

**В. Н. Попов**

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

*popov@itam.nsc.ru*

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕГИРУЮЩИХ ДОБАВОК В РАСПЛАВЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ ПОДЛОЖКИ**

Исследуется возможность применения импульса высокочастотного электромагнитного поля для разогрева и плавления металла с целью его последующего легирования. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, рассматриваются процессы, включающие разогрев металла, его плавление, конвективный теплоперенос в расплаве и затвердевание после окончания импульса. Поверхность подложки покрыта слоем легирующего вещества. Распределение электромагнитной энергии в металле описывается эмпирическими формулами. Плавление и затвердевание металла рассматривается в приближении Стефана. Течение в жидкости описывается уравнениями Навье – Стокса в приближении Буссинеска. По результатам численных экспериментов оценивались структура течения и распределение легирующего вещества в расплаве в зависимости от характеристик нагрева.

*Ключевые слова:* численное моделирование, легирование металла, импульсный индукционный нагрев, теплоперенос.

### **Введение**

Эффективным способом улучшения эксплуатационных свойств деталей, конструкций и их компонентов является легирование расплава при лазерной обработке их поверхностей, что способствует повышению твердости, теплостойкости, износостойкости, коррозионной стойкости и других физико-механических характеристик стальных изделий [1; 2]. Вместе с тем наряду с применением лазеров при модифицировании и легировании поверхностного слоя металла допустимо использование энергии высокочастотного индукционного поля [3; 4], однако в настоящее время возможности подобной технологии изучены недостаточно.

В ходе исследований процессов, происходящих в поверхностном слое металла под воздействием лазерного импульса, определено, что одним из главных факторов,

влияющих на эффективность легирования, является термокапиллярная конвекция, которая при определенных условиях способствует гомогенному распределению материалов, проникающих в ходе подплавления в расплав [5; 6]. Однако проблема эффективности перемешивания легирующих добавок в ванне расплава до сих пор далека от своего решения [7], так как обычно не учитываются состав обрабатываемого металла [1] и, как следствие, возможные изменения его свойств. В [5; 6; 8; 9] рассмотрено влияние растворенных в расплаве поверхностно-активных веществ (ПАВ) на характер конвекции и показано, что структура течений в расплавленном железе зависит от количества присутствующих в нем примесей. В связи с этим при совершенствовании технологии легирования поверхности актуально детальное исследование происходящих процессов с учетом возможно большего количества влияющих факторов.

*Попов В. Н. Моделирование распределения легирующих добавок в расплаве при импульсном индукционном нагреве подложки // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 2. С. 111–118.*

В настоящей работе с использованием численного моделирования рассматривается воздействие импульса высокочастотного электромагнитного поля на распределение модифицирующего материала, проникающего в подложку с ее поверхности при наличии в металле ПАВ. В качестве материала подложки используется сплав железа (Fe) + 0,42 % по массе углерод (C) + 0,001–0,02 % сера (S), выбранный ввиду наличия в литературе физических параметров и констант, необходимых для проведения расчетов [9; 10]. С помощью предлагаемой математической модели, описывающей термо- и гидродинамические явления, рассматриваются нестационарные процессы, включающие нагрев металла, его плавление, конвективный теплоперенос в расплаве и далее, после окончания импульса, затвердевание. По результатам численных экспериментов оценивается структура течения и распределение легирующего вещества в зависимости от разогрева расплава.

### Математическая модель и алгоритм реализации

Рассматривается воздействие импульса высокочастотного электромагнитного поля на металлическую подложку. Схему процесса иллюстрирует рис. 1. Цилиндрическая

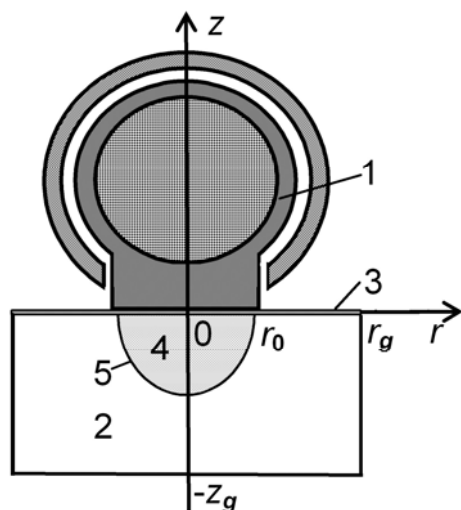


Рис. 1. Схема воздействия индукционного импульса: 1 – индуктор с охватывающим ферритовым магнитным экраном; 2 – металлическая подложка и легирующий материал (3) на поверхности; 4 – расплав; 5 – граница проплавленной зоны;  $z_g$  и  $r_g$  – глубина и радиус рассматриваемой области в подложке

головка индуктора электромагнитного поля расположена над плоской поверхностью пластины из сплава железа. Индукционное воздействие осуществляется через пятно радиусом  $r_0$ . Продолжительность импульса  $t_H$ . Распределение электромагнитной энергии в металле описывается эмпирическими формулами, используемыми в инженерных тепловых расчетах индукционных нагревателей [11]. Поверхность подложки покрыта слоем специально подготовленного легирующего материала [12]. Под воздействием энергии металл разогревается и плавится. Фазовый переход происходит при температуре плавления материала подложки  $T_m$ . В образовавшейся и увеличивающейся со временем жидкой лунке развивается конвекция под действием капиллярных и термогравитационных сил. Легирующий материал под действием конвективных потоков проникает в глубину расплава. На границе фазового перехода выполняются условия прилипания. После завершения импульса за счет отвода тепла в неразогретый материал подложки и теплообмена с окружающей средой происходит остывание расплава и затвердевание.

Для упрощения задачи считается, что теплофизические характеристики жидкой, твердой и двухфазной сред одинаковые и не зависят от температуры. Массовое содержание материала, проникающего в расплав, мало, и его влиянием на физические параметры расплава можно пренебречь. Количество растворенных компонентов в расплаве незначительно, так что можно не учитывать их влияние на температуру фазового перехода, полагая  $T_m = \text{const}$ . Плавление и затвердевание металла рассматривается в приближении Стефана с использованием эффективной теплоемкости [13]. Предполагается, что при рассматриваемых режимах нагрева небольшие величины конвективных скоростей обуславливают плоскую форму свободной поверхности жидкости [14]. Границы  $r_g$ ,  $z_g$  рассматриваемой области выбраны таким образом, чтобы их положение не оказывало влияния на исследуемые процессы.

Распределение температурного поля в твердом и жидком материале подложки описывается уравнениями конвективного теплопереноса в цилиндрической системе

координат  $(r, z)$ , которые для безразмерных переменных имеют следующий вид:

$$c_{ef}[\theta_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})\theta] = \frac{1}{Pr} \Delta \theta + \frac{Ki}{Pr} \chi(r, z),$$

$$0 \leq r \leq r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0, \quad 0 \leq t \leq t_H, \quad (1)$$

при воздействии индуктора;

$$c_{ef}[\theta_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})\theta] = \frac{1}{Pr} \Delta \theta,$$

$$0 \leq r \leq r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0, \quad t > t_H, \quad (2)$$

после завершения разогрева. Здесь  $\theta$  – температура;  $t$  – время;  $Pr = \nu/a$  – число Прандтля,  $\nu$  – кинематическая вязкость расплава,  $a$  – температуропроводность;  $\mathbf{u}$  – вектор скорости в расплавленном металле с компонентами  $u, w$  в радиальном ( $r$ ) и вертикальном ( $z$ ) направлениях соответственно (в твердом металле  $u \equiv 0, w \equiv 0$ );  $St = \kappa / (c_p T_m)$  – число Стефана,  $\kappa$  – удельная теплота плавления;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $f_s$  – доля твердой фазы в материале ( $0 \leq f_s \leq 1$ ),  $Ki = (p_0 r_0) / (\lambda T_m)$  – число Кирпичева,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $p_0$  – удельная мощность, поглощаемая единицей поверхности нагреваемого тела. Эффективная теплоемкость, учитывающая скрытую теплоту фазового перехода  $\kappa$ , описывается соотношением  $c_{ef} = 1 + \delta(\theta)St$ , 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. Безразмерные параметры определяются с помощью характерного размера  $r_0$ , скорости  $v_0 = \nu / r_0$ , времени  $t_0 = r_0 / v_0$  и температуры  $T_m$ :  $r = r / r_0$ ,  $z = z / r_0$ ,  $u = u / v_0$ ,  $w = w / v_0$ ,  $t = t / t_0$ ,  $\theta = T / T_m$ .

Полагаем, что центральная точка «пятна» индукционного воздействия радиусом  $r_0$  расположена в точке  $(0, 0)$ . В этом случае энерговыделение в пластине, согласно [11], можно описать:

$$\chi(r, z) = e^{z/\Delta_1}, \quad \theta(r, 0) \leq \theta_K, \quad r \leq 1, \quad z \leq 0;$$

$$\chi(r, z) = \begin{cases} e^{z/\Delta_2}, & -z_K(r) \leq z \leq 0, \\ e^{-z_K/\Delta_2} e^{(z+z_K)/\Delta_1}, & z < -z_K(r), \end{cases}$$

$$\theta(r, 0) > \theta_K, \quad r \leq 1.$$

Здесь  $\Delta_1$  – глубина проникновения тока в материал ( $m$ ), т. е. толщина скин-слоя,

$\Delta_1 = 503 \sqrt{\rho_{e1} / (\mu_1 f)}$ ,  $\rho_{e1}$  – удельное электрическое сопротивление,  $\mu_1$  – относительная магнитная проницаемость при разогреве металла ниже температуры магнитных превращений  $T_K$  (точка Кюри),  $f$  – рабочая частота генератора поля (Гц). При достижении температуры магнитных превращений относительная магнитная проницаемость снижается до значения  $\mu_2 = 1$ , а удельное электрическое сопротивление возрастает до величины  $\rho_{e2}$ , вследствие чего глубина проникновения тока в материал становится  $\Delta_2 = 503 \sqrt{\rho_{e2} / (\mu_2 f)}$ ;  $z_K(r)$  – расстояние от поверхности подложки до точки с температурой магнитных превращений ( $T = T_K$ ). При переходе к безразмерным величинам  $\Delta_1 = \Delta_1 / r_0$ ,  $\Delta_2 = \Delta_2 / r_0$ ,  $z_K = z_K / r_0$ ,  $\theta_K = T_K / T_m$ .

Граничные условия для уравнений (1), (2) следующие.

На оси симметрии

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \quad r = 0, \quad -z_g \leq z \leq 0. \quad (3)$$

На внешней боковой границе расчетной области

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \quad r = r_g, \quad -z_g \leq z \leq 0. \quad (4)$$

На верхней границе ( $z = 0$ ). При нагреве от источника  $t \leq t_H$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha(\theta_c - \theta), \quad 1 < r \leq r_g. \quad (5a)$$

После завершения импульса ( $t > t_H$ )

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha(\theta_c - \theta), \quad 0 \leq r \leq r_g. \quad (5b)$$

На нижней границе расчетной области

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq r \leq r_g, \quad z = -z_g. \quad (6)$$

Здесь  $\alpha = \alpha_0 r_0 / \lambda$ ,  $\alpha_0 = \varepsilon \sigma_0 (T^2 + T_c^2) (T + T_c)$ ,  $\sigma_0$  – постоянная Стефана – Больцмана;  $\varepsilon$  – степень черноты материала подложки;  $T_c$  – температура окружающей среды ( $\theta_c = T_c / T_m$ ).

При плавлении материала скорость  $v_n$  для каждой точки границы «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$  определяется условием

$$Pr St v_n = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\theta=1-} - \left. \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\theta=1+},$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали.

При плавлении металла в области  $\theta > 1$  с границей «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$  течение в жидкости описывается уравнениями Навье – Стокса в приближении Бусинеска:

$$\mathbf{u}_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{k}Gr(\theta - 1), \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0.$$

Здесь  $p$  – давление ( $p = p/P_0$ ,  $P_0 = \rho v_0^2$ ,  $\rho$  – плотность материала подложки),  $Gr = \beta_p g r_0^3 T_m / \nu^2$  – число Грасгофа,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta_p$  – коэффициент объемного теплового расширения расплава,  $\mathbf{k}$  – единичный вектор вдоль координатной оси  $z$ .

Граничные условия для уравнений (7) следующие.

На поверхности «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$

$$u = 0, \quad w = 0. \quad (8)$$

На оси симметрии  $r = 0$ ,  $-z_f(t) \leq z \leq 0$  ( $-z_f(t)$  – координата границы фазового перехода)

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

На поверхности жидкости  $z = 0$ ,  $0 \leq r < r_f(t)$  ( $r_f(t)$  – радиус лунки расплавленного металла на свободной поверхности)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{Mn}{Pr} \frac{\partial \theta}{\partial r} \eta, \quad w = 0. \quad (10)$$

При наличии в расплаве поверхностно-активных веществ для описания поверхностного натяжения используется эмпирическая формула [9]

$$\sigma = \sigma_0 - k_\sigma (T - T_m) - TR\Gamma_s \ln(1 + KC_s),$$

$$K = S_l \exp[-\Delta H^0 / (RT)],$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} = -k_\sigma - R\Gamma_s \ln(1 + KC_s) - \frac{KC_s}{1 + KC_s} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{T}, \quad (11)$$

тогда  $Mn = -k_\sigma T_m r_0 / (\rho \nu a)$  – число Марангони и

$$\eta = 1 + R\Gamma_s \ln(1 + KC_s) / k_\sigma + \frac{KC_s}{1 + KC_s} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{Tk_\sigma}.$$

Здесь  $\sigma_0$  – поверхностное натяжение в чистом металле в точке плавления,  $k_\sigma = -\partial \sigma / \partial T$  – для чистого металла,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $C_s$  – кон-

центрация примеси ПАВ на поверхности расплава,  $S_l$  – константа, соответствующая энтропии сегрегации,  $\Delta H^0$  – стандартная теплота адсорбции,  $\Gamma_s$  – избыток примеси в поверхностном слое на единицу площади.

Распределение концентрации легирующего вещества в расплаве  $C$ , которое вовлекается течением со свободной поверхности, описывается уравнением конвективной диффузии.

$$C_t + (\nabla \cdot \mathbf{u})C = \frac{1}{Sc} \Delta C, \quad (12)$$

где  $Sc = \nu / D$  – число Шмидта,  $D$  – коэффициент диффузии,  $C = C/C_0$ ,  $C_0$  – количество легирующего вещества на поверхности подложки.

Граничные условия для (12) следующие.

На поверхности «расплав – твердая фаза»  $\zeta(r, z, t)$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\partial C}{\partial \mathbf{n}} = 0. \quad (13)$$

На оси симметрии  $r = 0$ ,  $-z_f(t) \leq z \leq 0$

$$\frac{\partial C}{\partial r} = 0. \quad (14)$$

На зеркале расплавленного металла  $z = 0$ ,  $0 \leq r < r_f$

$$\frac{1}{Sc} \frac{\partial C}{\partial z} = Bi_D (1 - C), \quad (15)$$

где  $Bi_D$  – отражает скорость проникновения легирующего вещества в расплав.

Начальные условия для уравнения теплопереноса (1)

$$\theta = \theta_0, \quad (16)$$

для (7) и (12) в только что расплавленном металле

$$u = 0, \quad w = 0, \quad C = 0. \quad (17)$$

При реализации модели (1)–(17), которая включает в себя уравнения Навье – Стокса и конвективного теплопереноса, применялся конечно-разностный алгоритм. Дискретизация пространственной расчетной области осуществлялась на  $I \times K$  ячеек. Шаг  $\tau$  вдоль временной переменной постоянный. Распределения температуры и концентрации примеси описывались значениями в узлах сетки. Системы разностных уравнений строились посредством неявной аппроксимации балансных соотношений, получаемых интегрированием уравнений (1), (2), (7), (12) с учетом соответствующих граничных условий. При аппроксимации (7) в об-

ласти расплавленного материала, по аналогии с методами типа MAC и SIMPLE [15; 16], составляющие скоростей  $u$ ,  $w$  определялись в серединах боковых граней ячеек, а давление  $p$  – в центрах ячеек.

Алгоритм имеет следующий порядок действий. Первоначально вычислялось температурное поле в подложке при воздействии энергии высокочастотного электромагнитного поля. После появления жидкой лунки на каждом временном шаге устанавливалась граница фазового перехода. Подстановка найденных значений температуры в уравнения количества движения делало возможным определение составляющих поля скоростей. Далее, с использованием метода искусственной сжимаемости [17] рассчитывалось давление. Производилось несколько итераций для согласования найденных распределения давления и скоростей до выполнения неравенства

$$\max|\nabla \cdot \mathbf{u}| \leq \gamma,$$

где  $\gamma$  – заданное малое число. Решение алгебраических систем, получаемых при аппроксимации уравнений движения и теплопереноса, осуществлялось итерационными методами.

После завершения импульса решение задачи продолжалось до момента исчезновения перегрева в расплавленном металле подложки. Изменение концентрации легирующего вещества происходило только в расплаве, а в затвердевшей области фиксировались последние рассчитанные значения.

### Результаты численных экспериментов

Численные исследования проводились при следующих параметрах:

$$r_0 = 0,001 \text{ м}, z_g = 0,0012 \text{ м}, r_g = 0,0015 \text{ м};$$

$$t_H = 70 \text{ мс};$$

$$T_c = 300 \text{ К}; T_0 = 300 \text{ К};$$

$$p_0 = 7,0 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2, f = 1200 \text{ кГц.}$$

Свойства металла [9–11]:

$$\rho = 7065 \text{ кг/м}^3, c_p = 787 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)},$$

$$\lambda = 27 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \kappa = 2,77 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг},$$

$$\nu = 8,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}, k_\sigma = 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ Н/(м} \cdot \text{К)},$$

$$\beta_p = 1,18 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К},$$

$$R = 8314,3 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}, S_l = 3,18 \cdot 10^{-3},$$

$$\Gamma_s = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ моль/м}^2,$$

$$\Delta H^0 = -1,88 \cdot 10^8 \text{ Дж/моль}, T_m = 1775 \text{ К},$$

$$\varepsilon = 0,7, \sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4);$$

$$T_K = 1141 \text{ К}; \mu_1 = 14, \rho_{el1} = 5,2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$\mu_2 = 1, \rho_{el2} = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Рассматриваемые объемы серы в железе  $C_s = 0,001$ – $0,04$  % от массы.

Безразмерные параметры, используемые в расчетах:

$$\text{Pr} = 0,175, \text{Gr} = 2,850 \cdot 10^3,$$

$\text{Ki} = 14,6, \text{Mn}_0 = 2,62 \cdot 10^4$  (для чистого металла),

$$\text{Sc} = 340, \text{Bi}_D = 0,065, \Delta = 10^{-4}.$$

Вычисления проводились на пространственных сетках  $I \times K$  от  $120 \times 150$  до  $240 \times 300$ . Значение временного шага  $\tau = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 10^{-4}$ ,  $\Delta\theta = 0,001$ .

На рис. 2 в расчетной области, прилегающей к зоне расплавленного металла, в безразмерных координатах отображена структура течений при ПАВ в расплаве  $0,002$  % от массы и  $q_0 = 7,0 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$ ,  $t_H = 70 \text{ мс}$ . Стрелки на рисунках указывают направление, а их длина характеризует интенсивность потока.

Рисунок 2,а иллюстрирует поле скоростей в расплаве за  $12 \text{ мс}$  до завершения индукционного воздействия. Из представленных данных следует, что формируется большой тороидальный вихрь с направлением течения вблизи свободной поверхности жидкости от границы фазового перехода к центру лунки с сильным нисходящим потоком в этой области, переходящим далее в расходящееся течение вдоль границы фазового перехода. Подобная структура движения жидкости существует с момента появления расплава до текущего времени ( $58 \text{ мс}$ ) при условии небольшого перегрева его поверхности относительно температуры фазового перехода. Рисунок 2, б отражает результат, полученный в момент завершения импульса. Из представленных данных следует, что за  $12 \text{ мс}$  в результате дальнейшего разогрева расплава образуется два тороидальных вихря, определяемых параметром  $\partial\sigma/\partial T$ , который принимает как положительные, так и отрицательные значения. Вблизи свободной поверхности формируется течение от границы фазового перехода к центру лунки. Также вблизи поверхности в зоне максимального перегрева возникает течение, направленное от центра, которое при столкновении с встречным образует интенсивный нисходящий поток. В центральной

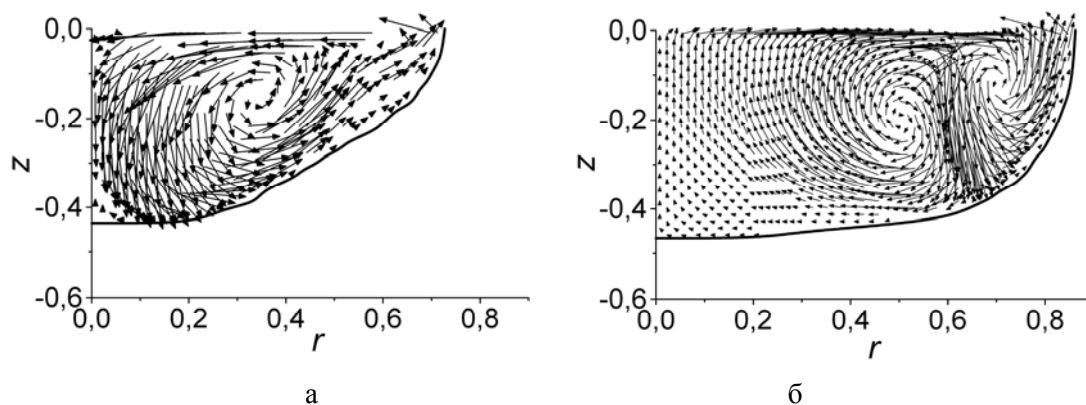


Рис. 2. Поле скоростей в расплаве при  $t = 58$  мс (а) и  $t = 70$  мс (б)

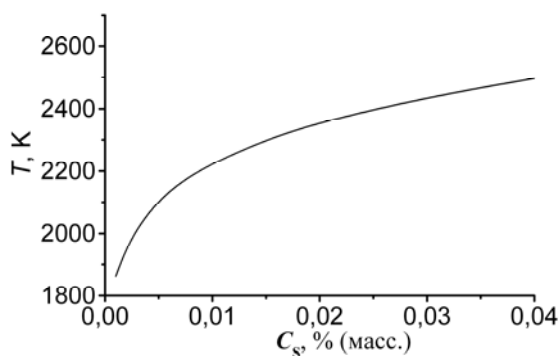


Рис. 3. Предельные значения температуры поверхности расплава при различных концентрациях ПАВ в металле для существования устойчивого центростремительного течения

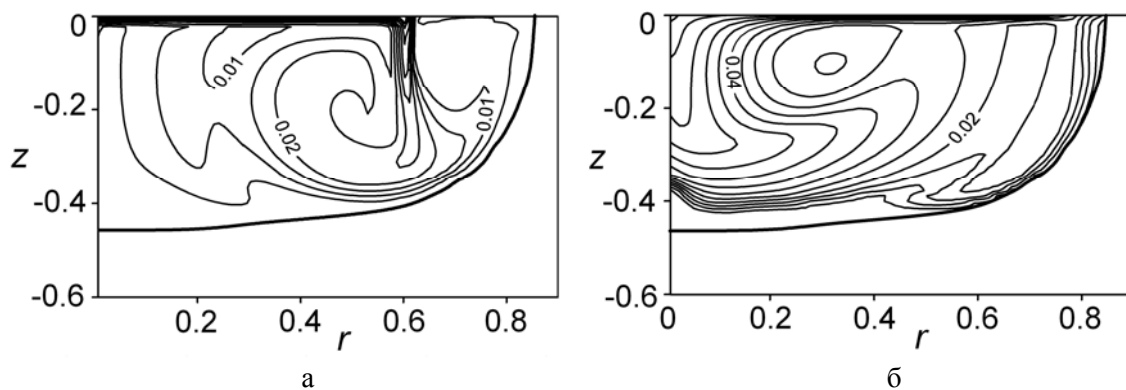


Рис. 4. Изоконцентраты распределения легирующего материала в металле при  $t = 70$  мс (а) и  $t = 85$  мс (б)

части лунки существует слабое восходящее движение жидкости от границы фазового перехода, вызванное естественной конвекцией. По результатам анализа формулы (11) и численных экспериментов для различных

концентраций ПАВ в металле ( $0,001\% < C_s \leq 0,04\%$ ) определены температуры разогрева свободной поверхности расплава (рис. 3), ниже которых вблизи нее существует устойчивое течение с направлением от

границы фазового перехода к центру лунки, подобное представленному на рис. 2, а.

Из результатов расчетов следует, что глубина проникновения тока не превышает толщины рассматриваемой пластины, а основное выделение энергии происходит в слое металла, нагретом выше температуры магнитных превращений. Как следствие, температура принимает максимальные значения на обрабатываемой поверхности и монотонно снижается по мере удаления от нее, а разогрева подложки по всей толщине за время импульса не происходит. Максимальная глубина проплавления металла около 450 мкм.

После завершения импульса расплав остывает и затвердевает в направлении к поверхности подложки, чему способствует теплообмен с окружающей средой и отвод тепла в неразогретый материал. Проникновение в расплав и перераспределение легирующего вещества продолжается в течение 15 мс до момента исчезновения перегрева и прекращения конвекции в расплавленном металле.

Рисунок 4 отражает распределение легирующего вещества в расплаве и после полного затвердевания металла. На момент прекращения импульса  $t = 70$  мс (рис. 4, а) восходящее течение вдоль границы фазового перехода не дает проникать легирующему материалу в глубь расплава на его периферии. В центральной части лунки легирующие добавки проникают на значительную глубину лишь на первом этапе плавления за счет нисходящего течения (см. рис. 2, а), а в дальнейшем, когда образуется значительный перегрев расплава, восходящее движение жидкости этому препятствует (см. рис. 2, б). И только в области столкновения встречных течений образуется нисходящий поток, доставляющий легирующий материал в глубину расплавленного металла. В целом получается, что легирующий материал распределяется очень неравномерно и фактически отсутствует в глубине центральной части образовавшейся лунки и на периферии расплава.

После завершения импульса поверхность расплава остывает, и в нем вновь формируется течение, подобное представленному на рис. 2, а. Движение жидкости вблизи свободной поверхности увлекает легирующее вещество к центру лунки и нисходящим потоком переносит на значительную глубину,

а затем расходящимся течением перераспределяет по всему объему расплава. Вновь образовавшийся большой тороидальный вихрь также способствует равномерному перемешиванию ранее попавшего в расплав легирующего вещества (рис. 4, б). По мере продвижения границы фазового перехода к поверхности подложки интенсивность перемешивания снижается и после снятия перегрева в расплаве при  $t = 85$  мс полностью прекращается.

### Заключение

По результатам численного моделирования определена возможность использования импульсной индукционной обработки для легирования металла, позволяющего улучшить его эксплуатационные свойства. Результаты расчетов показывают, что наличие поверхностно-активных веществ в расплаве существенно влияет на физические процессы в ходе легирования, включая зависящее от термокапиллярной конвекции распределение вводимого материала. Для повышения качества обработки поверхностного слоя металла необходимо принимать во внимание его состав и с учетом этого выбирать оптимальные режимы обработки.

### Список литературы

1. *Бернацкий А. В.* Лазерное поверхностное легирование стальных изделий (обзор) // Автоматическая сварка. 2012. № 12. С. 3–10.
2. *Голдинов Е. А.* Поверхностное легирование сталей // Технология металлов. 2007. № 6. С. 51–52.
3. *Марусин М. В., Щукин В. Г., Марусин В. В.* Поверхностное легирование углеродистой стали медью при высокоэнергетической индукционной обработке // Физика и химия обработки материалов. 2010. № 5. С. 67–70.
4. *Марусин В. В.* Высокочастотная импульсная закалка (ВИЗ) деталей // Обработка металлов. 2004. № 2. С. 14–15.
5. *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.
6. *Ribic B., Tsukamoto S., Rai R., DebRoy T.* Role of surface active elements during keyhole mode laser welding, Journal of Physics

D: Applied Physics. 2011. Vol. 44 (48), article # 485203.

7. Шишковский И. В. Лазерный синтез функционально-градиентных мезоструктур и объемных изделий. М.: Физматлит, 2009. 424 с.

8. Попов В. Н., Цивинский М. Ю., Цивинская Ю. С. Численная оценка влияния поверхностно-активного вещества в расплаве на конвективный массоперенос при воздействии на металл лазерным импульсом // Математическое моделирование. 2012. Т. 24, № 3. С. 87–96.

9. Ehlen G., Ludwig A., Sahm P. R. Simulation of Time-Dependent Pool Shape during Laser Spot Welding: Transient Effects // Metall. Mater. Trans. A. 2003. Vol. 34A. P. 2947–2961.

10. 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.

11. Павлов Н. А. Инженерные тепловые расчеты индукционных нагревателей. М.: Энергия, 1978. 120 с.

12. Сафонов А. Н., Тарасова Т. В. Процессы лазерного легирования сталей неме-

таллическими компонентами // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 1997. № 2. С. 68–77.

13. Будаков Б. М., Соловьева Е. Н., Успенский А. Б. Разностный метод со сглаживанием коэффициентов для решения задач Стефана // Журн. вычислительной математики и математической физики. 1965. Т. 5, № 5. С. 828–840.

14. Höche D., Müller S., Rapin G. et al. Marangoni Convection during Free Electron Laser Nitriding of Titanium // Metall. Mater. Trans. B. 2009. Vol. 40. No. 4. P. 497–507.

15. 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.

16. Patankar S. V., Spalding D. B. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows // Int. J. Heat Mass Trans. 1972. Vol. 15. P. 1787–1806.

17. Chorin A. J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems // J. Comput. Phys. 1967. Vol. 2. P. 12–26.

Материал поступил в редколлегию 23.03.2017

**V. N. Popov**

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS  
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*popov@itam.nsc.ru*

## **MODELING OF THE ALLOYING SUBSTANCES DISTRIBUTION IN THE MELT DURING PULSED INDUCTION HEATING OF THE SUBSTRATE**

Under study is the applicability of the high-frequency electromagnetic field impulse for metal heating and melting with a view to its subsequent alloying. The processes of heating, phase transition, heat and mass transfer in the molten metal, solidification of the melt are considered with the aid the proposed mathematical model. The substrate surface is covered with a layer of alloying substances. The distribution of the electromagnetic energy in the metal is described by empirical formulas. Melting and solidification of the metal is considered at the Stephan's approximation. The flow in the liquid is described by the Navier – Stokes equations in the Boussinesq approximation. According to the results of numerical experiments, the flow structure in the melt and distribution of the alloying substances was evaluated versus the characteristics of induction heating.

*Keywords:* numerical simulation, metal alloying, impulse induction heating, heat and mass transfer.