

激光加工熔池自由表面形貌的理论研究 *

左都罗 朱大庆 周新军 李适民

(华中理工大学激光技术与工程研究院, 武汉, 430074)

摘要: 报道了激光加工的包含熔池自由表面的准稳态有限元模型。研究表明: Marangoni 力和蒸气压力是决定自由表面形貌的内在因素, 当熔池温度低于沸点时, 前者是主要原因, 并且重力方向变化对表面形貌有明显的影响; 气流是主要的外在因素, 它的分布和大小能明显影响熔池自由表面形貌。

关键词: 激光加工 自由表面 有限元

Theoretical studies on free surface morphology of melted pool in laser processing

Zuo Duluo, Zhu Daqing, Zhou Xinjun, Li Shimin

(Institute of Laser Technolog & Engineering, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: This paper presented the quasi stationary finite element model to describe the free surface situation of the melted pool by laser processing. It is show that Marangoni force and vapor pressure are two internal factors to influence the deformation of the free surface. When the temperature of the melted pool is lower than boiling point, the first one is the main effect, and the gravity will significantly influence the surface morphology. The main outer factor is the gas flow. The strength and the distribution of the gas flow. The strength and the distribution of the gas flow will too affect the surface morphology obviously.

Key words: laser processing free surface finite element

引 言

激光加工由于精度高、热影响区小等优异的性能, 得到了广泛的应用。激光加工后的表面形貌是人们最关心的品质之一, 如激光切割的切缝光洁度、激光焊接的表面平整度、轧辊激光刻花的刻花点形貌都是决定加工质量的关键因素。激光加工后的表面形貌与加工过程中的自由表面密切相关, 它们决定于激光加工的热物理过程。这种热物理过程已有了大量理论研究, 但多数研究工作没有考虑表面形貌变化, 用一水平面近似液气相界面^[1, 2]。即使考虑了自由表面, 如 M. Picasso 等人研究激光熔化和激光熔覆^[3], A. Paul 等人研究热传导型激光焊接^[4], 也只考虑了流体表面张力(温度梯度产生的 Marangoni 力)引起的表面形貌变化, 而 P. S. Wei 等人研究高功率密度的激光打孔^[5], 则仅考虑了蒸气压力对液气相界面的影响。为了得到激光加工表面形貌的规律, 对可能影响熔池自由表面形貌的各种因素进行了综合的考虑, 建立了考虑重力、气流、蒸气压力等因素的激光加工热物理模型, 并给出了初步的结果。

* 国家自然科学基金资助。

1 理论模型

图 1 给出了包含熔池自由表面的激光加工二维模型的示意图。假设激光束固定,与 y 轴重合,工件上表面与 x 轴重合,以速度 v_∞ 向左运动。气流和重力方向与 x 轴的夹角分别用 φ, θ 表示,逆时针方向为正。 Γ_{lg} 是液气相界面(即待求的自由边界,法向矢 n ,切向矢 τ), Γ_{sl} 是固液相界面, Γ_{sg} 为固气相界面。模型只对激光束下的一有限区域进行计算,这一区域记作 Ω (包括固态区域 Ω_s 和液相区 Ω_l),它的边界为 $\partial\Omega$ 。

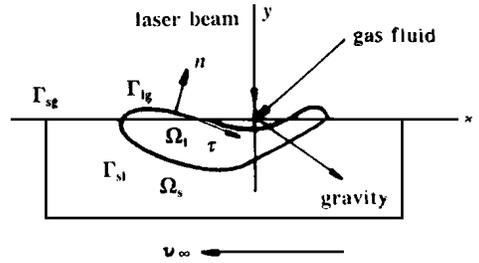


Fig. 1 Two-dimensional stationary laser processing model

高功率密度激光加工蒸发速率约为熔化速率的 1% ~ 2%^[5,6],蒸发带走的能量仅占输入能量的 2% ~ 3%^[5],而加工体与环境气体的对流传热及加工体热辐射带走的能量远小于蒸发带走的能量^[5,6],因此,为简便起见,在模型中忽略了蒸发引起的质量损耗和蒸发、气体对流传热和热辐射引起的能量损耗。下面对模型的能量方程、连续性方程、动量方程及自由边界方程进行分别的描述。

1.1 能量方程

$$v \cdot \nabla H = \nabla \cdot (k \cdot \nabla T) \tag{1}$$

式中, v 是工件移动速度, k, T, H 分别是热传导系数、温度和焓。模型假设固液相的密度 ρ , 热传导系数 k , 比热容 C_p 相等。 H 和 T 的关系是:

$$H(T) = \rho \int_0^T C_p(t) dt + \rho l_m u(T - T_m) \tag{2}$$

式中, T_m 是熔点, l_m 是熔化潜热, u 是阶跃函数。 H 在固液相界面有一个跳变。

$$(1) \text{式应满足的边界条件: 工件上表面 } \Gamma_{lg} \cup \Gamma_{sg}: k \partial T / \partial n = q_{\text{laser}} \tag{3}$$

$$\text{工件内部边界 } \partial\Omega / \Gamma_{lg} \cup \Gamma_{sg}: T = T_\infty \tag{4}$$

式中, q_{laser} 是激光束的能量密度, T_∞ 是预设的内部边界温度值。

1.2 连续性方程

采用 Boussinesq 近似,仅在体积力重力中考虑流体密度随温度的变化: $\rho_T = \rho [1 - \beta(T - T_m)]$, 其中 β 是流体的体膨胀系数,流体方程的其它地方密度保持不变。这样,连续性方程可简化为:

$$\nabla \cdot v = 0 \tag{5}$$

1.3 动量方程(Navier-Stokes 方程)

固相区的速度是一个常量,等于 v_∞ 。液相区的速度 v_1 应满足稳态的动量方程(Navier-Stokes 方程):

$$\rho (v_1 \cdot \nabla) v_1 = \rho [1 - \beta(T - T_{sl})] g + 2\mu \nabla \cdot D(v_1) - \nabla p \tag{6}$$

式中, T, p 分别是温度和压强, μ 为粘滞系数, g 是重力加速度(矢量), $D(v)$ 是一张量: $D_{ij}(v) = (\partial v_i / \partial x_j + \partial v_j / \partial x_i) / 2$ 。大部分文献中 p 用等效压强 $P = p - \rho g \cdot r$ 代替,因此,体积力中只含有由于膨胀产生的浮力。

v_l, p 应满足如下边界条件:

(1) 液气相边界的法向应力应与法向表面张力及气流和蒸气产生的压力平衡:

$$\sigma_n = 2\mu D_{nn} - p = \gamma K - p_{\text{gas}} - p_{\text{vapor}} \tag{7}$$

γ 是表面张力系数, K 在二维模型中为曲率, 在三维模型中为平均曲率的 2 倍。假设气流为无粘性的理想气体, 和气液相界面的碰撞为弹性碰撞, 则它在 Γ_{lg} 上产生的压强 $p_{gas} = 2\rho_{gas} \times (v_{gas} \cdot n)^2$ 。其中 ρ_{gas} , v_{gas} 分别是气流的密度和速度。蒸发产生的压强用下式表示^[5,7]: $p_{vapor} = \beta_p \beta_v \exp[(h_b/R_g)(1/T_b - 1/T)]$ 。其中 h_b 为汽化潜热, T_b 为沸点, R_g 是理想气体常数, β_p 为沸腾时的蒸气压(1 大气压), β_v 是修正系数, 取 $\beta_v = 0.55$ 。

(2) 液气相边界的切向应力应与切向表面张力(在这里是由于温度梯度引起的 Marangoni 力)平衡: $\sigma_t = 2\mu D_{ln} = \partial \gamma / \partial \tau = (\partial \gamma / \partial T) \cdot (\partial T / \partial \tau)$ (8)

(3) 固气相边界: $v = v_\infty$ (9)

1.4 自由边界

1.3 中的边界条件(7)式包含与自由边界有关的量: 曲率 K 。它本身是一个未知量, 因此, 我们引入边界达到准稳态时应满足的另一个条件: $v_1 \cdot n = 0$ (10)

利用罚式方法(penalty method)处理这一约束, 即: $\sigma_n = v_1 \cdot n / \epsilon_n$, 其中 ϵ_n 是一小量。然后利用(7)式求解自由边界。

1.5 计算方法

我们采用有限元方法求解上述方程。首先, 利用一预设的流场分布, 采用 Paolini 等人^[8]提出并研究的, Picasso 等人^[3]为适应强对流进行改进的方法, 求得温度分布的稳态解。利用上面得到的温度分布, 计算经过一个时间步长之后的速度场: 在方程(6)的左边加入速度的时间导数项 $\rho \partial v / \partial t$, 求解时, 对时间进行差分。采用罚式方法处理连续性方程(5), 即 $p = -\nabla \cdot v / \epsilon_p$ 。为避免跟踪固液界面, 在固相区加入一项 $(v - v_\infty) / \epsilon_s$ 。 ϵ_s, ϵ_p 是二个微量。最后得到的有限元形式的 Navier-Stokes 方程是:

$$\begin{aligned} & \int \rho w \cdot \frac{v_{n+1} - v_n}{\Delta t} d^3x + \int \rho w \cdot (v_n \cdot \nabla) v_{n+1} d^3x + 2\mu \int D(w) \cdot D(v_{n+1}) d^3x \\ & + \frac{1}{\epsilon_p} \int (\nabla \cdot w)(\nabla \cdot v_{n+1}) d^3x - \frac{1}{\epsilon_n} \int_{\Gamma_{lg}} (w \cdot n)(v_{n+1} \cdot n) ds - \frac{1}{\epsilon_s} \int_s w \cdot (v_{n+1} - v_\infty) d^3x \\ & = \int \rho w \cdot g [1 - \beta(T - T_{sl})] d^3x + \int_{\Gamma_{lg}} (w \cdot t) \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \tau} \right) ds \end{aligned} \quad (11)$$

式中, w 权重函数, v_n 的下标 n 表示迭代的次数。等号右边的两项为源项, 第一项为重力, 第二项为 Marangoni 力。

获得一个经历一个时间步长的速度场之后, 采用有限元和牛顿迭代法求解(7)式得到自由边界。然后利用新的速度场和自由边界再重新求解稳态的温度分布、经历一个时间步长的速度场、自由边界, 一直到获得收敛的结果为止。

Table 1 The summary of processing parameters

parameter set	speed v_∞ (m/s)	laser power P_{laser} (W/m)	spot diameter σ (m)
A	0.001	0.26×10^5	0.4×10^{-3}
B	0.001	0.23×10^5	0.2×10^{-3}
C	0.01	0.60×10^5	0.4×10^{-3}

2 结果与讨论

表 1 给出了研究中采用的激光功率 P_{laser} 、光斑大小 σ 、工件速度 v_∞ 的三种组合。假设激光能量密度在工件表面的分布为高斯分布:

$$q_{laser}(x) = P_{laser} \exp(-x^2 / 2\sigma^2) / (2\pi\sigma) \quad (12)$$

式中, P_{laser} 为工件吸收的激光功率, σ 为表征工件表面光斑大小的量。温度在工件内部的边界条件采用点源的分析解:

$$T_{\infty}(x, y) = T_{\text{amb}} + P_{\text{laser}} \exp(-ax) \mathbf{K}_0(ar) / (\pi k) \quad (13)$$

式中, T_{amb} 是环境温度, \mathbf{K}_0 是零阶的变形 Bessel 函数, $a = \rho_p v_{\infty} / (2k)$, $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ 。计算中选用 Co 基合金作为研究对象, 采用 Picasso 等人使用的热物理常数^[3]。

图 2 给出了不考虑蒸气压力和气流压力, 重力方向 $\theta = 0$, 工艺参数为 A 时的等温曲线和流线图(工件表面熔质向边沿流动, 流动方向决定于 dV/dt 的符号), 其中还给出了激光束的能量分布。等温曲线和流线与 M. Picasso 的同一组参数的结果^[3] 相似, 但熔池表面形貌曲线的凸包位置发生了变化。这是因为在这种工艺参数条件下 Marangoni 力较小, 因此 Navier-Stokes 方程源项重力的变化能明显地表现出来。增大激光功率密度和

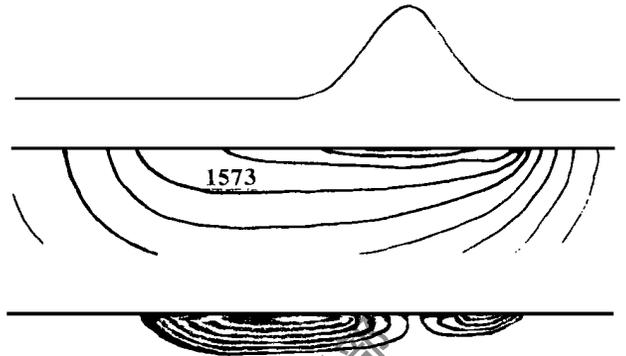


Fig. 2 Isotherm and streamline diagrams for processing parameters case A and gravity direction $\theta = 0$ and no gas pressure or vapor pressure. The isotherm line marked by 1573K is the interface of liquid and solid phase. The top curve is the intensity distribution of laser beam. The liquid on the surface flow outside

加快工件速度, 重力方向变化带来的影响将得到减弱。改变 dV/dt 的符号, 工件表面熔质向中心流动, 使熔池加深, 熔池表面形貌也发生改变。Picasso 等人已有充分的报道^[3], 这里不再重复。

图 3 给出了不考虑蒸气压力和气流压力时不同工艺参数的熔池自由表面形貌曲线。我们可以看到, 工件速度相同的条件下, 如果压缩激光束的宽度, 只需较低的激光功率就可以得到峰谷值(形貌曲线的最高峰和最低谷的距离在 y 轴上的投影, 它反映了自由表面的形变程度)相近的熔池表面形貌。

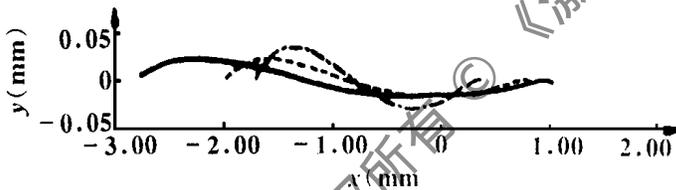


Fig. 3 Free surface morphology of the melted pool for different processing parameters (gravity direction $\theta = -90^\circ$, regardless of gas pressure and vapor pressure).

full line—case A dash line—case B dash dot line—case C

提高激光功率密度和加快工件速度, 能得到更高的峰谷值。 $v = 0.01\text{m/s}$ 的峰谷值比 $v = 0.001\text{m/s}$ 的提高了将近 1 倍。

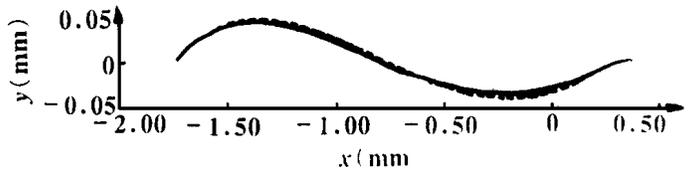


Fig. 4 The effect of vapor pressure on free surface morphology (gravity direction $\theta = -90^\circ$, processing parameters case C, regardless of gas pressure).

full line—without vapor pressure dash line—with vapor pressure

图 4 给出了考虑蒸气压力, 对应于工艺参数 C 的自由表面形貌曲线。和不考虑蒸气

压力的曲线进行比较, 可以看到, 蒸气压力加大了熔池自由表面曲线的峰谷值。但由于熔池表面的最高温度仅 1990K, 离沸点相差较远, 蒸气压力的影响并不是很大。可以预料, 当熔池表面温度接近沸点时, 蒸气压力对表面形貌的影响将大幅度增强, 有可能超过 Marangoni 力、气

流压力成为自由表面形貌的决定因素。

研究气流对熔池形貌的影响时,对气流速度的分布进行两种简单的近似:(1)均匀分布 $v_g = v_{g0}$; (2)高斯分布 $v_g = v_{g0} \exp[-(x - x_0)^2 / (2a^2)]$ 。假设气流为 CO_2 气体(轧辊激光刻花的侧吹气体),它的密度为 $2\text{kg}/\text{m}^3$ (标准状态)。图5给出了不同气流分布对熔池自由表面形貌的影响。图6给出了同一气流分布,改变 v_{g0} 的大小引起的熔池自由表面形貌的变化。

我们可以看到,气流对熔池自由表面形貌有相当强的影响。均匀分布的气流可以把熔池表面压抑得接近一平面。高斯分布的气流,熔池表面形貌曲线仍存在较大的峰谷值(但比无气流压力时小)。这是因为,高斯分布的气流在熔池表面的不同位置 p_g 有较大差别。改变气流的入射角度,可显著地改变熔池自由表面形貌。同样的气流分布, v_{g0} 越大,熔池自由表面越平坦。这说明了气流对提高表面粗糙度(如激光刻花)的作用不如通常说的那么大。如果考虑液固相界面可能的滑动,并考虑气流的粘滞性,即熔池表面从气流中得到切向动量,将得到更好的结果,这是需要进一步研究的地方。

3 结 论

由激光功率密度、工件移动速度决定的 Marangoni 力以及由于熔池蒸发产生的蒸气压是决定激光加工熔池自由表面形貌的内在因素,加工速度越快、激光功率密度越高,熔池自由表面形貌的峰谷值越大。重力方向、气流是影响熔池自由边界的外界因素。Marangoni 力越小,重力方向的影响越明显。气流对熔池自由边界的影响非常显著,在理想气体以及气流速度简单分布的近似下,气流的作用主要是使熔池自由边界平坦。

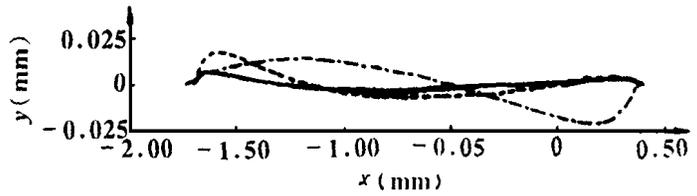


Fig. 5 The effect of different gas fluid distribution on free surface morphology.

full line—homogeneous distribution, $v_{g0} = -100\text{m/s}$, $\varphi = 45^\circ$ dash line and dash dot line—Gaussian distribution, $x_0 = 0.5 \times 10^{-3}\text{m}$, $a = 0.5 \times 10^{-3}\text{m}$, $v_{g0} = -100\text{m/s}$, where $\varphi = 45^\circ$ for dash line, and $\varphi = 135^\circ$ for dash dot line

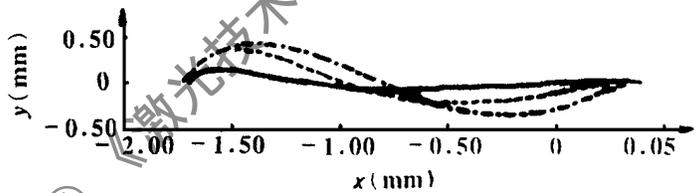


Fig. 6 The effect of v_{g0} on the free surface morphology (processing parameters case C and Gaussian distribution gas fluid with $x_0 = 0.5 \times 10^{-3}\text{m}$, $a = 0.5 \times 10^{-3}\text{m}$, $\varphi = 45^\circ$).

full line— $v_{g0} = -100\text{m/s}$ dash line— $v_{g0} = -50\text{m/s}$ dash dot line— $v_{g0} = -10\text{m/s}$

参 考 文 献

- 1 Morvan D, Boumot Ph. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 1996; 6(1): 13
- 2 Thomazin J A, Olson L G, Hirsch J W. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 1996; 6(3): 35
- 3 Picasso M, Hoadley A F A. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 1994; 4(1): 61
- 4 Paul A, Debroy T. Metallurgical Transactions, B: Process Metallurgy, 1988; 19B(6): 851
- 5 Wei P S, Ho J Y. International Journal of Heat & Mass Transfer, 1990; 33(10): 2207
- 6 Mundra K, Debroy T. Metallurgical Transactions, B: Process Metallurgy, 1993; 24B(1): 145
- 7 Knight C J. AIAA Journal, 1982; 20(7): 950

机载激光测深光电倍增管变增益探测方法

朱 晓 杨克成 李再光

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

摘要: 对机载激光探测海水深度的大动态范围信号, 提出了使用光电倍增管变增益探测方法来压缩其动态范围。给出了 GDB-333, GDB-49, R1333 光电倍增管增益控制特性, 压缩信号动态范围达 2.5×10^4 倍, 满足了机载激光测深系统的要求。使用光电倍增管变增益探测方法探测到的海底回波, 也在文中进行了报道。

关键词: 光电倍增管 激光 测量 海水深度

PMT gain changing measurement for airborne laser depth sounding

Zhu Xiao, Yang Kecheng, Li Zaiguang

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: The return signals from airborne laser depth sounding have dynamic ranges that exceed the capabilities of the sequential measurement equipments. The study on gain controlling of photomultiplier tubes (PMT) GDB-333, GDB-49 and R1333 have been carried out. The results show that the signal dynamic range can be compressed to 2.5×10^4 orders by controlling the electric potential of grid and eletromultiplier electrode. The method of changing PMT gain to detect signals from sea bottom is very compatible to airborne laser depth sounding.

Key words: photomultiplier laser measuring sea depth

引 言

机载激光测量海水深度的实质是测量激光水面反射和水底反射信号的时间差。从机载平台向下发射的激光脉冲, 经过空气-海水界面, 一部分被海水反射, 另一部分则进入海水。透射光进入海水之后, 海水对其进行选择性吸收和散射。部分散射光即海水的后向散射光与海底反射光一起组成回波光信号返回海面。经过海水-空气界面又折射回到空中, 经过大气, 被飞机上的探测器件接收。此信道较为复杂, 系统所探测到的海底回波是一种叠加在后向散射上的非常微弱的信号(见图 1)。由于海面反射的光信号比海底反射的光信号强得多, 同时, 后向散射的光能量随海水深度呈指数衰减, 海底反射回波光信号也随海水深度指数衰减, 因而, 机载激光测深系统所探测到的回波信号不仅光强微弱, 而且动态范围很大, 一般可达到 $10^4 \sim 10^6$ 。这样大的动态范围信号与现有的测量、数据存储和处理设备所能接受的动态范围

8 Paolini M, Sacchi G, Werdi C. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1988; 26(9):1989

* * *

作者简介: 左都罗, 男, 1966 年 3 月生。博士, 副教授。现从事高功率 CO_2 激光器及激光加工等方面的研究。