

УДК 536.46+621.9

О. Н. Крюкова, А. Г. Князева

ИФПМ СО РАН (г.Томск)

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ОДНОМЕРНОЙ И ДВУМЕРНОЙ
МОДЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАПЛАВКИ ПОКРЫТИЙ
С МОДИФИЦИРУЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ**

Abstract

The model of electron-beam surfacing is suggested taking into account of modifying particles dissolution in the melt. The critical conditions dividing the different surfacing regimes are discovered. One regime leads to homogeneous coatings formation. Second regime gives composite coatings after electron-beam treatment. The detailed parametric investigation of the model was carried out. It was shown that all qualitative regularities found in one dimensional variant of the model take a place in two dimensional model also.

В связи с развитием и усовершенствованием технологий поверхностной обработки материалов и нанесения покрытий в настоящее время большая роль отводится математическому моделированию тех процессов, которые приводят к формированию свойств материалов.

Высокотемпературные технологии такого типа основаны на использовании химических источников энергии, либо сопровождаются разнообразными физико-химическими процессами и имеют много общего с теми процессами, которые традиционно являются объектом изучения теории горения. В частности, это относится к электронно-лучевой обработке материалов. Известные модели электронно-лучевой обработки ограничены учетом либо только тепловых процессов (нагрева, плавления, кристаллизации), либо анализом гидродинамического течения в ванне расплава. Технологии электронно-лучевой наплавки покрытий, в свою очередь, также весьма разнообразны. В одних из них на поверхность материала предварительно наносится (тем или иным способом) порошковый слой, а затем осуществляется термическая обработка материала с покрытием с помощью энергии электронного луча [1], в других – формирование покрытия происходит непосредственно в процессе термической обработки – в результате взаимодействия частиц, поступающих в расплав, с материалом основы [2]. В зависимости от химического состава обрабатываемого материала и порошка, служащего для модификации свойств, а также от технологических параметров фазовая и химическая структуры образующегося покрытия различны; различны и физико-химические процессы, лимитирующие формирование свойств, а также физико-математические модели, служащие для интерпретации и описания наблюдаемых закономерностей [3-6].

Анализ показал, что среди всего многообразия физико-химических процессов можно выделить те, которые являются общими для разных составов при использовании данной технологии. Исследование соответствующей «общей» модели полезно с точки зрения выявления различных режимов формирования свойств и в дальнейшем может быть использовано для оптимизации технологического процесса.

1. Математическая постановка задачи

Рассмотрим задачу в следующей постановке. Пусть по поверхности пластины толщины h в положительном направлении оси (ox) со скоростью v движется источник, энергия в котором распределена по закону

$$q_e = \begin{cases} 0 & , |y| > y_0 / 2; \\ q_0 \exp\left(- (x - vt)^2 / a_t^2\right) & , |y| \leq y_0 / 2, \end{cases} \quad (1)$$

где q_0 – максимальная плотность мощности потока, a_t – эффективный радиус источника; величина y_0 пропорциональна ширине сканирования. Такая форма источника соответствует пилообразным колебаниям электронного луча [7].

На некотором расстоянии x_a от максимума энерговыделения (или в том же месте) в образующуюся ванну расплава поступают частицы, свойства которых отличны от свойств обрабатываемого материала. Плотность потока частиц распределена по закону Гаусса,

$$q_m = q_{m0} \exp\left[- \left((x - x_a - vt)^2 + y^2 \right) / a_p^2 \right], \quad (2)$$

где q_{m0} – максимальная плотность потока частиц, а величина a_p определяется радиусом трубки, через которую подаются частицы. В некоторых технологиях нанесения покрытий частицы, поступающие в расплав, могут быть распределены по тому же закону, что и энергия в эффективном источнике (1).

Поле температуры следует из решения системы уравнений теплопроводности (с эффективными теплофизическими свойствами) и кинетики для объемной доли нерастворившихся частиц.

В лабораторной системе координат уравнение теплопроводности имеет вид

$$c_{\text{eff}} \rho_{\text{eff}} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q_s \varphi - \frac{(\varepsilon \sigma T^4 - q_e)}{h},$$

где T – температура; слагаемое $\varepsilon \sigma T^4$ описывает теплоотдачу с поверхности обрабатываемой пластины по закону Стефана – Больцмана, c_{eff} – теплоемкость, ρ_{eff} – плотность, λ_{eff} – коэффициент теплопроводности, Q_s – теплота растворения частиц в расплаве. Теплофизические характеристики в общем случае зависят от температуры и состава, что учитывается при описании процесса электронно-лучевой наплавки конкретных систем [3-6]. Для качественного исследования процесса формирования покрытия ограничимся постоянной теплопроводностью $\lambda_{\text{eff}} = \text{const}$, но учтем, что поступающие в систему частицы изменяют ее эффективную теплоемкость

$$(c\rho)_{\text{eff}} = c\rho(1 - \eta_p) + c_1\rho_1\eta_p,$$

где c и ρ – теплоемкость и плотность чистого вещества основы или раствора материала частиц в основе, c_1 и ρ_1 – теплоемкость и плотность твердых нерастворившихся частиц.

Для описания процессов плавления и кристаллизации в многокомпонентной системе можно использовать теорию двухфазной зоны или ее модификации, что сделано, например, в [3, 4]. Для исследования качественных теплофизических закономерностей ограничимся более простым подходом, основанным на термодинамике, и примем, что в окрестности температуры плавления основы T_{ph} теплоемкость резко возрастает, что отражает формула

$$c_p = \rho_S L_{ph} \delta(T - T_{ph}) + \begin{cases} (c_p)_S, & T < T_{ph} \\ (c_p)_L, & T \geq T_{ph} \end{cases}$$

где δ – есть дельта-функция Дирака. В реальных расчетах она заменяется дельта-образной функцией, удовлетворяющей условию нормировки $\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x) dx = 1$.

Такому условию удовлетворяет, например, функция [8],

$$\Phi = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{T - T_{ph}}{\sigma_0} \right)^2 \right].$$

Доля частиц в расплаве и твердой фазе, формирующейся в процессе кристаллизации, может меняться в широких пределах, что не позволяет использовать для описания движения и растворении частиц в расплаве и формировании твердого раствора известные модели суспензий и композиционных материалов. В рамках теплофизической модели доля частиц в расплаве (или нерастворившихся включений в твердом растворе) следует из уравнения

$$\frac{\partial \eta_p}{\partial t} = q_m - \varphi(T, \eta_p, \dots).$$

Функция φ , характеризующая скорость растворения, в общем случае зависит от температуры, дисперсности, растворимости элементов друг в друге и локальных характеристик гидродинамического течения в расплаве. В соответствии с теоретическими представлениями [9, 10] функция $\varphi(T, \eta_p)$ может быть представлена в виде

$$\varphi(T, \eta_p) = \varphi_1(\eta_p) k_0 \exp(-E_a/RT),$$

что отражает основные закономерности процесса растворения.

Если скорость растворения твердых частиц в расплаве лимитируется процессом диффузии, то E_a близка к энергии активации диффузии. Если перенос элементов из твердой фазы в жидкую сопровождается химическим взаимодействием элементов, то E_a является некоторой эффективной величиной, зависящей от преобладания тех или иных процессов. Вид кинетической функции $\varphi_1(\eta_p)$ зависит от процессов, определяющих скорость растворения на микроуровне. Константа k_0 в соответствии с известными моделями растворения определяется локальными характеристиками гидродинамического течения. Для ее оценки можно использовать известные теории [9, 10]. В принципе, константу k_0 можно определить, обрабатывая данные экспериментов в соответствии с модельными представлениями [11]. Процесс растворения в общем случае может быть как эндотермическим $Q_S < 0$, так и экзотермическим $Q_S > 0$, что зависит от физико-химических процессов, определяющих механизм и скорость растворения.

Условие $y = 0: \partial T / \partial y = 0$ есть условие на оси симметрии; условия $x = 0, \infty: \partial T / \partial x = 0$ и $y \rightarrow \infty, \partial T / \partial y = 0$ означают отсутствие источников и стоков тепла при бесконечном удалении от прогретой области и на свободном торце пластины.

В начальный момент времени имеем

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \eta_p = 0.$$

Результаты исследования одномерного варианта модели, следующего из общей постановки задачи при условиях, что источники тепла и массы распределены

Применение общей термодинамической теории к решению проблем механики

одинаково по закону (1) и $y_0 \gg a_t$ (второе условие на практике почти всегда выполняется), представлены в [12], где показано, что процесс электронно-лучевой наплавки покрытий можно характеризовать критическими условиями и параметрическими зависимостями, подобными тем, которые известны из теории горения.

Цель настоящей работы заключается в исследовании полной модели для выявления особенностей, связанных с учетом двумерности.

2. Формулировка задачи в безразмерных переменных

Перейдем в задаче к безразмерным переменным

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad \xi = \frac{x}{x_*}, \quad \eta = \frac{y}{x_*}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_* - T_0},$$

где $x_* = a_t$; $t_* = \frac{a_t}{v}$ – время, за которое внешний источник проходит расстояние a_t ;

$T_* = T_0 + \frac{q_0 t_*}{c_S \rho_S h}$ – характерная температура, до которой пластина толщиной h

нагревается за время t_* . Тогда математическая постановка задачи примет вид

$$f_1 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right) + S_r \varphi(\eta_p, \theta) - (\gamma \theta + 1)^4 B + f_2; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta_p}{\partial \tau} = f_3 - \varphi(\eta_p, \theta); \quad (4)$$

$$\xi \rightarrow 0, \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0; \quad \eta \rightarrow 0, \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0; \quad (5)$$

$$\tau = 0: \quad \theta = 0, \quad \eta_p = 0, \quad (6)$$

где

$$f_1 = \frac{S_{ph}}{\sigma_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\theta - \theta_{ph}}{\sigma_0} \right)^2 \right] + \begin{cases} (1 - \eta_p) + \eta_p K_S & , \theta < \theta_{ph} \\ (1 - \eta_p) K_L + \eta_p K_S & , \theta \geq \theta_{ph} \end{cases}$$

$$f_2 = \begin{cases} 0 & , \eta > \eta_0 \\ \exp(-(\xi - \tau)^2) & , |\eta| \leq \eta_0 \end{cases} \quad (7)$$

$$f_3 = \eta_m \exp \left[- ((\xi - \tau)^2 + \eta^2) / r_p^2 \right]; \quad (8)$$

$$\varphi(\eta_p, \theta) = \varphi_1(\eta_p) \varphi_2(\theta);$$

$$\varphi_1(\eta_p) = \eta_p; \quad \varphi_2(\theta) = \tau_r \exp \left[- \frac{\gamma + 1}{\beta(1 + \gamma\theta)} \right];$$

$$\delta = \frac{a_t^2}{\kappa_T t_*}; \quad \tau_r = t_* k_0; \quad S_r = \frac{Q_s}{c_S \rho_S (T_* - T_0)}; \quad B = \frac{1}{h} \frac{\varepsilon \sigma (T_* - T_0)^3 t_*}{c_S \rho_S \gamma^4}; \quad \beta = \frac{RT_*}{E_a};$$

$$S_{ph} = \frac{L_{ph}}{c_S (T_* - T_0)}; \quad \gamma = \frac{T_* - T_0}{T_0}, \quad K_L = \frac{c_L \rho_L}{c_S \rho_S}, \quad K_S = \frac{c_p \rho_p}{c_S \rho_S}, \quad \theta_{ph} = \frac{(T_{ph} - T_0)}{(T_* - T_0)},$$

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_0}{(T_* - T_0)}, \quad \eta_m = q_{m0} t_*, \quad r_p = a_p / a_t, \quad \eta_0 = h_0 / a_t, \quad \kappa_T = \frac{\lambda_S}{c_S \rho_S}.$$

Параметр γ можно выразить через β и известный в теории горения параметр – число Зельдовича Z (температурный напор). Имеем:

$$Z = \frac{T_* - T_0}{RT_*^2} E_a; \quad \gamma = \frac{T_* - T_0}{T_0 - T_* + T_*} = \frac{1}{(T_*/(T_* - T_0)) - 1} = \frac{Z\beta}{1 - Z\beta}.$$

Используя литературные данные по свойствам для разных веществ (Ni, Cu, W, Al, Cr) [13, 14] и варьируя параметры источников тепла и массы (q_0, ν, q_{m0}), определим области изменения безразмерных параметров:

$$B = 0 \div 0,1; \quad \eta_m = 0,005 \div 3; \quad S_r = -2 \div 2; \quad r_p = 0,1 \div 1; \quad \tau_r = 10 \div 10^5; \quad \beta = 0,01 \div 1; \\ \gamma = 1 \div 30; \quad S_{ph} = 0,1 \div 10; \quad \theta_{ph} = 0,1 \div 36; \quad K_S = 0,1 \div 10; \quad K_L = 0,1 \div 10; \quad \delta = 0,05 \div 7.$$

3. Анализ результатов численного исследования

Для численного решения задачи (3) – (8) использована неявная абсолютно устойчивая разностная схема и метод прогонки. В расчетах варьировали безразмерные параметры, характеризующие растворение частиц в ванне расплава: $\gamma, K_S, \tau_r, S_{ph}, \beta, \theta_{ph}, B, S_r$. Остальные параметры фиксированы: $\eta_m = 1,5; r_p = 0,1; \delta = 5; K_L = 1$. Приведем некоторые результаты численного исследования процесса электронно-лучевой наплавки в рамках предложенной модели и сравним результаты, полученные при исследовании двумерной и одномерной задач.

Анализ результатов численного счета показывает, что, как и в одномерной постановке, через некоторый промежуток времени от начала движения источника наблюдается выход процесса на квазистационарный режим. При отсутствии растворения частиц это означает, что перестают меняться максимальная температура θ_{max} (рис. 1) и максимальная объемная доля частиц η_{pmax} , постепенно заполняющих область за движущимся источником.

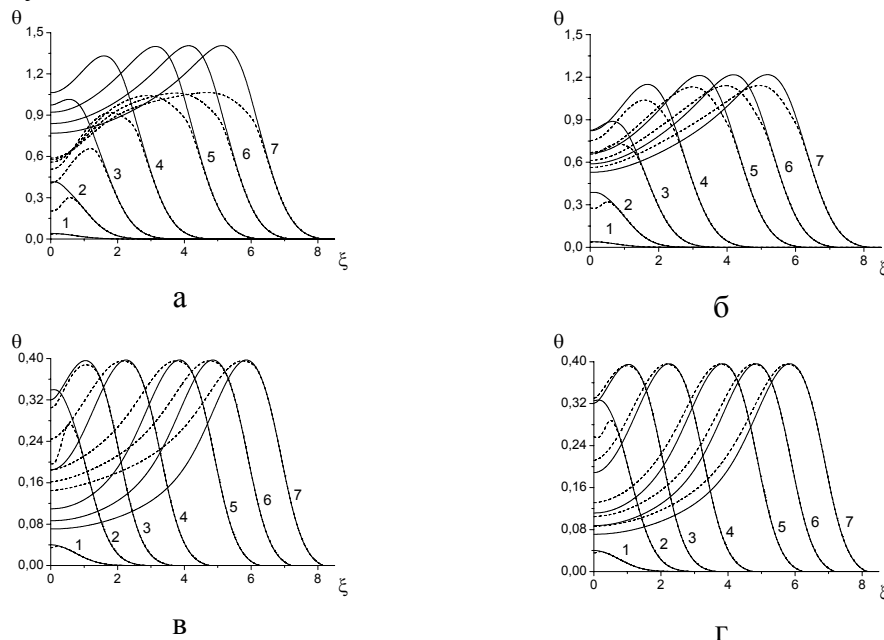


Рис. 1. Распределение температуры вдоль оси движения источника в различные моменты времени в одномерной (а, в) и двумерной задаче (б, г); $\tau = 0,04$ (1); $0,4$ (2); $1,2$ (3); $3,2$ (4); 4 (5); 5 (6); 6 (7). Сплошные линии – $K_S = 0,1$, пунктирные – $K_S = 10$. $\theta_{ph} = 0,2, \tau_r = 10, \beta = 0,05; S_r = 0, B = 0,0015, S_{ph} = 0; \gamma = 2$ – а, б); $\gamma = 10$ – в, г).

Применение общей термодинамической теории к решению проблем механики

Максимум температуры не соответствует точке $\xi = \tau$, где энерговыделение внешнего источника максимально, что согласуется с известными представлениями [5]. Чем выше теплоемкость частиц K_S , поступающих в систему, по отношению к теплоемкости основы, тем меньше температура в прогретой области, что, очевидно, связано с затратами тепла, идущими на нагрев частиц. Влияние параметра K_S более заметно в одномерной задаче и при малых γ , характеризующих перепад температур.

Доля частиц $\eta_{p\max}$, которая принимается за долю частиц в формирующемся покрытии, при отсутствии растворения не зависит от γ и K_S , а определяется расходом η_m . Доля частиц в покрытии в двумерной задаче отличается от результатов, следующих из одномерной модели, незначительно. Так, для рис. 1,а и 1,б имеем соответственно $\eta_{p\max} \approx 0,531$ ($K_S = 0,1$); $\eta_{p\max} \approx 0,567$ ($K_S = 10$) и $\eta_{p\max} \approx 0,833$ ($K_S = 0,1$); $\eta_{p\max} \approx 0,819$ ($K_S = 10$).

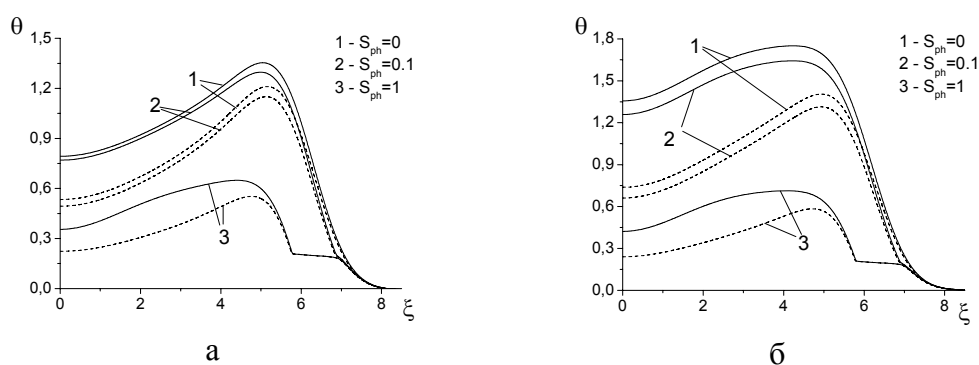


Рис. 2. Распределение температуры вдоль оси движения источника в момент времени, соответствующий установлению квазистационарного режима: (а) – $B = 0,0015$, (б) – $B = 0$; сплошные кривые – одномерная задача, пунктирные кривые – двумерная; $\theta_{ph} = 0,2$, $\gamma = 2$; $\tau_r = 10$, $\beta = 0,05$; $S_r = 0$.

Замечено, что при учете потерь тепла ($B \neq 0$) в окружающую среду и затрат тепла на фазовый переход ($S_{ph} \neq 0$) установление квазистационарного режима происходит быстрее. Значение максимальной температуры уменьшается с ростом теплоты плавления. Меняется и качественное распределение температуры: при достаточно больших значениях S_{ph} на кривых $\theta(\xi)$ (рис. 2), так же как и на кривых $\theta(\tau)$, построенных для разных ξ , появляется плато, соответствующее температуре плавления. Чем больше S_{ph} , тем меньше отличаются температуры, полученные в одномерной и двухмерной моделях (см. рис. 2, сплошные и пунктирные кривые). Учет двухмерности процесса можно рассматривать как учет потерь тепла теплопроводностью за пределы обрабатываемой области. Тогда в случае $S_{ph} = 0,1$ потери тепла теплопроводностью преобладают над затратами тепла, связанными с плавлением. При $S_{ph} = 1$, наоборот, определяющую роль в потерях тепла играет фазовый переход, наблюдающийся только в окрестности ванны расплава. При учете потерь тепла излучением как в одномерной, так и в двухмерной моделях меняется качественная форма кривых $\theta(\xi)$: при $B \neq 0$ область максимальной температуры более выражена, чем при $B = 0$, но это наблюдается отчетливо только для $S_{ph} \leq 0,1$ (см. рис. 2, а, б, кривые 1 и 2). Сказанное подтверждают рис. 3, где можно сравнить форму

ванны расплава (черный цвет) и зоны термического влияния (серый цвет) для разных значений B и S_{ph} .

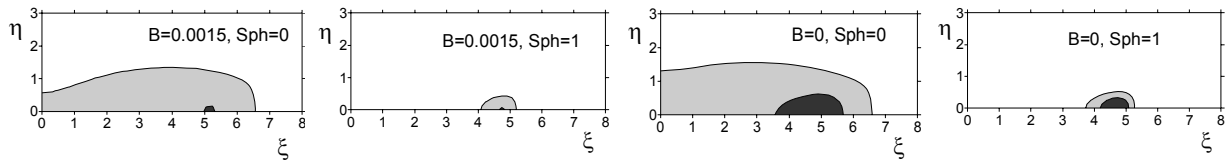


Рис. 3 Форма ванны расплава (черный цвет) и зоны термического влияния (серый цвет) к моменту установления квазистационарного режима для различных значений B и S_{ph} . $K_S = 1$; $\theta_{ph} = 0,2$; $\gamma = 2$; $\tau_r = 10$; $\beta = 0,05$; $S_r = 0$.

Границу зоны термического влияния определяли по условию $T > T_1 = 2T_0$. Тогда в безразмерных переменных получим $\theta > \theta_1 = 1/\gamma$. В целом, чем больше потери тепла излучением, тем меньше ванна расплава. Величина теплоты фазового перехода влияет неоднозначно.

Значение максимальной температуры зависит от параметра γ : чем больше γ , тем меньше значение максимальной температуры (рис. 4 а, б). Качественная зависимость $\theta_{max}(B, \gamma)$ в двумерной задаче по сравнению с одномерной не изменяется.

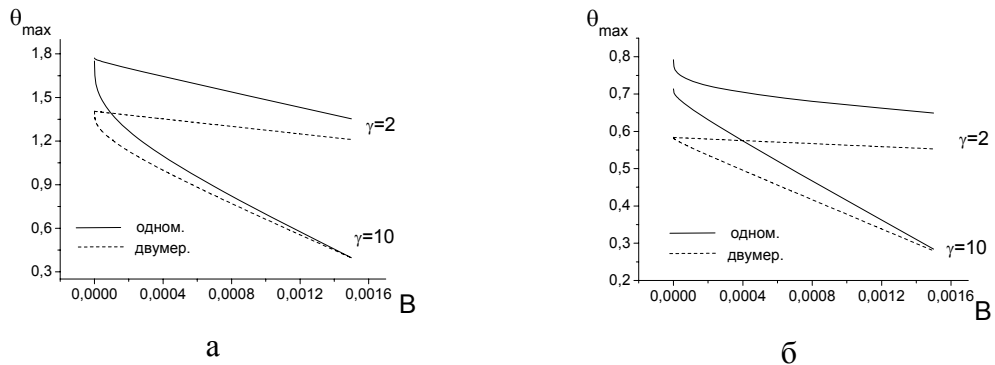


Рис. 4 Зависимость максимальной температуры от параметров B и γ без учета плавления $S_{ph} = 0$ – (а) и с учетом плавления $S_{ph} = 1$ – (б). $\theta_{ph} = 0,2$; $\tau_r = 10$; $\beta = 0,05$; $S_r = 0$.

При учете растворения модифицирующих частиц в расплаве в двумерной задаче также не обнаружены новые качественные закономерности по сравнению с одномерной моделью. Максимальная температура расплава зависит от параметров, характеризующих процесс растворения: для эндотермического растворения $S_r < 0$, максимальная температура уменьшается по сравнению со случаем $S_r = 0$; для $S_r > 0$ величина θ_{max} возрастает. За время установления в этом случае принимаем такое время, по истечении которого максимальная температура расплава и доля нерастворившихся частиц (в случае их частичного растворения) не изменяются с заданной точностью. Если частицы растворяются полностью, то условие выхода на квазистационарный режим остается прежним. Как и в одномерной модели, при фиксированных параметрах $\eta_m, r_p, \delta, \tau_r$ и др. существует такое значение $\beta = \beta_{*1}$, которое разделяет режим наплавки с растворением частиц и без растворения. На рис. 5 показана зависимость критического параметра растворения β_{*1} от параметров B и γ . Видно, что учет двухмерности процесса сказывается на количественных

характеристиках, но характер влияния параметров на критические условия остается прежним.

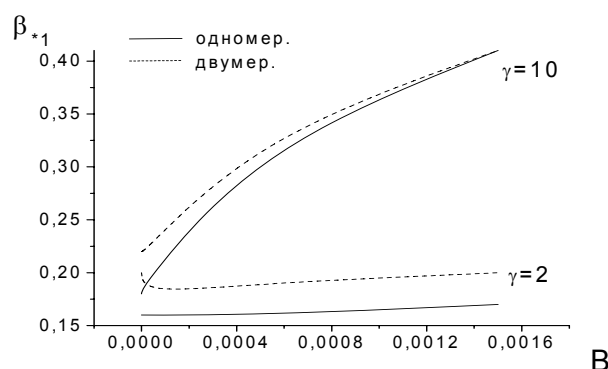


Рис. 5. Зависимость критического значения β_{*1} от параметра B и γ при различных значениях параметров модели

Второе критическое значение параметра $\beta = \beta_{*2}$, разделяющее режимы формирования гомогенного (с полным растворением частиц) и композиционного (с их частичным растворением) покрытий, в двухмерной модели также существует. Выводы о влиянии параметров на критические условия остаются прежними [12].

Заключение

Таким образом, в работе описана модель процесса электронно-лучевой обработки поверхностей с учетом растворения модифицирующих частиц в расплаве. Выявлены критические условия, разделяющие различные режимы наплавки и приводящие к формированию либо практически гомогенного, либо композиционного покрытия. Показано, что в случае экзотермического растворения процесс электронно-лучевой обработки имеет много общего с процессами тепловой теории зажигания и горения. Сравнение результатов параметрического исследования одномерного и двухмерного вариантов модели показало, что качественная картина развития процесса не изменяется при учете неоднородности процесса; более того, количественные изменения в критических условиях, разделяющих разные режимы наплавки, изменяются слабо, что весьма удобно при использовании предложенной модели для поиска нужных режимов в реальной технологии.

Библиографический список

1. Шипко А.А., Поболь И.Л., Урбан И.Г. Упрочнение сталей и сплавов с использованием электронно-лучевого нагрева. – Минск: Наука и техника, 1995. – 280 с.
2. Белюк С.И., Панин В.Е. Электронно-лучевая порошковая металлургия в вакууме: оборудование, технология и применение // Физическая мезомеханика. – 2002. – Т.5. -№ 1 – С.99-104
3. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Влияние динамики поступления частиц в расплав на фазовую структуру и свойства покрытия, формирующегося в процессе электронно-лучевой наплавки // Физическая мезомеханика: Спец. выпуск Ч. II. – 2004. – Август. – Т.7. – С. 205-208.
4. Крюкова О.Н., Князева А.Г. Моделирование структуры и состава поверхности формирующейся при электронно-лучевой наплавке покрытий // Физическая мезомеханика. 2004. – Т. 7. – № 2. – С. 81-89.

5. Крюкова О.Н., Князева А.Г. Моделирование растворения дисперсных частиц в расплаве с последующей его кристаллизацией // Сборник статей VI международной конфер. по модификации свойств материалов пучками частиц и плазменными потоками. Томск, 23 – 28 сентября 2002 г. – Томск, 2002. – С. 255 –257.
6. Крюкова О.Н., Князева А.Г., Бакеев Р.А. Численное исследование режимов формирования структуры покрытия в процессе электронно-лучевой наплавки // 12th International conference on radiation physics and chemistry of inorganic materials: Сборник статей – Томск, 2003.
7. Рыкалин Н. Н., Зуев И. В., Углов А. А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. – М.: Машиностроение, 1978. – 239 с.
8. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М: Наука, – 1972. – 735 с.
9. Вигдорчик Е. М., Шейнин А. Б. Математическое моделирование непрерывных процессов растворения. – Л.: Химия, 1971. – 248 с.
10. Аксельруд Г. А., Молчанов А. Д. Растворение твердых веществ. – М.: Химия, 1977. 272 с.
11. Крюкова О.Н., Князева А.Г. Кристаллизация движущейся ванны расплава с растворяющейся дисперсной фазой //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Матер. III Всерос. научн. конфер. (Томск, 2-4 октября 2002). Томск: Изд-во ТПУ, 2002. – С. 80-81.
12. Крюкова О.Н., Князева А.Г. Критические условия растворения частиц в процессе электронно-лучевой наплавки покрытия // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Матер. IX Международной конференции (22 – 25 сентября 2004 г. Кемерово), – Кемерово, 2004. –С. 576-580.
13. Физические величины: Справочник // Под редакцией И. С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
14. Столович Н. Н., Минацкая Н. С. Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов. – Минск: Наука и техника, 1975. – 157 с.

Получено 14.04.05.