

TIG 焊接熔透熔池形状和表面变形的数值模拟*

赵明 武传松 胡庆贤

(山东大学材料连接技术研究所 济南 250061)

摘要: 利用建立的三维 TIG 焊接熔池瞬时行为数值分析模型, 对移动热源作用下不锈钢薄板全熔透时熔池动态行为进行了数值分析。结果表明, 同时采用电弧热流和电弧压力的双椭圆分布模式, 相对于高斯分布模式, 计算出的熔池形状和表面变形与试验结果吻合得更好。给出运动电弧作用下熔池表面变形的动态演变, 分析了与固定电弧焊接时的异同, 为运动电弧作用下 TIG 焊接的数值模拟与智能控制提供了理论依据和试验数据。

关键词: 双椭圆分布模式 熔池形状 表面变形 数值模拟

中图分类号: TG44

0 前言

钨极氩弧焊(TIG)焊接热过程和熔池中流体动力学的研究, 在其 30 多年的发展历程中取得了令人瞩目的进展。早先针对固定电弧焊接建立二维准稳态热传导模型^[1]; 后来随着流体动力学的发展, 在热场基础上考虑进流场, 并从准稳态模型发展为瞬态模型^[2]; 最近的研究考虑了工件的熔透和熔池上、下表面变形, 并采用贴体曲线坐标系处理变形的曲面边界^[3]。实际发生的 TIG 焊接过程, 电弧是运动的, 因而焊接热过程和熔池中的流体流动相对于固定电弧而言存在明显不同。ZACHARIA 等^[4-7]曾经建立了运动电弧 TIG 焊接熔池的三维瞬态模型, 但或者只涉及未熔透熔池, 或者是在熔透情况下没有考虑熔池背面的变形与下塌。总之, 对运动电弧作用下全熔透熔池的形状和上、下自由表面的变形等没有给予足够关注。

ZHAO 等^[8]对运动电弧作用下熔透熔池的瞬时行为开展了深入研究, 但其计算得到的熔池形状和表面变形不够准确。本研究模型针对电弧运动对焊接工艺的实际影响, 电弧热流和电弧压力都采用双椭圆分布模式, 并通过对双椭圆分布参数的优化和电弧压力计算公式的修正, 明显提高了运动电弧作用下全熔透 TIG 焊接熔池形状和表面变形的数值模拟精度。

1 数学模型

图 1 是运动电弧作用下 TIG 焊接示意图。熔池

自由表面发生明显变形, 采用贴体曲线坐标系处理变形的曲面边界。贴体曲线坐标系与直角坐标系的转换关系是

$$\begin{aligned} x^* &= x & y^* &= y & z^* &= \frac{z - \varphi(x, y)}{\psi(x, y) - \varphi(x, y)} \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\varphi(x, y)$ 、 $\psi(x, y)$ 分别是熔池上、下表面的形状函数(图 2)。

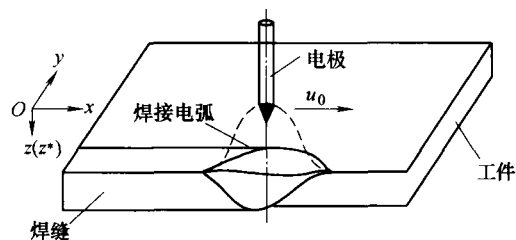
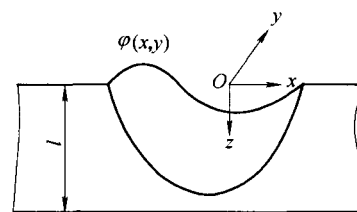
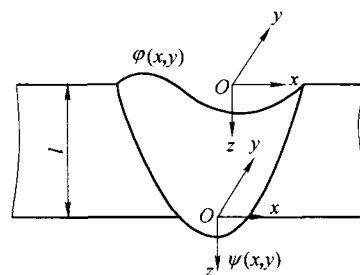


图 1 TIG 焊接示意图



(a) 工件部分熔透



(b) 工件全熔透

图 2 工件部分熔透和工件全熔透熔池变形示意图

1.1 熔池自由表面变形

工件部分熔透时, 如图 2a 所示, 有

* 国家教育部科学技术研究重点资助项目(104109)。20051027 收到初稿, 20060610 收到修改稿

$$p_a - \rho g \varphi + C_1 = -\gamma \nabla \left(\frac{\nabla \varphi_s}{|\nabla \varphi_s|} \right) \quad (2)$$

式中 ρ ——密度

g ——重力加速度

γ ——表面张力^[9]

p_a ——电弧压力(见第 1.4.2 小节)

C_1 ——Lagrange 常数, 物理意义是除焊接电弧压力、熔池重力和表面张力以外的所有引起熔池变形的其他作用力的合力

$$\varphi_s = z - \varphi(x, y)$$

式(2)满足质量守恒条件

$$\iint_{S_t} \varphi dx dy = 0 \quad (3)$$

式中, S_t 是工件上表面熔化区域面积, 即函数 $\varphi(x, y)$ 在平面 $z^* = 0$ 上的区域。

如果工件全熔透, 如图 2b 所示, 有

$$p_a - \rho g \varphi + C_2 = -\gamma \nabla \left(\frac{\nabla \varphi_s}{|\nabla \varphi_s|} \right) \quad (4)$$

$$\rho g(\psi - \varphi) + C_2 = -\gamma \nabla \left(\frac{\nabla \psi_s}{|\nabla \psi_s|} \right) \quad (5)$$

式中, C_2 也是 Lagrange 常数, 物理意义同 C_1 。

$\psi_s = z - \psi(x, y)$ 。式(4)~(5)满足质量守恒条件

$$\iint_{S_t} \varphi dx dy - \iint_{S_b} \psi dx dy = 0 \quad (6)$$

式中, S_b 是工件下表面熔化区面积, 即函数 $\psi(x, y)$ 在平面 $z^* = 1$ 上的区域。

对于工件上、下表面, 当 $T < T_m$ 时, $\varphi(x, y) = 0$, $\psi(x, y) = 1$ 。 T_m 为母材的熔点。

1.2 控制方程组

贴体曲线坐标系中控制方程组为

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w_1 \frac{\partial T}{\partial z^*} \right) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + S \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z^*} \right) + C_T \quad (7)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w_2 \frac{\partial u}{\partial z^*} \right) =$$

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial x} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + S \frac{\partial^2 u}{\partial z^{*2}} \right) + C_u + F_x \quad (8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w_2 \frac{\partial v}{\partial z^*} \right) =$$

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + S \frac{\partial^2 v}{\partial z^{*2}} \right) + C_v + F_y \quad (9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w_2 \frac{\partial w}{\partial z^*} \right) =$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + S \frac{\partial^2 w}{\partial z^{*2}} \right) + C_w + F_z \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial z} + C_m = 0 \quad (11)$$

式(7)~(11)中

$$w_1 = u \frac{\partial z^*}{\partial x} + v \frac{\partial z^*}{\partial y} + w \frac{\partial z^*}{\partial z} - \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 z^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 z^*}{\partial z^2} \right)$$

$$w_2 = u \frac{\partial z^*}{\partial x} + v \frac{\partial z^*}{\partial y} + w \frac{\partial z^*}{\partial z} - \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 z^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 z^*}{\partial z^2} \right)$$

$$S = \left(\frac{\partial z^*}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z^*}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial z^*}{\partial z} \right)^2$$

$$C_T = 2\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^* \partial x} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^* \partial y} \frac{\partial z^*}{\partial y} \right)$$

$$C_u = 2\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^* \partial x} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^* \partial y} \frac{\partial z^*}{\partial y} \right)$$

$$C_v = 2\mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^* \partial x} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^* \partial y} \frac{\partial z^*}{\partial y} \right)$$

$$C_w = 2\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^* \partial x} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^* \partial y} \frac{\partial z^*}{\partial y} \right)$$

$$C_m = \frac{\partial u}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z^*} \frac{\partial z^*}{\partial y}$$

T ——温度

t ——时间

c_p ——比定压热容

λ ——热导率

μ ——动态粘度

p ——压力

u, v, w ——速度分量

F_x, F_y, F_z ——体积力分量^[10]

1.3 定解条件

(1) 能量边界条件统一书写为

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n_s} = q_a - q_c - q_e - q_r \quad (12)$$

$$q_c = h_c (T - T_\infty) \quad (13)$$

$$q_e = m_e L_b \quad (14)$$

$$q_r = \sigma \epsilon (T^4 - T_\infty^4) \quad (15)$$

式中 n_s ——表面法向矢量

q_a ——电弧热流密度(见第 1.4.1 小节)

q_c ——对流热损失

q_e ——蒸发热损失

q_r ——辐射热损失

h_c ——换热系数

T_{∞} ——环境温度
 m_e ——蒸发率^[11]
 L_b ——液气相变潜热
 σ ——Stefan-Boltzmann 常数
 ε ——表面辐射系数

熔池对称面($y=0$)为绝热边界条件。

(2) 动量边界条件为

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial z^*}{\partial z} = -\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad \mu \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial z^*}{\partial z} = -\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y} \quad w=0$$

式中 $\partial \gamma / \partial T$ ——表面张力温度系数

熔池对称面($y=0$)两侧的物质交换为零, 因此有 $v=0$, $\partial u / \partial y=0$, $\partial v / \partial y=0$ 。

在熔合面上和固体区域, 有 $u=v=w=0$ 。

(3) 初始条件为

当 $t=0$ 时, 有 $T=T_{\infty}$, $u=v=w=0$ 。

1.4 双椭圆分布模式

1.4.1 电弧热流双椭圆分布模式

对于固定 TIG 焊接, 电弧作用于工件的热流密度分布, 一般近似地用高斯函数来描述

$$q_a = \frac{\eta UI}{2\pi \sigma_q^2} \exp\left(-\frac{d^2}{2\sigma_q^2}\right) \quad (16)$$

式中 U ——电弧电压

I ——焊接电流

η ——焊接热效率

σ_q ——热流密度分布参数

d ——工件上的点距热源中心的距离

$$d = \sqrt{(x-u_0t)^2 + y^2}$$

对于运动电弧作用下的 TIG 焊接, 若仍采用高斯模式来描述热流密度分布, 则计算得到的熔池上表面形状如图 3 所示, 具有如下特征: 熔池为比较规则的圆形, 尾部后拖明显不足, 与试验结果有较大差距。

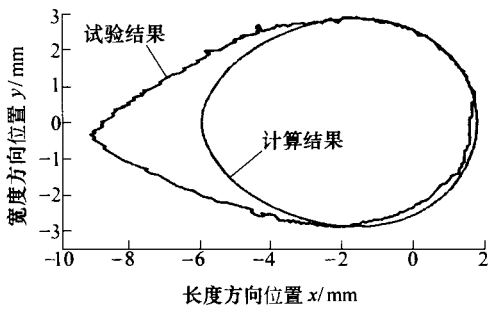


图 3 高斯模式熔池上表面形状计算结果与试验结果比较 (3 mm 厚 SS304: 100 A, 16 V, 125 mm/min)

实际上, 在运动电弧作用下, 由于焊接速度的存在和相变潜热的影响, 如图 4 中 A 、 B 、 C 三点在工件上的作用位置分别由固定电弧焊接时的 A' 、 B' 、 C' 移动到运动电弧焊接时的 A'' 、 B'' 、 C'' , 焊接热源

在工件上的实际作用区域由图 5 中的虚线变为实线。

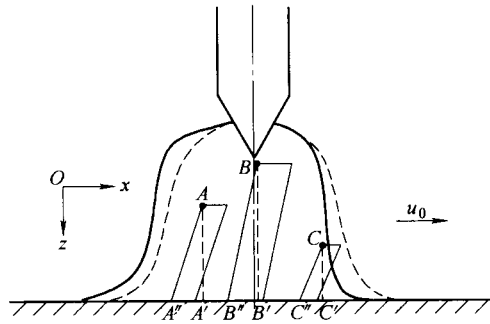


图 4 TIG 焊接运动电弧示意图(实线)

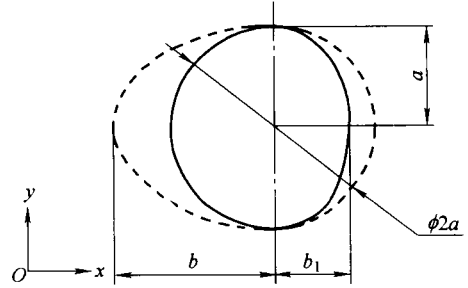


图 5 运动电弧在工件上作用区域的示意图(实线)

为了克服采用高斯热源模式的不足, 引进热流分布平面双椭圆模式^[12], 其数学表达式如下。

($x-u_0t$) ≥ 0 时

$$q_a(x, y) = \frac{\eta UI}{2\pi \sigma_q^2} \exp\left[-\frac{3(x-u_0t)^2}{b_1^2}\right] \exp\left(-\frac{3y^2}{a^2}\right) \quad (17)$$

($x-u_0t$) < 0 时

$$q_a(x, y) = \frac{\eta UI}{2\pi \sigma_q^2} \exp\left[-\frac{3(x-u_0t)^2}{b_2^2}\right] \exp\left(-\frac{3y^2}{a^2}\right) \quad (18)$$

式中 u_0 ——热源移动速度

b_1, b_2, a ——热源模型参数(图 5)

b_1, b_2 和 a 与焊接参数有关, 确定方法为: ① a 参照高斯热源分布时的取值; b_1 位于熔池前部, 小于 a ; b_2 位于熔池后部, 大于 a 。②满足关系式 $a(b_1+b_2)=12\sigma_q^2$ 。图 6 为计算得到的双椭圆模式下焊缝纵向电弧热流分布示意图。

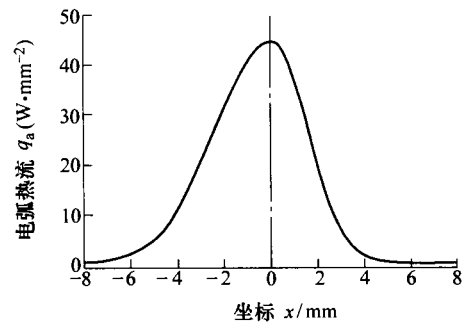


图 6 双椭圆模式下焊缝纵向电弧热流分布示意图 (电流 100 A, 弧长 5 mm)

1.4.2 电弧压力双椭圆分布模式

固定电弧 TIG 焊接中工件表面上的电流密度分布近似地符合高斯函数^[13]

$$J(d) = \frac{I}{2\pi\sigma_j^2} \exp\left(-\frac{d^2}{2\sigma_j^2}\right) \quad (19)$$

式中 σ_j ——电流密度分布参数

固定电弧 TIG 焊接电弧压力分布为^[8]

$$p_a = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 \sigma_j^2} \exp\left(-\frac{d^2}{2\sigma_j^2}\right) \quad (20)$$

式中 μ_0 ——磁导率

一般来说,在对 TIG 焊接热过程进行数值分析时,电流密度与热流密度应采用相同的分布模式。根据电弧热流双椭圆分布模式的数学表达式,可推出电弧压力双椭圆分布模式的数学表达式如下。

$(x - u_0 t) \geq 0$ 时

$$p_a(x, y) = C \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 \sigma_j^2} \exp\left[-\frac{3(x - u_0 t)^2}{b_1^2}\right] \exp\left(-\frac{3y^2}{a^2}\right) \quad (21)$$

$(x - u_0 t) < 0$ 时

$$p_a(x, y) = C \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 \sigma_j^2} \exp\left[-\frac{3(x - u_0 t)^2}{b_2^2}\right] \exp\left(-\frac{3y^2}{a^2}\right) \quad (22)$$

式中, C 是电弧压力修正系数,与焊接电流、弧长、钨极直径和锥角、保护气体成分和流量等有关^[14-15]。图 7 为计算得到的双椭圆模式下焊缝纵向电弧压力分布示意图。

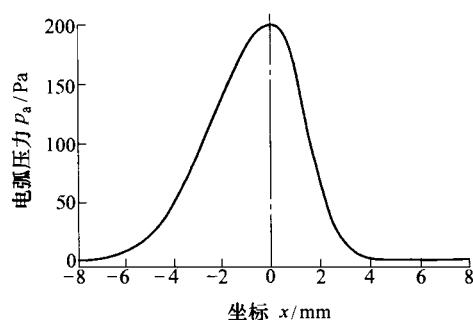


图 7 双椭圆模式下焊缝纵向电弧压力分布示意图
(电流 100 A, 弧长 5 mm)

2 试样及其物性参数

采用 YC—300TSPVTA 钨极氩弧焊机焊接不锈钢(AISI SS304), 试样尺寸 200 mm×50 mm×3 mm, 直流正接(DCEN), 弧长 5 mm, 钨极锥角 60°, 氩气流量 10 L/min。计算中涉及到的物性参数见表 1; 其他物性参数, 如热导率、比定压热容、液体动态

粘度, 与温度的关系为

$$k = \begin{cases} 10.717 + 0.014 \, 955T & T \leq 780 \, \text{K} \\ 12.076 + 0.013 \, 213T & 780 \, \text{K} < T \leq 1 \, 672 \, \text{K} \\ 217.12 - 0.109 \, 4T & 1 \, 672 \, \text{K} < T \leq 1 \, 727 \, \text{K} \\ 8.278 + 0.011 \, 5T & 1 \, 727 \, \text{K} < T \end{cases}$$

$$c_p = \begin{cases} 438.95 + 0.198T & T \leq 773 \, \text{K} \\ 137.93 + 0.59T & 773 \, \text{K} < T \leq 873 \, \text{K} \\ 871.25 - 0.25T & 873 \, \text{K} < T \leq 973 \, \text{K} \\ 555.2 + 0.077 \, 5T & 973 \, \text{K} < T \end{cases}$$

$$\mu = \begin{cases} 37.203 - 0.017 \, 6T & 1 \, 723 \, \text{K} < T \leq 1 \, 743 \, \text{K} \\ 20.354 - 0.008T & 1 \, 743 \, \text{K} < T \leq 1 \, 763 \, \text{K} \\ 34.849 - 0.016 \, 2T & 1 \, 763 \, \text{K} < T \leq 1 \, 853 \, \text{K} \\ 13.129 - 0.004 \, 5T & 1 \, 853 \, \text{K} < T \end{cases}$$

表 1 SS304(AISI)的部分物性参数

参数	数值
硫的活度 $a_s / \%$	0.022
表面张力系数中的常数 $A_\gamma / (\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	4.3
表面张力 $\gamma_m / (\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$	1.0
熵因子 k_1	0.003 18
表面过饱和度 $\Gamma_s / (\text{kg} \cdot \text{mol} \cdot \text{m}^{-2})$	1.3×10^{-8}
偏析焓 $\Delta H_0 / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1})$	-1.66×10^8
热膨胀系数 β / K^{-1}	10^{-4}
Stefan-Boltzmann 常数 $\sigma / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4})$	5.67×10^{-8}
表面辐射系数 ϵ	0.9
液气相变潜热 $L_b / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1})$	62.595×10^5
换热系数 $h_c / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	80.0
磁导率 $\mu_0 / (\text{H} \cdot \text{m}^{-1})$	1.26×10^{-6}
环境温度 T_∞ / K	293
密度 $\rho / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	7 930
气体常数 $R / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	8 314.3
液相线温度 T_L / K	1 723
固相线温度 T_S / K	1 523

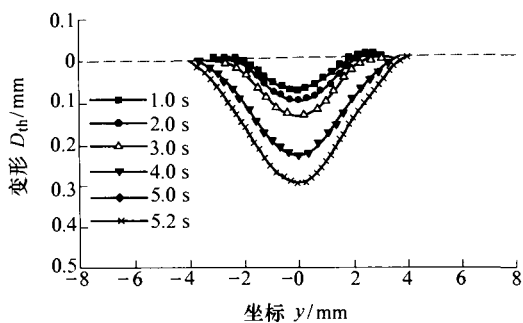
3 结果与讨论

3.1 熔池表面变形的动态演变

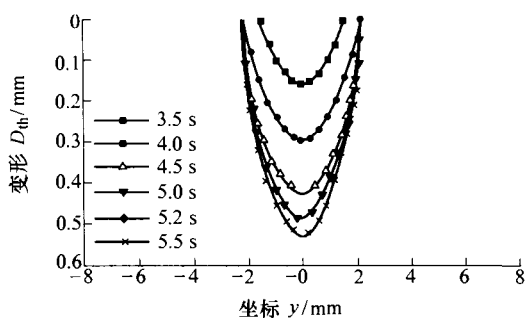
算例采用的焊接参数是: 焊接电流 100 A, 电弧电压 14 V, 焊接速度 120 mm/min, 电弧热效率 0.65。数值计算结果表明: 熔池在 0.3 s 时开始形成, 在 3.2 s 时工件全熔透, 到 5.2 s 时熔池达到宏观准稳态, 其形状基本保持不变, 整个焊接过程趋于稳定。

图 8 是计算所得运动电弧作用下熔池上、下表面变形随时间的动态演变示意图。比较图 8a 和图 8c 可见, 上表面的熔宽在 4.0 s 时已达准稳态, 而上表面的熔深和熔池长度的变化相对而言稍滞后, 要到 5.0 s 时才达到宏观准稳态, 这主要是由于在移动热源作用下, 整个熔池的形状为沿焊道前进方向

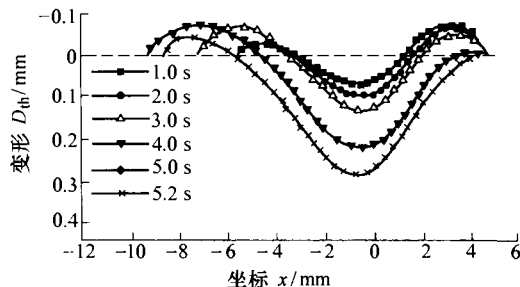
的长度大于垂直于焊道方向的宽度。而此种状况是在固定电弧焊情况下观察不到的, 固定电弧焊时整个熔池形状关于焊炬呈中心对称。



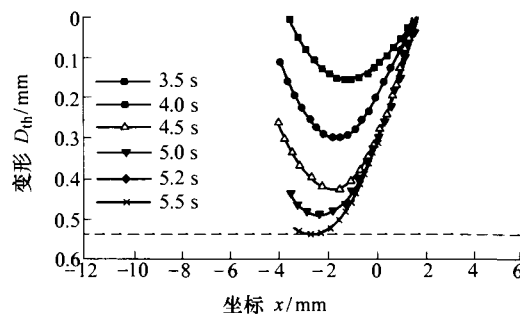
(a) 上表面变形(横向)



(b) 下表面变形(横向)



(c) 上表面变形(纵向)



(d) 下表面变形(纵向)

图8 运动电弧作用下熔池上、下表面变形的动态演变 (100 A, 14 V, 120 mm/min)

从图 8c 和图 8d 可见, 上、下表面最大下塌变形发生在焊炬正后方, 而下表面的最大下塌变形相对于上表面而言就更滞后。这主要是由于: ①熔化的液态金属在焊炬正下方受到最大电弧压力、最大等离子流力等下塌力作用, 因而在这个位置更容易

导致熔池发生最大变形(如果对于固定焊接电弧而言, 最大下塌变形就发生在焊炬的正下方)。②焊接电弧转移给工件的热量在工件内部的传递(熔化工件的过程)需要时间; 由于电弧是在不断往前运动, 因而会在焊接方向上产生一段移动距离。两者迭加的效果就使得熔池的最大变形发生在焊炬的正后方。③下表面距离热源中心的距离相对于上表面而言更远, 热量到达下表面所经历的时间相对于上表面而言更长, 因而下表面最大变形发生的位置相对于上表面而言更滞后。由此可以推论, 如果工件愈厚, 焊接速度愈快, 则上、下表面最大下塌变形发生的位置将愈向后移。

当工件熔透后, 随着焊接过程的继续进行, 熔池上表面下塌部分的焊缝金属不断转移到熔池的下表面, 使得熔池下表面的边界发生明显变化, 图 8d 中虚线表示稳态时熔池下表面新的轮廓线位置。从图 8d 中还可可见, 刚熔透不久($t = 3.5$ s)时熔池下表面纵向变形曲线近似于 $1/2$ 椭圆; 但随着熔化金属的不断下塌, 到准稳态($t = 5.2$ s)时纵向变形曲线已经变成 $1/4$ 椭圆。而对于固定电弧焊来说, 图 8d 应与图 8b 完全相同。

3.2 试验验证

采用双椭圆分布模式计算得到的熔池形状 ($a = 2.25\sigma_q$, $b_1 = 2.1\sigma_q$, $b_2 = 3.233\sigma_q$), 尤其是熔池尾部的计算精度有了很大改善。如图 9 所示, 计算出的熔池长度是 10.0 mm, 试验测得的熔池长度是 10.6 mm, 两者之间的绝对误差只有 0.6 mm, 整个熔池上表面的形状吻合良好。

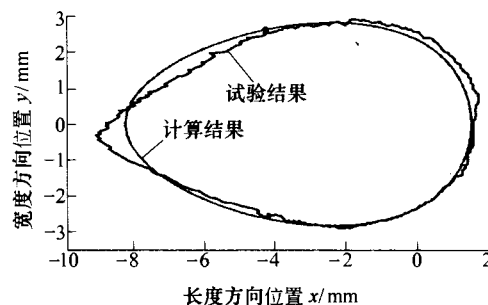


图9 双椭圆模式熔池上表面形状计算结果与试验结果比较 (3 mm 厚 SS304: 100 A, 16 V, 125 mm/min)

图 10 为熔池上、下表面变形试验结果与计算结果的比较(修正系数 $C = 2.82$)。从图 10 中可见, 熔池下表面的最大下塌量相对于上表面来说大许多, 整个熔池表面变形的计算结果和试验结果基本吻合, 具体数据见表 2。进一步比较图 10a、10b 可见, 数值计算和试验验证得到的熔池变形的宽度虽基本一致, 但熔池变形的程度, 主要是工件熔透后下表

面下塌变形量的计算结果相对于试验结果来说还是偏小。分析认为,虽然已经改善了焊接电弧压力的计算公式,但误差产生的主要原因可能是由于工件熔透后对焊接熔池的力学分析还有待完善,这也是今后继续努力的一个方向。

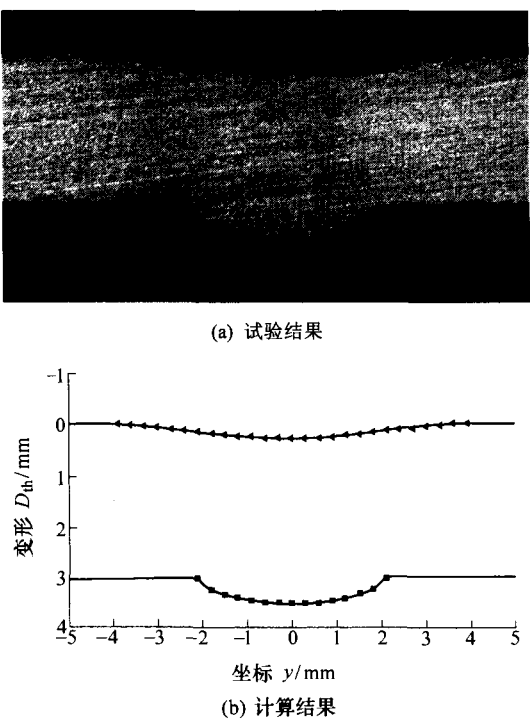


图 10 熔池上、下表面变形试验结果和计算结果的比较
(100 A, 14 V, 120 mm/min)

表 2 熔池自由表面变形

	变形 D_{th}/mm	熔池宽度 b_{th}/mm
上表面试验值	0.30	7.8
上表面计算值	0.29	8.0
下表面试验值	0.94	3.8
下表面计算值	0.52	4.0

4 结论

- (1) 在移动热源作用下 TIG 焊接熔池热场和流场的数值分析模型中,同时采用了电弧热流和电弧压力双椭圆分布模式。
- (2) 采用电弧热流双椭圆分布模式,解决了采用电弧热流高斯分布模式时计算得到的熔池形状后拖不足问题,明显提高了移动热源作用下熔池形状的计算精度。
- (3) 采用电弧压力双椭圆分布模式并在电弧压力计算公式中引入修正系数,从物理意义上完善了运动电弧对焊接工件的实际作用效果。
- (4) 分析了移动热源作用下 TIG 焊接不锈钢薄板全熔透时熔池上、下表面变形及其动态演变,并

讨论了与固定电弧焊接时的异同。
(5) 工艺试验表明,熔池形状和上、下表面变形的计算结果与试验结果相互吻合。

参 考 文 献

- [1] OREPER G M, SZEKELEY J. Heat and fluid phenomena in weld pools[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1984, 147(10): 53-79.
- [2] MACKWOOD A P, CRAFER R C. Thermal modeling of laser welding and related processes: a literature review[J]. Optics & Laser Technology, 2005, 37(2): 99-115.
- [3] WU C S, DORN L. Computer simulation of fluid dynamics and heat transfer in full-penetrated TIG weld pools with surface depression[J]. Computational Materials Science, 1994, 2(2): 341-349.
- [4] ZACHARIA T, ERSILAN A H, AIDUN D K, et al. Three-dimensional transient model for arc welding process[J]. Metallurgical Transaction B, 1989, 20(10): 645-659.
- [5] KOU S, WANG Y M. Computer simulation of convection in moving arc weld pools[J]. Metallurgical Transaction A, 1986, 17(12): 2 271-2 277.
- [6] HIRATA Y, ASAI Y, TAKENAK K, et al. 3-D numerical model predicting penetration shape in GTA welding[J]. Materials Science Forum, 2003, 426-432: 4 045-4 050.
- [7] WU C S, DORN L. Prediction of surface depression of a tungsten inert gas weld pool in the full-penetration condition[J]. Journal of Engineering Manufacture, 1995, 209(7): 221-226.
- [8] ZHAO P C, WU C S, ZHANG Y M. Modelling the transient behaviors of fully-penetrated gas tungsten arc weld pool with surface deformation[J]. Journal of Engineering Manufacture, 2005, 219(1): 99-110.
- [9] SAHOO P, DEBROY T, MCNALLAN M J. Surface tension on binary metal surface active solute systems under conduction relevant to welding metallurgy[J]. Metallurgical Transaction B, 1988, 19(2): 483-491.
- [10] 武传松. 焊接热过程数值分析[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 1990.
- [11] CHOI M, GREIF R. A study of heat transfer during welding with applications to pure metals or alloys and low or high boiling temperature materials[J]. Numerical Heat Transfer, 1987, 11(4): 477-489.
- [12] GOLDAK J, CHAKRAVARTI A, BIBBY M. A new finite element model for welding heat sources[J]. Metallurgical Transaction B, 1984, 15(6): 299-305.

center, a new virtual vibration system for dynamic balancing measurement is proposed. The structural features and the unbalancing response characteristics of this vibration system are analyzed in depth. The relation between the real measuring system and the virtual one is expounded. Theoretical analysis indicates that the flexibly hinged integrative spring sets holds the fixed vibration center and the excellent effect of plane separate. The sensors are mounted in the same measuring plane so as that the influence of the phase error on the unbalance reduction ratio is eliminated. Furthermore, the performance changes in sensors caused by environmental factor have less influence on the accuracy of the measurement. The result for

this system is more accurate measurement with lower requirement for a second correction run. The experiment results validate the effectiveness of this vibratory system for high precision dynamic balancing measurement.

Key words: Dynamic balancing Instantaneous motion center
Vibration system Piezoelectric sensor
Plane separate

作者简介: 秦鹏, 男, 1978 年出生, 博士研究生。主要研究方向为精密测量理论、电子传感技术及信号处理。

E-mail: pqin@sjtu.edu.cn

蔡萍, 女, 1963 年出生, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为精密测量理论、电子传感技术及信号处理。

(上接第 208 页)

- [13] TSAI N S, EAGAR T W. Distribution of the heat and current fluxes in gas tungsten arcs[J]. Metallurgical Transaction B, 1985, 16 (4): 841-846.
- [14] LIN M L, EAGAR T W. Influence of arc pressure on weld pool geometry[J]. Welding Journal, 1985, 64(6): 163-169.
- [15] YAMAMOTO T, OHJI T, MIYADAKA F, et al. Simulation Model for MAG arc welding as an engineering tool[J]. Materials Science Forum, 2003, 426-432: 4 057-4 062.

NUMERICAL SIMULATION OF PENE- TRATED WELD POOL GEOMETRY AND SURFACE DEFORMATION IN TIG WELDING

ZHAO Ming WU Chuansong HU Qingxian
(Institute for Materials Joining,
Shandong University, Jinan 250061)

Abstract: A 3-D transient numerical model for TIG welding

stainless steel has been developed to simulate full-penetrated weld pool dynamic behavior. It has been found that when the double-elliptic distribution modes of both heat flux and arc pressure are employed in the numerical simulation of weld pool geometry and surface deformation for moving TIG welding, the calculated results agree much better with the experimental measurements, compared with the predicted ones when Gaussian distribution modes are used. The dynamic development of deformation at top and bottom surfaces of weld pool is demonstrated, and the difference between the stationary TIG welding and moving TIG welding is analyzed. It provides theoretical basis and experimental data for precise modeling and intelligent control of moving TIG welding.

Key words: Double-elliptic distribution mode
Weld pool geometry Surface deformation
Numerical simulation

作者简介: 赵明, 女, 1973 年出生, 博士研究生。主要研究方向为焊接过程数值模拟。

E-mail: meg10512001@yahoo.com.cn