

文章编号: 0258-7025(2002)09-0855-04

# 激光加热熔池流动和传热的分区数值模拟

叶晓虎, 陈 熙

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

**提要** 在激光材料加热中, 由于存在着表面张力驱动流动, 熔池表面附近熔体的速度梯度很大。为了更好地研究熔池里的流动, 对该速度变化急剧的表面层区域和其余区域分开进行求解并相互耦合。将该计算结果与把熔池作为一个整体求解所得结果进行比较表明, 只要表面附近网格分得足够细密, 整体进行求解也可以得到准确的结果。

**关键词** 激光加热, 数值模拟, 熔池, 表面层, 两区求解

**中图分类号** TG 665.0242 **文献标识码** A

## Simulation of the Fluid Flow and Heat Transfer in Laser Heating Melt Pool Using a Region-dividing Method

YE Xiao-hu, CHEN Xi

(Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084)

**Abstract** A thin surface layer always exists near the surface of laser heating melt pool due to the fluid flow driven by the surface tension gradient. In order to simulate accurately the fluid flow in the laser heating melt pool, the influence of the thin surface layer must be considered carefully. In this paper, the computational domain is divided into two regions, region I includes most part of the melt pool except for the thin surface layer on the top of the melt pool, i. e. region II. Comparison of simulated results using the two-region method with those using single-region method shows that one still can employ the single-region modeling approach to obtain correct isotherms and flow fields provided the mesh near the upper boundary is fine enough to resolve the surface layer.

**Key words** laser heating, numeric simulation, melt pool, surface layer, two-region solution

## 1 引 言

激光材料加工(熔凝、焊接、切割、表面处理等)中, 熔池内的流动和传热对熔池的形成与发展有很大的影响。近些年来, 许多研究者提出了各种数学模型来对熔池内的流动与传热进行数值模拟<sup>[1~4]</sup>。J. Mazumder 等在文献 [1] 中对这些模型及其模拟结果进行了综述。

虽然目前在激光加热熔池内的流动与传热的数值模拟方面取得了很大的进展, 但已有的研究也存在许多问题。在激光材料加工中, 影响熔池流动的主要因素之一是表面张力梯度驱动或 Marangoni 对

流。由于表面张力只作用于熔池表面, 表面附近必然出现一个很薄的、速度梯度很大的边界层。M. M. Chert<sup>[5]</sup>给出了这个速度边界层厚度量级的估计

$$\delta/W \approx \sqrt{\nu/\alpha} \approx (Ma/Pr)^{-1/3} \quad (1)$$

其中  $W$  为熔池的宽度,  $\nu = \mu/\rho$  ( $\mu$  与  $\rho$  分别为熔体的粘度和密度),  $Ma = W\gamma\Delta T/\mu a$  ( $a$  为材料的热扩散率,  $\gamma$  为表面张力的温度系数,  $\Delta T$  为体系中的最大温度差) 是 Marangoni 数,  $Pr = \nu/a$  是 Prandtl 数, 而  $U_s$  为体系的特征速度, 如焊接速度。

在典型的激光加热条件下,  $Ma$ ,  $Pr$  与  $W$  的量级分别为  $10^4$ ,  $10^{-1}$  与  $10^{-2}$  m, 于是  $\delta$  量级为  $10^{-4}$  m。要比较准确地计算熔池内的流动, 则表面附近网格

收稿日期 2001-07-03; 收到修改稿日期 2001-08-20

基金项目 国家自然科学基金(编号 59836220)资助项目。

作者简介 叶晓虎(1974—), 男, 福建省龙岩人, 博士生, 主要从事激光材料加工中工程热物理问题研究。E-mail: yexiaohu97@mails.tsinghua.edu.cn

的尺度要比  $\delta$  小很多。文献 5 指出,以前大多数数值模拟中采用的网格细密程度不够,结果不太可信。

为了更好地研究激光加热时熔池里的流动状况,本文在数值模拟中采用分区法,即把极薄的表面层单独作为一个子区域进行求解,并将其结果与其余区域的求解结果耦合,反复迭代直至收敛。用此方法,我们曾在工件相对激光束不运动的情况下进行过一些研究<sup>[6]</sup>,本文则进一步考虑工件相对激光束运动的更实际的情况。

## 2 控制方程和边界条件

如图 1 所示,工件相对于激光束的移动速度为  $U_s$ ,激光束从上方入射于工件表面进行加热。随着加热的进行,工件的表面温度逐步升高,当温度达到熔点时,表面将发生固液相变,工件中开始形成熔池,如果温度继续升高,工件表面甚至会发生气液相变。本文的讨论限于仅发生固液相变的情形,并假设熔池里的流动为层流流动,熔池的表面为平面,以更好地揭示表面层的影响。此外,假定熔体的物性除浮力项及表面张力项外为常数;激光束的能量分布均匀,形状为扁平的,且  $x$  向宽度为  $w = x_2 - x_1$ , $z$  方向宽度比  $w$  大得多,从而该问题可简化为二维问题处理。

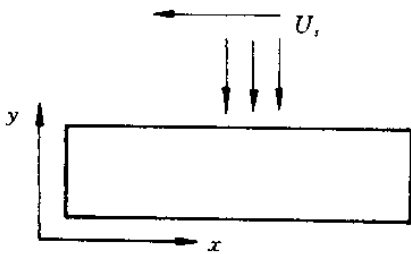


图 1 激光束加热移动工件示意图

Fig. 1 Sketch of the laser heating of a moving workpiece

将坐标系与激光束固结,则熔池流动与传热过程定常、连续、动量与能量方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial x} + S_u \quad (3)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial y} + S_v + S_b \quad (4)$$

$$\rho c_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + S_h \quad (5)$$

此处  $u$  与  $v$  是  $x$  与  $y$  方向上的速度分量, $k$  与  $c_p$  为材料的热导率与比热, $P$  与  $T$  为压力与温度。在动量方程中出现的附加源项为<sup>[7]</sup>:  $S_u = A(u - U_s)$ ,  $S_v = Av$ ,对于非等温相变,材料中存在模糊区,此时<sup>[7]</sup>  $A = -\alpha(1-f)^2(f^3 + q)$ ,式中  $q$  是一个很小的数, $C$  为一个很大的数(如  $10^6$ ), $f$  为液相分数,定义为计算单元中液体所占的分数。计算时模糊区内液相分数按线性关系  $f = (T - T_s)(T_L - T_s)$  由温度计算,其中  $T_L$  与  $T_s$  分别为材料完全熔化和开始熔化时的温度。这样当  $f = 0$  时,即在工件中的固体区, $A$  的取值很大,由方程(3)与(4)求解得到的速度为  $u = U_s$ ,  $v = 0$ ;而当  $f = 1$  时,源项  $S_u$  与  $S_v$  都将是 0,方程(3)与(4)化为普通的流体力学方程,可用于求解液体区的流动速度。采用上述处理办法的好处是,可以对固体区和液体区统一进行求解<sup>[7]</sup>。由于熔池中存在温度差,需考虑自然对流对熔体流动的影响。采用 Boussinesq 近似时, $y$  方向动量方程(4)中出现的源项为  $S_b = \rho g \beta (T - T_a)$ ,其中  $g$  与  $\beta$  是重力加速度与体膨胀系数。引入液相分数后,能量方程(5)中出现源项  $S_h = -[\rho \mu (\partial f / \partial x) + \rho \mu (\partial f / \partial y)]L$ ,其中  $L$  为熔化潜热。

假设激光束的能量分布均匀,宽度为  $w = 0.6$  mm,激光束移动速度为  $U_s = 3$  mm/s。在直接受激光束辐照的表面上( $x_1 \leq x \leq x_2$ )的温度边界条件为  $k(\partial T / \partial y) = q$ ( $q$  为激光束的能量密度),上表面其余部分( $x < x_1$ ,  $x > x_2$ )的边界条件在计算中取为  $-k(\partial T / \partial y) = h(T - T_a) + \sigma_0 \epsilon (T^4 - T_a^4)$ ,其中  $T_a$  为环境温度, $h$  为对流换热系数, $\sigma_0$  为 Stefan-Boltzman 常数, $\epsilon$  为材料表面的黑度系数。在上表面, $v = 0$ ,而  $u$  满足

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} = f \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

式中  $\partial \sigma / \partial T$  为表面张力的温度系数,对大多数金属材料为负值。在  $y = 0$  即工件的下表面处, $u = U_s$ ,  $v = 0$ , $k(\partial T / \partial y) = h(T - T_a) + \sigma_0 \epsilon (T^4 - T_a^4)$ ,在左边界, $u = U_s$ ,  $v = 0$ , $T = T_a$ ,而在计算域的右边界, $u = U_s$ ,  $v = 0$ ,  $\partial T / \partial x = 0$ 。

计算中采用的工件为 Al6063,工件的尺寸为  $100 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ ,激光功率密度为  $q = 8.5 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ 。其余参数取为: $\partial \sigma / \partial T = -0.35 \times 10^{-3} \text{ kg/s}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$ ,  $\beta = 1.0 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ ,  $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ ,  $T_L = 654.4 ^\circ\text{C}$ ,  $T_s = 615.6 ^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 25 ^\circ\text{C}$ ,  $k = 209 \text{ W/}$

$m^{\circ}C$ ,  $c_p = 1066 J/kg^{\circ}C$ ,  $\mu = 1.0 \times 10^{-3} kg/ms$ ,  $L = 3.95 \times 10^5 J/kg$ ,  $\epsilon = 0.15$ ,  $h = 8.5 W/m^2C$ 。

### 3 整区求解的结果与讨论

本文采用 SIMPLE 算法对控制方程(2)~(5)进行联立求解。这里先给出整区求解的结果。计算中采用了  $55 \times 92$  的非均匀网格。根据文献 [5] 与 [8], 要准确地计算熔池中的流动, 需要能分辨厚度小于  $0.1 mm$  的表面层。因此在整区求解计算中对靠近熔池表面  $50 \mu m$  的厚度内将网格进行加密。得到的激光加热熔池中的温度分布如图 2 所示。

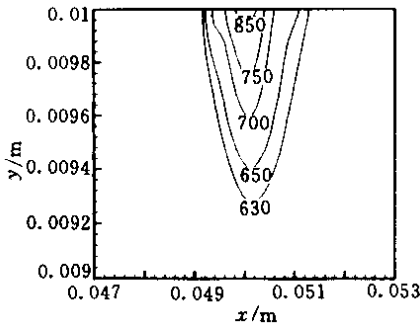


图 2 考虑对流时熔池里的温度分布

Fig.2 Temperature distribution in the melt pool with convection

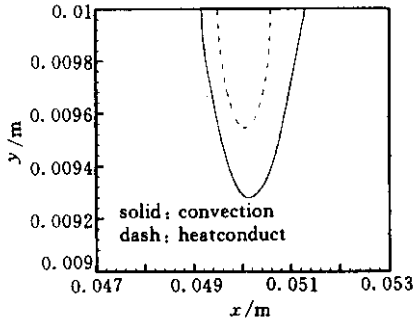


图 3 考虑与不考虑对流时的熔池形状

Fig.3 Melt pool shapes with and without convection

图 3 比较了考虑对流和不考虑对流(纯导热)所得到的熔池形状, 此处熔池边界是根据液相分数  $f = 0.5$  得到的, 图中虚线表示纯导热条件下计算得到的熔池边界, 而实线表示有对流条件下计算得到的熔池边界。可以看到, 在所研究的条件下熔池中对流的存在使熔池变宽变深。

图 4 为计算所得熔池内的流线, 而图 5 则是熔池内的速度矢量 ( $\vec{V} - \vec{U}_s$ ) 分布图。可以看到, 由于本文计算中考虑了激光束相对于工件运动, 熔池

中温度场与流场在激光束前后不对称。熔池表面层内的确存在较大的速度梯度。最大速度出现在熔池表面且靠近熔池边界处, 其数值约为  $2 m/s$ , 这比  $U_s$  大得多。从这些计算结果可以看到, 当考虑表面张力驱动流动时, 由于材料的表面张力温度系数为负, 熔池表面处液体由熔池中心向外边界流动, 从而在激光束前后各形成一个回流区。从图 4 可以看到, 熔池中还存在着另一对回流区, 这对回流区是由第一对回流区感生的。两对回流区的回转方向相反。第一对回流区的存在使计算得到的熔池加宽, 而第二对回流区则使计算得到的熔池加深。最近, Limmaneevichitr 和 Kou<sup>[9]</sup> 用模拟液实验研究了焊接熔池里表面张力驱动流动, 实验结果表明熔池里确实存在两对回转方向相反的回流区。

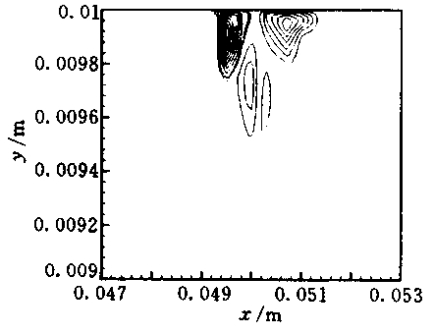


图 4 熔池内熔体流动的流线图

Fig.4 Streamlines in melt pool

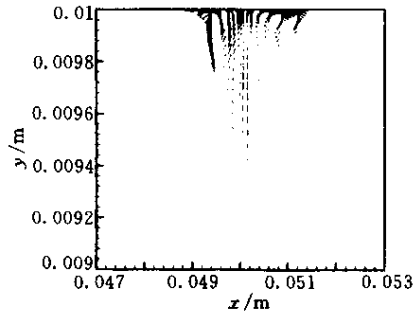


图 5 熔池内速度矢量分布

Fig.5 Calculated velocity vector field in melt pool

### 4 两区耦合求解的结果与讨论

从整区求解的结果可以估计出速度表面层的厚度约为  $30 \mu m$ 。为了更细致地研究熔池里的流动, 将计算域分成两个区域进行耦合求解, 如图 6 所示, II 区 ( $y$  向尺度已放大) 代表熔池的表面层, 其余为 I 区。I 区和 II 区的控制方程和边界条件与上面整区求解时基本相同, 只是在 I 区和 II 区的交界

面上必须满足耦合条件,即速度与温度连续,其  $y$  向导数也连续。先假定两区的交界面  $AB$  上的温度分布和速度梯度分布作为 II 区的下边界条件,求解 II 区的控制方程,从而得到交界面  $AB$  上的局部热流密度和速度。然后以此局部热流密度和速度作为 I 区的上边界条件进行 I 区控制方程的求解,又得到交界面  $AB$  上新的温度分布和速度梯度分布。如此反复迭代,直至收敛为止。

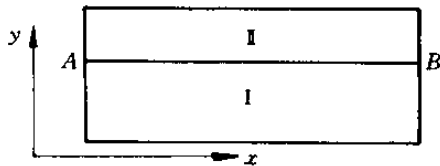


图 6 分区求解示意图

Fig. 6 Schematic of the two-region division of domain

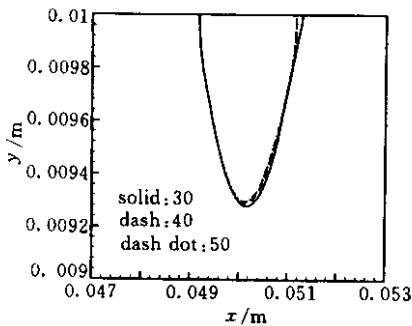


图 7 II 区厚度变化对熔池形状的影响

Fig. 7 Effect of different sizes of region II on calculated melt pool shapes

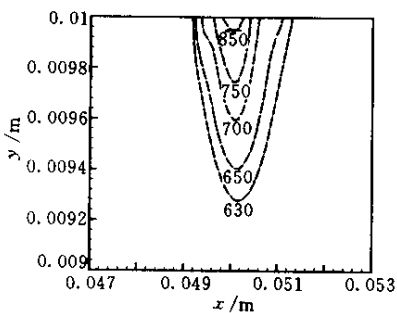


图 8 整区求解和分区求解温度场比较

Fig. 8 Calculated temperature fields using two-region and one-region approaches

在网格划分上,II 区在  $y$  方向上采用均分网格, I 区网格则在靠近交界面处加密。I 区和 II 区在  $x$  方向的网格划分相同。为了检查 II 区厚度的取值对计算结果的影响,对 II 区厚度分别取为  $30\ \mu\text{m}$ 、 $40\ \mu\text{m}$  和  $50\ \mu\text{m}$  情形下的计算结果进行了比较。图 7 比较

了所得到的熔池形状。可以看到,II 区的厚度取为  $30\ \mu\text{m}$  和  $40\ \mu\text{m}$  时得到的熔池形状基本相同。

图 8 为两区求解和整体求解所得熔池温度场分布的比较,在采用分区求解时 II 区的厚度取为  $40\ \mu\text{m}$ 。可以看到计算结果基本相同。分区求解和整区求解的结果均表明,激光加热熔池表面的流动速度都在熔池表面边界附近达到最大值,这一点和其他文献报道的计算结果相同。这也说明,熔池边界处的流动和传热对熔池的形成有巨大影响。

## 5 结 论

本文对移动激光束加热工件时熔池中的流动与传热进行了数值模拟,计算结果表明,当材料熔体的表面张力的温度系数为负时,熔池中存在两对方向相反的回流区,熔池宽度和深度均比不考虑对流的纯导热情形得到的结果要大。熔池表面存在有速度梯度很大的厚度仅几十微米的表面层,其中的流速在靠近熔池边界处最大。为了更好地模拟该表面层,本文采用了对熔池分区耦合求解,并将计算结果和整区求解结果进行了比较。

## 参 考 文 献

- 1 J. Mazumder, P. S. Mohanty, A. Kar. Mathematical modelling of laser materials processing [ J ]. *Int. J. Materials Product Technology*, 1996, **11**( 3/4 ):193 ~ 252
- 2 Sindo Kou, D. K. Sun. Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds [ J ]. *Metallurgical Trans. A*, 1985, **16A**: 203 ~ 213
- 3 Sindo Kou, Y. H. Wang. Three-dimensional convection in laser melted pools [ J ]. *Metallurgical Trans. A*, 1986, **17A**: 2265 ~ 2277
- 4 A. Kar, J. Mazumder. Two dimensional model for material damage due to melting and vaporization during laser irradiation [ J ]. *J. Appl. Phys.*, 1992, **68**: 3884 ~ 3891
- 5 M. M. Chen. Scaling analyses and limitations of transport phenomena modelling for laser surface modification [ C ]. J. Mazumder *et al.* ( eds. ), *Laser Processing: Surface Treatment and Film Deposition*, Kluwer Academic Publishers, 1996. 157 ~ 175
- 6 Ye Xiao-hu, Chen Xi. Simulation of fluid flow in the melt pool heated by a laser beam [ J ]. *Journal of Dalian University of Technology*, 2001, **41**( S1 ):S76 ~ S79
- 7 V. R. Voller, C. Prakash. A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems [ J ]. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1987, **30**( 8 ): 1709 ~ 1719
- 8 M. C. Tsai, Sindo Kou. Marangoni convection in weld pools with a free surface [ J ]. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 1989, **9**: 1503 ~ 1516
- 9 C. Limmaneevichitr, S. Kou. Visualization of Marangoni convection in simulated weld pools [ J ]. *Welding Journal*, 2000, **5**: 126s ~ 135s