

УДК 519.6:532.517+621.7

Численный анализ термокапиллярной конвекции при модификации поверхности импульсным лазерным излучением*

В.Н. Попов, О.Б. Ковалев, Е.М. Смирнова

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

E-mail: popov@itam.nsc.ru

Проведено численное моделирование процесса легирования поверхности металла с помощью импульсного лазерного излучения. Оценивалось влияние интенсивности импульса на гидродинамику расплава и распределение легирующего вещества. Для материала подложки были использованы данные по железу, включая зависимость поверхностного натяжения от температуры расплава и концентрации примеси.

Ключевые слова: легирование металла, лазерное излучение, конвективный теплоперенос, численное моделирование.

Введение

Лазерное легирование широко используется для модификации поверхностей деталей и улучшения их эксплуатационных свойств, таких, как твердость, термостойкость, антифрикционность, коррозионностойкость и т. п. Легирующие элементы предварительно наносятся на поверхность материала в виде покрытия или слоя порошка и проникают в него при подплавлении, либо вводятся в расплав газовым потоком. Толщина формируемого слоя может достигать десятков микрон. Импульсное лазерное излучение позволяет локально изменять свойства поверхностного слоя материала и может применяться для модификации больших площадей рабочих поверхностей деталей машин и механизмов.

Процессы, происходящие в поверхностном слое металлов при воздействии лазерного излучения, исследуются довольно продолжительное время [1–4]. Известно, что одним из главных факторов, определяющих качество лазерного легирования, является термокапиллярная конвекция. Наряду с этим, в последние годы появились исследования [5, 6], доказывающие влияние существующих в расплаве примесей на температурный градиент поверхностного натяжения, от которого сильно зависит характер термогидродинамических течений, распределение

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 08-08-00249-а, № 10-01-00575-а) и СО с УрО, ДВО РАН (интеграционный проект № 26).

примеси в образующейся жидкой лунке, ее форма и структура поверхностного слоя после остывания [7].

В настоящей работе с использованием численного моделирования исследуется распределение легирующего материала, проникающего в металлическую подложку с ее поверхности при импульсном лазерном воздействии. Продолжительность импульса соответствует характерным временам 1–6 мс технологии лазерного легирования металлов [4]. Рассматривается нестационарный процесс, который охватывает разогрев металла, его плавление, тепло- и массоперенос в расплаве и далее, после окончания импульса, затвердевание. В качестве объекта исследований используется сплав железа (Fe) + 0,42 % по массе углерод (C), в который при импульсном воздействии проникает сера (S). Эта система выбрана ввиду наличия в литературе теплофизических параметров и физических констант, необходимых для проведения расчетов и анализа происходящих процессов [7, 8]. Анализируется глубина проникновения, характер распределения примеси в металле в зависимости от плотности потока лазерной энергии и скорости перемешивания легирующего материала с расплавом. Конечная цель исследований заключается в определении условий, способствующих возникновению в расплаве течений желаемой конфигурации, и необходимой интенсивности импульсного лазерного излучения для гомогенности легирования.

Математическая модель

Рассматривается физическая задача воздействия луча лазера радиуса r_0 перпендикулярно на поверхность подложки. Импульс имеет продолжительность t_H , а плотность его интенсивности описывается распределением Гаусса. Под воздействием лазерной энергии происходит разогрев металла и его плавление. В образовавшейся и увеличивающейся со временем жидкой лунке развивается термокапиллярная конвекция. Для расплава используются условия прилипания на твердом фронте кристаллизации. Предполагается, что исследуемые режимы нагрева вызывают небольшие величины конвективных скоростей, что обуславливает плоскую форму свободной поверхности жидкости. Поверхность подложки в начальный момент покрыта некоторым слоем легирующего материала, который, вступая в контакт с расплавом, за счет формирующихся течений проникает в глубину лазерной лунки. После завершения импульса жидкая лунка остывает и затвердевает.

Запишем математическую формулировку рассматриваемой задачи в безразмерных величинах. Распределение температурного поля в подложке в цилиндрической системе координат с осевой симметрией описывается уравнением

$$c_{\text{ef}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial ru\theta}{\partial r} + \frac{\partial w\theta}{\partial z} \right) = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right), \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0, \quad (1)$$

здесь r_g , z_g — границы рассматриваемой области, u , w — компоненты вектора скорости в радиальном (r) и вертикальном (z) направлениях соответственно (в твердом металле $u \equiv 0$, $w \equiv 0$), θ — температура ($\theta = T/T_s$), $\text{Pr} = \nu/a$ — число Прандтля, где ν — кинематическая вязкость, a — температуропроводность. Безразмерные параметры определяются с помощью характерного размера r_0 , времени $t_0 = r_0/\nu_0$, скорости $\nu_0 = \nu/r_0$, температуры затвердевания жидкости T_s . Эффективная теплоемкость описывается соотношением $c_{\text{ef}} = 1 + \delta(\theta)\kappa/(T_s c_p)$, где $\delta(\theta) = 1$ при $\theta \in [1 - \Delta\theta/2, 1 + \Delta\theta/2]$ и $\delta(\theta) = 0$ если $\theta \notin [1 - \Delta\theta/2, 1 + \Delta\theta/2]$,

$\Delta\theta$ — температурный интервал, на котором “размазывается” фазовая граница, κ — скрытая теплота фазового перехода, c_p — удельная теплоемкость.

Граничные условия для уравнения (1) следующие. На оси симметрии:

$$\partial\theta/\partial r = 0, \quad r = 0, \quad -z_g \leq z \leq 0, \quad (2)$$

на внешней боковой границе расчетной области:

$$\partial\theta/\partial r = 0, \quad r = r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0, \quad (3)$$

на верхней границе расчетной области ($z = 0$), при нагреве от источника $t \leq t_H$:

$$\partial\theta/\partial z = \bar{q}(r), \quad 0 \leq r \leq 1; \quad \partial\theta/\partial z = \bar{\alpha}(\theta_c - \theta), \quad 1 < r \leq r_g, \quad (4a)$$

при выключенном источнике ($t > t_H$):

$$\partial\theta/\partial z = \bar{\alpha}(\theta_c - \theta), \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad (4b)$$

на нижней границе расчетной области:

$$\partial\theta/\partial z = 0, \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad z = -z_g. \quad (5)$$

Здесь $\bar{\alpha} = \alpha r_0 / \lambda$, $\bar{q}(r) = q_0 \exp\{-2r^2\} r_0 / \lambda T_s$, $\alpha = \varepsilon \sigma_0 (T_s^2 + T_c^2)(T_s + T_c)$, $\bar{q}(r)$ — плотность мощности теплового источника, σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана, ε — степень черноты, λ — теплопроводность, T_c — температуры окружающей среды.

При плавлении металла в области $\theta > 1$ с границей “расплав–твердая фаза” $f(r, z, t)$ течение в жидкости описывается уравнениями Навье–Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial ru^2}{\partial r} + \frac{\partial uw}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruw}{\partial r} + \frac{\partial w^2}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z^2} + \text{Gr}(\theta - 1), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь p — давление ($p_0 = \rho v_0^2$), $\text{Gr} = \beta_\rho g r_0^3 T_s / \nu^2$ — число Грасгофа, g — ускорение свободного падения, β_ρ — коэффициент объемного теплового расширения, ρ — плотность расплава.

Граничные условия для уравнений (6) следующие. На поверхности “расплав–твердая фаза” $f(r, z, t)$

$$u|_f = 0, \quad w|_f = 0, \quad (7)$$

на оси симметрии $r = 0$, $-z_f \leq z \leq 0$ ($z_f(t)$ — координата границы фазового перехода при $r = 0$)

$$u = 0, \quad \partial w / \partial r = 0, \quad (8)$$

на поверхности жидкости $z = 0$, $0 \leq r < r_f$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{Mn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial r}, \quad w = 0, \quad (9)$$

где $r_f = r_f(t)$ — радиус свободной поверхности лунки расплавленного металла,

$Mn = \frac{(\partial \sigma / \partial T) T_s r_0}{\rho \nu a}$ — число Марангони, σ — поверхностное натяжение.

Условие (9) определяется из соотношения

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} + \sum_i \frac{\partial \sigma}{\partial C_i} \frac{\partial C_i}{\partial r},$$

где μ — динамическая вязкость ($\nu = \mu / \rho$), C_i — i -тый элемент примеси в расплаве. Согласно физическим свойствам большинства расплавов,

$$\left| \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \right| \gg \left| \sum_i \frac{\partial \sigma}{\partial C_i} \frac{\partial C_i}{\partial r} \right|,$$

поэтому изменение величины поверхностного натяжения от концентрации примеси обычно не учитывается. Однако в работе [5] описана зависимость величины $\partial \sigma / \partial T$ в расплаве от изменения величины примеси. Представим выражение, описывающее поверхностное натяжение, в виде

$$\sigma = \sigma_0 - k_\sigma (T - T_s) - TR \Gamma_s \ln(1 + K_{\text{seg}} C), \quad K_{\text{seg}} = S_i \exp\{-\Delta H^0 / (RT)\},$$

где σ_0 — поверхностное натяжение в чистом металле в точке плавления (Дж/м²), $k_\sigma = -\partial \sigma_0 / \partial T$ — для чистого металла (Дж/(м²·К)), R — универсальная газовая постоянная (Дж/(моль·К)), C — концентрация примеси на поверхности расплава (% от массы), S_i — константа, соответствующая энтропии сегрегации, ΔH^0 — стандартное изменение энтальпии при реакции (Дж/моль), Γ_s — избыток примеси в поверхностном слое на единицу поверхности (моль/м²). Тогда

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} = -k_\sigma - R \Gamma_s \ln(1 + K_{\text{seg}} C) - \frac{K_{\text{seg}} C}{1 + K_{\text{seg}} C} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{T}. \quad (10)$$

С учетом величины $\Delta H^0 < 0$ из (10) следует, что $\partial \sigma / \partial T$ может принимать значения не только меньше, но и больше 0 в зависимости от величин T и C .

Распределение концентрации C легирующего вещества, которое вовлекается течением расплава с его свободной поверхности, описывается уравнением конвективной диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruC}{\partial r} + \frac{\partial wC}{\partial z} = \frac{1}{Sc} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (11)$$

где $Sc = \nu / D$ — число Шмидта, D — коэффициент диффузии.

Граничные условия для (11):

$$\frac{1}{Sc} \frac{\partial C}{\partial n} = 0 \quad \text{— на поверхности "расплав-твердая фаза" } f(r, z, t),$$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\partial C}{\partial r} = 0 \quad \text{— при } r = 0, \quad -z_f \leq z \leq 0,$$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\partial C}{\partial z} = \text{Bi}_D (C_{\text{ЛВ}} - C) \quad \text{— на зеркале расплава } z = 0, \quad 0 \leq r < r_f,$$

здесь Bi_D отражает скорость взаимодействия легирующего вещества с расплавом, $C_{\text{ЛВ}}$ — количество легирующего вещества на поверхности подложки.

Отметим, что результатом диффузионной задачи должна быть качественная картина, так как нами не рассматривается механизм взаимодействия с расплавом частиц легирующего вещества, расположенного на его поверхности. Ввиду этого будем считать, что $C_{\text{ЛВ}} = 1$.

Начальные условия:

$$\theta = \theta_0.$$

В только что расплавленном металле $u = w = 0, C = 0$.

Алгоритм решения задачи

При реализации модели (1)–(10), которая включает в себя уравнения Навье–Стокса и конвективного тепло- и массопереноса, применялся конечно-разностный алгоритм. Для аппроксимации уравнений в расчетной области использовалась пространственная сетка вида:

$$r_i = \Delta x \cdot i, \quad i = 0, \dots, I, \quad z_k = \Delta z \cdot k, \quad k = 0, \dots, K, \quad \Delta r = r_g / I, \quad \Delta z = z_g / K,$$

которая разбивает расчетную область на $I \times K$ ячеек. Вдоль временной переменной используется равномерная сетка $t = n \cdot \tau, n = 0, 1, 2, \dots$ с шагом τ . Разностные уравнения строились посредством аппроксимации балансных соотношений, получаемых интегрированием уравнений (1), (6), (10) с использованием соответствующих граничных условий.

Отметим, что рассматривается режим конвекции жидкости, когда течение является ламинарным и пограничный слой отсутствует. При аппроксимации (6) в области расплавленного материала, по аналогии с методами типа *MAC* и *SIMPLE* [9, 10], составляющие скорости u, w определялись в серединах боковых граней ячеек, а давление p рассчитывалось в центрах ячеек. Распределения температуры и концентрации растворенного вещества в расчетной области описываются их значениями в узлах сетки.

Порядок проведения расчетов следующий. Первоначально рассчитывается разогрев подложки под влиянием энергии лазерного луча. После появления жидкой лунки на каждом временном шаге вычисляется температурное поле. Подстановка рассчитанных значений температуры в уравнения количества движения делает возможным определение составляющих поля скоростей. Далее с использованием метода искусственной сжимаемости [11] вычисляется давление. Проводится несколько итераций по согласованию распределения давления и скоростей. Условием прекращения расчетов является выполнение неравенства: $\max |\nabla \cdot u| \leq \Delta$, где Δ — заданное малое число. В завершение вычисляется распределение легирующей примеси в расплаве. Решение алгебраических систем, получаемых при неявной аппроксимации уравнений движения и тепломассопереноса, осуществляется итерационным методом блочной последовательной верхней релаксации [12].

После завершения лазерного импульса расчеты продолжаются до момента полного затвердевания материала подложки.

Результаты численных экспериментов

Численное исследование процесса проводилось при следующих параметрах: $r_0 = 0,001$ м, $z_g = 0,0006$ м, $r_g = 0,0015$ м, $t_H = 0,0037$ с, $T_c = 300$ К, $T_0 = 300$ К, $\Delta T = 10$ К, $q_0 = 4 \cdot 10^8$ Вт/м². Теплофизические свойства сплава: $\rho = 7065$ кг/м³, $c_p = 787$ Дж/(кг·К), $\lambda = 27$ Вт/(м·К), $\kappa = 2,77 \cdot 10^5$ Дж/кг, $T_s = 1775$ К, $\nu = 8,5 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $k_\sigma = 4,3 \cdot 10^{-4}$ Н/(м·К), $\beta_\rho = 1,18 \cdot 10^{-4}$ 1/К, $D = 2,5 \cdot 10^{-9}$ м²/с, $\varepsilon = 0,5$, $\Gamma_s = 1,3 \cdot 10^{-8}$ моль/м², $\Delta H^0 = -1,88 \cdot 10^8$ Дж/моль, $R = 8314,3$ Дж/(моль·К), $S_l = 3,18 \cdot 10^{-3}$ [7, 8].

Безразмерные параметры, используемые в расчетах: $Pr = 0,175$, $Gr = 2,848 \cdot 10^3$, $Mn_0 = 2,62 \cdot 10^4$ (для чистого металла), $\bar{\alpha} = 7 \cdot 10^{-3}$, $Sc = 340$, $Bi_D = 0,025-0,05$, $\Delta = 10^{-4}$. Вычисления проводились на пространственных сетках $I \times K$ от 120×150 до 240×300 (различие получаемых результатов не превышало 2 %). Значение временного шага $\tau = (t_H / t_0) / 1000$ выбрано из условий устойчивости численного счета и минимизации количества итераций.

На рис. 1, 2 представлены варианты решений задачи при $q_0 = 4 \cdot 10^8$ Вт/м². Первоначально был рассчитан вариант с числом Марангони для чистого металла. Было определено, что с момента подплавления в расплаве вблизи свободной поверхности существует центробежное течение, которое у границы фазового перехода формирует интенсивный нисходящий поток. В центральной части лунки происходит восходящее движение жидкости. По мере прогрева подложки размер лунки увеличивается, форма и картина течения в ней сохраняются. Рис. 1, а отображает поле скоростей в расплаве в момент завершения лазерного импульса. Здесь и далее стрелки на рисунке указывают направление, а их длина характеризует интенсивность потока. Существующая структура течения приводит к тому,

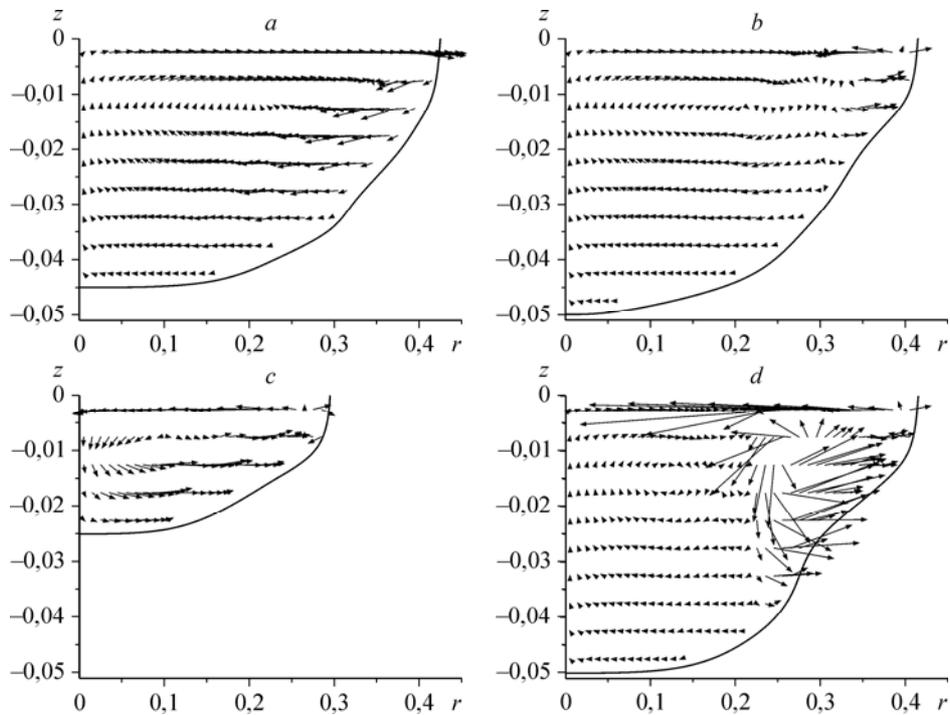


Рис. 1. Структура поля скоростей в расплавленном металле.

что легирующая добавка не проникает глубже 5 мкм в расплав в центральной области лунки ($Bi_D = 0,05$), и только часть материала с помощью нисходящего потока проникает на глубину около 20 мкм вдоль фазовой границы (рис. 2, *a*). После отключения источника энергии температурные градиенты в жидкости уменьшаются, и интенсивность конвекции снижается, расплав затвердевает через 0,4 мс, чему способствует низкая начальная температура подложки. За время кристаллизации распределение примеси существенно не меняется.

Рис. 1, *b* иллюстрирует поле скоростей в расплаве в момент завершения лазерного импульса, полученное при $Bi_D = 0,025$ и $\partial\sigma/\partial T$, рассчитываемого согласно (10). По результатам расчетов определено, что с момента подплавления (1,9 мс) вблизи свободной поверхности формируется центробежное течение. Затем с увеличением концентрации примеси в жидкости (2,3 мс) направление термокапиллярного движения меняется на противоположное. Последующий рост температуры поверхности расплава вновь формирует расходящееся от центра течение к моменту прекращения импульса. У свободной границы жидкой лунки в области с температурой близкой к температуре фазового перехода возникает завихрение, направленное против часовой стрелки. Это способствует тому, что нисходящий поток формируется не вдоль границы фазового перехода, а ближе к центру лунки, где происходит подъем жидкости. При существующей структуре течения легирующая добавка, попадающая в расплав, располагается вблизи его свободной поверхности, и лишь незначительный ее объем проникает на глубину до 20 мкм (рис. 2, *b*).

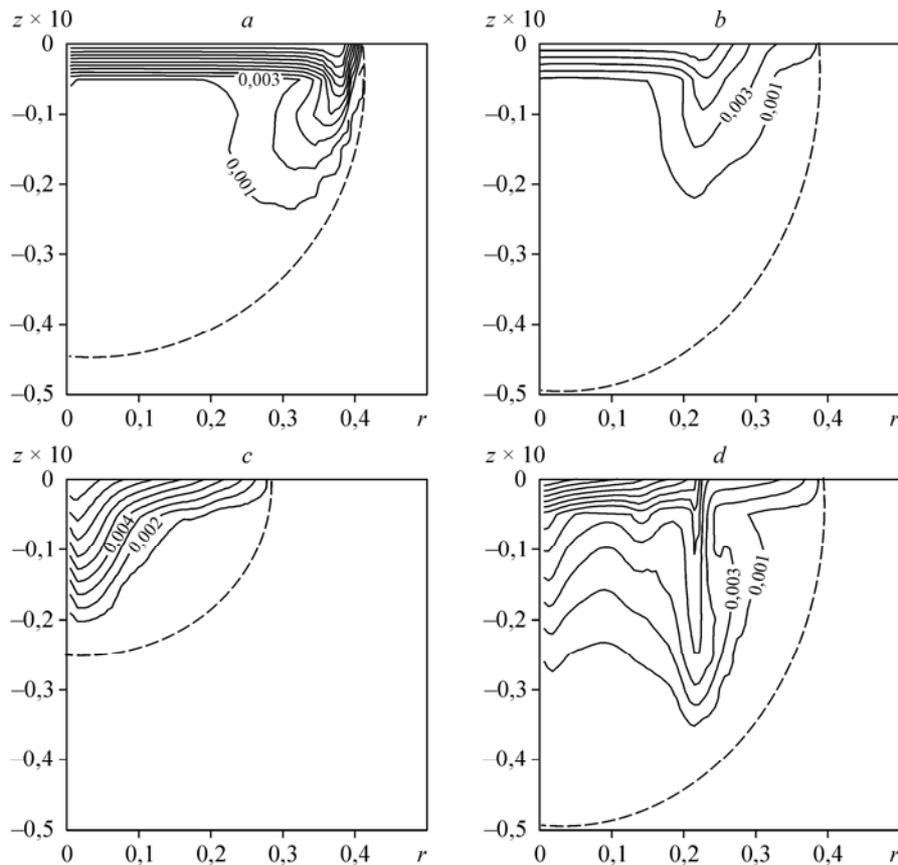


Рис. 2. Распределение примеси в расплаве.

Штриховая линия — схема границы фазового перехода.

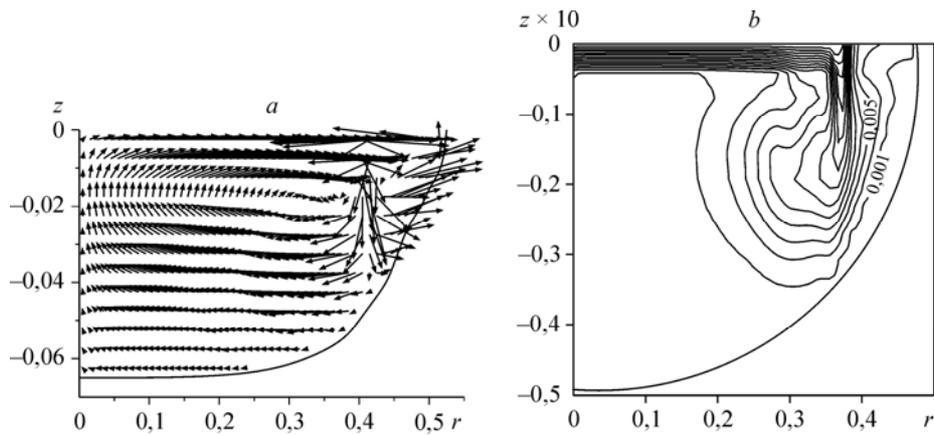


Рис. 3. Структура поля скоростей (а) и распределение примеси (b) в расплаве.
Штриховая линия — схема границы фазового перехода.

Рис. 1, *c*, *d* иллюстрируют поля скоростей в расплаве в моменты 2,6 мс и завершения лазерного импульса, полученные при $Bi_D = 0,05$ и меняющемся температурном градиенте поверхностного натяжения. Из результатов расчетов следует, что с момента подплавления подложки вблизи свободной поверхности возникает центробежное течение, которое существует около 0,2 мс. Затем, рост концентрации примеси в верхних слоях жидкости формирует термокапиллярное течение, направленное к центру лунки (рис. 1, *c*). Возрастание разогрева до момента прекращения импульса способствует образованию в жидкости двух тороидальных вихрей (рис. 1, *d*). Первый — с интенсивным течением против часовой стрелки у зеркала расплава вблизи границы фазового перехода. Второй — со встречным относительно первого нисходящим потоком и восходящим движением в центральной области жидкости. Возникающее приповерхностное центростремительное течение приводит к тому, что легирующая добавка, попадающая в расплав, проникает на значительную глубину в центральной части лунки (рис. 2, *c*). Далее сформировавшиеся интенсивные потоки способствуют распределению примеси в жидкости (рис. 2, *d*).

На рис. 3 представлен вариант решения задачи при $q_0 = 5 \cdot 10^8$ Вт/м², $Bi_D = 0,05$. Рис. 3, *a* отображает поле скоростей в расплаве в момент завершения лазерного импульса. Было определено, что в условиях интенсивного разогрева подложки преобладает центробежное течение с нисходящим потоком вблизи завихрения в области зеркала расплава у границы фазового перехода. В центральной части лунки жидкость движется вверх и это приводит к тому, что легирующая добавка здесь глубоко не проникает (рис. 3, *b*). Таким образом, хотя в рассматриваемом варианте интенсивность течения высока, из-за более высокой температуры расплава для распределения примеси получаем значительное сходство с вариантом расчета при постоянном $\partial\sigma/\partial T$.

Заключение

Проведено численное моделирование процессов легирования поверхности металла с помощью импульсного лазерного излучения. Показано влияние скорости проникновения легирующего вещества в расплав и мощности лазерного импульсного излучения на получаемые результаты. Очевидно, что при применении рассмотренного подхода для определенной системы (материал + легирующая

добавка) необходимо проведение системных экспериментальных исследований по определению параметров процесса. Однако результаты настоящей работы позволяют сделать качественный вывод о том, какие условия необходимы для достижения требуемого эффекта легирования.

Список литературы

1. Веленов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
2. He X., Fuerschbach P.W., DebRoy T. Heat transfer and fluid flow during laser spot welding of 304 stainless steel // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 1388–1398.
3. Uglov A.A., Smurov I.Yu., Tagirov K.I., Guskov A.G. Simulation of unsteady-state thermocapillary mass transfer for laser doping of metals // Int. J. Heat Mass. Transfer. 1992. Vol. 35, No. 4. P. 783–793.
4. Smurov I., Covelli L., Tagirov K., Aksenov L. Peculiarities of pulse laser alloying: Influence of spatial distribution of the beam // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71, No. 7. P. 3147–3158.
5. Ehlen G., Ludwig A., Sahn P.R. Simulation of time-dependent pool shape during laser spot welding: transient effects // Metallurgical and Materials Transactions A. 2003. Vol. 34A. P. 2947–2961.
6. Yuan Z., Mukai K., Huang W. Surface tension and its temperature coefficient of molten silicon at different oxygen potentials // Langmuir. 2002. Vol. 18. P. 2054–2062.
7. Sahoo P., DebRoy T., McNallan M.J. Surface tension of binary metal-surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy // Metall. Trans. B. 1988. Vol. 19B. P. 483–491.
8. Kawai Ya. Diffusion of sulfur in liquid iron. I: Diffusion in pure iron // Sci. Reports of the Research Inst., Tohoku University. Ser. A, Physics, Chemistry and Metallurgy. 1957. Vol. 9. P. 78–83.
9. Harlow F.H., Welch J.E. Numerical calculation of time-depend viscous incompressible flow of fluid with free surface // Phys. Fluids. 1965. Vol. 8. P. 2182–2189.
10. Patankar S.V., Spalding D.B. A Calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. Vol. 15. P. 1787–1806.
11. Chorin A.J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems // J. Comput. Phys. 1967. Vol. 2. P. 12–26.
12. Самарский А.А., Николаев Т.С. Методы решений сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.

*Статья поступила в редакцию 12 мая 2010 г.,
после доработки — 25 сентября 2010 г.*