

ТЕПЛОМАССОБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОПЛАВЛЕНИИ МЕТАЛЛОВ

Г.Н. Вогинов, А.И. Цаплин (Пермь)

Abstract

On the basis of conjugate equations of heat and mass transfer the mathematical model of the metal melting process by concentrated laser energy is formulated. To come into account the influence of Marangoni convection on melted down metal mixing.

The adequacy of mathematical model to the data of physical experiment is shown. The results of calculating experiment are given - the isolines of the stream function and the isotherms.

Высокая плотность энергии лазерного излучения позволяет получать новые свойства поверхности металла, недоступные традиционным методам обработки. Например, при лазерном легировании металла добавляемые примеси равномерно распределяются по толщине проплавления, при этом увеличивается микротвердость в поверхностном слое, повышается износостойкость изделия [1].

Для ускоренного прогнозирования технологии лазерного воздействия используются математические модели, основанные только на механизме теплопроводности [2]. Однако в зоне оплавления имеются большие температурные градиенты, которые приводят к нескомпенсированным силам поверхностного натяжения, вызывающим термокапиллярную конвекцию Марангони [3]. Это приводит к перемешиванию расплава, изменяющему эффективную теплопроводность жидкой фазы и форму границы раздела фаз. Возникает необходимость математического моделирования сопряженных явлений тепломассообмена при лазерном оплавлении металла.

Постановка задачи

Рассматривается процесс оплавления поверхности металла при кратковременном воздействии тепловым потоком большой мощности.

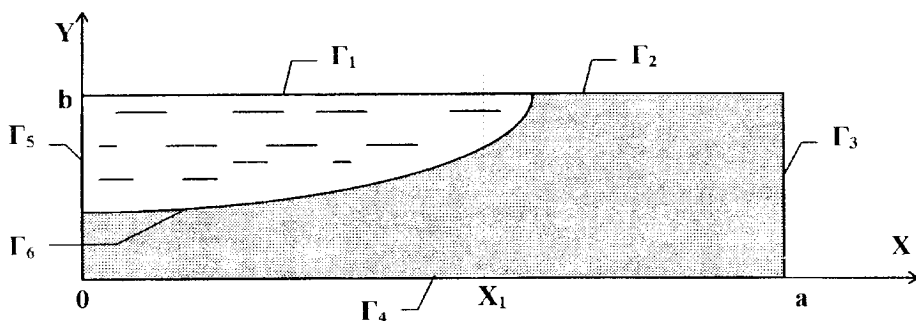


Рис. 1. Расчетная область

На рис.1 показана половина расчетной области, симметричная относительно вертикальной оси $X=0$ с обозначениями фрагментов границ $\Gamma_1 - \Gamma_6$. На

неизотермической свободной поверхности в расплаве развивается наряду с гравитационной термокапиллярная конвекция.

Математическая формулировка задачи включает сопряженную систему дифференциальных уравнений кристаллизации и гидродинамики, которые в обозначениях работы [4] имеют вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \frac{1}{Pr} \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \nabla T \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \omega = \Delta \omega + Gr \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\omega = -\Delta \psi, \quad (3)$$

где T - температура, ω - завихренность, ψ - функция тока, \mathbf{V} - скорость, $Pr = \nu_0/\chi_3$, $Gr = g \beta \Delta T L^3/\nu_0^2$ - критериальные комплексы Прандтля и Грасгофа, ν_0 - кинематическая вязкость, $\chi_3 = \lambda_0/(\rho c_3)$ - эффективная температуропроводность, g - ускорение свободного падения, β - коэффициент объемного расширения, ΔT - характерная разность температур, L - характерный линейный размер, λ - коэффициент теплопроводности, ρ - плотность, c_3 - эффективная теплоемкость.

Плотность принята линейно зависящей от температуры:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_\Phi)],$$

где $T_\Phi = (T_L + T_S)/2$ - температура фазового перехода, T_L , T_S - температуры ликвидуса и солидуса соответственно.

Эффективная теплоемкость в соответствии с квазиравновесной теорией двухфазной зоны с учетом удельной теплоты фазового перехода Q может быть определена по формуле

$$c_3 = \begin{cases} c, & T \leq T_S, T \geq T_S \\ c + \frac{Q}{T_L - T_S}, & T_S < T < T_L \end{cases}$$

Функция тока связана с компонентами скорости соотношениями:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Краевые условия включают в себя начальные

$$T(t=0) = T_0, \quad \omega(t=0) = \psi(t=0) = 0 \quad (4)$$

и граничные условия:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\Gamma_2} = \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\Gamma_4} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\Gamma_3} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\Gamma_5} = 0, \quad -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{\Gamma_1} = q - \alpha (T_\Pi - T_C), \quad (5)$$

где T_Π , T_C - температуры поверхности и окружающей среды, $\alpha = \varepsilon \sigma (T_\Pi^2 + T_C^2) (T_\Pi + T_C)$ - коэффициент теплоотдачи излучением, ε - степень

черноты, σ – коэффициент излучения абсолютно черного тела, $q = f(X)$ – плотность потока энергии лазерного излучения.

На свободной поверхности граничное условие для завихренности имеет вид [5]

$$\omega|_{\Gamma_1} = \text{Mn} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (6)$$

где $\text{Mn} = \frac{\sigma_0 \beta_{\sigma T} L \Delta T}{\rho \nu \chi}$ – число Марангони, определяющее интенсивность термокапиллярной конвекции, σ_0 – коэффициент поверхностного натяжения, $\beta_{\sigma T}$ – температурный коэффициент поверхностного натяжения.

На оси симметрии

$$\omega|_{\Gamma_5} = 0, \quad (7)$$

на твердой границе завихренность вычисляется из уравнения Пуассона для функции тока

$$\omega|_{\Gamma_6} = -\Delta \psi. \quad (8)$$

Из условия непроницаемости функция тока на границе жидкой фазы должна быть постоянной, в частности нулевой,

$$\psi|_{\Gamma} = 0. \quad (9)$$

Нелинейность дифференциальных уравнений обусловлена не только наличием конвективных членов, но и неоднородностью теплофизических свойств стали в широком интервале температур. Другой особенностью является сопряженность, предполагающая совместное решение системы уравнений (1-3).

Сопряженность и нелинейность системы уравнений (1-3) с краевыми условиями (4-9) существенно затрудняют решение краевой задачи и предполагают использование численных методов с дальнейшим вычислительным экспериментом на ПЭВМ.

Особенности численной реализации

Поставленная задача реализована методом сеток. Применена неявная однородная конечно-разностная схема с расщеплением двумерной задачи на последовательность одномерных, которые затем решались продольно-поперечной прогонкой по схеме сквозного счета без явного выделения границы раздела фаз. Подвижная граница раздела фаз определялась по положению изотермы $T = T_f$. При несовпадении криволинейной границы раздела фаз с узлами сетки применялись различия с переменными шагами по координатам для функции тока и завихренности [4].

Завихренность жидкой фазы на твердых границах вычислялась с помощью двухконтурной методики В. Л. Грязнова и В. И. Полежаева [6], при которой обеспечивается выполнение условия “прилипания”.

Конвективные члены в уравнениях переноса (1-2) аппроксимировались с помощью консервативной схемы с донорными ячейками. Эта схема дискретизации конвективных членов позволяет по сравнению с другими достигать установления с наименьшими затратами машинного времени [4].

Для решения разностного аналога уравнения Пуассона (3) применялся метод последовательной линейной верхней релаксации с оптимизацией параметра релаксации [7].

Тестирование модели

Проверка математической модели проводилась сравнением с экспериментами по намораживанию воды в прямоугольной области с двумя изотермическими и двумя адиабатными границами в соответствии с работой [4].

На рис.2,в представлены результаты изучения тепловой конвекции воды в прямоугольной области без изменения её агрегатного состояния в интервале температур 14,1-16,2 °С: вода, нагреваясь у левой границы, движется вверх и, охлаждаясь, опускается вниз вдоль правой границы, образуя замкнутый контур циркуляции.

На рис.3,в показаны результаты эксперимента по намораживанию воды в условиях конвекции жидкой фазы в прямоугольной области с непроницаемыми границами. Вертикальные границы - изотермические с температурами T_1 , T_2 , а горизонтальные - адиабатные. При температуре T_2 , меньшей температуры фазового перехода T_{Φ} , на правой вертикальной поверхности образуется корка льда, толщина которой δ в бесконвективном приближении постоянна, а граница затвердевания - вертикальная линия. Свободная конвекция жидкой фазы приводит к перераспределению энергии и отклонению границы затвердевания от вертикали. Толщина твердой фазы становится переменной. Влияние конвекции сказывается в неравномерном нарастании корки по высоте области.

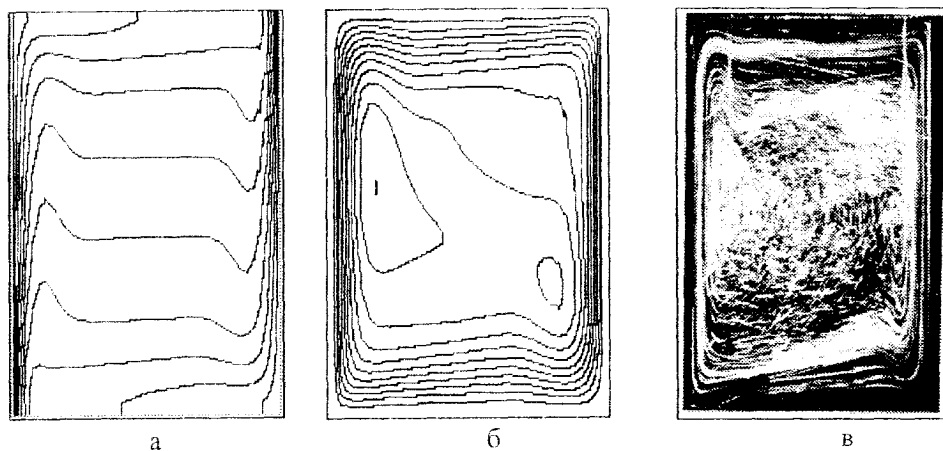


Рис. 2. Свободная конвекция воды в прямоугольной области: $T_1=16,2^{\circ}\text{C}$, $T_2=14,1^{\circ}\text{C}$; а, б - расчетные изотермы и линии тока. Сетка 40×40 ; в - физический эксперимент.

Жидкая фаза циркулирует с образованием двух устойчивых вихрей, причём в верхней части области у границы затвердевания отмечается движение воды вниз, а в нижней части - вверх. На стыке двух вихрей толщина твёрдой фазы максимальна.

Расчет проводился для дистиллированной воды со следующими теплофизическими характеристиками: коэффициент теплопроводности и теплоёмкость зависят от температуры (по шкале Цельсия) и изменяются скачкообразно при переходе через границу затвердевания

$$\lambda = \begin{cases} 2,21 - 0,0115 \cdot T, & T < T_{\Phi}, \\ 0,569 + 0,0016 \cdot T, & T \geq T_{\Phi}, \end{cases} \quad c = \begin{cases} 2090 + 5,2 \cdot T, & T < T_{\Phi}, \\ 4212 - 1,1 \cdot T, & T \geq T_{\Phi}. \end{cases}$$

Плотность аппроксимируется параболической зависимостью, отражающей ее инверсию в рассматриваемом интервале температур:

$$\rho = \rho_0(1 + 6,3 \cdot 10^{-5} T - 7,4991 \cdot 10^{-6} T^2),$$

где $\rho_0 = 999,841 \text{ кг/м}^3$ - плотность воды при 0°C . Плотность льда $917,345 \text{ кг/м}^3$. Коэффициент объемного расширения

$$\beta = (0,15 T - 0,63) \cdot 10^{-4}, 1/^\circ\text{C}.$$

Кинематическая вязкость воды $\nu = 1,429 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

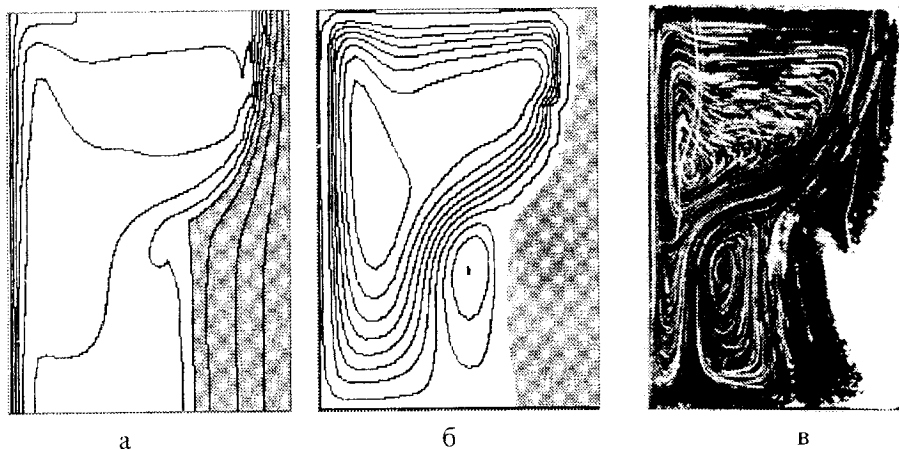


Рис.3. Намораживание льда на правой стенке канала при $T_1=14,5^\circ\text{C}$, $T_2=-6,7^\circ\text{C}$: а, б - расчетные изотермы и изолинии тока. Сетка 40×40 ; в - физический эксперимент.

При обезразмеривании в качестве характерного линейного размера используется высота области $L=b$, в качестве характерной разности температур в случае свободной конвекции: $\Delta T = T_1 - T_2$, при затвердевании: $\Delta T = T_1 - T_\phi$.

Система уравнений (1-3) замыкается граничными условиями:

$$T(0, y) = T_1, T(a, y) = T_2, \frac{\partial T}{\partial y}(x, 0) = \frac{\partial T}{\partial y}(x, b) = 0,$$

$$\psi(0, y) = \psi(a - \delta, y) = \psi(x, 0) = \psi(x, b) = 0.$$

Граничные условия для завихренности на твердых поверхностях, ограничивающих жидкую фазу, определяются из уравнения Пуассона (3).

На рис.2,а,б представлены результаты численного исследования свободной конвекции, а на рис.3,а,б — процесса затвердевания. Максимальное отличие толщины корки льда, полученной расчетным путем, от наблюдаемой в эксперименте не превышает 12%. Погрешность в расчете границы затвердевания непосредственно связана с ошибками в определении скоростей: максимальная расчетная скорость составляет $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$ и отличается от фактической почти на 15%.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными подтверждает адекватность математической модели и возможность ее применения для расчетов тепломассообмена в задачах с фазовым переходом.

Некоторые результаты вычислительного эксперимента

Вычислительный эксперимент проводился для среднеуглеродистой стали (сталь 45) при следующих исходных данных:

$$\lambda_{\text{ж}}=28,8 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}; \lambda_{\text{т}}=30 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}; c_{\text{ж}}=630 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}; c_{\text{т}}=680 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)};$$

$$\rho_{\text{ж}}=6900 \text{ кг/м}^3; \rho_{\text{т}}=7200 \text{ кг/м}^3; \nu_0=1,429 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \beta=6 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1};$$

$$Q=2,7 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}; T_{\text{л}}=1496,5 \text{ }^\circ\text{C}; T_{\text{с}}=1442,6 \text{ }^\circ\text{C}; T_{\text{ф}} \approx 1470 \text{ }^\circ\text{C}; T_{\text{с}}=20 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$a = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; b = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4); \epsilon = 0,8; \text{Mn} = 100;$$

$$q|_{\Gamma_1} = 6 \cdot 10^8 \cdot \exp(-x^2/2) \text{ Вт/м}^2 \text{ при } x \in [0, 3 \cdot a/4].$$

В качестве характерных масштабов были выбраны следующие параметры: линейный размер – высота области $L=b$, кинематическая вязкость ν_0 , характерная разность температур $\Delta T = T_m - T_{\text{ф}}$, где $T_m = 2500 \text{ }^\circ\text{C}$.

При воздействии на металл потоком энергии лазерного излучения происходит интенсивное проплавление его поверхности. При этом тепло распространяется вглубь металла и излучается с его поверхности.

Конвекция приводит к искривлению изотерм (рис.4). Расчетная максимальная скорость конвективного перемешивания жидкой фазы при указанных исходных данных и импульсе длительностью 2,5 мс достигает 0,95 м/с.

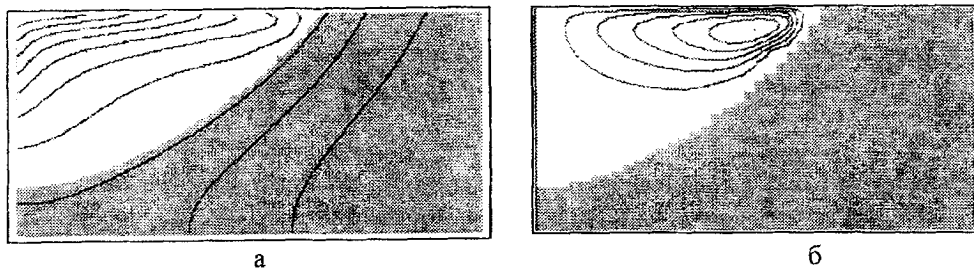


Рис. 4. Результаты вычислительного эксперимента на сетке 80×70 через 2,5 мс после включения лазера: а - изотермы: $T_{\text{max}}=2450^\circ\text{C}$, $T_{\text{min}}=97^\circ\text{C}$; б - изолинии тока $\psi_{\text{min}}=-9,5$; $\psi_{\text{max}}=0$. Изолинии построены через равные интервалы

Разработанная математическая модель позволяет детально описывать теплофизику оплавления металла и может быть использована для прогнозирования лазерного воздействия в конкретных технологических условиях.

Библиографический список

1. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом: Курс лекций. Учеб. руководство. – М. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 280 с.

2. Лазерная техника и технология. В 7 кн. Кн. 3. Методы поверхностной лазерной обработки: Учеб. пособие для вузов / А. Г. Григорьянц, А. Н. Сафонов. Под ред. А. Г. Григорьянца. – М.: Высш. шк., 1987. – 191 с.

3. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье–Стокса / В. И. Полежаев, А. В. Бунэ, Н. А. Везуб и др. – М.: Наука, 1987. – 271 с.

4. Цаплин А. И. Теплофизика внешних воздействий при кристаллизации стальных слитков на машинах непрерывного литья. Екатеринбург: Из-во УрО РАН, 1995. – 238 с.

5. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости / ПМТФ – 1966, № 3.

6. Грязнов В. Л., Полежаев В. И. Исследование некоторых разностных схем аппроксимации граничных условий для численного решения уравнений тепловой конвекции // Препринт / ИПМ АН СССР. – М.: 1978. – №40. – 84 с.

7. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. – М.: Наука, 1978. – 592 с.