



## 0 前言

最近,人们对 A-TIG 焊进行了广泛而深入的研究。尽管该技术已得到应用,但人们对活性剂增加熔深的机理仍然不清楚,存在很大争议<sup>[1-2]</sup>。其中最有代表性的是 SIMONIK<sup>[3]</sup>提出的“电弧收缩理论”和 HEIPLE 等<sup>[4]</sup>提出的“表面张力梯度改变理论”。前者认为活性剂的加入引起电弧收缩,从而使熔深增加。后者认为在表面活性元素(如氧,硫等)作用下,表面张力梯度由负变正,形成窄而深的熔池形状。HEIPLE 等<sup>[4]</sup>认为氧对表面张力系数的影响小于硫,但是 AIDUN 等<sup>[5]</sup>的研究却得出相反的结论。赵玉珍等<sup>[6]</sup>模拟了微量元素氧质量分数变化对 TIG 焊熔池流场的影响。虽然人们对 A-TIG 焊活性剂增加熔深的机理进行了广泛的研究,但同时模拟活性剂中的氧质量分数和电弧收缩效应对熔池中液体流动方式的影响还未见报道。本文用 PHOENICS 3.4 软件模拟了活性剂中氧质量分数及电弧收缩等情况下熔池中的流体流动方式和温度场的变化,从数值模拟的角度阐述了不锈钢 A-TIG 焊活性剂增加熔深的机理。

## 1 数学模型及边界条件

### 1.1 控制方程

假设熔池内的流体为不可压牛顿流体;电弧压力忽略;除表面张力系数外,其余材料物性参数为常数;焊接电弧的热流密度分布及电流密度分布服从径向对称的高斯分布。基本模型如图 1 所示<sup>[7]</sup>。

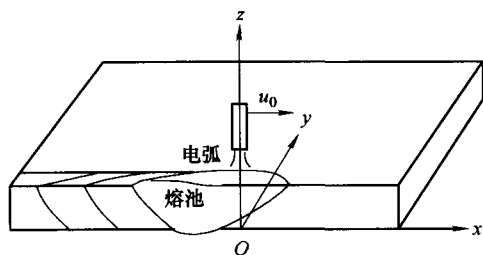


图 1 坐标系及求解区域

连续方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho u_0 u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w u)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial x} + S_x \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho u_0 v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w v)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial y} + S_y \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho u_0 w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v w)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w w)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial z} + S_z \end{aligned} \quad (4)$$

能量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w T) = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + S_H \end{aligned} \quad (5)$$

能量方程的源项  $S_H$  包括相变潜热和非稳态项、对流引起的相变潜热变化和移动热源引起的相变潜热变化<sup>[8]</sup>

$$S_H = -\rho L \left[ \frac{\partial f}{\partial t} + (u - u_0) \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} \right] \quad (6)$$

对于非等温相变,材料的相变存在糊状区,在糊状区中液相质量分数可以根据温度采用如下线性关系表示

$$f = \begin{cases} 0 & T < T_s \\ \frac{T - T_s}{T_L - T_s} & T_s \leq T \leq T_L \\ 1 & T > T_L \end{cases} \quad (7)$$

动量守恒方程中的源项包括 Darcy 项、电磁力项和浮力项<sup>[8]</sup>

$$S_x = A(u - u_0) + J \times B \quad (8)$$

$$S_y = A v + J \times B \quad (9)$$

$$S_z = A w + J \times B + \rho g \beta (T - T_m) \quad (10)$$

式中  $A = -C(1-f)^2/(f^3+q)$ , 其中  $C$  是一个大数,而  $q$  是一个为防止计算过程中发生被零除现象而添加的一个很小的数<sup>[8]</sup>。采用以上的源项处理方法,在固相区( $f=0$ ),动量方程将总是给出所期望的  $u=u_0, v=0, w=0$  的解;而在液相区( $f=1$ ),动量方程将化为普通的流体力学方程,于是固相与液相区可以统一进行求解。

### 1.2 边界条件

#### 1.2.1 上表面

(1) 热边界条件。热流密度分布服从高斯分布,热损失为对流和辐射散热

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{3\eta UI}{\pi \sigma_q^2} \exp \left( -3 \frac{x^2 + y^2}{\sigma_q^2} \right) - \\ h_c (T - T_{amb}) - \epsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \end{aligned} \quad (11)$$

(2) 表面张力。在熔池自由表面上,热表面张力与切应力相平衡

$$-\mu \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (12)$$

$$-\mu \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (13)$$

表面张力  $\gamma$  是温度  $T$  和氧元素质量分数  $a_i$  的函数<sup>[9]</sup>

$$\gamma(T) = \gamma_m - A(T - T_m) - RT \Gamma_s \ln(1 + K_{\text{seg}} a_i) \quad (14)$$

$$K_{\text{seg}} = k_1 \exp\left(\frac{-\Delta H^0}{RT}\right) \quad (15)$$

对式(14)求导,则表面张力温度系数  $\partial \gamma / \partial T$  为

$$\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -A - RT \Gamma_s \ln(1 + K_{\text{seg}} a_i) - \frac{K_{\text{seg}} a_i}{(1 + K_{\text{seg}} a_i)} \frac{\Gamma_s (\Delta H^0)}{T} \quad (16)$$

### 1.2.2 侧表面和下表面的热边界条件

侧表面和下表面的热边界条件取为工件与环境间的对流与辐射传热条件。

### 1.2.3 $y$ 方向中心对称面的热和流动边界条件

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad v = 0$$

## 2 模拟方法

在 PHOENICS 前处理系统中建立移动热源焊接过程的物理模型, 计算材料为 SUS304 不锈钢。计算选用的焊接参数: 焊接电流 160 A, 电弧电压 14 V, 焊接速度 2 mm/s。计算区域为 150 mm × 40 mm × 10 mm。采用非均分网格, 网格数为 300 × 40 × 20, 在  $x, y$  方向上近热源处压缩率取 1.5。首先, 在控制方程中确定源项, 在 Q1 文件中规定边界条件和源项的位置、变量类型及数值等。其次, 在 GROUND 中编制用户子程序, 通过 EARTH 调用子程序, 进行温度场、速度场的求解。试件中氧元素的质量分数由 EMGA-622W 定氧仪测定。

## 3 模拟结果与讨论

### 3.1 无活性剂时的模拟结果

熔池中金属液态的流动方式是电磁力、浮力和表面张力共同作用的结果, 流动方式最终决定焊缝形状。不使用活性剂时, 焊缝中的氧的质量分数测定为  $32 \times 10^{-6}$ <sup>[10]</sup>。图 2 是计算所得的温度场和流

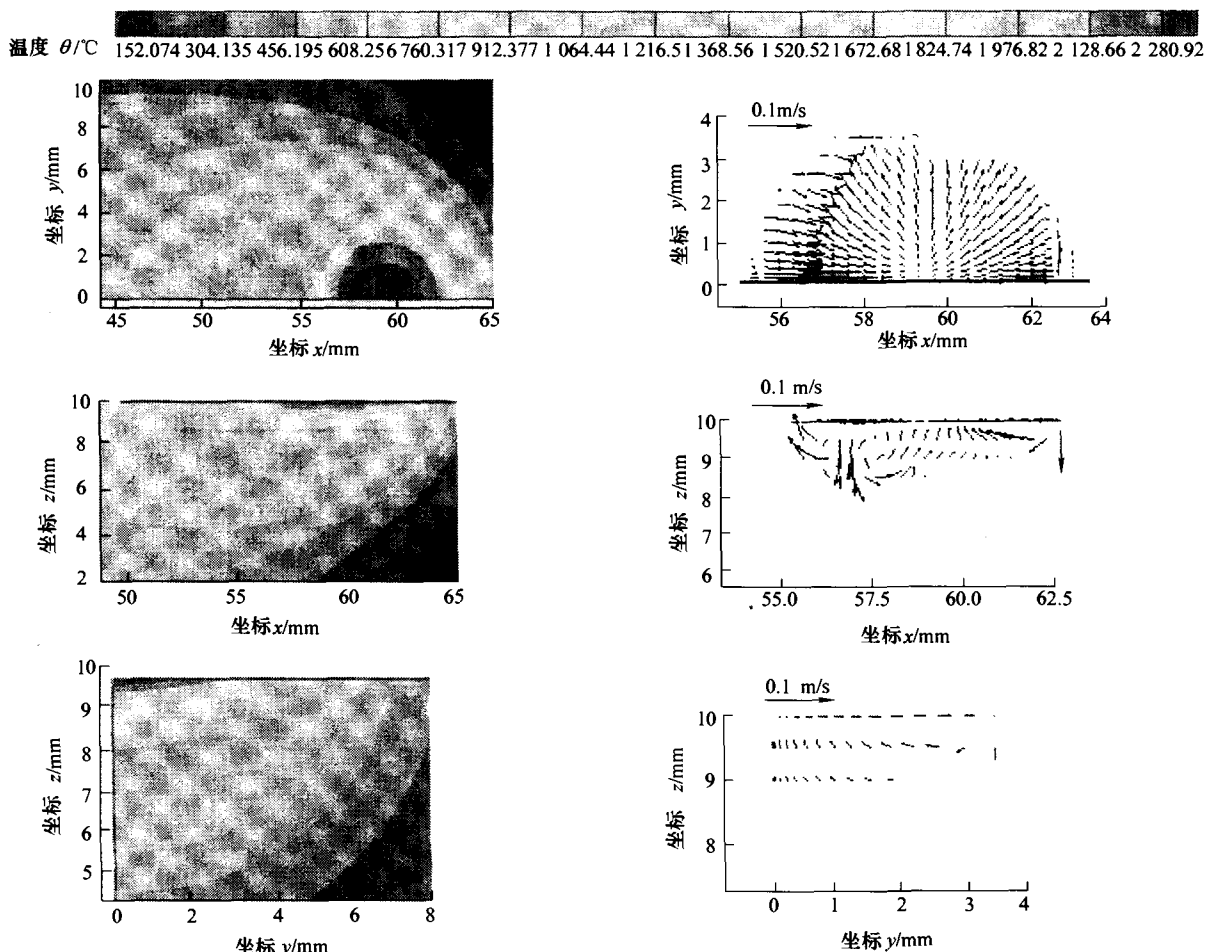


图2 无活性剂时的速度场和温度场

场。由于焊接速度的影响,  $xy$  面的等温线呈椭圆形, 形成椭圆形的熔池形状。在移动热源的前方等温线密集, 温度梯度较大, 热源后方的等温线稀疏, 温度梯度较小。在椭圆形熔池的前部大部分区域(大约占熔池的  $3/4$ ) 温度较高, 此处的表面张力系数为负, 即在温度高的中心区域表面张力小, 而远离中心的区域温度逐渐降低, 表面张力逐渐增大, 驱使表面液态金属从熔池中心流向边缘, 引起向外的两个涡流, 方向相反。在椭圆形熔池后部的小部分区域(大约占熔池的  $1/4$ ) 的温度分布区间, 正好落在 Fe-O 系统中表面张力系数由负变正的温度区间, 此处的表面张力系数为正, 即靠近中心区域的温度高, 表面张力大, 而熔池边缘温度低, 表面张力小, 驱使表面液态金属从熔池边缘流向中心, 引起向内的涡流, 该涡流的强度明显大于方向向外的涡流, 两股方向相反的涡流在熔池后方大约四分之一处相遇, 而后改变方向汇合在一起, 流向熔池底部, 形成对该部位的冲击, 并将热量传给基体, 从而加速了该部位的熔化, 使得熔池后方的深度达到最大。该现象与 DONG 等<sup>[11]</sup>使用 X 射线观察到的情况一致。这种熔池流体流动方式形成的焊缝形状宽而浅。图 3 所示为实际焊接结果和计算结果的比较, 可见计算结果与实际焊接结果吻合良好。

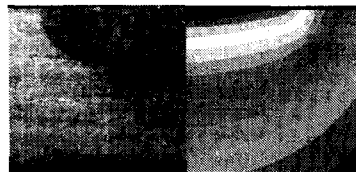


图 3 无活性剂时的实际焊接结果和计算结果对比

### 3.2 有活性剂时的模拟结果

不锈钢 A-TIG 焊多组元活性剂 FS12 由  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $\text{Fe}_2\text{O}_3$ 、 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{Cr}_2\text{O}_3$ 、 $\text{TiO}_2$ 、 $\text{MnO}$  和  $\text{B}_2\text{O}_3$  组成, 全部为氧化物, 该活性剂可使不锈钢 TIG 焊的熔深增加 2 倍<sup>[12]</sup>。活性剂在电弧作用下发生分解, 以氧原子的形式进入熔池, 它会偏聚于熔池表面, 使表面张力降低。随着熔池表面温度的变化, 偏聚于表面的氧原子会发生扩散或者进一步偏聚, 表面张力也会随之变化。当氧原子的扩散速度与其偏聚吸附速度相等时, 达到平衡。此时, 氧元素的质量分数影响  $\partial\gamma/\partial T$  的正负号, 而表面张力对熔池流体流动的影响是通过  $\partial\gamma/\partial T$  引入的。当氧元素的质量分数达到一定值时  $\partial\gamma/\partial T$  的符号由负变正<sup>[12]</sup>, 表面张力随温度的升高而升高。使用不锈钢 A-TIG 焊多组元活性剂后, 焊缝中的氧质量分数由 EMGA-622W 定氧仪测定为  $160 \times 10^{-6}$ 。

图 4 是有活性剂时计算所得的速度场和温度场

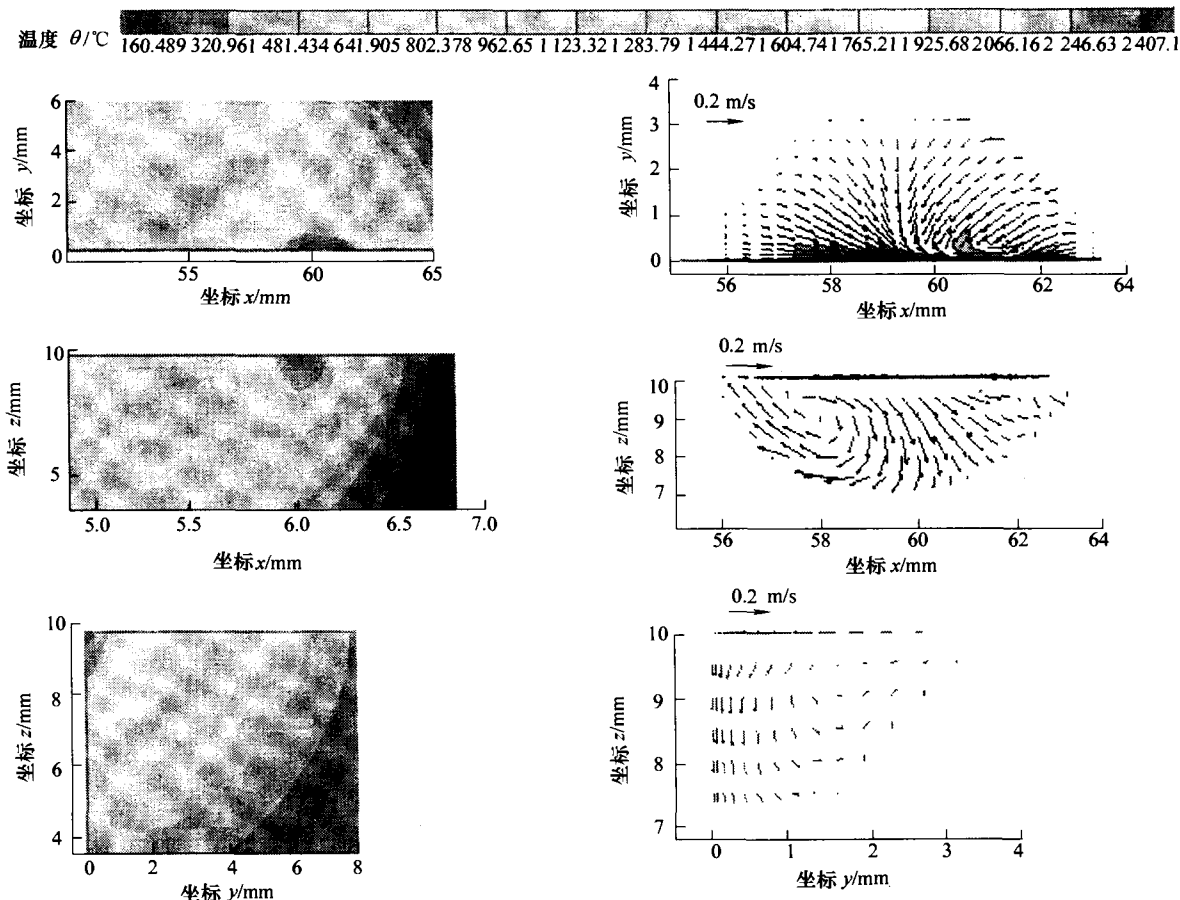


图 4 有活性剂时的速度场和温度场

场。与无活性剂时相似,由于焊接速度的影响, $xy$ 面的等温线呈椭圆形,形成椭圆形的熔池形状。在移动热源的前方等温线密集,温度梯度较大,热源后方的等温线稀疏,温度梯度较小。值得注意的是,由于氧质量分数的影响, $xy$ 面的温度场发生畸变,高温区向中心压缩,熔池中的表面张力温度系数几乎全部变为正,只有在熔池中心很小的范围内依然存在负的表面张力温度系数。在正的表面张力温度系数作用下,熔池表面上靠近固液界面处的表面张力最小,而熔池中心部位表面张力最大,驱使表面液态金属从熔池边缘流向中心,引起向内的两个涡流,方向相反。向内的涡流使得高温区向中心压缩。两股涡流在熔池上表面中心相遇,改变方向后合在一起,流向熔池中心底部,形成对该部位的冲击,并将热量传给基体,从而加速了该部位的熔化,大大增加了熔池深度。熔池表面向内流的流体使得熔宽变窄。在熔池中心负的表面张力温度系数作用下,熔池中心的流体依然向外流动,带动向下流动的涡流向前移动,熔池最深的位置也向前移动。该现象与 DONG 等<sup>[11]</sup>使用 X 射线观察到的情况一致。这种熔池流体流动方式形成的焊缝形状深而窄,熔池的最高温度比无活性剂时升高了  $339\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,流场流速增加了 1 倍,熔宽减少了  $2\text{ mm}$ ,熔深增加了 1 倍。图 5 所示为实际焊接结果和计算结果的比较,由图 5 可见计算结果与实际焊接结果吻合良好。



图 5 有活性剂时的实际焊接结果与计算结果对比

A-TIG 焊中,通常认为电弧收缩也是熔深增加的一个原因。有活性剂时,分解产生的负离子使电弧阳极区被压缩,在熔池表面可以看到压缩的阳极斑点<sup>[13]</sup>,导致阳极的电流密度升高。电流密度与洛伦兹力有关,当电流密度增加时洛伦兹力增加。洛伦兹力使熔池流体流动向内流,洛伦兹力增加则向内流的流体流动加强,焊缝熔深增加。另外,由于高熔点活性剂涂层物质的存在减少了电弧的导电面积,使得电弧收缩<sup>[14]</sup>。电弧收缩对焊缝熔深增加的影响可以通过改变高斯热源的电弧热流分布参数 $\sigma_q$ 和电磁力项中的电流密度的大小来实现。

根据 A-TIG 焊时电弧形态的变化,将高斯热源的电弧分布参数 $\sigma_q$ 由  $0.005$  改为  $0.004$ ,温度比无活性剂时升高了  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,流场流速略有增加,熔宽减少  $1\text{ mm}$ ,熔深基本没有变化。此时,负的表面张力温度系数依然占据主导地位,熔池表面的大部分流

体从中心流向边缘。熔池后方温度较低的区域出现正的表面张力温度系数,形成向内的流体流动,与向外的流体流动在熔池后方相遇,冲向熔池的底部。但是这两个涡流的强度较小,熔深并没有改变。将洛伦兹力公式中的电流密度由  $0.005$  改为  $0.004$ ,温度和流场流速几乎没有变化,熔宽、熔深也基本没有变化。也就是说,洛伦兹力的变化对温度场、流场的影响很小,几乎可以忽略不计<sup>[13]</sup>。

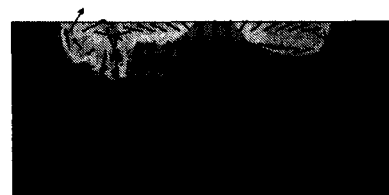
当焊接电弧从无活性剂区到有活性剂区时,焊接电压突然升高。使用不锈钢活性剂时,电弧电压升高了  $1.5\text{ V}$ 。电压升高,则输入工件的热量增加,导致熔深增加<sup>[13]</sup>。电弧电压升高了  $1.5\text{ V}$  时的计算结果和无活性剂的计算结果对比发现,温度比无活性剂时升高了  $75\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,流场流速略有增加,熔宽、熔深基本没有变化。弧压升高,焊接热输入增加,但此时表面张力温度系数会更小。因此,在上述条件综合作用下,熔深并没有增加<sup>[13]</sup>。

以上的计算结果与无活性剂时非常接近,故不再显示计算图片。详细计算结果参见文献[13]。

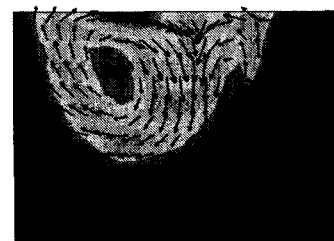
### 3.3 讨论

对比有无活性剂时温度场的计算结果(图 2、4),发现无活性剂时,最高温度分布于焊缝的表面,深度很浅。有活性剂时,最高温度的等温线深入焊缝,宽度变窄。这是由于两个反向涡流的汇合流动方式使此处的等温线下移,将更多的热量带入熔池底部,加速了熔池底部金属的熔化。

对比有无活性剂时流场的计算结果,如图 6 所示,可见无活性剂时,最大速度分布于焊缝表面靠近熔池的边缘;有活性剂时,最大速度的分布深入焊缝中心,高速流动的液体金属直接冲刷熔池底部,进一步加速了熔池底部金属的熔化。实际焊接结果中焊缝底部的尖端形状即是有力的证明。



(a) 无活性剂



(b) 有活性剂

图 6 流场计算结果对比(焊接方向→)

## 4 结论

(1) 有无活性剂时的熔池形状的数值模拟结果与试验结果吻合良好,说明本文采用的数学物理模型是正确的。

(2) 无活性剂时,熔池中的氧元素含量较低,负的表面张力温度系数 $\partial\gamma/\partial T$ 占主导地位,在熔池中心引起向外的两个涡流;在熔池后方的低温区,表面张力由负变正,形成两个方向相反的涡流,加速了该部位的熔化,造成 $xz$ 面熔池中心与电弧中心不重合。形成宽而浅的熔池形状。

(3) 有活性剂时,在活性剂中氧元素作用下,正的表面张力系数 $\partial\gamma/\partial T$ 占主导地位,在熔池中心引起向内的两个涡流,流向熔池中心底部,将热量传给基体,加速了该部位的熔化,大大增加了熔池深度。熔池表面向内流的流体使得熔宽变窄。表面张力温度系数的改变是不锈钢A-TIG焊熔深增加的主要原因。

(4) 电弧收缩影响熔宽,对熔深增加影响较小。

(5) 电弧电压升高,熔池表面温度增加,但是熔深增加不明显。

## 参 考 文 献

- [1] HOWSE D S, LUCAS W. Investigation into arc constriction by active fluxes for tungsten inert gas welding[J]. Science and Technology of Welding and Joining, 2000, 15(3): 189-193.
- [2] 杨春利, 牛尾诚夫, 田中学. TIG 焊熔池表面张力的测定及表面活性剂的影响[J]. 机械工程学报, 2000, 36(10): 59-63.  
YANG Chunli, USHIO Masao, TANAKA Manabu. Detection of surface tension and effect of surface active flux in TIG welding [J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2000, 36(10): 59-63.
- [3] SIMONIK A G. The effect of contraction of the arc discharge upon the introduction of electronegative elements[J]. Svar. Proiz., 1976 (3): 68-71.
- [4] HEIPLE C R, ROPER J R. Surface active element effects on the shape of GTA, laser and electron beam welds[J]. Welding Research Supplement, 1983(3): 72-77.
- [5] AIDUN D K, MARTIN S A. Effect of Sulfur and oxygen on weld penetration of high-purity austenitic stainless steels[J]. Mater. Eng. and Performance, 1997, 6(4): 496-506.
- [6] 赵玉珍, 雷永平, 史耀武. 表面活性元素硫对焊接熔池流动方式和深宽比的影响[J]. 机械工程学报, 2004, 40(9): 138-143.  
ZHAO Yuzhen, LEI Yongping, SHI Yaowu. Effects of surface-active elements sulfur on flow patterns and depth/width ratio of welding pool [J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2004, 40(9): 138-143.
- [7] ZHANG R H, FAN D. Numerical simulation of effects of activating flux on flow patterns and weld penetration in ATIG welding[J]. Science and Technology of Welding and Joining, 2007, 12(1): 15-23.
- [8] WANG Y, SHI Q, TSAI H L. Modeling of the effects of surface-active elements on flow pattern and weld penetration[J]. Metallurgical and Materials Transactions B, 2001, 32(2): 145-161.
- [9] SAHOO P, DEBROY T. Surface tension of binary metal-surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy[J]. Metall. Trans., 1987, 19B(6): 483-491.
- [10] 张瑞华, 樊丁, 余淑荣. 低碳钢 A-TIG 焊的活性剂研制[J]. 焊接学报, 2003, 24(2): 16-18.  
ZHANG Ruihua, FAN Ding, YU Shurong. Study activating flux for mild steel [J]. Transactions of the China Welding Institution, 2003, 24(2): 16-18.
- [11] DONG C, KATAYAMA S. Basic understanding of A-TIG welding process[C]//The 57th Annual Assembly of the International Institute of Welding, Osaka, 2004: 371-382.
- [12] 张瑞华, 樊丁. 活性电子束焊接法研究[J]. 机械工程学报, 2004, 40(2): 132-135.  
ZHANG Ruihua, FAN Ding. Activating electron beam welding[J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2004, 40(2): 132-135.
- [13] 张瑞华. 活性焊接法及熔深增加机理的数值模拟研究[D]. 兰州: 兰州理工大学, 2005.  
ZHANG Ruihua. Study of activating welding and numerical simulation of mechanism of weld penetration increased by flux[D]. Lanzhou: Lanzhou University of Technology, 2005.
- [14] ZHANG R H, FAN D, KATAYAMA S. Electron beam welding with activating flux[J]. Transactions of JWRI, 2006, 35(1): 19-22.

作者简介: 张瑞华, 男, 1970 年出生, 博士。主要研究方向为活性焊接法及数值模拟。

E-mail: zrh@lut.cn