

doi: 10.11933/j.issn.1007-9289.20161208004

喷嘴结构对微等离子弧输出特性影响的数值仿真与验证

刘 佳, 戴 伟, 郑志镇, 李建军

(华中科技大学 材料成形与模具技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘 要: 通过数值模拟和试验研究相结合的方法, 在考虑微等离子喷枪喷嘴结构的条件下, 建立了大气压下脉冲放电微等离子弧的数值模型, 重点研究了喷嘴孔径、喷嘴工件距、阴极内缩量以及电流大小对微等离子弧的影响, 并通过光谱仪来表征微等离子弧作用的温度分布。结果表明: 喷嘴结构对微等离子弧的形成与稳定有重要影响: 在有效压缩距离点内, 喷嘴孔径的减小以及喷嘴工件距离的缩近才对工件温度的提高有显著影响; 一定范围内, 工件的温度随电流的增大而增大; 阴极内缩量对工件的温度影响不大。微等离子弧温度场的数值模拟结果与光谱仪测量结果基本一致, 验证了模型的可靠性。

关键词: 微等离子弧; 数值模拟; 喷嘴结构; 有效压缩距离

中图分类号: TG456.2

文献标志码: A

文章编号: 1007-9289(2017)03-0122-09

Numerical and Experimental Study of Micro-plasma Arc Behavior with Different Nozzle Structure

LIU Jia, DAI Wei, ZHENG Zhi-zhen, LI Jian-jun

(State Key Laboratory of Material Molding and Mold Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract: A finite element model of pulsed discharge micro-plasma arc (MPA) under atmospheric pressure was established based on combination of numerical simulation and experimental study. The influence of nozzle structure, diameter, nozzle distance, shrinkage of the cathode and the current size on the MPA were mainly discussed. The spectrometer was used to characterize the MPA temperature distribution. The results show that the nozzle structure has an important effect on the formation and stability of the MPA. In the effective compression distance, the nozzle diameter decreases and the nozzle distance from the workpiece has noticeable impact on the temperature increase of the workpiece. In a certain range, a larger current brings a higher workpiece temperature, while the cathode shrinkage has little effect on the workpiece temperature. The experimental results show that the numerical simulation results of MPA are in good agreement with spectrometer measurement.

Keywords: micro-plasma arc (MPA); numerical simulation; nozzle structure; effective compression distance

0 引 言

微等离子弧被广泛应用于现代金属材料表面处理中, 由于其弧柱挺直度高, 发生装置简易方便, 特别适用于薄板金属材料的焊接和表面改

性^[1-3]。微等离子弧的产生涉及到电场、磁场、传热场、流动场等多物理场的相互耦合, 影响微等离子弧特性的工艺参数众多, 采用实验方法很难阐明其物理本质^[4]。微等离子枪的喷嘴结构是影响

收稿日期: 2016-12-08; 修回日期: 2017-05-02

网络出版日期: 2017-05-11 15:40; 网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/11.3905.TG.20170511.1540.002.html>

通讯作者: 郑志镇(1970—), 男(汉), 副教授, 博士; 研究方向: 现代化模具精密成型和材料表面加工; **E-mail:** zzz@hust.edu.cn

基金项目: 国家科技重大专项(2012ZX04010-081)

Fund: Supported by National Science and Technology Major Project (2012ZX04010-081)

引文格式: 刘佳, 戴伟, 郑志镇, 等. 喷嘴结构对微等离子弧输出特性影响的数值仿真与验证[J]. 中国表面工程, 2017, 30(3): 122-130.

LIU J, DAI W, ZHENG Z Z, et al. Numerical and experimental study of micro-plasma arc behavior with different nozzle structure[J]. China Surface Engineering, 2017, 30(3): 122-130.

其形成与稳定的关键因素,喷嘴到阳极的距离是影响微等离子弧动力学分布的重要因素^[5]。通常,设计一把微等离子喷枪需要经过较复杂的理论计算、试制与实验验证^[6],而采用数值模拟方法,可以大大节约实验成本与时间。

Savaş A等^[7]研究不同保护气体条件下GTAW (Gas tungsten arc welding),采用纳维-斯托克斯方程、传热方程和麦克斯韦方程,建立了二维磁流体动力学稳态模型。Traidia A等^[8]采用了瞬态有限元模型模拟GTAW的脉冲点焊,比较发现脉冲电流焊接效果要优于其平均值条件下恒流焊接。Bauchire J M等^[9]建立了TIG焊(Tungsten inert gas welding)的自由电弧稳态模型,模型中把喷嘴部分简化为圆筒形。石玟等^[10]建立了TIG焊的3D稳态下的全耦合数值分析模型,得到了典型的钟罩型温度场。上述模型模拟的是常用的大电流焊接电弧,喷嘴结构对模拟结果影响不大,所以进行了很大的简化或者忽略。张济楠等^[11]建立了微等离子弧三维有限元模型,考虑了喷嘴及阴极钨棒的约束,采用顺序耦合的方式,但方法难以准确反映各物理量相互之间的影响。总体看来,目前针对微等离子弧的精确数值模拟的模型不是很多,开发新的耦合模型显得非常重要。

文中基于小电流模式下的直流脉冲放电^[12],采用COMSOL软件,在考虑焊枪喷嘴结构对微等离子弧压缩作用的基础上,建立了微等离子弧的全耦合瞬态统一场模型,得到微等离子弧与工件表面的温度场分布结果。采用光谱仪、红外热成像仪测量电弧与工件的温度,并与模拟结果进行了对比,验证了模型的有效性。

1 数值模型

1.1 模型假设

模型针对大气压下的高压直流脉冲放电微等离子弧,等离子体的激发位于钨阴极与工件铸铁阳极之间。为简化计算,对模型做如下假设^[4,7-8,13]: ①微等离子弧为二维轴对称;②气流流动为不可压缩的层流;③微等离子弧处于局部热力学平衡(LTE)状态;等离子体是光学薄的,即不考虑对辐射能量的重吸收;④不考虑金属蒸汽的影响。实际上由于本模型模拟的是小电流放电,微等离子

弧加热工件表面形成的温度还达不到工件的熔点;⑤微等离子弧处在纯氩气环境下;⑥气体的物理性能变化只与温度有关。

1.2 控制方程

基于上述假设条件,在COMSOL软件中控制方程表达式^[7-8]如下:

(1) 连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

其中, ρ 为密度, kg/m^3 ; t 为时间, s ; $\mathbf{v}(u, w)$ 的 u 、 w 表示径向和法向的速度分量, m/s 。

(2) 动量守恒方程

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = \nabla \cdot \left[-P \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) \right] + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

其中, P 为压强, Pa ; μ 为动力粘度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; $\mathbf{j}$ 为电流密度, A/m^2 ; $\mathbf{B}$ 为磁感应强度, T 。

(3) 能量守恒方程

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \frac{5k_B}{2e} \mathbf{j} \cdot \nabla T - Q_{\text{rad}} \quad (3)$$

其中, C_p 为定压比热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; k 为导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; $\mathbf{E}$ 为电场强度, V/m ; k_B 为玻尔兹曼常数, $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$; Q_{rad} 为辐射损失, W/m^3 。

(4) 麦克斯韦方程组

$$\nabla \cdot \left(\sigma \nabla V + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \nabla V + \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla V - \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (8)$$

其中, V 为电势, V ; $\mathbf{A}$ 为磁矢势, $\text{wb} \cdot \text{m}$; σ 为电导率, S ; μ_0 为真空磁导率, H/m 。

在COMSOL软件中,采取联立电流连续方程(4)与安培定律方程(5)计算电势 V 与磁矢势 $\mathbf{A}$,然后通过电场方程(6),欧姆定律方程(7),磁场方程(8)计算电场强度、电流密度与磁感应强度^[8]。

1.3 边界条件

模型计算域如图1所示^[14]。阴极为钨棒接电源的负极，工件下表面接地作阳极。对喷嘴进行简化，只考虑其几何形状对微等离子弧的压缩作用，忽略其材料属性。主要边界条件如表1所示^[9]。材料物理性能参数如表2所示^[7-8, 15]。数值模拟参数条件如表3所示，其中，总弧长为图1中BC的长度。模型微等离子弧的频率1 000 Hz，占空比设置0.5，喷嘴孔道长度4 mm，离子气流量1 L/min。

微等离子弧与铸铁工件界面即阳极、微等离子弧与钨棒界面即阴极的边界条件^[8, 15]：

$$-n \cdot (-k \nabla T) = |j \cdot n| \varphi_a - \varepsilon \sigma_B T^4 \tag{9}$$

$$-n \cdot (-k \nabla T) = |j_{ion}| V_i - |j_{elec}| \varphi_c - \varepsilon \sigma_B T^4 \tag{10}$$

其中， φ_a 为阳极功函数，V； ε 为辐射系数，0~1； σ_B 为Stefan-Boltzmann常数，数值为 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ ， j_{ion} 为粒子电流密度，A/m²； j_{elec} 为电子电流密度，A/m²； V_i 为气体激发能，V； φ_c 为阴极功函数，V。

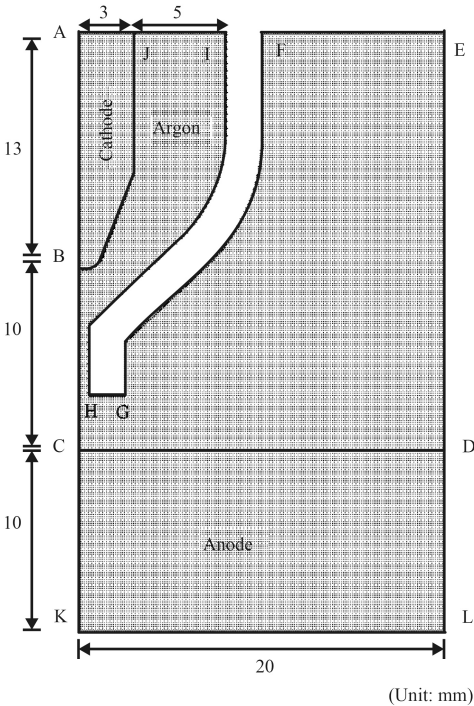


图1 微等离子弧模型计算域

Fig.1 Computational domain of the micro-plasma arc model

表1 模型的边界条件^[9, 13]

Table 1 Boundary conditions of the models^[9, 13]

Boundary	$v(u, w), P$	Heat transfer	Maxwell equation
AJ		Thermal insulation	Magnetic insulation, $j_c = -I/R_c^2$
BJ_tip	0 m/s	3 000 K	Coupled
IJ	Inlet	300 K	Magnetic and electric insulation
DEF	0.1 MPa	300 K	Magnetic and electric insulation
DLK		300 K	Magnetic insulation and ground
FGHI	0 m/s	300 K	Magnetic and electric insulation
AK	Axial symmetry	Axial symmetry	Axial symmetry

表2 工件的材料属性^[7-8, 15]

Table 2 Material properties of the workpiece^[7-8, 15]

Parameters	$\sigma / (\Omega \cdot \text{m}^{-1})$	φ_a / V	φ_c / V	$\rho / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	ε	$k / (\text{W} \cdot \text{m} \cdot \text{K})$	$C_p / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$
Values	7.7×10^5	4.65	4.52	7 800	0.4	50	420

表3 数值模拟参数

Table 3 Parameters of numerical simulation

No.	Nozzle diameter / mm	Plasma arc length / mm	Distance from nozzle to workpiece / mm	Peak pulse current / A
1	1	10	3	2
2	1, 1.5, 2	10	3	2
3	1	10, 12, 14, 16	3	2
4	1, 3	10	0.5, 1.0, 2.0, 4.0	2
5	1	10	3	2, 4, 6, 8

1.4 多物理场耦合与计算

基于上述控制方程与边界条件，使用电流、

层流、传热以及磁场模块进行多物理场全耦合分析。各个物理场的耦合设置在多物理场的不同接

口下: 下等离子热源接口集成了焦耳热、电子传热与辐射损失3个体积热源条件; 洛伦兹力接口计算电磁力; 阴、阳极边界条件采用边界等离子体热源接口求解; 传热场分别与电流、层流和磁场在温度接口设置耦合关系; 流动与传热在流动接口耦合求解。

研究使用自适应的物理场控制网格, 阴、阳极采取等效鞘层网格尺寸设置方法, 阴极附近网格厚度取0.05 mm, 阳极附近网格厚度取0.1 mm^[13, 16-17]。其他区域的网格划分采取自由剖分三角形网格的方法。选取 10^{-6} s作为时间步长, 采用MUMPS求解器求解。

2 结果与分析

2.1 微等离子弧的热源组分

在参数1条件下, 距离喷嘴出口以下1 mm处微等离子弧的径向热源组分如图2(a)所示。为了清楚显示各组分的数值, 体积辐射损失的能量数值乘以比例因子100。由图可知, 微等离子弧的热源主要由焦耳热、焓能传递(弧柱区为电子运动所引

起的能量转移, 阴、阳极上还包括离子的电离与复合)及辐射损失组成, 其能量主要集中在弧柱中心半径0.5 mm范围内。图2(b)是微等离子弧轴向(图1中从B到C)的热源组分及温度变化。由公式(9)、(10)可知, 阴极上, 发射电子消耗能量, 但离子的碰撞会带来更多的焓能, 总的焓能传递为加热作用, 其焦耳热大于除阳极上的其他区域, 因此阴极上的温度高于弧柱区。阳极上, 来自阴极的大量电子, 通过电磁场的加速获得很大的动能, 以极高的速度撞向阳极表面释放能量, 焓能传递所引起的热效应大于焦耳产热, 而其焦耳热也远大于其他区域, 因此阳极表面温度最高。其他区域的焦耳热为热源的主要组成部分。根据焦耳热定律, 焦耳热的分布与电流密度分布是基本一致的, 因此总热源的分布受电流密度分布所决定。

2.2 微等离子弧的时变特性

在参数1条件下, 轴线上喷嘴出口下1 mm处10个放电周期内的电流密度与温度变化如图3所示。在一个放电周期内, 温度随时间的变化与电流密度随时间的变化是同步的。在电流密度上升沿, 由于焦耳热效应使得弧温迅速上升, 并且很快达到热量平衡状态, 弧温基本稳定在9 200 K, 而在下降沿电流密度很快降为零, 微等离子弧热源主要组分焦耳热减小直至消失, 微等离子弧由于入口气流的冷却、自身热量扩散及辐射损失作用, 温度急剧下降到最低值1 098 K。

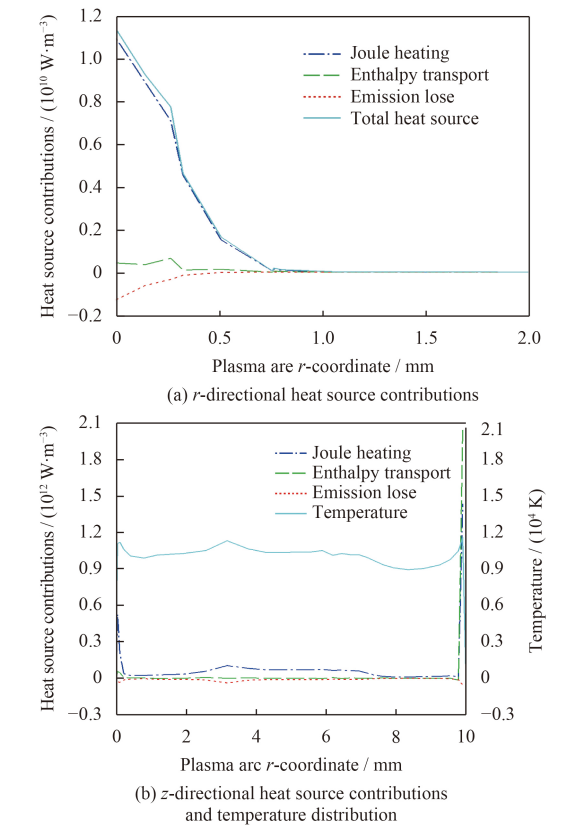


图2 微等离子弧的热源组分及轴向温度分布
Fig.2 Heat source contributions and temperature distribution of the micro-beam plasma arc

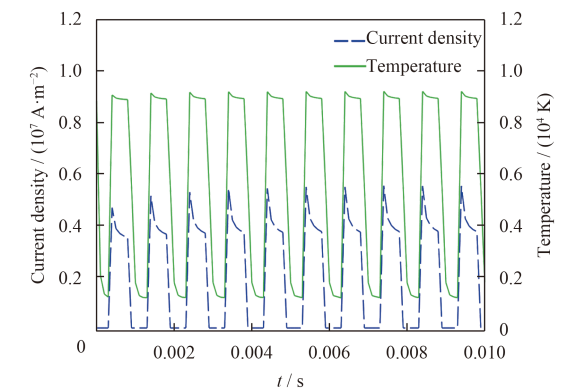


图3 微等离子弧温度与电流密度随时间的变化
Fig.3 Temperature and current density of the micro-beam plasma arc varied with time

2.3 喷嘴的综合影响

在参数1条件下, 微束等离子弧温度分布如图4(a)所示。无喷嘴结构时的仿真结果如图4(b)所

示。从图4(a)中可以看出,最高温度在阳极斑点处,达到11 605.9 K。对比图4(a)、图4(b)可知,喷嘴对微等离子弧起到明显的机械压缩作用,将其限制在喷嘴通道内。由于喷嘴壁内侧有循环冷却水的冷却作用,根据模拟经验与实际测量,此处设置温度边界条件300 K,对微束等离子弧起到很强的热压缩作用。从图中可以知道,无喷嘴结构的温度最高值为4 425.2 K,而氩气5 000 K才开始电离激发。所以可以认为,在该条件下,没有喷嘴的电弧不能稳定存在。实验也证实,在该工艺参数下,没有喷嘴很难起弧,或者弧柱在阳极表面作用点不稳定。

图5展示微等离子弧的电磁力分布,数值大小用箭头长短表示。由图5(a)可知,喷嘴内的电磁力最大,喷嘴与阳极之间的电磁力较小,但数值大小在同一数量级。电磁力垂直指向弧柱中心的分量迫使带电粒子朝向弧柱中心运动,即自磁收缩作用。由图5(b)可知,在阴极附近,电磁力数值很大而且方向向下,推动微等离子弧以极高的速度向阳极运动。在阳极附近,电磁力数值小但为正

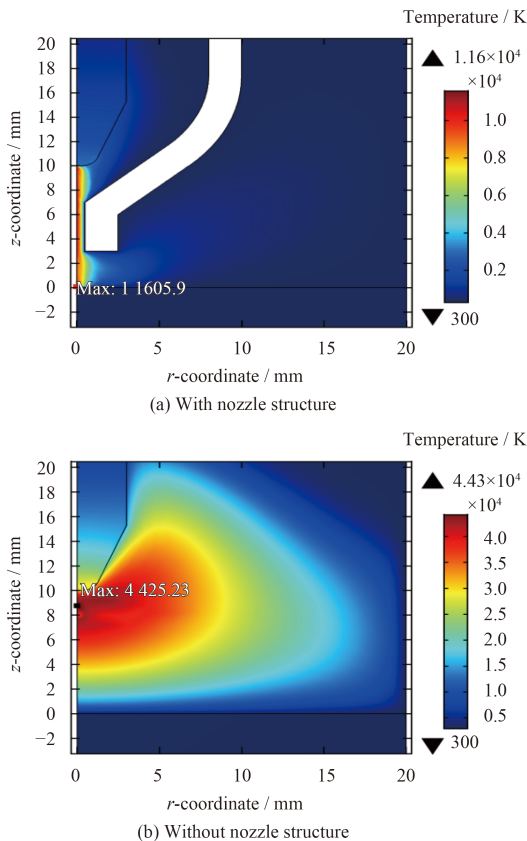


图4 微等离子弧的温度分布

Fig.4 Temperature distribution of the micro-beam plasma arc

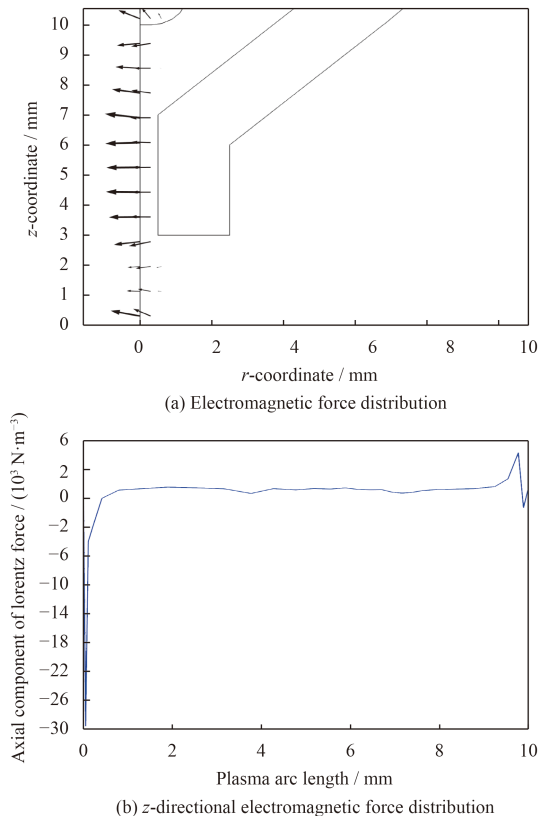


图5 微等离子弧的洛伦兹力分布

Fig.5 Lorentz force distribution of the micro-beam plasma arc

值,阻碍微等离子弧撞向阳极。向上的电磁力 $4\,877\text{ N/m}^3$ 远小于向下的电磁力 $-30\,004\text{ N/m}^3$,且向下的电磁力包围范围大于向上的电磁力包围范围。从而电磁力合力是向下的,推动微等离子弧向下运动。

2.4 喷嘴孔径的影响

在参数2条件下,微等离子弧轴线(图1中B到C)上电流密度分布如图6(a)所示,温度分布如图6(b)所示。图中横坐标3~7 mm为喷嘴的孔道部分。

由图6可知,在通过直径很小的喷嘴孔道区间时,由于喷嘴的压缩作用,电流密度会增大,直径为1 mm的喷嘴孔对电弧的压缩作用比直径为2 mm喷嘴孔强得多,因此可以通过减小喷嘴孔径来提高微等离子弧的能量密度。但孔径过小会降低弧柱的稳定性,导致“双弧”等现象,缩短喷嘴寿命^[18],因此不能单纯地靠减小孔径来获得高能量密度的电弧。离开喷嘴后,由于微等离子弧的扩散膨胀,电流密度与温度都明显下降。在横坐标8 mm左右,即出了喷嘴后大约1 mm后,不同孔径的微等离子弧的温度与电流密度曲线基本重

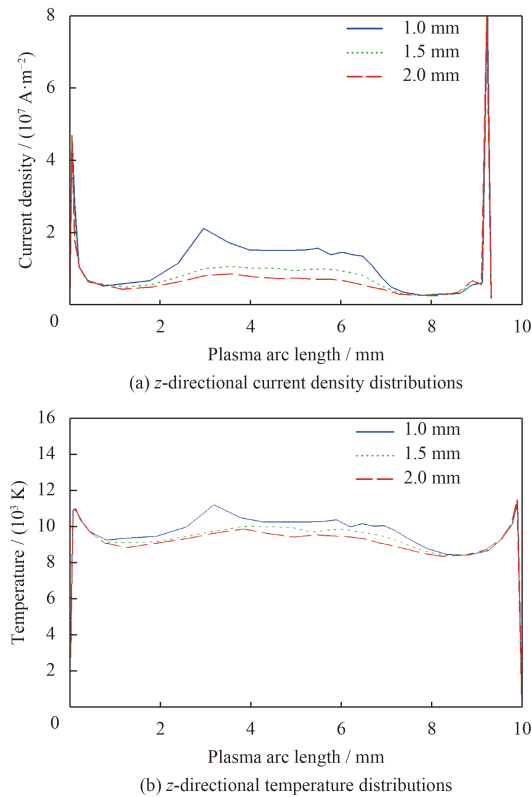


图6 不同喷嘴孔径下微等离子弧的温度和电流密度变化
Fig.6 Temperature and current density of the micro-beam plasma arc at different nozzle aperture

合, 把该重合点称为喷嘴有效压缩距离点。这是因为, 在电流大小相同的条件下, 喷嘴外部的微等离子弧距离喷嘴越远, 喷嘴对等离子弧的压缩影响越小, 即越近似于自由电弧。由最小弧压原理可知, 自由电弧的温度分布只与电流大小有关, 所以离开喷嘴越远的微等离子弧属性趋于相同。模拟结果发现, 在该喷嘴工件距下, 喷嘴孔径由2 mm减小到1 mm, 阳极工件的温度仅上升7 K。因此可知, 阳极工件要想在小喷嘴孔径下获得高能量, 喷嘴工件距应小于该有效压缩距离点。

2.5 阴极内缩量的影响

阴极内缩量越多即图1中B点上移, BC的距离增长, 总弧长的变化代表了阴极内缩量的不同。在参数3条件下, 微等离子弧轴向(图1中从C到B)与阳极表面径向的温度分布如图7(a)和图7(b)所示。阴极内缩量增加时, 弧柱温度在阴极附近有所不同, 但经过喷嘴的压缩作用, 喷嘴出口以后的弧柱温度分布基本一致, 阳极表面得到的温度场分布也基本相同。这是因为喷嘴对微等离子弧的约束作用非常强, 能够极大的减少微等离子弧

的能量损失, 在一定范围内改变阴极内缩量时不会影响阳极得到的电弧能量。

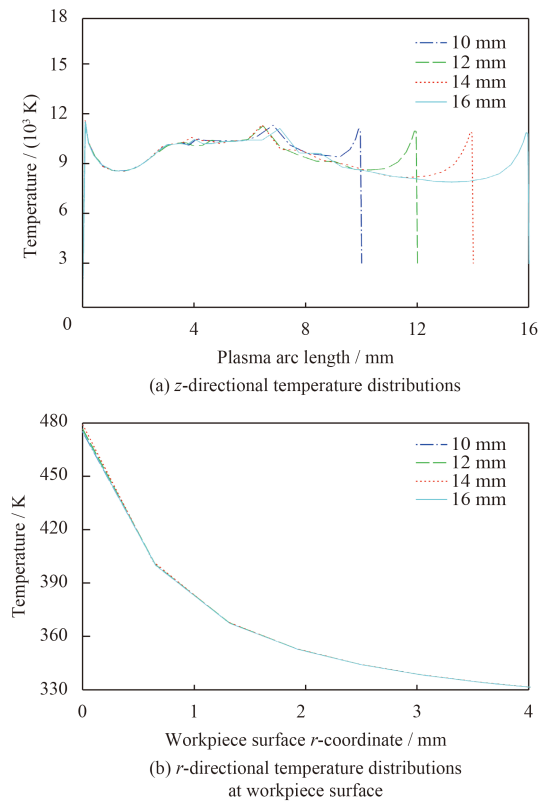


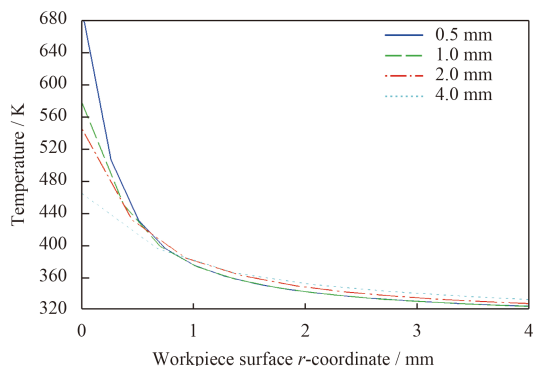
图7 不同阴极内缩量时的温度分布
Fig.7 Temperature distribution at different cathode shrinkage

2.6 喷嘴工件距的影响

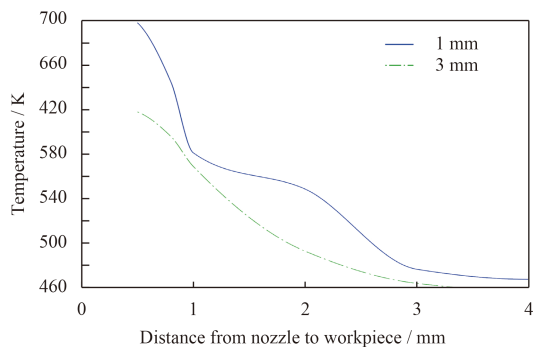
在参数4条件下, 喷嘴孔径为1 mm的阳极表面温度分布如图8(a)所示。喷嘴工件距从4.0 mm变化到0.5 mm, 阳极工件中心高温区域不断增加, 最高温度也从467.3 K上升到了698.3 K, 上升了231.0 K。说明缩小喷嘴工件距可以增加微等离子弧对工件的能量转移。喷嘴孔径1 mm与3 mm时不同喷嘴工件距对阳极表面温度的影响如图8(b)所示。对于喷嘴孔径为1 mm的曲线, 当喷嘴工件距从4 mm依次减小到3、2、1、0.8、0.5 mm时, 温度依次上升了9.1、72.2、32.6、63.8、53.3 K, 由4 mm减小到1 mm时温度上升113.9 K比由1 mm减小到0.5 mm时温度上升117.1 K还要小, 因此可以把1 mm处的位置视作该条件下的喷嘴有效压缩距离点。对比喷嘴孔径1 mm与3 mm在不同喷嘴工件距下的温度变化, 喷嘴工件距为0.5 mm时, 随喷嘴孔径由3 mm变小到1 mm, 阳极工件的最高温度从618.0 K上升到698.3 K, 上升了80.3 K; 喷嘴工件距为1.0、2.0、3.0和4.0 mm时, 随喷嘴孔径由

3 mm变小到1 mm, 阳极工件的最高温度分别上升了12.2、55.9、12.7和10.8 K。

综上可知, 在有效压缩距离内缩小喷嘴工件距与减小喷嘴孔径都能提高工件表面获得的能量密度。在有效压缩距离外减小喷嘴孔径对提高工件表面的能量密度作用不大, 并且孔径减小还会造成弧柱稳定性变差。因此在实际应用中, 为防止能量的散失, 应使得喷嘴到阳极表面距离小于喷嘴有效压缩距离。



(a) r -directional temperature distributions



(b) Maximum temperature at different distance from the nozzle to workpiece

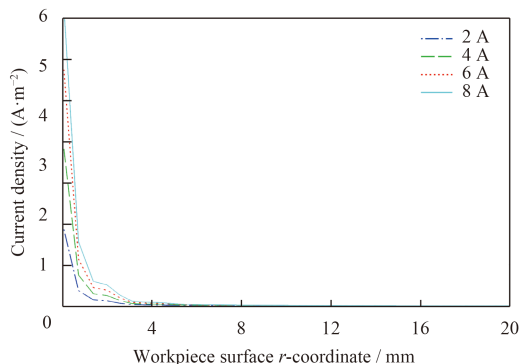
图8 不同喷嘴工件距下工件表面的温度变化

Fig.8 Temperature at different distance from the nozzle to workpiece

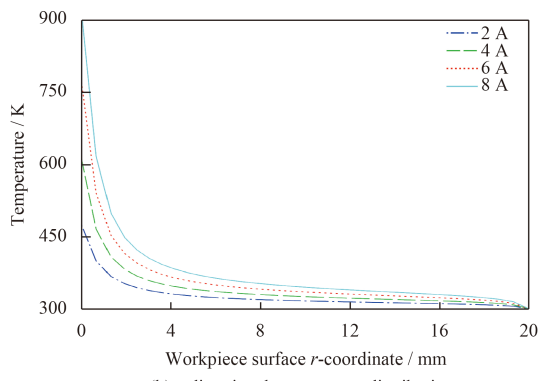
2.7 峰值电流的影响

在参数5条件下, 工件表面的电流密度和温度分布如图9所示。从图中可以看出, 工件表面温度与电流密度都随峰值电流变大而明显增大, 电流密度、温度随电流的增加基本呈现线性增加关系。由于焦耳热效应是主要热源, 温度与电流密度的分布基本形同。峰值电流从2 A变大到8 A时, 工件表面温度最大值由476.4 K上升到923.3 K, 上升了446.9 K。

不同峰值电流时微等离子弧的电流密度分布



(a) r -directional current density distributions



(b) r -directional temperature distributions

图9 不同峰值电流下工件表面的温度和电流密度分布

Fig.9 Temperature and current density of the workpiece surface at different peak current

如图10所示。可以看出随着峰值电流从2 A增加到8 A, 微等离子弧略微向外膨胀且其高电流密度区域不断增加, 喷嘴孔内的导电范围也有所增大。在四种峰值电流下模拟得到的电压值分别为38.7、32.8、31.6与31.4 V, 电压值随电流增大而减小, 具有下降的伏安特性, 这因为微等离子弧导电区域增大速率比电弧电流的增加速率更快所致^[19]。阳极工件的电流密度随电流增加不断增大, 由温度与电流密度的关系, 其温度也随之不断升高。因此可以通过适当增大电流来提高工件表面的能量密度。

3 温度表征

根据原子发射光谱理论, 采用AvaSpec-Dual-3048双通道型光纤光谱仪测量的微等离子弧光谱信号如图11所示。通过相对强度法^[20]计算微等离子弧的温度, 计算公式如下:

$$T = \frac{E_1 - E_2}{k \left(\ln \frac{A_{1g1} A_{1l}}{A_{2g2} A_{2l}} - \ln \frac{I_1}{I_2} \right)} \quad (11)$$

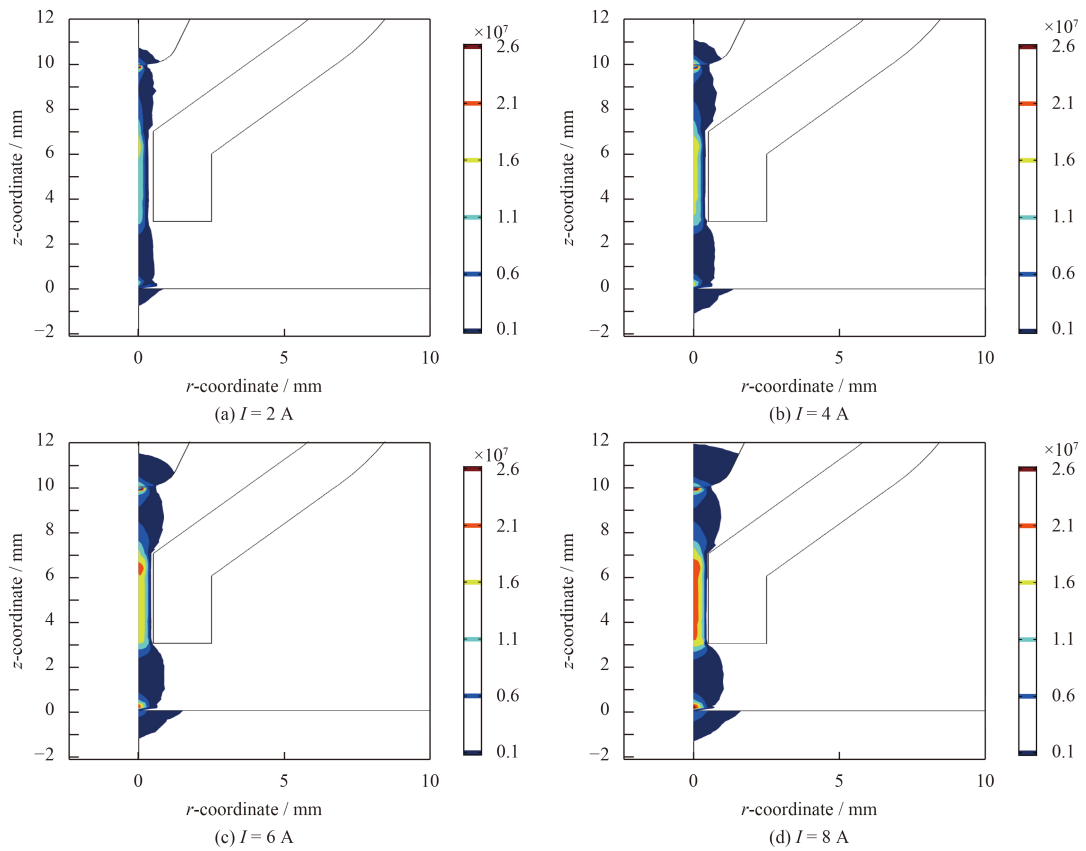


图 10 不同峰值电流下的电流密度分布

Fig.10 Current density distributions at different peak current

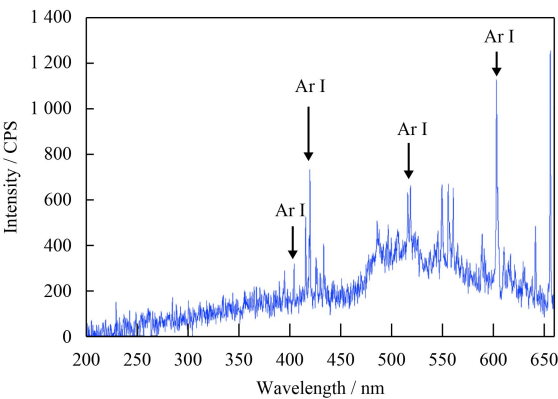


图 11 微等离子弧的光谱测量结果

Fig.11 Spectral results of the micro-plasma arc

式中, A 为跃迁几率, g 为统计权重, E 为能级能量, eV, 均从 NIST 网站上查得. k 为玻尔兹曼常数, λ 为波长, nm, 相对强度 I 通过光谱仪直接测出.

查询 NIST 数据库, 得到表 4 所示 Ar I 谱线的各个参数. 通过式(11)的计算, 得到喷嘴出口微等离子弧的温度约为 10 327.1 K, 计算结果与图 6(b) 中喷嘴出口段的温度模拟结果非常符合.

表 4 Ar I 的谱线光谱参数				
Table 4 Spectral parameter of Ar I				
Wavelength / nm	$A / 10^7$	g	E / eV	I
404.44	0.033 3	5	14.688 3	314.50
419.83	0.257	1	14.575 9	727.00
518.77	0.138	5	15.296 2	657.17
603.21	0.246	9	15.130 5	1 120.33

4 结 论

利用多物理场耦合软件 COMSOL 5.2, 采用质量连续性、能量守恒、动量守恒与麦克斯韦方程组, 考虑喷嘴结构, 建立了高频脉冲微等离子弧的二维轴对称瞬态数值分析模型, 计算域包括工件、微等离子弧和阴极.

(1) 焦耳热是微等离子弧的主要热源组分; 在阴、阳极表面的焓能传递传热作用明显.

(2) 机械压缩、热压缩以及自磁压缩对微等离子弧的形成与稳定有重要影响, 也是其具有高能量密度的重要原因.

(3) 在一定范围内, 减小喷嘴孔径、缩短喷嘴

工件距离、增大电流,都会提高阳极工件的温度。但只有在有效压缩距离点内,喷嘴孔径以及喷嘴工件距的影响效果才明显。阴极内缩量变化对工件温度影响不大。

(4) 数值模拟结果与光谱仪检测结果基本符合,验证了模型的有效性。

参考文献

- [1] 朱晨, 张伟, 王志平, 等. 等离子弧焊接技术及其应用展望[J]. 焊接技术, 2011, 40(10): 3-5.
ZHU C, ZHANG W, WANG Z P, et al. The prospects of plasma arc welding and its application[J]. Welding Technology, 2011, 40(10): 3-5 (in Chinese).
- [2] DAI W, LI J J, ZHENG Z Z, et al. Surface finishing by atmospheric pressure micro plasma beam irradiation[J]. Materials & Manufacturing Processes, 2016, 31(9): 1216-1222.
- [3] 王付鑫, 何建萍, 向锋. 微束等离子弧焊焊接不锈钢筛网的研究[J]. 热加工工艺, 2010, 39(1): 128-130.
WANG F X, HE J P, XIANG F. Study on stainless steel wire screen mesh welding using micro-plasma arc welding[J]. Hot Working Technology, 2010, 39(1): 128-130 (in Chinese).
- [4] LU S P, DONG W C, LI D Z, et al. Numerical simulation for welding pool and welding arc with variable active element and welding parameters[J]. Science & Technology of Welding & Joining, 2013, 14(6): 509-516.
- [5] 党东显, 盛晓军, 胡俊, 等. 喷嘴工件距对激光切缝中气体流场的影响[J]. 中国激光, 2010, 37(10): 2625-2631.
DANG D X, SHENG X J, HU J, et al. Effect of standoff distance on flow field of assist gas in cutting slot in laser cutting[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(10): 2625-2631 (in Chinese).
- [6] 韩海玲. 等离子枪体的换能效果及电弧特性的研究[D]. 沈阳: 沈阳工业大学, 2010.
HAN H L. Study on energy transition efficiency and electric arc characteristic of plasma gun[D]. Shenyang: Shenyang University of Technology, 2010 (in Chinese).
- [7] SAVAŞ A, CEYHUN V. Finite element analysis of GTAW arc under different shielding gases[J]. Computational Materials Science, 2012, 51(1): 53-71.
- [8] TRAIDIA A, ROGER F. Numerical and experimental study of arc and weld pool behaviour for pulsed current GTA welding[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2011, 54(54): 2163-2179.
- [9] BAUCHIRE J M, LANGLOIS-BERTRAND E, IZARRA C D. Numerical modelling of a free-burning arc in argon. A tool for understanding the optical mirage effect in a TIG welding device[C]. Proceedings of the COMSOL Conference, Milan, 2009.
- [10] 石玟, 杜文玉, 黄健康, 等. TIG电弧的全耦合数值分析[J]. 兰州理工大学学报, 2014, 40(1): 19-23.
SHI Y, DU W Y, HUANG J K, et al. Numerical analysis of TIG arc under the fully coupled conditions[J]. Journal of Lanzhou University of Technology, 2014, 40(1): 19-23 (in Chinese).
- [11] 张济楠, 何建萍, 王晓霞, 等. 微束等离子弧焊电弧温度场的数值模拟[J]. 焊接技术, 2016(5): 34-37.
ZHANG J N, HE J P, WANG X X, et al. Numerical simulation of temperature field distribution of micro plasma arc in MPAAW[J]. Welding Technology, 2016(5): 34-37 (in Chinese).
- [12] LU F, YAO S, LOU S, et al. Modeling and finite element analysis on GTAW arc and weld pool[J]. Computational Materials Science, 2004, 29(3): 371-378.
- [13] TRAIDIA A, ROGER F. A computational investigation of different helium supplying methods for the improvement of GTA welding[J]. Journal of Materials Processing Technology, 2011, 211(9): 1553-1562.
- [14] CHINE B, MATA M F, VARGAS I. Modeling a DC plasma torch with comsol multiphysics[C]. Comsol Conference. 2015.
- [15] RAO Z H, LIAO S M, TSAI H L. Effects of shielding gas compositions on arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 107(4): 044902-11.
- [16] MURPHY A B, TANAKA M, YAMAMOTO K, et al. Review article: Modelling of thermal plasmas for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour[J]. Journal of Physics D Applied Physics, 2009, 42(19): 194006.
- [17] LOWKE J J, TANAKA M. 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations[J]. Journal of Physics D Applied Physics, 2006, 39(16): 3634.
- [18] 樊自田. 材料成形装备及自动化[M]. 北京: 机械工业出版社, 2006.
FAN Z T. Equipment and automation of materials process[M]. Beijing: China Machine Press, 2006 (in Chinese).
- [19] RAMAKRISHNAN S, GERSHENZON M, POLIVKA F, et al. Plasma generation for the plasma cutting process[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1997, 25(5): 937-946.
- [20] 孙成琪, 高阳, 杨德明, 等. 大气热喷涂等离子体射流中电子温度和电子密度的测量[J]. 真空科学与技术学报, 2013, 33(12): 1209-1213.
SUN C Q, GAO Y, YANG D M, et al. Characterization of electron density and temperature in atmospheric thermal plasma spray[J]. Chinese Journal of Vacuum Science and Technology, 2013, 33(12): 1209-1213 (in Chinese).