

Численное исследование процесса сварки тонких металлических пластин*

А. Н. ЧЕРЕПАНОВ, В. П. ШАПЕЕВ

Учреждение Российской академии наук

Институт теоретической и прикладной механики

им С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: ancher@itam.nsc.ru, shapeev@itam.nsc.ru

Предложена трехмерная математическая модель и приведены результаты численных расчетов по этой модели процесса лазерной сварки встык двух пластин из алюминиевого сплава марки АЛ 2. Рассчитаны форма и глубина парового канала, протяженность сварочной ванны, ширина сварного шва и температурное поле в ванне и пластинах. Приводится сравнение формы и глубины зоны проплавления, полученные расчетным и опытным путем, показавшее удовлетворительное согласие результатов.

Ключевые слова: математическое моделирование, численные методы, тепло- и массоперенос, лазерная сварка, сварка металлов, задача Стефана.

Введение

В последние годы возрастающее внимание уделяется разработке технологии лазерной сварки металлических изделий. Лазерная сварка имеет ряд достоинств по сравнению с другими видами соединения материалов [1]. Но ее широкое внедрение сдерживается низкой стабильностью свойств сварных соединений. Экспериментальное изучение и определение оптимальных технологических параметров сопряжены с большими методическими трудностями и значительными затратами, что объясняется особенностями самого процесса сварки. В этой связи разработка адекватных математических моделей теплофизических процессов, протекающих в сварочной ванне и соединяемых деталях, и численных алгоритмов для их компьютерной реализации является актуальной проблемой. В данной работе предложена трехмерная математическая модель и приведены результаты численного расчета процесса сварки встык двух пластин из сплава АЛ 2. Рассчитаны глубина парового канала, протяженность сварочной ванны, ширина сварного шва, границы между подообластями, которые занимают различные фазы металла в процессе сварки, и температурное поле в ванне и пластинах.

1. Физико-математическая модель процесса

Введем декартову систему координат, в которой лазерный луч, падающий на плотный прямой стык свариваемых плоских пластин одинаковой толщины, неподвижен, а пла-

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-08-00249-а) и Интеграционных проектов СО РАН № 26 и № 11.5.

© ИВТ СО РАН, 2009.

стины перемещаются со скоростью сварки v . Ось z направлена вниз вдоль оси луча, ось x — вдоль стыка в направлении перемещения пластин, а ось y — перпендикулярно стыку. Начало координат находится на оси луча в плоскости верхних поверхностей пластин (рис. 1). Для защиты сплава от окисления свариваемые пластины обдуваются инертным газом (аргоном). Считаем, что теплофизические параметры сплава постоянны и равны их средним значениям в рассматриваемом интервале температур. Влияние конвекции расплава на теплоперенос в жидкой ванне учитывается введением эффективного значения для теплопроводности жидкой фазы. С учетом принятых допущений трехмерное уравнение теплопереноса в сварочной ванне и твердом металле в подвижной системе координат приобретает вид

$$c_i \rho_i v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \kappa \rho_i v \frac{\partial f_l}{\partial x}, \quad (1)$$

где c_i , λ_i , ρ_i — удельная теплоемкость, теплопроводность и плотность i -й фазы соответственно (индексами $i = 1, 2, 3$ обозначены параметры твердого, двухфазного и жидкого состояний металла); f_l — сечение (доля) жидкой фазы в двухфазной зоне; κ — скрытая теплота плавления. Последнее слагаемое в уравнении (1) отлично от нуля лишь в двухфазной зоне кристаллизации, поскольку только в ней выделяется скрытая теплота. При условии квазиравновесия в двухфазной зоне [2, 3] выражение для $\frac{\partial f_l}{\partial T}$ имеет вид

$$\frac{\partial f_l}{\partial T} = \frac{1}{(1-k)\beta_0 C_0} \left(\frac{\beta_0 C_0}{T_A - T} \right)^{\frac{2-k}{1-k}}, \quad (2)$$

где T_A — температура плавления (в сплаве) чистого компонента-растворителя. Это позволяет в уравнении (1) $\frac{\partial f_l}{\partial x}$ выразить через $\frac{\partial T}{\partial x}$ и записать (1) в виде

$$c_{ei} v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (3)$$

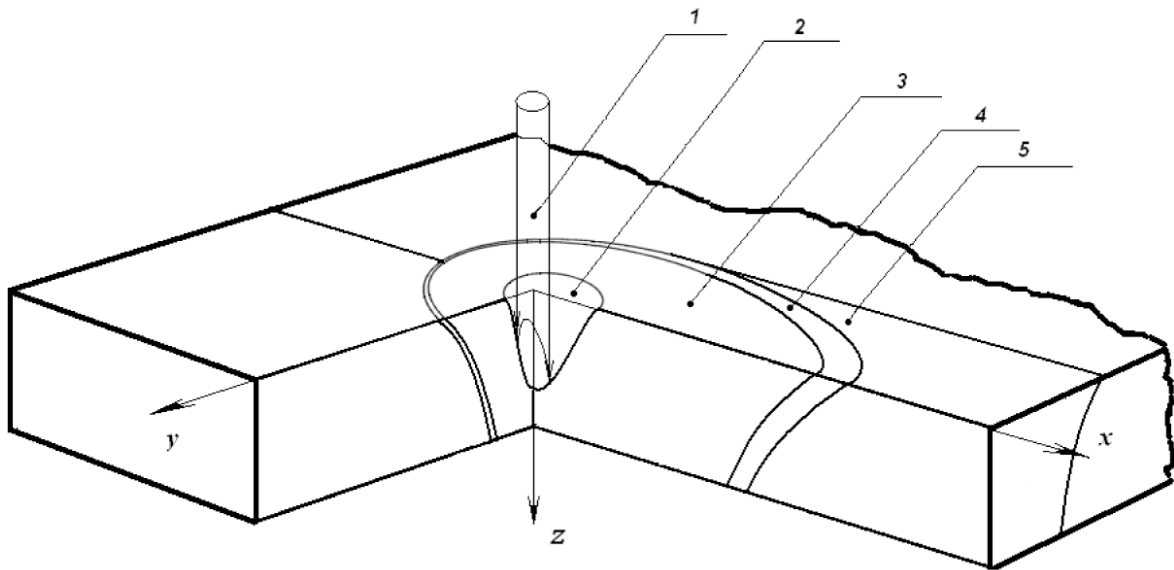


Рис. 1. Схема зоны сварки (сечение $y = 0$): 1 — луч лазера; 2 — парогазовый канал; 3 — жидкая фаза; 4 — двухфазная зона; 5 — твердая фаза

$$c_{ei} = \begin{cases} c_1\rho_1, & T < T_e, \\ c_2\rho_2 \left(1 + \frac{\kappa}{c_2} \frac{\partial f_l}{\partial T}\right), & T_e \leq T \leq T_{l0}, \\ c_3\rho_3, & T_{l0} < T, \end{cases} \quad (4)$$

где c_{ei} — “эффективные” коэффициенты теплоемкости, T_{l0} , T_e — температуры начала и окончания затвердевания, $T_{l0} < T_A$. Считаем, что сварка осуществляется излучением CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda_0 = 10.6$ мкм. Интенсивность излучения описывается нормальным распределением Гаусса:

$$I(x, y, z) = I_0 \exp\left(-2(r/r_F)^2\right), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (5)$$

где $I_0 = 2W/(\pi r_F^2)$, W — мощность излучения, r_F — радиус фокального пятна. Выражение для плотности мощности излучения, поглощаемой обрабатываемой поверхностью $z = Z_c(x, y)$ (стенкой канала), запишем в виде

$$q(x, y, Z_c(x, y)) = \frac{2W_{abs}}{\pi r_z^2} \exp\left(-2r^2/r_z^2\right), \quad (6)$$

где $W_{abs} = A_{ef}W$, A_{ef} — эффективный коэффициент поглощения, r_z — радиус луча на глубине z (в канале). При наличии парового канала эффективный коэффициент поглощения учитывает поглощение энергии в совокупности от прямого луча и отраженного стенками канала. Взаимодействие зоны сварки с окружающей средой описывается соответствующими условиями теплового баланса на границах расчетной области [2], которые формулируются как краевые условия для уравнения теплопроводности. Главный вклад и определяющая роль в картине распределения температуры в области сварки принадлежит потоку тепла от лазерного излучения (5).

2. Модель формирования парового канала

На верхней и нижней поверхностях пластины вне парового канала ставятся краевые условия, учитывающие тепловые потери за счет радиационной теплоотдачи и конвективного теплообмена с окружающей средой [4]. При описании модели парогазового канала примем некоторые упрощающие допущения.

1. Будем считать, что поверхность парового канала является монотонно сужающейся с ростом глубины поверхностью вращения относительно оси, параллельной оси z и лежащей в плоскости симметрии ($y = 0$). Это соответствует экспериментальным наблюдениям.

2. Луч лазера и паровой канал расположены друг относительно друга так, как это показано на рис. 2: ось вращения поверхности парового канала отстоит от оси луча лазера на расстояние его радиуса, а при $z = 0$ (на поверхности пластин) радиус парового канала вдвое больше радиуса луча лазера. Это допущение также с хорошей точностью подтверждается экспериментально в тех случаях, когда глубина парового канала достаточно велика (например, превосходит радиус луча лазера более чем в 3 раза для пластин из сплава алюминия АЛ 2).

3. Дно парового канала имеет форму сферической поверхности, радиус которой согласно теоретической оценке определяется выражением

$$R_c = \frac{2\sigma}{p_{\max} - \rho_3 g h_c}, \quad (7)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла (сплава), p_{\max} — избыточное давление паров металла на дне канала, g — ускорение свободного падения, h_c — глубина парового канала. Все сделанные допущения в некотором приближении подтверждаются экспериментально в тех случаях, когда глубина парового канала достаточно велика.

Температура на поверхности парового канала не может превышать локальную температуру кипения сплава (однако может не достигать температуры кипения на части поверхности канала). При этом наибольший поток тепла приходится на зону действия прямого лазерного излучения (пятно лазерного луча). И среди всех возможных образующих поверхности парового канала (согласно п.1, являющейся поверхностью вращения) линия, лежащая в плоскости $y = 0$, на его передней стенке, будет самой “прогретой” (т. е. согласно принятой модели из всех образующих эта линия будет иметь самый протяженный участок, на котором достигается температура кипения). При построении такой линии будем руководствоваться следующим принципом: на возможно большем ее участке вблизи оси луча лазера температура должна быть близка к температуре кипения сплава T_{sat} .

Образующая поверхности парового канала AC , лежащая в плоскости $y = 0$, ищется в виде сплайна — линии, состоящей из двух частей, AB и BC ($AC = AB \cup BC$). Дуга AB представляет собой кубический полином, по касательной сопрягающийся в точке B с дугой BC , являющейся частью окружности (рис. 2), радиус которой дается формулой (7). При этом целесообразно рассматривать AB принадлежащим двухпараметрическому семейству линий

$$x(z) = (r_F - ch)(z - h)^3/h^3 + c(z - h), \quad 0 \leq c \leq r_F/h, \quad h > 0, \quad (8)$$

с независимыми параметрами c и h . Линии этого семейства при указанных ограничениях проходят через точку A (рис. 2) и обладают свойством симметрии относительно точки ее пересечения с прямой $x = 0, y = 0$ (осью луча лазера). При этом параметр h — координата по оси z точки симметрии линии $x(z)$ (8), а c — тангенс угла θ наклона линии $x(z)$ к оси z в точке симметрии (это минимальный угол θ наклона линии AC

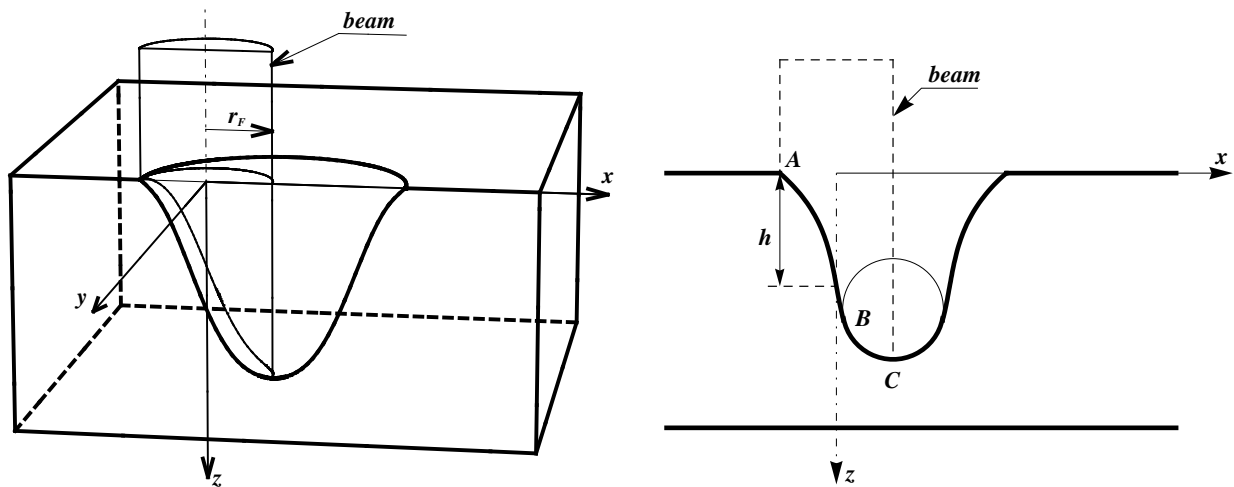


Рис. 2. Схема расположения парового канала и луча лазера

к оси z). В точке B линии $x(z)$ дуга AB имеет общую касательную с дугой окружности BC . Поверхность парового канала с образующей AC , построенной изложенным способом, удовлетворяет требованиям 1–3.

Допустим, мы умеем решать задачу о нахождении поля температур в пластине при известной и фиксированной форме поверхности парового канала. Варьируя форму поверхности канала, необходимо подобрать такое решение (т.е. распределение температуры), которое удовлетворяет принципу: на возможно большем участке AC вблизи оси луча лазера температура близка к температуре кипения сплава T_{boil} . Иными словами, управляя параметрами s и h , стараемся построить наилучшую с точки зрения сформулированного принципа линию AC . Осуществляется это описанным ниже способом.

Управление параметром h . Вычислим среднюю температуру T_{cp} на симметричном относительно точки пересечения с осью z участке линии AB , находящемся вблизи оси луча лазера. Если $T_{cp} > T_{sat}$, значит, расплав “перегрет” и необходимо увеличить расчетную глубину парового канала. Это достигается увеличением значения параметра h . Площадь поверхности канала, поглощающей прямое лазерное излучение, при этом возрастает, что приводит к спаду температуры на ней. Аналогично, если $T_{cp} < T_{sat}$, то в этом случае необходимо уменьшать h . Так подбирается глубина канала. В запрограммированном алгоритме величина h меняется дискретно так, что точка с координатами $(0, 0, h)$ образующей (8) всегда является узлом сетки.

Замечание 1. Разумеется, длина дуги на образующей AC , где ведутся подсчеты средней температуры T_{cp} в окрестности оси луча, зависит от глубины канала (от величины угла θ). Поэтому требуется некоторое уточнение в том, как ее выбирать. По переменной r в гауссовом распределении (5) выбирается интервал $r_k \leq r \leq 0$, в котором значение интенсивности излучения лазера меняется незначительно: $I(r_k) = \mu_0 I_0$, где μ_0 близко к единице. На каждый момент расчета на AC берется дуга, проекция которой на плоскость $z = \text{const}$ имеет длину $2r_k$ независимо от глубины канала.

Замечание 2. Не следует добиваться точного выполнения равенства $T_{cp} = T_{sat}$. Оно невыполнимо в силу нескольких очевидных причин. В приближенном численном расчете достаточно добиться выполнения неравенства

$$\mu_1 T_{cp} < T_{sat} < \mu_2 T_{cp}, \quad (9)$$

со значениями μ_1, μ_2 , близкими к единице, при этом $\mu_1 < 1, \mu_2 > 1$. Насколько близко к единице можно выбирать значения двух последних величин зависит от выбора значения μ_0 , параметров сетки и от конкретных значений физических параметров, с которыми ищется решение задачи. В итоге от всех этих величин зависит точность численного решения задачи. Слишком малый интервал для T_{sat} в неравенстве (9) на заключительной стадии расчета приводит к малым колебаниям глубины канала и мешает установлению поля температур.

Управление параметром s . После подбора подходящего h может получиться, что на пересечении линии AC и оси луча лазера температура превышает (или наоборот, не достигает) температуру кипения T_{boil} в то время, как на небольшом удалении на AC по обе стороны от оси луча наблюдается обратная ситуация. Это свидетельствует о неправильном выборе параметра s , характеризующего угол наклона стенок канала к оси z . Уменьшая (или увеличивая) угол наклона θ , мы добиваемся того, что ближайшая окрестность точки линии AC , лежащей на оси луча лазера, будет получать меньше (больше) тепла по сравнению с периферией. Это связано с тем, что плотность

мощности лазерного излучения имеет гауссово распределение (5), а поглощенное стенками канала тепло от прямого излучения лазера пропорционально $\sin\theta$. При выборе значения параметра c его изменение также производится дискретно, аналогично тому, как это делается при выборе параметра h .

Изложенный выше алгоритм был запрограммирован в данной работе, что позволило автоматизировать процесс построения парового канала. Благодаря этому, образующая поверхности канала определяется в одном расчете вместе с полем температуры. Таким образом, варьируя c и h , находим с некоторой точностью оптимальную форму поверхности парового канала.

Дальнейшее уточнение формы стенки парового канала связано с учетом условия теплового баланса и условия динамического равновесия $p(z) = \sigma K_c + g\rho_3 z$ на ее поверхности $z = Z_c(x, y)$ [2]. Здесь $p(z)$ — давление на стенке, K_c — ее кривизна, Z_c — координата z точки на поверхности. В силу малости размеров сечений парового канала в направлениях, перпендикулярных оси z , и значительности σ для малых K_c , по-прежнему с точностью до величин более высокого порядка малости поверхность канала можно считать поверхностью вращения. Поэтому уточнение ее формы можно свести к уточнению ее образующей. Величина $p(z)$ представляет собой сумму статического давления при поверхностном испарении $p_s(z)$ и давления отдачи (реакции) p_r . Используя упрощающую гипотезу, величины $p_s(z)$ и p_r можно выразить через температуру [2]. В итоге в условиях теплового баланса и динамического равновесия остаются две величины T и $x(z)$, которые можно уточнять итерационно.

3. Численный алгоритм

При численном моделировании задачи было учтено, что величины произведений $c_i\rho_i$ ($i = 1, 2, 3$) мало различаются между собой и тепловыделение в зоне кристаллизации мало. Для упрощения численного алгоритма в качестве $c_i\rho_i$ во всей расчетной области взято $c_2\rho_2$, а тепловыделение в зоне кристаллизации полагалось равным нулю. Для численного решения задачи использована итерационная конечно-разностная схема установления [5]:

$$\frac{T_{ijk}^{n+1} - T_{ijk}^n}{\tau} = \delta \left(L_x \left(T_{ijk}^{n+1} \right) + L_y \left(T_{ijk}^{n+1} \right) + L_z \left(T_{ijk}^{n+1} \right) \right) + (1 - \delta) \left(L_x \left(T_{ijk}^n \right) + L_y \left(T_{ijk}^n \right) + L_z \left(T_{ijk}^n \right) \right). \quad (10)$$

Здесь δ — весовой параметр ($0 \leq \delta \leq 1$). Для аппроксимации дифференциальных операторов

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x} \right) - b \frac{\partial T}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

в качестве L_x, L_y, L_z приняты следующие разностные операторы:

$$\begin{aligned} L_x &= L_x^n(T) = \frac{1}{h_x} \left(\lambda_{i+\frac{1}{2}jk}^n \frac{T_{i+1jk} - T_{ijk}}{h_x} - \lambda_{i-\frac{1}{2}jk}^n \frac{T_{ijk} - T_{i-1jk}}{h_x} \right) - b \frac{T_{i+1jk} - T_{i-1jk}}{2h_x}, \\ L_y &= L_y^n(T) = \frac{1}{h_y} \left(\lambda_{ij+\frac{1}{2}k}^n \frac{T_{ij+1k} - T_{ijk}}{h_y} - \lambda_{ij-\frac{1}{2}k}^n \frac{T_{ijk} - T_{ij-1k}}{h_y} \right), \\ L_z &= L_z^n(T) = \frac{1}{h_z} \left(\lambda_{ijk+\frac{1}{2}}^n \frac{T_{ijk+1} - T_{ijk}}{h_z} - \lambda_{ijk-\frac{1}{2}}^n \frac{T_{ijk} - T_{ijk-1}}{h_z} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $b = c_2 \rho_2 v$. Как указано выше, в данной задаче фазы металла определяются температурой. Поэтому коэффициент теплопроводности λ — функция параметра T : $\lambda(T)$. Он определяется при решении задачи. В сходящемся итерационном процессе построения решения задачи его значение в конкретной точке области решения можно брать с предыдущей итерации. В данной разностной схеме в промежуточных узлах сетки

$$\lambda_{i\pm\frac{1}{2}jk}^n = \lambda\left(\frac{T_{i\pm 1jk} + T_{ijk}}{2}\right), \quad \lambda_{ij\pm\frac{1}{2}k}^n = \lambda\left(\frac{T_{ij\pm 1k} + T_{ijk}}{2}\right), \quad \lambda_{ijk\pm\frac{1}{2}}^n = \lambda\left(\frac{T_{ijk\pm 1} + T_{ijk}}{2}\right).$$

Применяя к выражению (10) метод приближенной факторизации, получим разностную схему

$$\begin{aligned} (I - \tau\delta L_x(u_{ijk}^{n+1})) (I - \tau\delta L_y(u_{ijk}^{n+1})) (I - \tau\delta L_z(u_{ijk}^{n+1})) \frac{u_{ijk}^{n+1} - u_{ijk}^n}{\tau} = \\ = L_x(u_{ijk}^n) + L_y(u_{ijk}^n) + L_z(u_{ijk}^n) \end{aligned} \quad (12)$$

или эквивалентную ей схему в дробных шагах

$$\xi^n = L_x(u^n) + L_y(u^n) + L_z(u^n), \quad (13)$$

$$(I - \tau\delta L_x)(\xi^{n+\frac{1}{3}}) = \xi^n, \quad (14)$$

$$(I - \tau\delta L_y)(\xi^{n+\frac{2}{3}}) = \xi^{n+\frac{1}{3}}, \quad (15)$$

$$(I - \tau\delta L_z)(\xi^{n+1}) = \xi^{n+\frac{2}{3}}, \quad (16)$$

$$u^{n+1} = u^n + \tau\xi^{n+1}. \quad (17)$$

Известно, что эта схема реализуется одномерными прогонками (гауссовым исключением для системы с трехдиагональной матрицей). Кроме того, при $\delta = 1/2$ она имеет второй порядок аппроксимации по временной и пространственным переменным для узлов сетки внутри расчетной области. Это подтверждают расчеты на сходимость решения на последовательности сеток в прямоугольной области для однофазной среды, т. е. без парового канала и внутренних границ между фазами. При численном моделировании сварки пластин итерационно по данной схеме рассчитывается распределение температуры в пластинах, по значениям температуры определяется положение внутренних границ раздела фаз, итерационно строится описанным выше методом поверхность парового канала. В реализованной компьютерной программе эти итерационные процессы совмещены. А именно, после каждой итерации уточняются нелинейные слагаемые в краевых условиях [2], корректируется форма поверхности парового канала. Данная схема имеет то преимущество перед схемой, использованной в [2], что здесь нет необходимости специально отдельной процедурой добиваться выполнения условий для тепловых потоков на внутренних границах между фазами, что усложняет вычислительный алгоритм. Однако схема, реализованная в [2], оказалась более устойчивой при счете на установление, чем схема, использованная здесь.

4. Некоторые результаты численного моделирования

В данном исследовании в расчетах определялись температурные поля в изделии, положение внутренних границ между фазами материала изделия, форма и глубина парового

канала. По результатам расчетов можно сделать прогноз о величинах зон, занимаемых в процессе сварки различными фазами, и определить, какая скорость движения лазерного луча вдоль сварочного шва при заданной мощности лазера может обеспечить наличие достаточной по величине зоны жидкой фазы при отсутствии сквозного парового канала (пробоя изделия лучом лазера). Проведены численные эксперименты на последовательности сеток с убывающими шагами сначала в расчетной области с фиксированной длиной. Наблюдались расчетные параметры задачи (распределение температуры, положение изотерм, границ парового канала и границ между фазами материала). Обнаружен первый порядок их сходимости в расчетах на последовательности сеток при измельчении их шагов. Затем были проведены эксперименты в расчетных областях различных размеров на равномерных и на неравномерных сетках, сгущающихся в окрестности парового канала. За счет неравномерности сетки удавалось рассчитывать поле температуры в области значительных размеров. При этом число узлов сетки на единицу длины в окрестности парового канала было существенно больше, чем в областях, удаленных от зоны сварки. Необходимо было проверить, насколько влияет размер расчетной области на решение в окрестности сварочной ванны и всей расчетной области, поскольку на внешних границах расчетной области (вдали от ванны, как это общепринято при численном моделировании задач, аналогичных рассматриваемой здесь) задавалось условие Дирихле — значение температуры окружающей среды. Такая постановка при небольших размерах расчетной области не обладает достаточной точностью. Однако, как показали численные эксперименты, при физических размерах расчетной области порядка 1 м влияние такой неточности в постановке задачи на значения решения в окрестности парового канала незначительно. Опуская мелкие подробности, связанные с применением неравномерных сеток, отметим, что при сгущении сетки ее часть, накрывающая паровой канал, была равномерной. Этот момент преследовал цель не усложнять алгоритм построения канала. Сгущение сетки проводилось только за пределами канала по координатным осям x и y по геометрической прогрессии: $h_i/h_{i-1} = 1 - O(h_i)$. Такой способ сгущения сетки при ее малых шагах, как это нетрудно показать, не нарушает порядка аппроксимации схемы во внутренних узлах области. А в подобластях с малыми градиентами решения (вдали от сварочной ванны, где шаг сетки уже немал) погрешность аппроксимации остается незначительной из-за наличия в коэффициентах перед ее слагаемыми в качестве множителей производных от решения.

Численные расчеты проведены для сплава 1+10% Si (% мас.) при тех же значениях теплофизических параметров, что и в [2]: $\lambda_1 = 155.7$, $\lambda_2 = 127.85$, $\lambda_3 = 100$ Вт/(м·К); $c_1 = 1000$, $c_2 = 1050$, $c_3 = 1100$ Дж/(кг·К); $\rho_1 = 2.6 \cdot 10^3$, $\rho_2 = 2.45 \cdot 10^3$, $\rho_3 = 2.3 \cdot 10^3$ кг/м³; $T_A = 933$, $T_{l0} = 862$, $T_l = 850$ К; $\kappa = 5.37 \cdot 10^5$ Дж/кг; $L = 1.11 \cdot 10^7$ Дж/кг; $C_{10} = 10$ % (по массе); $\beta_1 = 7.1$ К/%; $k_1 = 0.14$; $A = 0.65$; $x_F = 10^{-4}$ м; $z_F = 0$; $T_g = 293$ К; $\lambda_g = 0.024$ Вт/(м·К); $\nu_g = 1.37 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $T_{1v} = 2720$, $T_{2v} = 2628$ К; $A_1 = 33.294$; $B_1 = 37723.14$ К; $A_2 = 43.584$; $B_2 = 63590.782$ К; $p_{10} = p_{20} = 1$ Н/м²; $\sigma = 0.57$ Н/м; $\epsilon_1 = 0.176$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 0.18$; $\nu_g = 0.5$ м/с; $l = 0.1$ м; $b = 0.55$.

В качестве примера приведем результаты расчета процесса сварки пластин толщиной $g_p = 1.5$ мм при мощности лазера $W = 3.18$ кВт и скорости сварки $v = 4.7$ м/мин. Число шагов сетки по x , y и z : $350 \times 200 \times 150$. Результаты расчета представлены на рис. 3–5. В качестве масштаба длины по всем осям выбран r^F — радиус луча в фокальной плоскости. На рисунках для наглядности приведена картина в небольшой части расчетной области. Из рисунков видно, что самые прогретые участки, а также наи-

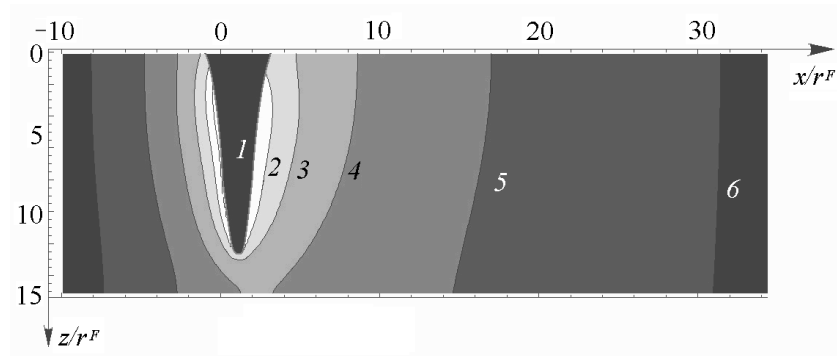


Рис. 3. Поле температур и изотермы в расчетной области (сечение $y = 0$): 1 — паровой канал, 2 — 2629.1 К (температура кипения), 3 — $T = 2155$ К, 4 — $T = 1293$ К, 5 — $T_{l0} = 862$ К (температура ликвидуса), 6 — $T = 420$ К

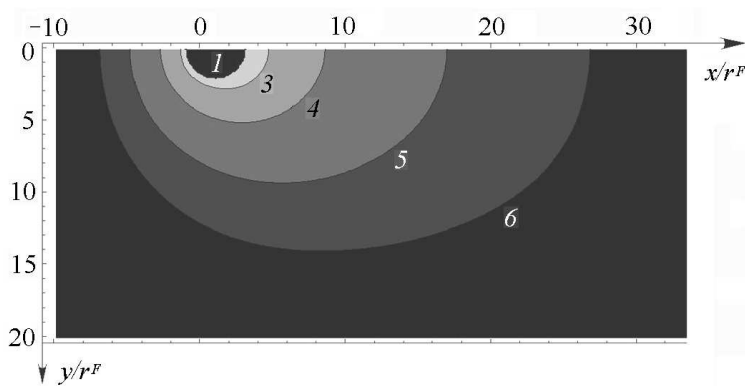


Рис. 4. Поле температур и изотермы в расчетной области (вид сверху, плоскость $z = 0$): 1 — паровой канал, 3 — $T = 2155$ К, 4 — $T = 1293$ К, 5 — $T_{l0} = 862$ К (температура ликвидуса), 6 — $T = 560$ К

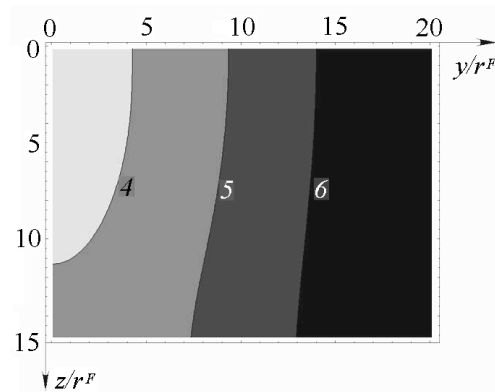


Рис. 5. Поле температур и изотермы в расчетной области (сечение $x = 0.6$ мм, соответствующее наибольшей ширине жидкой ванны): 4 — $T = 1293$ К, 5 — $T_{l0} = 862$ К (температура ликвидуса), 6 — $T = 560$ К

большие градиенты температуры находятся вблизи поверхности парового канала. Из расчетов также следует, что область наибольших градиентов температур находится в окрестности передней границы канала (в области плавления). Изотермические поверхности слева и справа от канала (в области охлаждения и затвердевания расплава)



Рис. 6. Фотография шлифа (а) сварного шва в плоскости, перпендикулярной сварному шву (видна граница застывшей ванны), и сечение расчетной области (б) плоскостью, перпендикулярной оси x в точке с максимальной шириной ванны (область ванны отмечена наиболее светлым оттенком)

выпуклые, по мере удаления от канала их кривизна уменьшается, т. е. поле температур в пластинах выравнивается. Также можно заметить, что на передней поверхности парогазового канала температура на достаточно протяженной ее части в окрестности оси лазера близка к температуре кипения, что согласуется с тем принципом, который сформулирован выше при описании алгоритма построения канала.

Выберем из расчета сечение жидкой ванны плоскостью $x = \text{const}$, в которой ширина ванны (на верхней поверхности пластин) наибольшая по сравнению с ее шириной в других поперечных сечениях. Сопоставим рассчитанные размер и форму области, занятой жидким металлом в указанном сечении, с экспериментально наблюдаемыми размерами сварного шва, полученного при тех же параметрах сварки, что и в расчете. Пример такого сопоставления приведен на рис. 6. Сравнение размеров поперечных сечений сварного шва (рис. 6, а) и расчетной жидкой ванны (рис. 6, б) на верхней и нижней поверхностях пластин показывает их удовлетворительное согласие. Отличие несколько вогнутой формы на части боковой поверхности экспериментального сварного шва от выпуклой формы рассчитанной сварочной ванны, очевидно, связано с усадочными процессами при затвердевании металла, действие которых в модели не учитывается. Поэтому, принимая во внимание упрощающие допущения при постановке задачи, результаты сопоставления можно считать удовлетворительными.

Заключение

Разработаны трехмерная математическая модель и разностный алгоритм для численного расчета температурных полей при лазерной сварке встык двух пластин с учетом образования парового канала. Предложен и запрограммирован алгоритм автоматического построения границ парового канала, который позволяет в одном расчете построить паровой канал и определить поле температуры и границы между фазами металла в процессе сварки. Рассчитанные размеры зоны проплавления (ширина и толщина сварного шва) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В. и др. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985.

- [2] ЧЕРЕПАНОВ А.Н., ШАПЕЕВ В.П., ФОМИН В.М., СЕМИН Л.Г. Численное моделирование теплофизических процессов при лазерно-лучевой сварке // Прикл. механика и техн. физика. 2006. № 5. С. 88–96.
- [3] БОРИСОВ В.Т. Теория двухфазной зоны металлического слитка. М.: Металлургия, 1987.
- [4] КУТАТЕЛАДЗЕ С.С. Основы теплообмена. М.: Металлургия, 1989.
- [5] СЕРЕПАНОВ А.Н., ШАПЕЕВ В.П., ПОДРЯБИКИН Е.В. Numerical investigation of thin metal plates welding // Proc. ICMAR. Novosibirsk, 2007. Pt. II. P. 52–56.

Поступила в редакцию 10 октября 2008 г.