

# 脉冲 Nd : YAG 激光表面熔凝流场与热场的数值模拟\*

雷永平 史耀武 周家瑾

(西安交通大学机械工程学院, 西安 710049)

**摘要** 以合金相变多区域统一模型为基础,利用数值模拟方法,对脉冲 Nd : YAG 激光表面熔凝过程的非稳态温度场和熔区内的流场进行了理论分析。能量方程求解中考虑了固液相变潜热的吸收与释放;合金元素气化热损失、自然对流与辐射热损失;动量方程求解中考虑了热表面张力与浮力联合驱动流。结合实验条件计算了 1Cr18Ni9Ti 不锈钢在低频脉冲熔凝情况下熔区的形状和尺寸,并与实验解剖进行了比较。结果表明,在占空比较小时,系列脉冲中每一脉冲形成的表面熔区形状和尺寸可用定点轴对称脉冲模型很好地近似。

**关键词** YAG 激光熔凝,数值模拟,流场,温度场

脉冲 Nd : YAG 固体激光器与商用焊接或表面处理连续波 CO<sub>2</sub> 激光器相比,具有短期高功率特性和高吸收率优点,在材料表面改性和小件焊接(熔深小于 0.5 mm)方面具有良好的应用前景<sup>[1]</sup>。关于连续波 CO<sub>2</sub> 激光表面熔凝过程的数值模拟已有许多报道<sup>[2]</sup>,但对于脉冲 Nd : YAG 固体激光表面熔凝数值分析的报道却很少。且计算模型大都采用分明固/液界面假设,并以 Stefan 条件作为运动固/液界面的内边界条件。这要求在算法上采用区域变换法或准稳定假设。前者使传输方程复杂化,增加了离散的难度;后者限制了时间步长,增加了计算的 CPU 时间。Voller<sup>[3]</sup> 等人发展的凝固相变单区域统一模型,使液相区、双相区和固相区的传输过程用一套控制方程组描述,算法上用固定网格法进行区域离散,用焓-孔隙率法模糊处理固/液界面。该方法的显著特点是无需动态跟踪固/液界面,且控制方程组与 Patankar<sup>[4]</sup> 提出的通用形式相一致,有一整套相当成熟的耦合求解算法。

本文的目的是用上述模型和算法,分析低频脉冲 Nd : YAG 激光表面熔凝过程熔区内流体流动和温度场随时间的变化,跟踪脉冲作用下熔区的发展和冷凝过程,为深入了解流体流动行为,进一步研究冷却速度对熔区凝固组织的影响奠定基础。

## 1 表面熔凝和过程参数

脉冲 Nd : YAG 固体激光表面熔凝实验在上海光机所 YJ8901 型激光加工机上进行,实

\* 国家重点科技项目(攻关)(85-725-01-09-03)资助项目。

收稿日期: 1995年4月14日;收到修改稿日期: 1995年9月18日

验与计算选用材料为 1Cr18Ni9Ti(Fe、Mn、Cr、Ni、Si 的重量百分比分别为 69.9、0.32、18.1、8.4、0.69)。试样尺寸为  $35 \times 10 \times 0.8$  mm。激光器输出脉冲能量为 9 J, 脉冲持续时间为 3 ms, 频率为 10 Hz, 扫描速度为 5 mm/s, 激光束有效半径为 0.25 mm。由此可知, 在单一脉冲持续时间内, 激光束的扫描位移仅为 0.015 mm, 相当于激光束有效加热半径的 0.06 倍。另外, 每一脉冲作用下熔区的凝固时间相当短暂, 仅为 0.018 s 左右, 因此在该参数组配下, 系列脉冲中每一脉冲产生的熔区熔凝过程与单一脉冲定点表面熔凝过程相似, 可近似用轴对称模型描述。

## 2 数学模型

本文所用符号如下:

$a$	合金元素活度	$t$	时间
$C$	比热	$T$	温度
$e$	发射率	$T_e$	环境温度
$f_i$	液相质量分数	$u, v$	径向、轴向速度
$g$	重力加速度	$\Phi$	通用变量
$g_l, g_s$	液、固相体积分数	$\rho$	密度
$h$	显焓	$\gamma$	表面张力
$h_c$	换热系数	$\sigma_b$	Boltzmann 常数
$J$	组元气化通量	$\Delta H$	组元气化潜热
$k$	导热系数	$\beta$	热膨胀系数
$L$	熔化潜热	下标:	
$p$	压力	$i$	合金组元
$p^0$	平衡蒸气压	$l$	液相
$r, z$	径向、轴向坐标	$s$	固相
		ref	参考值

### 2.1 控制方程组

多区域相变统一模型控制方程, 在圆柱坐标系下的通用形式为

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v\Phi)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u\Phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r}) + S_\Phi \quad (1)$$

$\Phi = 1$  时, 表示连续性方程;  $\Phi = u$  或  $v$  时, 分别表示为径向与轴向的 Navier-Stokes 方程, 即动量方程;  $\Phi = h$  时, 表示能量方程(显焓形式)。

$\Gamma_\Phi$  和  $S_\Phi$  是与之对应的广义扩散系数和广义源项。具体表达式见表 1。

混合速度、混合密度、混合导热系数及显焓定义如下:

$$\begin{aligned}
 u &= f_l u_l & v &= f_l v_l \\
 \rho &= \rho_s g_s + \rho_l g_l & k &= g_s k_s + g_l k_l \\
 h &= \int_{T_{ref}}^T C_s dT & \delta H &= \int_{T_{ref}}^T (C_l - C_s) dT + L
 \end{aligned} \quad (2)$$

双相区的流体流动按多孔介质处理, 在动量方程中引入一个与温度有关的阻尼项, 即  $-\mu_l \rho / (K \rho_l)$ 。K 是渗透率, 可用 Kozeny-Carmam 方程描述:

$$K = K_0 \left( \frac{g_l^3}{(1 - g_l)^2} \right) \quad (3)$$

Table 1 General diffusibilities and sources of control equations

	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuity Equation	0	0
Radial N-S Eq.	$\mu_l \left( \frac{\rho}{\rho_l} \right)$	$-\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\mu_l \rho}{K \rho_l} u - \mu_l \frac{u}{r^2}$
Axial N-S Eq.	$\mu_l \rho \left( \frac{\rho}{\rho_l} \right)$	$-\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu_l \rho}{K \rho_l} v - \frac{\rho_{ref} g \beta (h - h_{ref})}{C_l}$
Energy Equation	$\frac{k}{C_s}$	$-\frac{\partial(\rho f_l \delta H)}{\partial t} - \frac{(\rho v \delta H)}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u \delta H)}{\partial r}$

## 2.2 边界条件

图 1 为脉冲 Nd:YAG 固体激光表面熔凝过程示意图和数值计算模型。Model 1 用以计算单一脉冲熔凝过程, Model 2 用以描述系列脉冲熔凝情况及各脉冲的相互关系。在脉冲持续时间内, 激光束入射功率密度按 Gaussian 分布计算:

$$q_{laser} = \frac{3Q}{\pi r_b^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{r_b^2}\right) \quad (4)$$

加热表面上总的热损失为:

$$q_{loss} = h_c(T - T_a) + \varepsilon \sigma(T^4 - T_a^4) + \sum_{i=1}^n J_i \Delta H_i$$

(5)

根据文献[5]的实验测试结果, 气化质量通量取 Langmuir 方程计算值的 30%:

$$J_i = 4.37 \times 10^{-3} \sqrt{M_i/T} P_i \times 30\% \quad (6)$$

气化元素的蒸气分压按 Block-Bolten 和 Eager<sup>[6]</sup> 方法求解:

$$P_i = a_i P_i^0 \quad (7)$$

在熔区的自由表面上, 径向温度梯度产生的表面张力与剪切应力相平衡:

$$\mu_l \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \left( \frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (8)$$

其它边界条件见表 2。

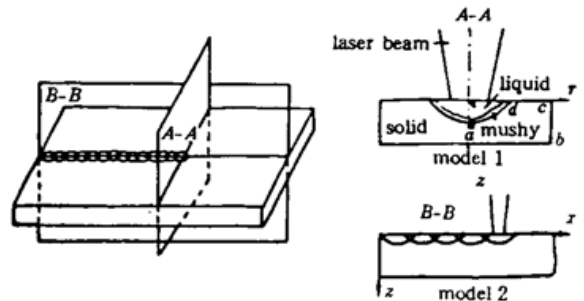


Fig. 1 Schematic illustration and numerical simulation model for laser surface remelting

Table 2 The boundary conditions in computational region for model 1

Boundary	$u$	$v$	$T$
$ab$	0	0	$-k \frac{\partial T}{\partial z} = h_c (T - T_s) + e \sigma_s (T^4 - T_s^4)$
$bc$	0	0	$-k \frac{\partial T}{\partial z} = h_c (T - T_s) + e \sigma_s (T^4 - T_s^4)$
$cd$	0	0	$-k \frac{\partial T}{\partial r} = h_c (T - T_s) + e \sigma_s (T^4 - T_s^4)$
$de$	$\mu_t \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial y}{\partial r}$	0	$-k \frac{\partial T}{\partial z} = q_{\text{laser}} - q_{\text{loss}}$
$ef$	0	$\frac{\partial v}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$
$fa$	0	0	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$

### 3 计算方法

多区域相变问题统一控制方程组在形式上与 Patankar<sup>[4]</sup> 提出的通用形式相一致, 采用控制容积积分法对(1)式进行有限差分离散, 得  $P$  点的离散方程为

$$a_P \Phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + a_P^{old} \Phi_P^{old} + b \quad (9)$$

下标  $np$  表示  $P$  点周围节点; 系数  $a$ 's 与周围控制容积进入  $P$  控制容积的对流和扩散通量有关, 它的求解已有成熟算法<sup>[4]</sup>。( )<sup>old</sup> 表示前一时间层次  $P$  节点上的值;  $b$  是与源项离散形式有关的一个参数, 不同的控制方程有不同形式。关于源项和边界条件的数值处理作者已在文献[7]中进行详细讨论。网格单元为非均匀的。在熔区内采用细密网格, 熔区外采用较粗网格。迭代分两层进行, 外层是不同变量方程组相互耦合迭代, 内层是同一变量的迭代求解。外层迭代中要对各变量离散方程的源项和系数用求解之值不断更新。本文计算中采用了作者提出的综合加速收敛法<sup>[8]</sup>。内层迭代采用双块修正与 ADI 迭代相结合的方法。收敛判据为连续性方程的最大剩余质量  $R_{\max} < 1.0 \times 10^{-6}$ , 以及各节点温度前后两次迭代的最大相对偏差小于  $1.0 \times 10^{-5}$ 。为了验证数值程序的可靠性与正确性, 采用文献[9] 实验和计算结果对程序进行了考核。

数值求解特点如下:

(1) 时间步进解法采用全隐式格式, 对流/扩散项作用系数按乘方定律离散, 能量方程源项中的对流项按上风法离散, 速度压力耦合采用 SIMPLE 算法;

(2) 用交错网格分别存储两个方向的速度场和其它参量场, 使速度控制容积中心位于其它参量控制容积界面上;

(3) 在每一时间步长内, 用最新改进的固、液相体积分函数计算渗透率函数并迭代求解动量方程, 进而计算能量方程得到显焓, 并用此来求解温度场。用获得的温度场更新液相分数, 如此反复进行, 直至收敛, 从而结束该时间层次上的迭代, 并以收敛值作为下一时间步长迭代初值。

## 4 算例与讨论

### 4.1 单一脉冲作用下熔区的形状与尺寸

图 2 为单一脉冲作用下熔区形成过程中固相线的发展。可见熔区径向的扩展速率大于纵

向的扩展速率,这主要是由于该条件下的表面温度梯度驱动流体从高温区流向低温区,形成顺时针的涡旋运动(相对于熔池的右半部分),将激光照射处的热量径向带走,并冲击于表面冷角区固/液界面处,造成该处熔化速率加快,而熔区底部流体流速较小,且运动方向大致与固/液界面平行,因而对流作用的影响较小。图 3 为金相解剖的熔区形状和尺寸。图 4 为单一脉冲作用终止时刻计算所得熔区形状与解剖测定熔区形状比较,实测结果与计算结果基本吻合。

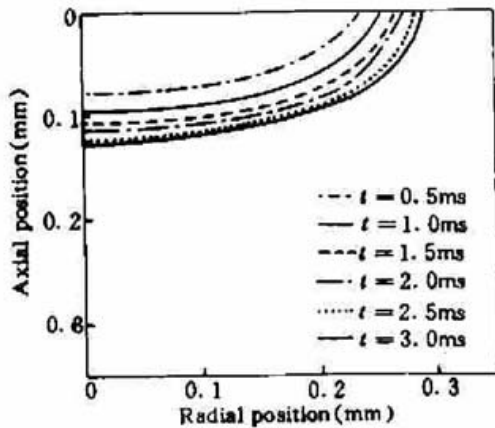


Fig. 2 Developing process for solidus lines of molten pool at individual pulse

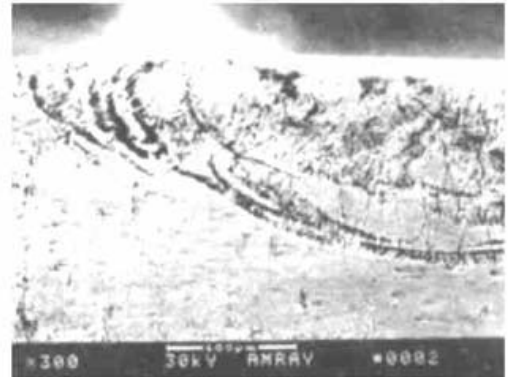


Fig. 3 Melted region shape and size

#### 4.2 熔区固、液相线与熔区内流线分布

图 5 为计算所得不同时刻、系列脉冲中不同脉冲作用下熔池固液相线与熔区内流线分布。通观第一个脉冲作用下熔区的形成与凝固过程可见,在大功率、高密度激光脉冲热源作用下,熔区的动态形成过程非常快,相对来说,冷却过程较慢。由于脉冲作用时间短,因此,第一个脉冲作用终止时(3 ms),激光束位移仅为 0.015 mm,所以熔区形状与定点表面熔凝情况非常相似,基本是轴对称的;随着冷却过程的进行,第一个脉冲作用下的熔区双相区(固、液相线所围区域)不断扩大,液相区不断缩小,当  $t = 0.015$  s 时,熔池内已不存在液相区,整个熔区由双相区构成,其后的冷却完全是双相区向固相的转变,当  $t = 0.020$  s 时,凝固过程近于结束。在整个凝固过程中,液相线的推移速度大于固相线的推移速度,双相区不断扩大。

当第二个脉冲开始时,热源中心沿运动方向推移了 0.5 mm。此时,第一个脉冲作用下的熔区已完全凝固。由于熔区的宽度大于 0.5 mm,所以,在第二个脉冲热源作用下,将部分地再次熔化第一个脉冲作用下凝固了的金属,造成熔区的部分重叠。在第二个脉冲周期内,第二个熔区又将凝固,其规律与第一个熔池的凝固过程相同。如此不断进行,形成了由一个个熔区部分重叠的表面熔凝区。

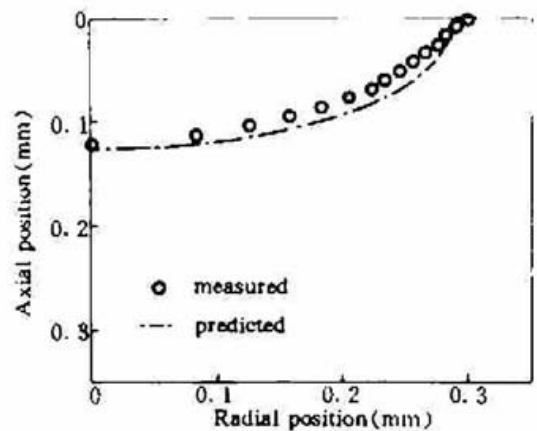


Fig. 4 Comparison of the calculated melted region size with the measured region size

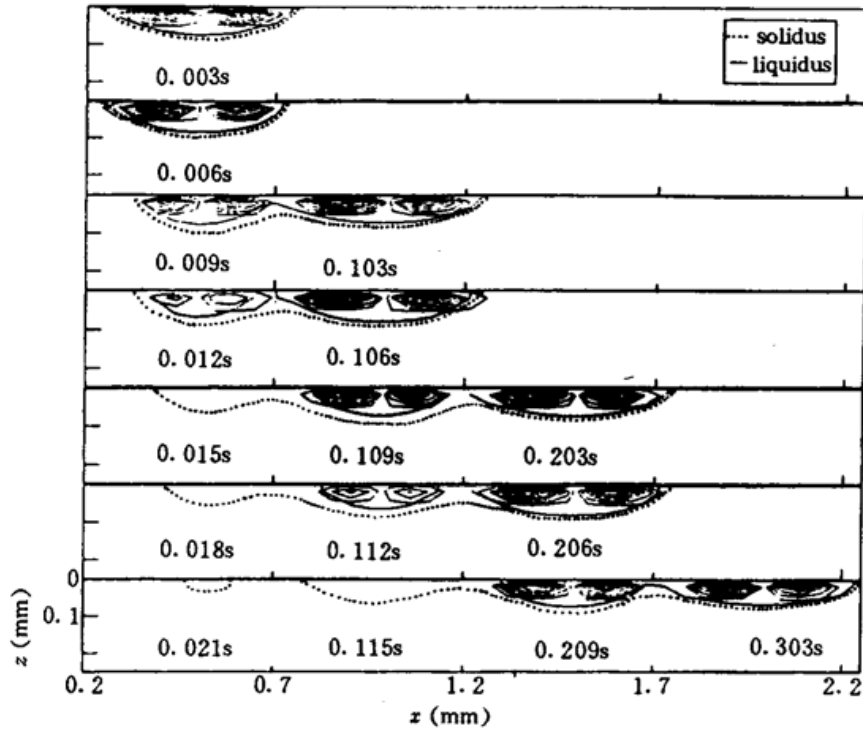


Fig. 5 The solidus as well as liquidus and streamlines in molten regions at different heating times for different pulses of laser beam

## 5 结 论

(1) 本文提出的计算模型可用以求解合金材料低频 Nd : YAG 固体激光表面熔凝过程熔区内的流场、温度场及熔区的形状。整个控制方程组具有统一形式,可通过液相分数场的耦合求解将液相区、固相区和双相区区分开来。

(2) 在计算和实验条件下,系列脉冲中每一脉冲作用下熔区的形成与凝固过程与定点表面熔凝情况相似。熔区的动态形成过程相当快,相对来说,冷却过程较慢。

(3) 在占空比较小的固体激光表面熔凝条件下,前一脉冲建立的温度场对后一脉冲的影响很小,后一脉冲作用时前一脉冲的熔区已完全凝固。当激光有效加热区发生重叠时,前一熔池会发生部分重熔。

致谢 本文实验工作得到上海光机所苏宝蓉研究员的大力支持,特表示感谢。

## 参 考 文 献

- 1 M. J. Cieslak, P. M. Fuerschbach. On the weldability, composition, and hardness of pulsed and continuous Nd : YAG laser welds in aluminum alloys 6061, 5456, and 5086. *Metall. Trans.* 1987, 18B : 733~740
- 2 C. Chan, J. Mazumder, M. M. Chen. A two dimensional transient model for convection in laser melted pool. *Metall. Trans.* , 1984, 15A : 2175~2184
- 3 V. R. Voller, A. D. Brent, C. Prakash. The modelling of heat, mass and solute transport in solidification systems. *Int. J. Heat Mass Trans.* , 1989, 32 : 1719~1731
- 4 S. V. Patankar. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington. DC, 1980
- 5 K. Mundra, T. Debroy. Calculation of weld metal composition change in high-power conduction model carbon dioxide laser-welded stainless steels. *Metall. Trans.* , 1993, 24B : 145~154
- 6 A. Bloch-Bolten, T. W. Eagar. Metal vaporization from weld pools. *Metall. Trans.* , 1984, 15B : 461~469
- 7 雷永平, 史耀武. 焊接熔池浮力-表面张力驱动流数值解的源项与边值处理. 西安交通大学学报, 1995, 29

(4) : 70~76

- 8 Y. P. Lei, Y. W. Shi. Numerical treatment of the boundary conditions and source terms on a spot welding process with combining buoyancy-Marangoni-driven flow. *Numerical Heat Transfer*, 1994, 26(4) : 455~471
- 9 G. M. Oreper, J. Szekely. A comprehensive representation of transient weld-pool development in spot welding operations. *Metall. Trans*, 1987, 18B : 1325~1332

## Numerical Simulation of Transient Fluid Flow and Temperature Field During Pulsed Nd : YAG Laser Surface Remelting

Lei Yongping Shi Yaowu Zhou Jiajin

(School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

**Abstract** Based on one region continuum model for alloy phase transformation, the transient fluid flow and temperature fields for pulsed Nd : YAG laser surface remelting have been calculated by using numerical simulation method. The absorption (melting process) and release (solidifying process) of latent heat, the heat loss by alloy elements vaporization, radiation, and natural convection are included in the solving conditions of the energy equation. The thermocapillary and buoyancy driven flow are included in the solution of momentum equations. According to the experimental condition, the melted region shapes and sizes are calculated for 1Cr18Ni9Ti stainless steel in pulsed Nd : YAG laser surface remelting of lower frequency and a shot pulse duration. It is revealed that a two-dimensional axisymmetric model can properly simulate the transient fluid flow in the melted region and the melted region shapes for either individual pulse or a series of pulsed overlapping remelting regions.

**Key words** YAG laser surface remelting, numerical simulation, temperature field, fluid flow