

文章编号: 0258-7025(2004)04-0491-04

激光表面熔凝多相区统一模型及数值分析

刘振侠, 黄卫东

(西北工业大学凝固技术国家重点实验室, 陕西 西安 710072)

摘要 建立了移动光源下三维瞬态、对流/扩散固、液、糊状区及相变, 多相区统一的激光熔凝数学模型。该模型主要解决了已往模型必须将固态和液态分开计算然后进行耦合且不能计算糊状区的缺陷, 这种方法能够反映糊状区的存在及固液相变过程中潜热的吸收和释放的影响且在计算过程中自动跟踪糊状区位置, 无须人为划分相区。根据数学模型的特点, 建立了一套固定网格的数值求解方法。通过熔池深度的计算与实验值的比较验证了模型的正确性。进一步研究了表面张力、浮力等驱动力与激光熔池形状几何尺寸的关系。计算结果指出, 表面张力和浮力驱动熔池内熔体的对流存在一次环流和二次环流。一次环流使熔池变宽、变浅, 二次环流使熔池底部出现凹坑。实验印证了计算结果。

关键词 激光技术; 熔池; 糊状区; 相变; 环流

中图分类号 TG 665 **文献标识码** A

Modeling and Simulating on Laser Remelting Considering Diffusion/Convection and Phase Change Process in the Substrate

LIU Zhen-Xia, HUANG Wei-dong

(State Key Laboratory of Solidification and Processing, North-West Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710072, China)

Abstract A transient, moving laser beam, three dimensional laser remelting mathematical model considering convection, diffusion and phase change process in laser melting pools and substrate was developed, which is suitable for the prediction of fluid flows, temperature field, liquid fraction field and phase change in solid, liquid and mush zone. Based on the mathematical mode, this paper developed an fix-grid numerical method. This method need not trace the interface between solid and liquid, and can consider the effect of latent heat released during phase change. The agreement of melting pool depth between prediction and experiment validates the model. The simulation shows that the surface tension and buoyancy drive the liquid metal fluid forming two set eddies in the transverse section, i. e. the first order recirculating, and the second order recirculating. The first order recirculating makes the pool wide and shallow and the second order recirculating digs a pit in the bottom of the pool. The experimental results show a good agreement with the model simulation.

Key words laser technique; melting pool; mush zone; phase change; recirculating

激光熔凝过程中, 高能激光束在基体表面扫过, 形成熔池。熔池中金属是液态, 熔池外金属是固态, 介于其间的是糊状区。对于固相、液相和糊状区, 描述它们的动力学和热力学方程是不同的。在熔池内的液相区, 能量的传输既有扩散又有对流换热, 而在熔池外的固相区, 只有扩散的传输方式。熔池内液

态金属有明显的甚至是剧烈的宏观运动, 熔池外固态区则不然。糊状区的情况介于固液态两者之间, 一般多采用多孔介质模型进行描述。

描述这一复杂多样的物理过程的数学模型中, 有些数学模型^[1~3]将固相和液相用熔点 T_m 的等温线(面) 分开, 然后分别写出两个相区的控制方程进

收稿日期: 2003-08-20; 收到修改稿日期: 2003-11-21

基金项目: 国家 973 重点研究发展规划(G2000067205-3)资助项目。

作者简介: 刘振侠(1963—), 陕西省西安市人, 西北工业大学副教授, 博士, 主要从事流体、传热计算及材料激光加工技术等研究。E-mail: zxliu@nwpu.edu.cn

行求解,并在这一界面上进行耦合。这种方法无法反映糊状区的存在及固液相变过程中潜热的吸收和释放的影响,另外,在耦合计算过程中每次迭代都必须重新寻找 T_m 等温线(面),并且这一曲线(面)本身也必须参与整个迭代计算,增加了计算的困难及影响计算结果稳定的变数。

本文建立了移动光源下三维瞬态、对流扩散固-液相变统一的激光熔凝数学模型。控制方程组以整个基体为对象,无需人为划分相区,模型考虑了糊状区及相变潜热的影响。通过数值计算和实验,重点讨论了表面张力温度系数对熔池形状、流场和温度场的影响。

1 统一模型

在激光熔凝过程中,基体上发生着熔化、凝固(固、液相变)过程,存在三个不同的区域,统一模型就是将固体、液体和糊状区的控制方程以一个统一的形式表达出来,并且考虑其中的相变问题。

1.1 基本假设和控制方程

对一个以二元合金组成的具有相变特点的体系,采用如下假设:

1) 液相为层流,不可压粘性牛顿流体;

2) 材料的物性参数值不随温度变化,且固、液态条件下取值相同,只是在考虑浮升力的作用时认为密度随温度变化,亦即采用 Boussinesq 假设。糊状区被视为具有各向同性渗透率的多孔介质。

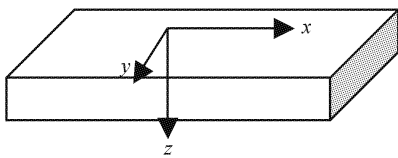


图 1 坐标系

Fig. 1 Coordinate system

根据图 1 的坐标系,得到以下方程组

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} - U_s \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \text{div}(\rho \mathbf{U} u) = \\ \text{div}(\mu \text{grad} u) - \frac{\partial P}{\partial x} + S_x \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} - U_s \frac{\partial \rho v}{\partial x} + \text{div}(\rho \mathbf{U} v) = \\ \text{div}(\mu \text{grad} v) - \frac{\partial P}{\partial y} + S_y \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho w}{\partial t} - U_s \frac{\partial \rho w}{\partial x} + \text{div}(\rho \mathbf{U} w) = \\ \text{div}(\mu \text{grad} w) - \frac{\partial P}{\partial z} + S_z + S_b \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} - U_s \frac{\partial \rho h}{\partial x} + \text{div}(\rho \mathbf{U} h) = \\ \text{div}(\alpha \text{grad} h) + S_h \end{aligned} \quad (5)$$

其中, u, v, w 分别为速度矢量 \mathbf{U} 在 x, y, z 轴上的投影, h 为显焓, P 为压力, μ, α 分别为液相粘性系数和热扩散率, $\alpha = k/c_p$, k 为导热系数, c_p 为比热。方程中的 S_x, S_y, S_z, S_b, S_h 是源项。

1.2 速度、焓与固相分数的关系

模型中,控制方程组对整个计算区域成立,即将计算区域看成是多孔介质连续体,各相区的空隙率 λ 或固相分数 F_s 不同($\lambda = 1 - F_s$),在纯液相区 $\lambda = 1$,在纯固相区 $\lambda = 0$,在糊状区 $0 < \lambda < 1$ 。为保证方程形式在三个相区的一致性,同时又体现各个相区的本质差异,还需要对各方程的源项进行处理。

能量方程是以显焓 h 的形式写出的,而材料的总焓 H (多孔介质中为混合焓)为^[4]

$$H = h + \Delta H \quad (6)$$

ΔH 为潜焓,即总焓为显焓和潜焓之和。其中

$$h = c_p T$$

潜焓在糊状区相变过程中起重要的作用,一般认为是温度的函数

$$\Delta H = f(T) \quad (7)$$

而且与糊状区的液相分数有关

$$f(T) = \begin{cases} L & T \geq T_l \\ L(1 - F_s) & T_l > T \geq T_s \\ 0 & T < T_s \end{cases} \quad (8)$$

其中, L 为相变焓, $F_s(T)$ 是当地固相分数, T_l 为液相线温度, T_s 为固相线温度。

一般来说,固相分数与当地的温度关系有阶跃型、线性型和 Scheil^[5]型,这里采用线性关系,即

$$F_s(T) = \begin{cases} 0 & T \geq T_l \\ \frac{T_l - T}{T_l - T_s} & T_l > T \geq T_s \\ 1 & T < T_s \end{cases} \quad (9)$$

能量方程(5)中,固相中应该没有对流运输项($\mathbf{U} = 0$),这时方程左端第三项为零,糊状区的速度 \mathbf{U} 与多孔介质的孔隙率 λ 有关,液相时即为液态金属的流动速度,因此有

$$\mathbf{U} = \begin{cases} U_l & T \geq T_l \\ (1 - F_s)U_l & T_l > T \geq T_s \\ 0 & T < T_s \end{cases} \quad (10)$$

其中, U_i 为液相表观速度。

1.3 源项处理

动量方程中的源项 S_b 用于考虑由于温度不同造成液态合金密度的不均匀所诱导的浮升力的影响, 采用 Boussinesq 假设, 可以表示为

$$S_b = \rho g \beta (h - h_{\text{ref}}) / c_p \quad (11)$$

其中, β 为热膨胀系数, h_{ref} 为显焓参考值, g 为重力加速度。显然这一项只在重力方向存在, 其他方向没有。

S_x, S_y, S_z 则用来修正方程使之适用于糊状区。在模型中将源项定义如下

$$S_x = -Au, \quad S_y = -Av, \quad S_z = -Aw$$

其中

$$A = -C \frac{(1-\lambda)^2}{\lambda^3 + \delta} \quad (12)$$

C 为与糊状区枝晶形貌有关的常数, δ 仅是一个避免分母为零的计算常数, 通常取很小的值, 例如 0.0001。

能量方程的源项为^[6]

$$S_h = \frac{\partial \rho \Delta H}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{U} \Delta H) + U_s \frac{\partial \rho h}{\partial x} \quad (13)$$

1.4 边界条件

假设激光能量均匀分布, 这时热流密度为

$$q = \frac{\eta Q}{\pi r_l^2} \quad (14)$$

其中 Q 为激光热源输入功率, r_l 为光斑半径, η 为材料表面对激光的有效吸收率。

上表面其他区域

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = q - h_{\text{tras}}(T - T_a) - \sigma e(T^4 - T_a^4) \quad (15)$$

其他表面(侧面、底面)

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} = -h_{\text{tras}}(T - T_a) - \sigma e(T^4 - T_a^4) \quad (16)$$

其中, h_{tras} 为表面换热系数, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常数, e 为材料表面总辐射系数, T_a 为环境温度。

由自由表面的连续性知, 表面张力沿熔池自由表面的变化等于流体的切应力, 因此在熔池上表面的流动边界条件为

$$-\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (17)$$

$$-\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (18)$$

熔池的几何形状由固相分数决定, 三个相区确定如下: $F_s = 1$, 为固相区; $0 < F_s < 1$, 为糊状区; $F_s = 0$, 为液相区。

2 计算结果及讨论

以 SIMPLE 算法为基础建立了针对控制方程组固定网格的数值解法。为了验证模型与算法的正确性, 首先计算了 Al-1.2 wt.-% Mn 在激光功率一定时, 不同扫描速度下熔池最大深度。图 2 是激光功率 P 为 1.5 kW 时, 扫描速度与熔池深度的关系。计算条件与实验条件完全一致。可以看出在所做实验的扫描速度范围内计算结果与实验结果吻合得较好。

还计算了负表面张力温度系数下表面张力梯度和浮力驱动的熔体对流对熔池形状的影响。计算材料为 Al, 其表面张力温度系数 $\partial \gamma / \partial T = -0.35 \times 10^{-3} \text{ Nm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, 计算区域为 $80 \text{ mm} \times 80 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的长方体, 光斑直径为 2 mm, 激光强度分布均匀, 激光功率为 3 kW。网格划分时, 在靠近基体上表面进行网格加密。

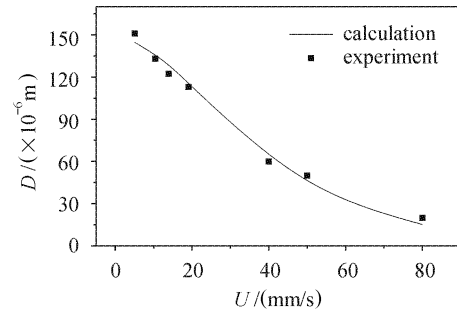


图 2 熔池深度与扫描速度的关系

Fig. 2 Relationship between the depth of molten pool and scanning speed of laser beam (Al-1.2 wt.-% Mn)

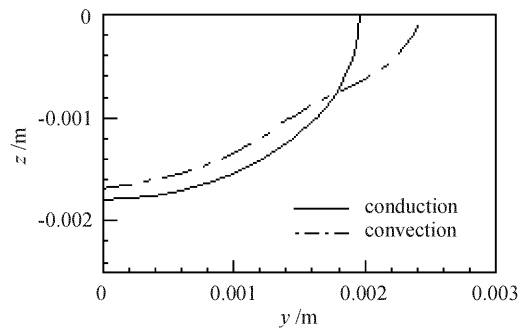


图 3 纯导热模型与对流两种情况下熔池形状的比较

Fig. 3 Shape of melted pool considering conduction only and convection driven by surface tension and buoyancy

图 3 为只考虑导热及表面张力和浮力驱动的对流两种情况下通过光斑中心横截面(与扫描方向垂直)熔池几何形状的对比。可以看出对流作用下熔池宽度增加, 而深度变小。这主要是因为熔池中的

金属熔体在表面张力和浮力的驱动下形成了顺时针(熔池右半部分)的涡旋流动,将激光照射的热量沿流动方向向熔池外缘带走,使熔池具有横向向外扩展的特点所致。而在熔池深度方向,热量主要依靠导热传播,相对于对流所带的热量要小得多,而能量又是守恒的,用于横向扩张的能量增加,势必导致用于深度方向的能量减小,这正是熔池变得比纯导热时浅的原因。

从图 3 还看出,对流条件下熔池的形状较之只考虑导热的情况有特殊的不同,其曲线曲率在熔池底部有一个阶跃性减小,从图上看就是在光滑的熔池底部出现凹坑。产生这一现象的原因是较大的表面张力梯度所造成的强烈的一次环流在熔池底部中心诱导出了二次环流。图 4 为速度矢量图,可以看到二次环流的涡型,其方向与一次环流方向相反。正是二次环流的作用造成了熔池中心底部的凹坑,产生了这一特殊的熔池形状。

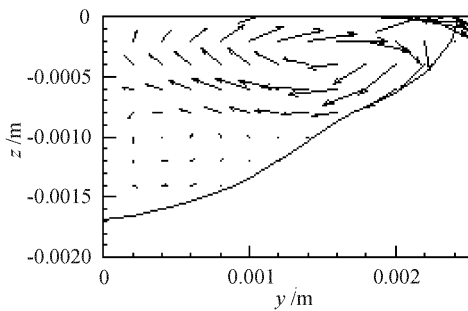


图 4 表面张力和浮力驱动下熔池中的速度矢量图
Fig. 4 Velocity vector in the melted pool for the flow driven by surface tension

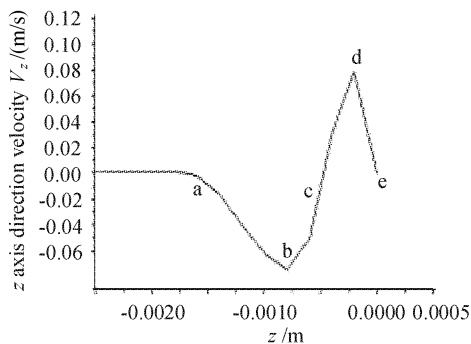


图 5 熔池中心轴线上 z 向速度分布
Fig. 5 z direction velocity distribution along the central axis of melted pool

图 5 为熔池横切面中心轴线上金属熔体流动速度在 z 轴方向上的速度分量的分布,如图所示在 a 点左边为基体的固体部分,其上流速为 0, abc 段流动方

向是向下($V_z < 0$),而在 \overline{cde} 段流动方向朝上($V_z > 0$),这说明在这两段 z 坐标所对应的区域上环流方向正好相反, c 点是一次环流与二次环流在 z 轴上的分界点。在熔池上表面($z = 0$) z 向速度分量为零。

图 6 是激光束以 24.1 mm/s 的速度在 DD2 单晶合金的(001)面上沿[100]扫描时,熔池横切面上表面组织的金相照片。实验条浸虽然与图 4 的计算条件不完全相同,但材料的表面张力温度系数也为负值,图中明显可见在熔池底部存在凹坑,实验结果中熔池的几何形状印证了计算对熔池形状的预测。

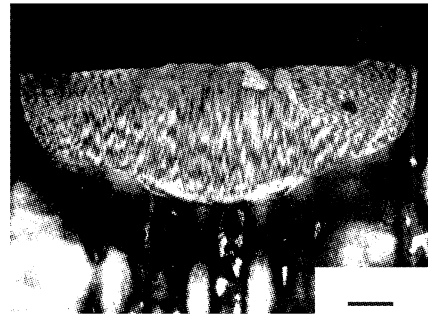


图 6 熔池横切面上表面组织的金相照片
Fig. 6 Transverse section picture of the melted pool

3 结 论

建立了移动光源的三维瞬态、对流扩散、固-液相变统一的激光熔凝数学模型及以 SIMPLE 算法为基础针对该模型的固定网格的数值解法,计算与实验数据的对比验证了该模型的正确性。计算结果表明,负的表面张力温度系数下,表面张力梯度和浮力驱动的熔池内熔体的对流存在一次环流和由一次环流诱导的二次环流。一次环流使熔池变宽,变浅,二次环流使熔池底部出现凹坑。熔体的对流决定了熔池的形状。

参 考 文 献

- 1 C. Chan, J. Mazumder, M. M. Chen. A two-dimensional transient model of convection in laser melted pool [J]. *Metallurgical Transactiona A*, 1984, **15A**(12):2175~2185
- 2 A. Paul, T. Debroy. Free surface flow and heat transfer in conduction mode laser welding [J]. *Metallurgical Transactions B*, 1988, **19B**(12):851~858
- 3 C. L. Chan, J. Mazumder, M. M. Chen. Effect of surface tension gradient driven convection in a laser melt pool; Three-dimension perturbation model [J]. *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**(11):6166~6174
- 4 V. R. Voller, M. Cross, N. C. Makatos. An enthalpy method for convection/diffusion phase change [J]. *Int. J. Num. Method in Eng.*, 1987, **24**:271~284
- 5 V. R. Voller, C. R. Swamiathan. General source based method for solidification phase change [J]. *Numer. Heat Transfer*, 1991, **Part B**, **19**:175~190
- 6 Liu Zhen-xia. Numerical Model and Simulation of Laser Remelting and Laser Cladding [D]. *North-west Polytechnical University Ph. D Thesis*, 2003
刘振侠. 激光熔凝和激光熔覆的数学模型及数值分析[D]. 西北工业大学博士论文, 2003