

УДК 532.5.032+621.791.725

**Моделирование многовихревой конвекции
мелкодисперсных легирующих компонентов
в ванне расплава под действием
лазерного излучения**

А.М. Гурин, О.Б. Ковалев

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

E-mail: guralisk@mail.ru

Работа посвящена математическому моделированию и численному решению сопряженных задач микроконвекции, которая возникает под действием лазерного излучения в расплаве металла с поверхностно-активными тугоплавкими дисперсными компонентами, добавляемыми для модифицирования, упрочнения и легирования обрабатываемой поверхности. Получена многовихревая структура течения расплава, количество вихрей в которой зависит от изменения поверхностного натяжения, от температуры и мощности лазерного излучения. Особое внимание уделено численному моделированию поведения в расплаве подложки дисперсной примеси, состоящей из частиц порошка карбида вольфрама. Показана роль микроконвекции в распределении частиц порошка в поверхностном слое подложки после остывания.

Ключевые слова: лазерное излучение, металл, плавление, термокапиллярная конвекция, мелкодисперсная примесь, математическое моделирование.

Введение

При внесении в зону расплава порошкообразных материалов для модифицирования поверхности деталей, наращивания покрытий, получения сварных соединений и т. п., повышается влияние поверхностных эффектов на форму и внутреннюю структуру переплавленной зоны [1–3]. Сложность и многообразие процессов, протекающих при высокой температуре в локальной области воздействия лазерного излучения, не позволяет в полной мере проводить экспериментальные исследования и диагностику. Слабо развиты методы визуализации и регистрации процессов вихреобразования, перемешивания и перераспределения добавляемых примесей. Имеющихся сведений для понимания взаимосвязанных механизмов, протекающих при лазерной поверхностной обработке (сварке, порошковой наплавке и др.), недостаточно. В связи с этим возрастает роль математического и численного моделирования, которое может дополнить и отчасти заменить физические эксперименты.

Плавление металла под действием лазерного излучения сопровождается движением его расплава с образованием вихрей. Течения в расплаве определяют характер переноса тепла и вещества и могут сильно влиять на скорость проплавления и форму ванны расплава, что важно при различных технологических процессах, особенно при лазерной сварке или

поверхностной лазерной обработке. Поверхностные явления оказывают значительное влияние на процессы переноса в жидких слоях толщиной менее 10 мм и становятся определяющими в слоях толщиной менее 1 мм.

При лазерном упрочнении используются различные мелкодисперсные тугоплавкие металлы и керамика. Частицы порошка, имея температуру плавления выше, чем у металла, попадая на поверхность расплава, смачиваются и проникают в расплав. Под воздействием капиллярных микротечений, которые возникают в лазерной ванне, частицы совершают некоторое движение, участвуют в теплообмене, возможно, плавятся, а также могут вступать в межфазное и химическое взаимодействие с расплавом с образованием металлических или неметаллических химических соединений с выделением определенного количества тепла. При охлаждении и кристаллизации расплава представляет интерес месторасположение исходных частиц или частиц новой фазы в переплавленной зоне.

Важной и сложной для предсказания является динамика частиц порошка размером от одного микрона до нескольких десятков микрон в жидком расплаве, особенности их распределения в поверхностном слое после остывания при легировании или сварке. Исследованию указанных процессов в литературе уделяется мало внимания.

В настоящей работе на основе известных представлений о моделировании термокапиллярной конвекции [3, 4, 5] предложена физико-математическая модель двухфазных термогидродинамических течений в жидком расплаве стальной подложки, которые возникают под действием лазерного излучения. Особое внимание уделено описанию поведения частиц тугоплавких металлов, добавляемых в лазерную ванну.

1. Схема процесса, основные предположения и постановка задачи

Рассматриваются режимы конвективных микротечений при воздействии на материал излучения CO_2 -лазера, мощностью до 1 кВт, характерного для лазерной поверхностной обработки или сварки тонколистовых металлов. Схема процесса показана на рис. 1. Лазерный луч, двигаясь по поверхности материала, нагревает ее до температуры плавления.

На поверхности образовавшейся ванны расплава существует градиент температуры, который приводит к появлению термокапиллярных сил. Под действием этих сил в жидком металле возникают вихревые течения, которые оказывают влияние на перенос тепла в ванне расплава и изменяют ее форму. В качестве легирующих добавок используются мелкодисперсные тугоплавкие металлы или керамика. Добавление частиц производится с целью изменения структуры поверхности материала.

Твердые частицы, попадая на поверхность жидкости, смачиваются и оказываются вовлеченными в микроконвективное движение, проникая в расплав. В переплавленной

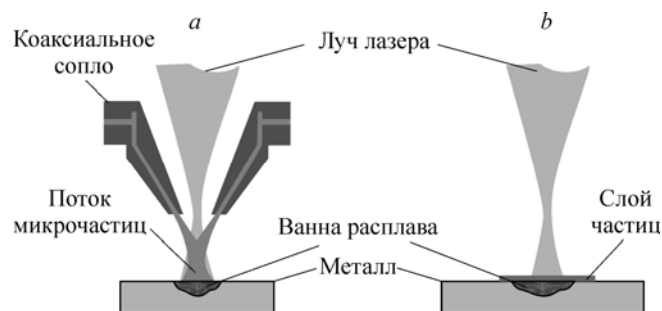


Рис. 1. Типовые схемы лазерной поверхностной обработки.

a — частицы подаются двухфазной струей через коаксиальное сопло в лазерное пятно на подложке, *b* — частицы предварительно наносятся на подложку.

зоне после схода луча и кристаллизации расплава остается вполне определенное распределение добавленных частиц, рассчитать которое — одна из целей настоящей работы.

1.1. Предположения и допущения, в рамках которых строится модель

- движение расплава, вызванного действием лазерного излучения, описывается моделью течения вязкой несжимаемой теплопроводной жидкости в приближении Буссинеска в двумерной декартовой системе координат;
- материалы подложки и частиц порошка являются сплошными и однородными с гомогенными теплофизическими свойствами, которые постоянны в твердом и жидком состояниях;
- пренебрегаем изменением формы поверхности жидкости за счет испарения;
- свободная поверхность жидкости считается плоской;
- объемным тепловым расширением материала частиц и подложки пренебрегаем;
- содержание частиц в расплаве настолько мало, что силовое влияние этих частиц на его течение, а также столкновение частиц между собой не рассматриваются;
- взаимодействия частиц с твердой границей сводятся к столкновениям, которые считаются упругими;
- в силу малости концентрации частиц отсутствует их влияние на поверхностное натяжение, зависящее только от температуры.

1.2. Уравнения конвективного тепло- и массопереноса в лазерной ванне

Для моделирования течения расплава используются следующие уравнения:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \frac{1}{\rho_m} \nabla p = \nu \nabla^2 \vec{V} - \beta T \vec{g}, \tag{2}$$

где t — время, \vec{V} — скорость жидкости, ρ_m — плотность расплава, p — давление в расплаве, \vec{g} — вектор ускорения свободного падения, β — коэффициент теплового расширения, T — температура, ν — коэффициент кинематической вязкости.

Для описания переноса тепла в расплаве и твердом материале используется уравнение энергии в энтальпийной форме. В зависимости от энтальпии исследуемая область разбивается на три подобласти: твердую, жидкую и переходную с температурой, равной температуре плавления T_m :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla (H \vec{V}) = \nabla (k \nabla T) + \mu \Phi, \tag{3}$$

$$T = \begin{cases} H / (c_s \rho_s), & H < c_s \rho_s T_m, \\ T_m, & c_s \rho_s T_m \leq H < c_s \rho_s T_m + H_m, \\ T_m + (H - c_s \rho_s T_m - H_m) / (c_m \rho_m), & H \geq c_s \rho_s T_m + H_m. \end{cases}$$

Здесь $\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2$ — диссипативная функция, $H = \int_{T_0}^T \rho(T) c(T) dT$ —

энтальпия, T — температура, k_s, k_m — коэффициенты теплопроводности, c_s, c_m — удельные теплоемкости, ρ_s, ρ_m — плотности твердого и жидкого материала соответственно, T_m — температура плавления материала подложки, H_m — скрытая теплота плавления.

1.3. Уравнения транспорта и нагрева частиц порошка в расплаве

Для описания термодинамики и транспорта частиц будем использовать траекторный метод, согласно которому уравнения, определяющие движение дисперсной среды, записываются в лагранжевых переменных и интегрируются вдоль траекторий индивидуальных частиц, при этом поле течения жидкости (распределение скорости \vec{V} и температуры T) считается известным. Для одиночной частицы с радиусом r_p рассматривается вектор скорости \vec{V}_p центра масс и средняя по объему частицы температура T_p . Траекторный метод справедлив при низкой объемной концентрации частиц. Уравнения движения и нагрева одиночной частицы сферической формы в потоке жидкости запишем в следующем виде:

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\rho_m C_d}{\rho_p r_p} |\vec{V} - \vec{V}_p| (\vec{V} - \vec{V}_p) + \vec{g} \frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p}, \quad (4)$$

$$\rho_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{dT_p}{dt} = 4\pi r_p^2 \left[\frac{k_p}{r_p} \text{Nu}_p (T_p - T) \right], \quad (5)$$

где

$$T_p = \begin{cases} H_p / c_{sp}, & H_p < c_{sp} T_{mp}, \\ T_{mp}, & c_{sp} T_{mp} \leq H_p \leq c_{sp} T_{mp} + H_{mp}, \\ T_{mp} + (H_p - c_{sp} T_{mp} - H_{mp}) / c_{mp}, & H_p > c_{sp} T_{mp} + H_{mp}, \end{cases}$$

$$C_d(\text{Re}_p) = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,179 \text{Re}_p^{0,5} + 0,013 \text{Re}_p), \quad \text{Re}_p \leq 10^3, \quad \text{Re}_p = \frac{2r_p \rho_m |\vec{V} - \vec{V}_p|}{\mu},$$

$$\text{Nu}_p = 2 + 0,459 \text{Re}_p^{0,55} \text{Pr}^{0,33}.$$

Здесь C_d — коэффициент сопротивления, $H_p = \int_{T_0}^{T_p} c_p(T) dT$ — энтальпия частиц, r_p — радиус частицы, ρ_p — плотность частицы, \vec{V}_p — скорость частицы, T_{mp} — температура плавления материала частиц, H_{mp} — скрытая теплота плавления, Nu_p — число Нуссельта, Re_p — число Рейнольдса, Pr — число Прандтля.

1.4. Начальные и граничные условия для уравнений Навье–Стокса и переноса тепла

Используется излучение CO_2 -лазера мощностью до 1 кВт, длиной волны 10,6 мкм и распределением плотности интенсивности в пучке в виде функции Гаусса: $I = 2W / \pi \omega_0^2 \exp(-2x^2 / \omega_0^2)$, где W — мощность излучения, ω_0 — радиус пучка.

На рис. 2 представлена схема прямоугольной расчетной области, в которой решаются уравнения (1)–(5). Область состоит из жидкой ванны Ω_1 и твердого материала подложки

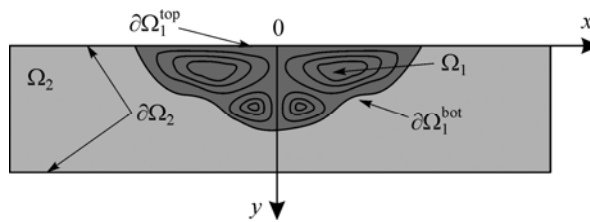


Рис. 2. Схема расчетной области с ванной расплава.

$\Omega_2: \Omega_1 \cup \Omega_2 = \{x, y: -4\omega_0 \leq x \leq 4\omega_0, 0 \leq y \leq 2\omega_0\}$. Границы области $\partial\Omega_2$ удалены от зоны действия луча и ванны расплава Ω_1 для того, чтобы можно было в достаточной степени исключить их влияние на тепловое состояние ванны и форму поверхности фазового перехода $\partial\Omega_1^{\text{bot}}$.

Начальные условия для уравнений (1)–(3) постоянны во всей области $\Omega_1 \cup \Omega_2$:

$$t = 0: \vec{V} = 0, T = 300 \text{ К.}$$

Уравнения Навье–Стокса (1)–(2) и энергии (3) рассматриваются в области $\Omega_1 \cup \Omega_2$ без выделения криволинейной границы фазового перехода $\partial\Omega_1^{\text{bot}}$. Поток тепла на верхней плоской поверхности задается с учетом суммарного баланса подводимого и отводимого тепла:

$$k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1 \cup \partial\Omega_2} = A_{ab} I - \frac{k_g}{2\omega_0} \text{Nu} (T - T_0) - \varepsilon \sigma_b (T^4 - T_0^4) - L_e \dot{m},$$

где A_{ab} — коэффициент поглощения лазерного излучения, который считается постоянным, Nu — число Нуссельта, k_g — коэффициент теплопроводности окружающей среды (воздуха), L_e — теплота испарения, \dot{m} — массовая скорость испарения металла, которая определяется через скорость движения границы за счет испарения [5]: $\dot{m} = \rho_m V_0 e^{-U/T}$, 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.

Так как поверхность подложки считаем плоской, то граничное условие для скорости запишем в виде

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}} = -\gamma \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{top}}},$$

где μ — динамическая вязкость, $\gamma = \partial\sigma/\partial T$ — константа Марангони. На боковой и нижней поверхностях подложки (см. рис. 2) ставится условие теплоизоляции: $\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\partial\Omega_2} = 0$.

На границе фазового перехода для скорости жидкости ставится условие прилипания: $\vec{V} \Big|_{\partial\Omega_1^{\text{bot}}} = 0$.

Таким образом, математическая постановка задачи сводится к уравнениям Навье–Стокса для расчета вектора скорости жидкости и давления, уравнению энергии для температуры с внутренней свободной границей фазового перехода, которая ограничивает зону расплава и определяет форму и размеры жидкой ванны. Начальные и граничные условия полностью определяют задачу. В расчетах использовались исходные данные для материала подложки из нержавеющей стали [1], приведенные в таблице.

Таблица

Теплофизические свойства материалов

Подложка (нержавеющая сталь)	
Физическая величина, размерность	Числовое значение
Температура, К: плавления T_m /кипения T_b	1700/3137
Теплота, КДж/кг: плавления H_m /кипения H_b	276/6100
Теплопроводность металла, Вт/(м·К): твердого k_s /жидкого k_m	31,5/30,4
Плотность металла, кг/м ³ : твердого ρ_s /жидкого ρ_m	7870/6610
Удельная теплоемкость, кДж/(кг·К): твердого c_s /жидкого c_m	0,477/0,810
Коэффициент поглощения металлом лазерного излучения, A_{ab}	0,12
Константа Марангони, н/(м·К): γ	$-3,5 \cdot 10^{-4}$
Динамическая вязкость жидкого металла, кг/(м с): μ	$0,6 \cdot 10^{-4}$
Частицы (карбид вольфрама)	
Температура, К: плавления T_{mp} /кипения T_{bp}	3143/6273
Теплопроводность, Вт/(м К): k_{sp}	84,02
Плотность твердой частицы, кг/м ³ : ρ_{sp}	15800
Удельная теплоемкость, кДж/(кг К): c_{sp}	0,25

1.5. Начальные и граничные условия для частиц

Начальные условия для частиц зависят от способа их ввода в ванну расплава. Рассматривались два способа ввода.

Первый способ предполагал ввод некоторой порции частиц в уже сформировавшуюся ванну расплава с развитой установившейся системой вихревых течений. Считалось, что в таком случае в начальный момент времени поверхность расплава мгновенно покрывалась слоем частиц в количестве N штук с равномерным распределением по размерам в заданном диапазоне размеров. При этом скорость каждой частицы в начальный момент полагалась равной нулю, а температура равной температуре расплава.

Второй способ ввода частиц предусматривал предварительное, перед прохождением луча, их нанесение на поверхность подложки с некоторым заданным случайным образом распределением. Частицы вовлекались в движение в момент достижения фронтом плавления на подложке их местоположения. Начальная скорость каждой частицы в этом случае также полагалась равной нулю, а температура в момент начала движения была равна температуре плавления материала подложки.

Столкновения движущихся в расплаве частиц с твердой поверхностью фронта плавления считались абсолютно упругими и рассчитывались по закону: угол падения равен углу отражения. В расчетах использовались частицы карбида вольфрама, данные для которых приведены в таблице.

2. Описание метода численного решения

Решение уравнений Навье–Стокса осуществлялось методом Marker and cell [6]. Для расчета давления применялся явный метод искусственной сжимаемости, реализация которого более подробно описана в этой же работе. К уравнению неразрывности (1) добавляется зависящий от времени член $\partial p / \partial t$:

$$\partial p / \partial t + a^2 (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) = 0, \tag{6}$$

где a представляет собой искусственную скорость звука, которая подбирается в процессе расчета из соображений устойчивости и скорости вычислений. Уравнение (6) решается итерационно совместно с уравнением (2) до выполнения с некоторой точностью условия равенства нулю дивергенции скорости — $\nabla \cdot \vec{V} = 0$.

Расчетная область равномерно покрывается сеткой с прямоугольными ячейками. К центрам ячеек отнесены значения скалярных величин, таких как давление и энтальпия. Для обеспечения устойчивости метода расчета компоненты скорости вычисляются в точках, лежащих на гранях ячеек. Это облегчает реализацию граничных условий, т. к. не требуется задавать граничные условия для давления. Алгоритм численного решения основан на явной конечно-разностной схеме второго порядка точности по пространству с итерациями по давлению на каждом шаге по времени. Более подробно разностная схема описана в препринте [7].

Для выбранных условий неглубокого проплавления и малой мощности лазера скорость движения линии фазового перехода много меньше скорости течения расплава, поэтому течение расплава в каждый момент времени можно считать установившимся. На каждом шаге по времени уравнение движения расплава (2) и уравнение неразрывности (6) решаются совместно до установления. Далее по установившемуся течению решается уравнение энергии (3) и по полученному полю температуры вычисляется положение границы фазового перехода.

3. Обсуждение результатов расчетов

На рис. 3–5 представлены результаты расчетов в виде полей скорости, температуры, линий тока и положения частиц, полученные в двумерной плоской постановке, с учетом особенностей микроконвективных течений расплава, которые возникают под воздействием лазерного излучения мощностью $W = 500$ Вт с радиусом пучка $\omega_0 = 0,5$ мм.

3.1. Многовихревая термокапиллярная конвекция расплава

Положение линии фазового перехода, поле температуры и линии тока в разные моменты времени показаны на рис. 3. Начало плавления и образования ванны расплава сопровождается возникновением и развитием конвективных течений, обусловленных эффектом Марангони. Начальный период характеризуется образованием двух симметрично

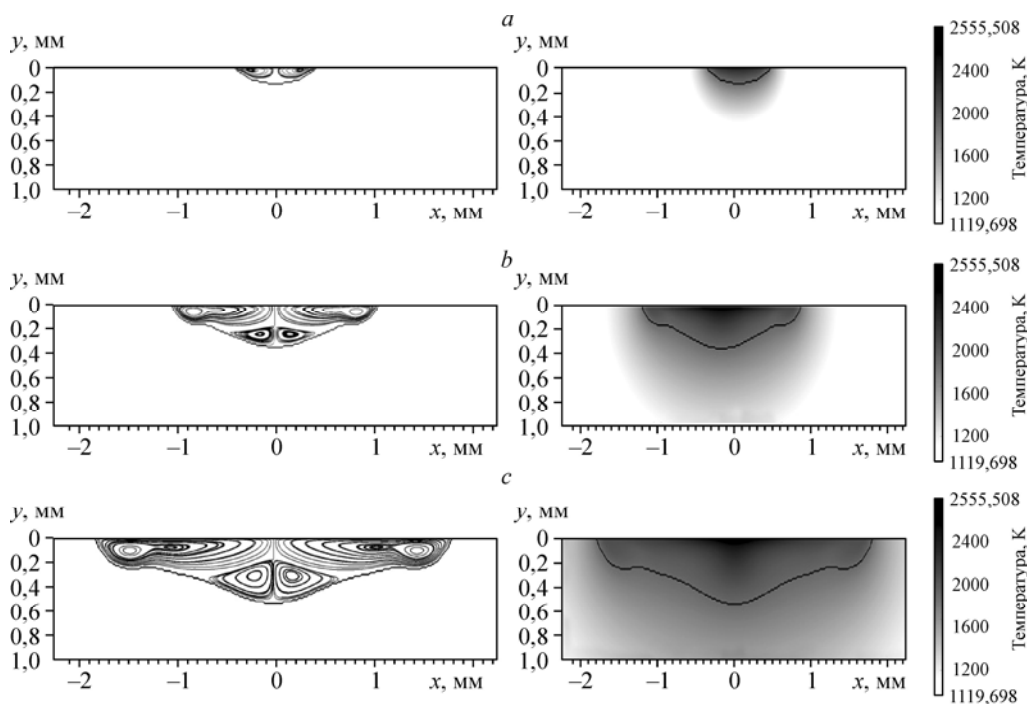


Рис. 3. Развитие многовихревой термокапиллярной конвекции расплава под действием лазерного излучения. Линии тока (слева), поля температуры (справа).

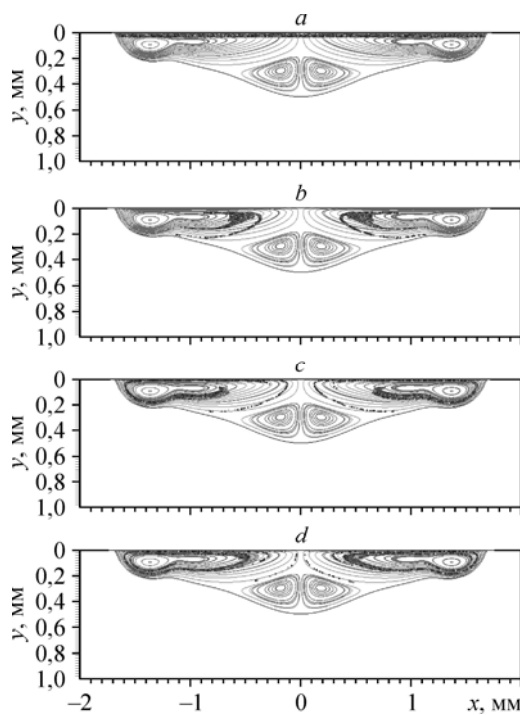
$t = 0,12$ (a), $0,72$ (b), $1,92$ (c) с.

расположенных вихрей, течение в которых направлено из центра к периферии. Вихри со временем увеличиваются в размерах по мере расширения зоны плавления, затем наблюдается появление еще двух вихрей, противоположно направленных первым двум, которые зарождаются в нижней части ванны. К моменту времени $t = 1,92$ с максимальная скорость в расплаве достигает значения $0,94$ м/с. Разогреваемый лазерным излучением в поверхностном слое расплав металла переносится от центра в стороны симметрично вихревыми потоками, расширяя ванну расплава. Одновременно более холодный расплав поднимается к поверхности, делая ванну менее глубокой. Причем скорость вихревых течений у поверхности на порядок выше их скорости у дна ванны.

3.2. Динамика частиц порошка в ванне расплава

Представляет интерес исследование поведения частиц порошка, внезапно попадающих на поверхность ванны расплава с уже развитой термокапиллярной конвекцией. Это может произойти, например, в результате струйной подачи порошка в лазерное пятно. При фиксированных или установившихся распределениях скорости расплава и температуры, выполнен расчет движения частиц (рис. 4). В начальный момент времени при $t_p = 1,92$ с поверхность расплава покрывалась слоем частиц в количестве 10^4 штук с равномерным распределением по размерам из диапазона от $0,1$ до 2 мкм. Кроме того, в этот момент скорости частиц равны нулю и они случайно распределены в поверхностном слое расплава (рис. 4, *a*).

Дальнейшее поведение частиц, их положение в вихрях в различные моменты времени показано на рис. 4, *b-d*. Поскольку частицы отличаются по размерам, наблюдаются различия в их запаздывании по скорости и распределению по линиям тока жидкости. Можно видеть, что частицы не оседают на дно ванны расплава, а постепенно проникают внутрь первых верхних вихрей и приходят к некоторому периодически повторяющемуся квазиустановившемуся движению. В силу малости размеров частицы остаются сосредоточенными в верхней части ванны, в нижние, более медленные вихри, они не проникают.



3.3. Динамика перераспределения частиц в переплавленной зоне

Выполнен расчет процессов, сопровождающих появление и развитие тепловой конвекции расплава металла в некоторой выбранной плоскости при движении луча с заданной скоростью $V_s > 0$ в направлении, перпендикулярном к этой плоскости. Если такой плоскостью считать Oxy (см. рис. 2), то интенсивность лазерного луча должна изменяться со временем по закону

$$I(t) = 2W / \pi \omega_0^2 \exp(-2(x^2 + z^2(t)) / \omega_0^2),$$

где $z(t) = -2\omega_0 + tV_s$.

Рис. 4. Динамика частиц порошка в ванне расплава.

$t = 0,00$ (*a*), $0,005$ (*b*), $0,01$ (*c*), $0,02$ (*d*) с.

Представляет интерес расчет, в котором частицы порошка предварительно наносились на поверхность подложки. При движении луча изучалась динамика формирования ванны расплава в выбранной плоскости. В этом случае в конвективные движения расплава вовлекались с поверхности только те частицы, которые попадали на границу зоны пятна расплава. Скорость каждой вовлекаемой частицы полагалась равной нулю, а температура была равна температуре плавления материала подложки.

На рис. 5 представлено развитие во времени многовихревой тепловой конвекции расплава и примеси, предварительно нанесенной на поверхность подложки перед прохождением луча. На фоне распределения скорости течения жидкости приведены направления векторов скорости жидкости вдоль линий тока в вихрях. Отдельно выделено положение двухфазной зоны, которая ограничивает ванну расплава. Точками указаны положения одиночных частиц в вихревых течениях расплава и переплавленной зоне после остывания.

За время $t = 1,25$ с после начала действия луча поверхность подложки достигает температуры плавления T_m . Зона расплава увеличивается, и становится заметным возникающее движение в жидкой лунке. Расположенные на поверхности частицы порошка вовлекаются в общее движение расплава, объем которого непрерывно увеличивается. При $t = 3,12$ с ванна расплава уже имеет максимальные размеры.

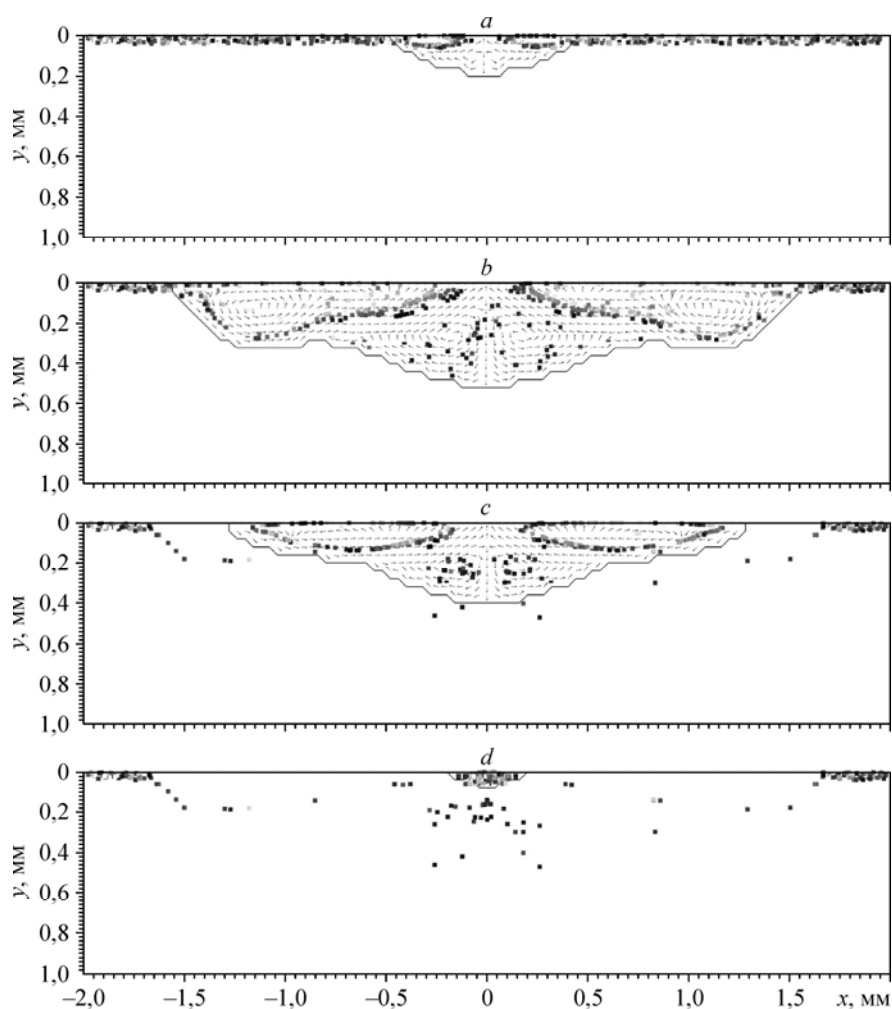


Рис. 5. Динамика фронтов плавления (сплошная линия), вихреобразования (стрелки), перемешивания частиц (символы) в ванне расплава и их перераспределения в переплавленной зоне после остывания.

$t = 1,7$ (a), $3,12$ (b), $4,5$ (c), $5,4$ (d) с.

За это время образовалось четыре вихря: два верхние — более крупные, скорость в них высокая (хорошо просматривается на рис. 5, *b*), и два донных вихря внизу — с низкой скоростью течения. В начале частицы движутся только в вихрях у поверхности, затем при $t = 3$ с начинают проникать в донные вихри. Часть крупных частиц проникает в донные вихри и успевает осесть, приближаясь к границе плавления в самой нижней части ванны расплава. Пик интенсивности излучения со временем понижается, ванна расплава уменьшается в размерах, наблюдается процесс остывания и затвердевания металла при кристаллизации. Доля частиц, осевших на дно, остается в переплавленной зоне, а другие увлекаются верхними вихрями, которые постепенно уменьшаются в размерах. Во время остывания ванны частицы изменяют свою траекторию движения и стягиваются к центру. При $t = 5,4$ с расплав полностью затвердевает. Как видно на рис. 5, *d*, основная масса частиц застыла в малой области у самой поверхностной почти в центре ванны.

Заключение

Настоящая работа посвящена развитию методов математического и численного моделирования сопряженных задач капиллярной тепловой микроконвекции расплава металла и дисперсной примеси под действием лазерного излучения.

Предложена плоская постановка задачи о конвективном тепло- и массопереносе, который возбуждается в жидком металле постоянно действующим лазерным излучением за счет эффекта Марангони.

В энтальпийной постановке численно решена двухфазная задача Стефана о плавлении металла лазерным пучком с гауссовым распределением интенсивности. Положение внутренней свободной границы фазового перехода, которая ограничивает зону плавления металла и определяет форму и размеры ванны расплава, рассчитывается с учетом микроконвекции жидкой фазы.

Получена многовихревая структура течения расплава, количество вихрей в которой зависит от изменения поверхностного натяжения, от температуры и мощности лазерного излучения. Исследовано влияние физических параметров задачи на форму ванны образующегося расплава при лазерном проплавлении стальной подложки.

Предложена физико-математическая модель для расчета конвекции мелкодисперсных легирующих компонентов в лазерной ванне. Выполнены расчеты конвекции дисперсной примеси. Показано, какую важную роль может оказывать многовихревая микроконвекция на распределение частиц порошка в поверхностном слое подложки после остывания.

Список литературы

1. 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.
2. Poletz N., Francois A., Hillewaert K. Multiphysics welding simulation model // Intern. J. of Material Forming. 2008. Vol. 1, Sup. 1. P. 1047–1050.
3. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Косырев Ф.К., Красюков А.Г., Лиханский В.В., Лобойко А.И., Саяпин В.П. Развитие многовихревого течения расплава нержавеющей стали при лазерном воздействии на поверхность // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 5. С. 443–446.
4. Anthony T.R., Cline H.E. Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, No. 9. P. 3888–3894.
5. 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. P. 1819–1825.
6. Hoffman K.A., Chiang S.T. Computational Fluid Dynamics. Vol. 1 // Fourth Edition. Wichita, Kansas: Engineering Education System, 2000. 500 p.
7. Гурин А.М., Ковалев О.Б. Моделирование многовихревой конвекции мелкодисперсных легирующих компонентов в ванне расплава под действием лазерного излучения. Новосибирск, 2011. Препринт ИТГИМ СО РАН. 2011. № 1. 24 с.

*Статья поступила в редакцию 13 декабря 2011 г.,
после доработки — 19 марта 2012 г.*