

纵向磁场下 GTAW 电弧传热与流动数值模拟

刘政军, 李宇航, 苏允海
(沈阳工业大学, 沈阳 110870)

摘要: 针对外加纵向磁场 (LMF) 下的焊接电弧的传热与流动特性, 建立基于磁流体动力学的二维轴对称数学模型, 将流体动力学理论与麦克斯韦方程组进行耦合对电弧的温度场、电势场、电弧压力以及电流密度等进行求解, 又分别对磁感应强度为 0 与 0.06 T 下的阳极热进行定量分析与对比。结果表明, 外加 LMF 驱动带电粒子旋转并使电弧扩张, 其中心出现负压并形成反重力流将阳极热汇聚于阴极附近, 同时电弧因高速旋转增大热对流损失, 降低焊接热效率。当磁感应强度为 0.06 T 时, 阳极表面的电流密度、热流密度以及电弧压力等由中心分布转化为双峰分布模式。

关键词: 纵向磁场; 电弧等离子体; 反重力流; 数值模拟

中图分类号: TG 444 文献标识码: A doi: 10.12073/j.hjxb.2019400138

0 序 言

磁场控制技术作为向传统制造工艺引入外能作用的一种控制手段被广泛认知, 并应用于喷涂、铸造以及焊接等诸多领域。其中, 电磁焊接技术通过在传统焊接工艺中附加磁场控制可以实现成形优良的焊缝并使其拥有更高的力学性能, 从而具有广泛的实践背景。

根据很多学者的研究, 外加磁场 (EMF) 可根据其对电弧或熔池的作用方向分为横向和纵向两种, 纵向磁场 (LMF) 又称为同轴磁场, 其不仅可以改变电弧的运动状态从而影响对熔池的传热过程, 还会对熔融金属进行电磁搅拌从而改善焊缝形貌, 同时可以细化焊缝一次结晶组织、减小偏析、提高接头质量, 起到了至关重要的作用^[1]。虽然目前已取得很大进展, 但是对于电弧和熔池的研究依然存在很多挑战。由于电弧自身具有大温度梯度和高流速的特点, 对其各种物理特性 (例如电弧温度场、不同参数下的等离子体流速以及阳极表面的热量传递) 的直接测量缺乏准确率甚至几乎难以实现。因此, 近几十年, 许多学者开拓了对电弧与熔池的研究视野, 采用数值模拟手段来重现其细节并揭露其物理本质。Tanaka 等人^[2]对熔池熔深的形成机理进行阐

述并成功地建立了统一模型, 同时也对电弧与熔池交互作用中的能量平衡进行定量预测, 并证明其可行。Luo 等人^[3]对 LMF-TIG 复合电弧的机理进行了研究, 分别预测了 200 和 300 A 的电流下 LMF-TIG 复合电弧的温度分布、流速分布以及压力分布, 并得出纵向磁场下电弧中心会出现涡流。对于这点, Yin 和 Chen 等人^[4-5]也得到了相似的结果, 并推测涡流也许来源于沿电弧轴线分布的负压, 其大小会随着磁场强度和电流的变化而变化。于是模拟了整个计算区域的压力分布, 预测出了涡流出现的临界外加磁场强度, 并通过试验验证阳极表面的电弧压力, 最终证实了模拟结果。

文中致力于研究外加纵向磁场下 SUS304 不锈钢 GTAW 焊接过程中的电弧行为, 并加入流体动力学理论和麦克斯韦方程组来预测电弧温度、电弧电势、电流密度以及轴向与径向的电弧压力的分布。此外, 考虑了电弧-熔池边界层来获得电弧与熔池之间的热流传递。基于数值模拟过程, 系统地分析并讨论了纵向磁场对电弧行为以及焊接热效率的影响。

1 数学模型

1.1 基本假设

- (1) 电弧属于光学薄膜介质且处于局部热力学平衡状态, 即质量大的粒子与电子的温度几乎一致^[6]。
- (2) 假定等离子体流动状态为层流。

- (3) 忽略电弧粘性效应导致的热损失和重力影响.
(4) 计算区域分布不可压缩的纯氩气, 其各物理性质为温度的函数.
(5) 忽略阳极的蒸发热损失以及其对电弧行为造成的影响.

1.2 控制方程

质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (1)$$

轴向动量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = \\ - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + j_r B_\theta \end{aligned} \quad (2)$$

径向动量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = - \frac{\partial P}{\partial r} + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{\partial v_r}{r^2} - j_z B_\theta \end{aligned} \quad (3)$$

能量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma} + \frac{5 \kappa_b}{2 e} \left(\frac{j_z}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{j_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - S_R \end{aligned} \quad (4)$$

最后三项分别为焦耳热、电子漂移传输焓和辐射热损失.

电流连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial z} (j_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\nabla \cdot (r j_r)) = 0 \quad (5)$$

由欧姆定律获得的轴向与径向电流

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}, j_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (6)$$

磁感应强度可以由磁矢势方程推导求得

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{A} = -\mu_0 j, \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (7)$$

因此, 可以推断切向磁感应强度为

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \quad (8)$$

式中: \mathbf{A} 为磁矢势; A_r, A_z 分别为磁矢势的轴向与径向分量; \mathbf{B} 为磁感应矢量; B_θ 为切向磁感应强度; C_p 为定压比热; h 为总热焓; j 为电流密度; k_b 为玻尔兹曼常数; r, z 分别为径向与轴向坐标; S_R 为表面热辐射损失; T 为温度; σ 为电导率; φ 为电势; μ_0 为真空磁导率.

1.3 边界条件

在阴极与阳极表面存在具有几个平均自由程长度的电极鞘层, 由于其内部存在电子-离子和电

子-中性分子之间的碰撞, 因此为非局部热力学平衡状态. 近期很多学者建立的模型将边界层列入其中, 因为其对焊接电弧与熔池的传质与传热过程的影响意义重大, 因此, 对通过电极的能量流的计算显得尤为重要.

1.3.1 阴极边界层

在电弧-阴极边界层中, 电子通过热发射和少量的场致发射由阴极向阳极运动, 使阴极温度降低, 并存在少量辐射热损失, 与之同时, 氩气经过电离产生的阳离子作为阴极表面热流的一部分对阴极加热. 因此, 阴极的附加能量流为

$$H_{cathode} = -|j_e|\phi_c - \varepsilon\alpha T^4 + |j_i|V_i \quad (9)$$

式中: $H_{cathode}$ 为阴极附加能量源项; j_e 为电子流密度; j_i 为阳离子流密度; ϕ_c 为钨极的功函数; α 为史蒂夫-玻尔兹曼常数; ε 为辐射率; V_i 氩气的电离能.

根据 Pan 等人^[7] 的假设, 由于阴极表面的热发射产生的最大电流密度要低于 Dushmann 电流密度^[8], 即

$$|j_{Du}| = AT^2 \exp\left(\frac{e\phi_c}{k_b T}\right) \quad (10)$$

式中: j_{Du} 为 Dushmann 电流密度; A 为 Dushmann 常数.

1.3.2 阳极边界层

由电子发射产生的电子热会传递到阳极边界层, 同时也有来自等离子体的传导热, 其会加速阳极熔化从而增大熔深. 此外, 阳极边界层也存在少量的热量以辐射的形式损耗到周围介质. 基于这点, Tanaka 等人^[2] 提出了一种能量流项可以更加准确地描述阳极表面的能量交换过程. 其中的两个附加项, 即阳极压降热和进入阳极的电子热焓, 前一项对比于真实的热输入要更高, 而且已经包含于公式 (4), 因此不应该出现在阳极能量流中. 第二项仅在小电流和非热力学稳态中有效, 不适用于文中假设的 150 A, 因此, 阳极的附加能量流为

$$H_{anode} = -|j|\phi_a + \kappa(T_{e,a} - T_a)/\delta - \varepsilon\alpha T_a^4 \quad (11)$$

式中: H_{anode} 为阳极附加能量源项; ϕ_a 为阳极功函数; κ 为热导率; $T_{e,a}$ 为阳极表面边界层温度; T_a 为阳极温度; δ 为边界层厚度.

1.4 计算区域

要计算区域内的所有微分方程, 就需要确定边界初始值. 文中模拟工作的计算区域如图 1 所示; 用字母标记区域边界并通过直线分隔开. 计算区域包括钨极区域 (ABJI) 和电弧区域 (BCDEHIJ). AB 为电极区域, 此次焊接电流为 150 A, 在其表面

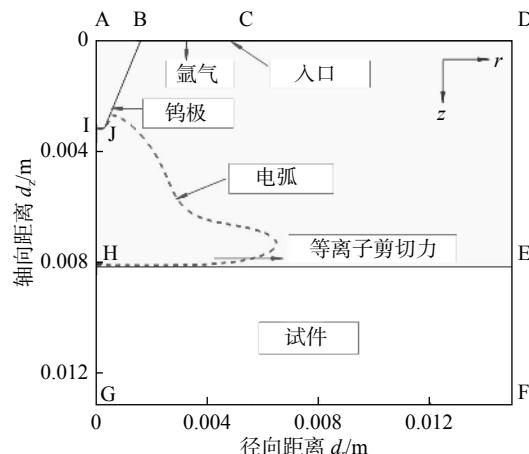


图 1 求解域与边界条件示意图

Fig. 1 Schematic of calculation domain and boundary condition

垂直施加电流密度. BC 为气体入口, 在此输入对应

于 15 L/min 氩气流量的速度分布, DC 为气体出口, AIH 为轴对称边界. 该模型的边界条件见表 1.

1.5 数值方法

计算模型由 CDF 软件 FLUENT 求解, 其中的偏微分方程(1)~(9)由有限元法离散化后通过数值方式迭代. 将附加的能量、动量和边界条件源项编译成用户自定义函数. 其中一些特殊的物理量, 例如电压、电流以及热流都归为标量方程. 根据已发表文献中的数据^[9-10], 阴极、等离子体以及阳极的各个物理特性都符合温度线性分段函数关系. 为了提高精度并适应压力和速度耦合计算, 通过 SIMPLE 算法和二级迎风格式对守恒方程进行求解^[6]. 能量方程的收敛原则为残差达到 10^{-6} , 其它方程(例如动量, 标量等)则为 10^{-3} .

表 1 边界条件

Table 1 Boundary conditions

参数	AB	BC	CD	DF	FG	GA
v_z	—	u_{gas}	$\partial v_z / \partial z$	$v_z = 0$	0	$v_z = 0$
v_r	—	$v_r = 0$	$v_r = 0$	$\partial v_z / \partial z$	0	$v_r = 0$
T	$T = T_0$	$T = T_0$	$T = T_0$	$T = T_0$	$T = T_0$	$T = T_0$
φ	$j \cdot n$	$\partial \varphi / \partial z = 0$	$\partial \varphi / \partial z = 0$	$\partial \varphi / \partial z = 0$	$\varphi = 0$	$\varphi = 0$

2 结果与讨论

2.1 温度场与流场

图 2 为电流 150 A 的常规电弧的温度轮廓, 与 Tanaka 等人^[2]的计算结果相近. 文中计算的电弧最高温度为 17 057 K, 位于钨极下方 0.5 mm 处, 比 Tanaka 计算的 17 000 K 略高. 钨极尖端的最高温度为 3 769 K, 与 Zhou 等人^[11]测量的数据基本相符(图 3).

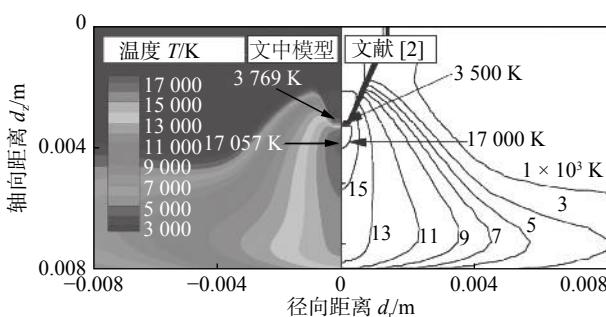


图 2 常规电弧温度场对比

Fig. 2 Comparison of temperature for conventional

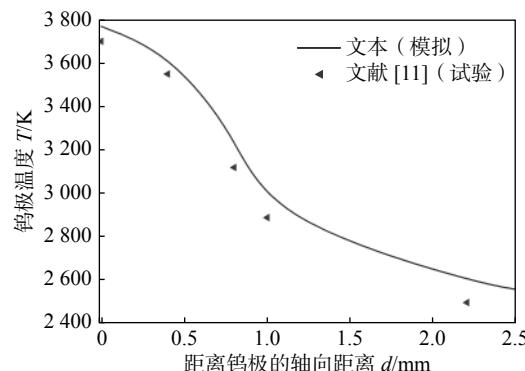


图 3 钨极温度的模拟与试验结果对比

Fig. 3 Comparison of theoretical result in tungsten temperature with experimental results

图 4 为代表电弧等离子体在外加磁场强度 0 与 0.06 T 时的温度轮廓与流场. 可以看出, 施加外加磁场时, 电弧轮廓在阳极附近明显扩张, 最终形成与常规电弧相比更特殊的钟罩形. 在图 4a 中, 阴极下方沿着对称轴线约 2.5 mm 处的温度超过了 15 000 K, 在图 4b 中下降到约 11 000 K. 这说明向阳极传递的能量有向阴极下方约 0.6 mm 的区域

汇聚的趋势, 结果使电弧峰值温度上升, 阳极能量密度下降.

由图 4a 中的等离子体流场可知, 在无外加磁场时, 等离子体沿着对称轴线从阴极流向阳极, 并且在电弧中心达到最高速度 (218 m/s), 与很多研究者的计算结果一致^[2,4]. 从图 4b 可以看出, 当外加磁场为 0.06 T 时, 等离子流速有下降的趋势, 并出现了一种反常的电弧行为, 沿着电弧轴线处出现了一股向上的气流 (即反重力流) 与电弧边缘向下流动的等离子流发生交互作用, 在电弧轴线周围形成了两个长度分别为 0.4 和 2 mm 的逆时针旋转的涡流, 较小的流速为 59 m/s 位于钨极下方, 较大的为 37 m/s 位于阳极表面. 此时峰值流速位于涡流和向下流动的等离子流的交界处, 下降至 125 m/s. 峰值流速的分布位置与 Luo 和 Yin 等人^[3,4]求得的结果一致. 等离子流速的下降也许是由于外加磁场的加入带来的搅拌效应使粒子的运动方向发生了改变.

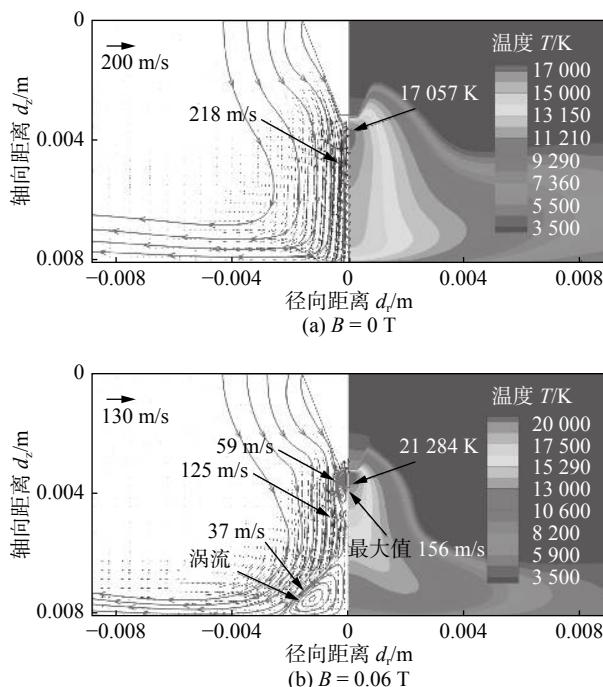


图 4 不同磁感应强度下的电弧温度场与流场

Fig. 4 Temperature and flow field of arc plasma under the different magnetic induction strength

2.2 电势场与电流密度

图 5 为电弧等离子体在外加磁场强度 0 与 0.06 T 的电势场与最大轴向电流密度. 如图 5a 所示, 自由电弧钨极尖端与阳极之间的电压降为 9.5 V, 与 Tanaka 等人^[2]计算的 10.4 V 比较接近. 由于等离子体与钨极的电导率相差很大, 使钨极鞘层附近的电势分布十分密集. 当施加纵向磁场时, 如图 5b

所示, 由于带电粒子旋转导致电弧长度增加, 因而增大了电压降至 11.9 V. 与之同时, 流场流动模式也开始转变 (图 4b). 图 5a, b 也同样展示了有、无外加磁场下电弧的轴向电流密度和电流迹线, 随着外加磁场的引入, 最大轴向电流密度也随之上升, 由 0 T 的 $2.3 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ 上升到 0.06 T 的 $3.1 \times 10^7 \text{ A/m}^2$. 图中的电流迹线方向由阳极指向阴极. 其轮廓也近似钟罩形, 顶部略微收缩, 底部显著扩张. 为了进一步研究纵向磁场下的电弧特性并对以上“反重力流”和“涡流”等异常行为进行解释, 需要对电弧在外加磁场作用下的各个物理特性进行研究.

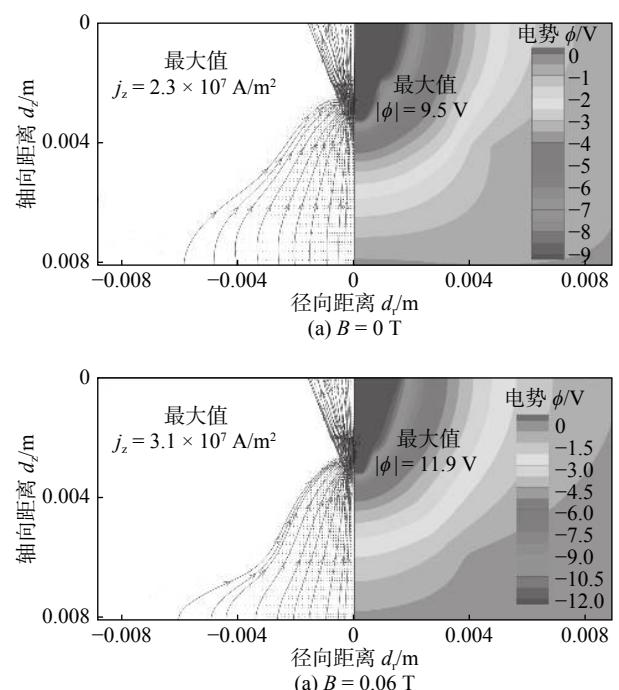


图 5 不同磁感应强度下的电流密度与电势分布

Fig. 5 Current density and potential distribution of arc plasma under the different magnetic induction strength

2.3 电弧等离子体的物理特性

电弧物理特性如图 6 所示. 图 6a 展示了纵向磁场强度为 0 与 0.06 T 的阳极电流密度分布, 随着磁感应强度的增加, 阳极表面的最大电流密度下降, 而且其峰值由从电弧中心向边缘偏转的趋势, 导致对称轴位置出现较低值, 由于电子运动轨道的扩大使得更多的带电粒子分布偏离电弧中心, 并轻微扩大了分布半径. 文中计算的自由电弧的最大轴向电流密度与 Tanaka 等人^[2]的计算结果一致.

图 6b 为不同纵向磁场强度 (0 与 0.06 T) 的等离子流剪切力分布, 结合对电弧温度的分析可

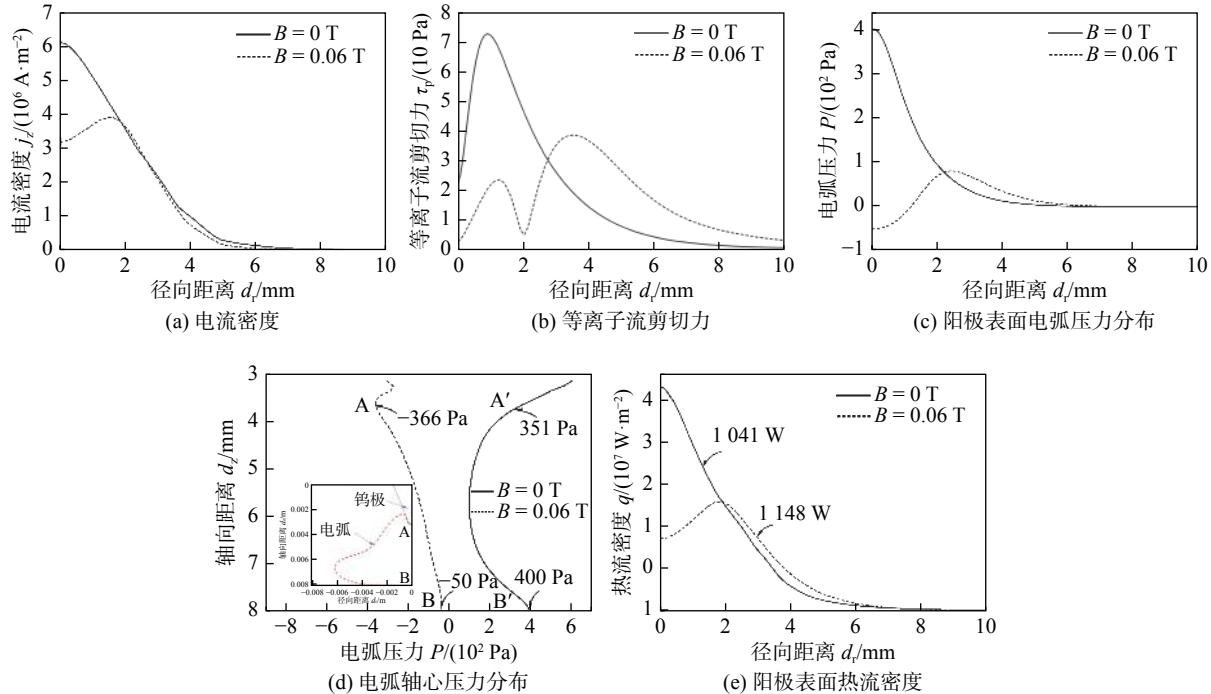


图 6 不同磁感应强度下的电弧物理特性

Fig. 6 Physical properties of arc plasma under the different magnetic induction strength

以更好地理解切应力的分布状况。无外加纵向磁场时, 等离子流剪切力先增大达到最大值 73 N/m^2 后随着径向距离的增加而降低。当施加纵向磁场时, (即 $B = 0.06 \text{ T}$ 时), 沿电弧径向距离出现了双峰分布模式, 第一个小峰的出现归因于阳极表面的涡流(图 4b), 双峰的低谷处恰好是涡流和向下的等离子流的交汇处, 然而此处的正应力(即电弧压力)即将达到最大值(图 6c)。

不同强度的纵向磁场(0 与 0.06 T)下对阳极表面的电弧压力分布的影响如图 6c 所示。当无外加磁场时, 电弧电压随着径向距离的增加而降低, 当磁感应强度为 0.06 T 时, 电弧中心出现了负压并随着径向距离的增加而增大, 在 1.1 mm 处达到了正值, 在 2.2 mm 附近达到了最大值。负压的出现也许是电弧中心出现反重力流并导致涡流出现的成因, 因此有必要对电弧弧柱内部的压力进行研究。

图 6d 展示了自由电弧与磁场强度为 0.06 T 下电弧的轴向压力分布对比, 沿着对称轴将阴极和阳极附近的区域分别标记为 A 和 B。在自由电弧中(即 $B = 0 \text{ T}$), 等离子流沿着对称轴从阴极流向阳极, 说明沿着轴线分布的平均压力梯度为负。轴向压力从阴极尖端的 600 Pa 经过 A(351 Pa) 最后到阳极表面(400 Pa), 始终是正值, 导致负的平均压力梯度, 即 $\partial P / \partial z < 0$, 电弧压力在整个轴向的分布特征

与 Tanaka 等人^[12] 得到的结果大致相符。然而施加纵向磁场时(即 $B = 0.06 \text{ T}$), 电弧压力分布出现较大转变, 其值沿着对称轴线由正值变成了负值, 反重力流从 B(-50 Pa) 流向 A(-366 Pa), 形成正平均压力梯度, 即 $\partial P / \partial z > 0$ 。以上对纵向磁场下电弧的压力分布模式的分析与 Luo 等人^[3] 的研究结果一致。

图 6e 为纵向磁场强度在 0 与 0.06 T 下的阳极热流密度分布, 与电流密度的分布类似, 最大热流也有由中心向边缘移动的趋势, 且随磁场强度的增加降低, 导致了更大面积的受热半径, 结果形成宽而浅的焊缝。因此, 纵向磁场的增加会扩张阳极表面的能量分布范围, 同时也会有大量热量通过对流损失到周围介质中。通过对阳极热流密度进行积分, 并与总热输入作商, 即

$$Q_{\text{total}} = \int q_{\text{total}} ds \quad (12)$$

$$\eta = Q_{\text{total}} / UI \quad (13)$$

由式(12), 式(13)可以得出无外加磁场下的热流总量为 1041 W , 与 Tanaka 等人^[2] 的计算结果一致, 焊接热效率为 73.1% ; 外加磁感应强度为 0.06 T 时的热流总量为 1148 W , 热效率为 64.3% , 其热流量略高于自由电弧, 但热效率较低。主要原因是电弧在纵向磁场下高速旋转从而扩大了导热半径, 增加了对阳极的传导面积, 在增加阳极热输入的同时

也增大了热对流损失。根据最小电压原理, 当电弧受到热损失时会通过增大总热输入来维持其初始状态, 因此电压增大(图 5b), 所以焊接热输入增大, 但由于存在大量的热对流损失使其焊接热效率仍然很低, 且低于自由电弧。

3 结 论

(1) 外加纵向磁场使电弧扩张, 因离心力的作用产生负压形成反重力流将阳极的热量汇聚于阴极附近, 使电弧温度升高, 阳极附近出现低温区。

(2) 当磁感应强度为 0.06 T 时, 电弧内部出现涡流, 阳极表面的电流密度、热流密度以及电弧压カ等由近似高斯分布向双峰分布转变。

(3) 施加纵向磁场后电弧因旋转扩张向周围介质损失热量, 是造成热效率降低的本质原因。

参考文献:

- [1] 罗键, 贾昌申, 王雅生, 等. 外加纵向磁场 GTAW 焊接机理 I. 电弧特性 [J]. *金属学报*, 2001, 37(2): 212–216.
Luo Jian, Jia Changshen, Wang Yasheng, et al. Mechanism of the gas tungsten-arc welding in longitudinal magnetic field controlling-I. Property of the arc[J]. Acta Metallurgica Sinica, 2001, 37(2): 212–216.
- [2] Tanaka M, Terasaki H, Ushio M, et al. A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process[J]. *Metalurgical and Materials Transactions A*, 2001, 33(7): 2043–2052.
- [3] Luo Jian, Yao Zongxiang, Xue Keliang. Anti-gravity gradient unique arc behavior in the longitudinal electric magnetic field hybrid tungsten inert gas arc welding[J]. *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 2016, 84(1-4): 647–661.
- [4] Yin Xianqing, Gou Jianjun, Zhang Jianxun, et al. Numerical study of arc plasmas and weld pools for GTAW with applied axial magnetic[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2012, 45(28): 5203–5300.
- [5] Chen Tang, Zhang Xiaoming, Bing Bai, et al. Numerical study of DC argon arc with axial magnetic fields[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2015, 35(1): 61–74.
- [6] Lu Shanping, Dong Wenchao, Li Dianzhong, et al. Numerical study and comparisons of gas tungsten arc properties between argon and nitrogen[J]. *Computational Materials Science*, 2009, 45(2): 327–335.
- [7] Pan Jiajing, Yang Lijun, Hu Shengsun. Simulation and analysis of heat transfer and fluid flow characteristics of variable GTAW process based on a tungsten-arc-specimen couples model[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, 96: 346–352.
- [8] 安藤宏平. 焊接电弧现象 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1985.
- [9] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E. Thermal plasmas-fundamentals and applications[M]. New York: Springer, 1994.
- [10] Savas A, Ceyhun V. Finite element analysis of GTAW arc under different shielding gases[J]. *Computational Materials Science*, 2011, 51(1): 53–71.
- [11] Zhou X, Heberlein J. An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1998, 31(19): 2577–2590.
- [12] Tanaka M, Lowke J J. Predictions of weld pool profiles using plasma physics[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2007, 40(1): R1–R23.

第一作者简介: 刘政军, 男, 1962 年出生, 博士, 教授, 博士研究生导师。主要从事焊接冶金、特种焊接材料及表面强化方面的研究。发表论文 90 余篇。Email: liuzhengjun1962@163.com

[上接第 112 页]

- [9] Moreno B, Martin A, Lopez-Crespo P, et al. Estimations of fatigue life and variability under random loading in aluminum Al-2024T351 using strip yield models from NASGRO[J]. *International Journal of Fatigue*, 2016, 91: 414–422.
- [10] Aygül M, Al-Emrani M, Barsoum Z, et al. An investigation of distortion-induced fatigue cracking under variable amplitude loading using 3D crack propagation analysis[J]. *Engineering Failure Analysis*, 2014, 45(45): 151–163.

第一作者简介: 余茜, 男, 1994 年出生, 硕士研究生, 研究方向为焊接结构疲劳分析。发表论文 3 篇。Email: 13657118562@163.com

通信作者简介: 魏国前, 男, 教授。Email: weiguqian@wust.edu.cn