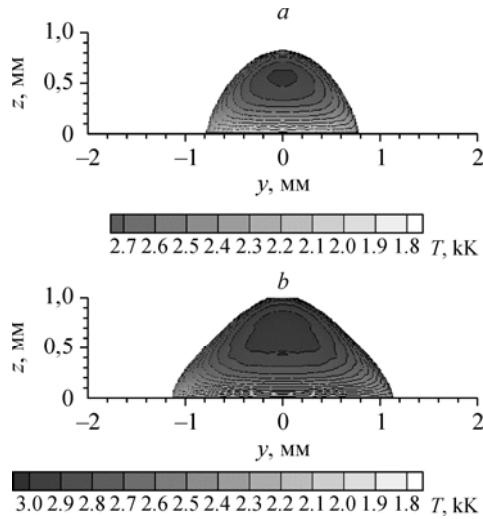


Рис. 8. Размеры валика и температура на его поверхности при различных параметрах W, V_c, F .
 а — $W = 4$ кВт, $F = 10$ г/мин, $V_c = 10$ мм/с; б — $W = 8$ кВт, $F = 20$ г/мин, $V_c = 20$ мм/с.

можно оценить величину теплоотдачи из валика в подложку и степень ее влияния на размеры валика. При выполнении данных соотношений (6) масса подаваемого порошка и энергия лазерного излучения одинаковы на единицу длины валика, так же как и одинаков профиль их распределения по поперечному сечению валика. В табл. 4 приведены размеры и максимальная температура поверхности валика для различных значений W, F, V_c . Несмотря на одинаковый расход

порошка и интенсивность излучения, приходящегося на единицу поверхности наплавленного валика, в случае больших значений W, V_c, F размеры валика увеличиваются. При этом наблюдается рост максимальной температуры на его поверхности (рис. 8). Существуют такие значения W и V_c (табл. 4), что поверхность вообще не успевает расплавиться за счет теплопереноса вглубь подложки и порошок не наплавляется. В итоге можно сделать вывод об увеличении коэффициента использования порошка с увеличением скорости наплавки при неизменных соотношениях W/V_c и F/V_c . Объяснением данного результата является уменьшение времени теплообмена между валиком и подложкой. Следовательно, большая доля излучения идет на плавление прилипающих частиц.

Заключение

Предложена физико-математическая модель формообразования валика, наращиваемого за счет наплавки частиц металлического порошка на подложку с одновременным лазерным воздействием в режиме сканирования с учетом процессов тепло- и массообмена. Выполнены расчеты по наплавке стального порошка на стальную подложку методом прямого нанесения материала. Представлены распределения температуры в образующемся валике и подложке, а также размеры и форма валика при вариации физических параметров, таких как мощность лазерного излучения, начальная температура подложки и падающих частиц, скорость наплавки и др. Проведено обсуждение некоторых закономерностей, связанных с изменениями формы и размеров наращиваемого валика при вариации физических параметров процесса.

Расчетным путем показано, что предварительный нагрев подложки дает возможность значительно уменьшать мощность лазера без изменения коэффициента использования порошка, при этом максимальное значение температуры на поверхности валика значительно ниже, чем при использовании большей мощности лазера.

С увеличением скорости наплавки пропорционально росту расхода порошка и мощности излучения, коэффициент использования порошка значительно возрастает вплоть до максимальных значений, определяемых функцией распределения массового потока падающих частиц. При уменьшении варьируемых параметров, возможна ситуация, при которой валик не наплавляется.

Расчеты показали работоспособность предложенной модели и применимость разработанного численного метода к тепловым задачам с наличием криволинейных подвижных границ.

Список литературы

1. Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н., Мисюрлов А.И. Технологические процессы лазерной обработки. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. 663 с.
2. Панченко В.Я., Голубев В.С., Васильцов В.В., Грязев А.Н., Дубров В.Д., Карабутов А.А., Майоров В.С., Сафонов А.Н. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок / под ред. В.Я. Панченко. М.: Физматлит, 2009. 664 с.
3. De Oliveira U., Ocelik V., de Hosson J.Th.M. Analysis of coaxial laser cladding processing conditions // Surface & Coating Technology. 2005. Vol. 197, No. 2–3. P. 127–136.
4. Novichenko D., Thivillon L., Bertrand Ph., Smurov I. Carbide-reinforced metal matrix composite by direct metal deposition // Physics Procedia. 2010. Vol. 5, No. 1. P. 369–377.
5. Wen S., Shin Y.C. Modeling of the Off-Axis High Power Diode Laser Cladding Process // J. Heat Transfer. 2011. Vol. 133, No. 3. P. 031007 (10).
6. He X., Mazumder J. Transport phenomena during direct metal deposition // J. Of Appl. Phys. 2007. Vol. 101, No. 5. P. 053113 (9).
7. Lalas C., Tsirbas K., Salonitis K., Chryssolouris G. An analytical model of the laser clad geometry // Int. J. Adv. Manuf. Technol. 2007. Vol. 32, No. 1–2. P. 34–41.
8. Судник В.А., Ерофеев В.А., Радаи Д., Бек М., Керн М. Компьютерное моделирование лазерного нанесения порошковых покрытий // Матер. III Межд. науч.-техн. конф. СПб: Лазер. техн. и средства их реализации. 2000. С. 50–57.
9. Wen S., Shin Y.C. Modeling of transport phenomena during the coaxial laser direct deposition process // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108, No. 4. P. 044908 (9).
10. Kovalev O.B., Zaitsev A.V., Novichenko D., Smurov I. Theoretical and experimental investigation of gas flows, powder transport and heating in coaxial laser Direct Metal Deposition (DMD) process // J. Thermal Spray Technology. 2011. Vol. 20, No. 3. P. 465–478.
11. Самарский А.А., Мосеев В.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // ЖВМ и МФ. 1965. Т. 5, № 5. С. 816–827.
12. Bennon W.D., Incropera F.P. A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid-liquid phase change systems. I. Model formulation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1987. Vol. 30, No. 10. P. 2161–2170.
13. Semak V.V., Damkroger B., Kempka S. Temporal evolution of the temperature field in the beam interaction zone during laser material processing // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32, No. 15. P. 1819–1825.
14. Винников В.В., Ревизников Д.Л. Применение декартовых сеток для решения уравнений Навье–Стокса в областях с криволинейными границами // Мат. моделирование. 2005. Т. 17, № 8. С. 15–30.
15. Вабищевич П.Н. Метод фиктивных областей в задачах математической физики. Изд-во Московского гос. ун-та. 1991. 156 с.
16. Tseng Y.H., Ferziger J.H. A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry // J. Comput. Phys. 2003. Vol. 192. P. 593–623.
17. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 553 с.

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2011 г.