

文章编号: 1001-4322(2013)01-0052-05

洛伦兹力对自由燃烧弧和壁稳非转移弧流场的影响*

彭 翊¹, 黄河激^{1,2}, 潘文霞^{1,2}

(1. 中国科学院 力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190;

2. 中国科学院 力学研究所, 等离子体与燃烧中心, 北京 100190)

摘 要: 通过耦合迭代求解流体力学方程和电磁场方程, 数值模拟了转移式自由燃烧电弧和具有细长中间段及突扩阳极结构的壁稳式非转移直流电弧的流场, 分析了洛伦兹力对这两种典型直流电弧流场的影响。结果显示: 在自由燃烧电弧情况下, 电流自感磁场的洛伦兹力对流场特性有显著影响, 自磁压缩是约束电弧的主要机制; 而在壁稳式非转移直流电弧情况下, 相对于强壁面约束和气动力作用而言, 洛伦兹力对流场的影响有限。特别在中间段出口以后, 洛伦兹力与气动力的比值小于 0.010, 因此, 当主要考虑壁稳式非转移直流电弧发生器出口参数时, 为了提高数值模拟效率, 可忽略洛伦兹力的作用。

关键词: 直流电弧; 自由燃烧弧; 壁稳非转移弧; 流场; 洛伦兹力; 气动力

中图分类号: O531 **文献标志码:** A **doi:**10.3788/HPLPB20132501.0052

直流电弧等离子体由于具有高温部分电离和高能量通量等特点, 在航空航天、机械、化工、环保、生物工程等领域的应用得到了迅速发展^[1-3], 特别是在材料加工和新材料研制方面的应用发展迅速, 例如等离子体喷涂镀膜、氧化物陶瓷材料合成等。转移式电弧通常以工件为阳极, 通过等离子体发生器中的电极与工件电极间放电形成, 被广泛应用于焊接、切割、电弧熔炼炉等工业生产中^[1]。自由燃烧电弧是转移式电弧的一个典型代表, 早在 20 世纪 60 年代, Schoeck 就对自由燃烧电弧进行了实验研究^[4]。而非转移直流电弧的阴极和阳极均置于发生器内部。有时为了提高电弧稳定性, 也可在阴极与阳极之间加入一段处于悬浮电位的中间段以减小电弧长度波动的影响^[5]。非转移直流电弧不需要被加工工件作为电极, 这样使得其对材料加工更具有灵活性, 被广泛应用于涂层制备和材料合成等领域^[6]。直流电弧等离子体的流动与传热特性, 是影响其在先进材料加工、制备及热性能评估等方面应用的重要因素。发生器结构的合理设计及运行参数的选择是影响电弧状态的关键。由于直流电弧的最高温度一般超过 10⁴ °C, 其状态的预测及实验检测和控制都具有很大的局限性和困难^[7]。采用数值模拟方法来研究其内部的流动和传热问题, 可为发生器结构设计和运行参数的优化提供必要的参考^[8-12]。同时, 电弧内通常具有很高的温度梯度, 气体物性参数随温度而显著变化^[13-14]。这些因素为精确的数值计算模拟增加了很多困难。在一些特定情况下, 为了把握主要影响因素及节约计算资源和时间, 有必要忽略一些次要的影响因素。与一般的高温气体流动和传热不同, 电弧的流动和传热是气动力和电磁力耦合作用的结果。本文在流体力学软件 Fluent 的基础上, 利用自定义方程和自定义函数^[15], 实现电磁场方程的添加。对流体动力学方程和电磁场方程耦合迭代求解, 模拟自由燃烧电弧和有狭长中间约束段及突扩阳极结构的非转移电弧的流场。

1 数值模拟方法

假设流场为定常、轴对称、层流; 等离子体处于局域热力学平衡状态; 忽略重力和粘性耗散。采用柱坐标形式的控制方程, 其质量守恒方程为

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

动量守恒方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_r v_z) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] - 2\mu \frac{v_r}{r^2} - j_z B_\theta \quad (2)$$

* 收稿日期: 2012-02-20; 修订日期: 2012-06-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(11175226, 10921062)

作者简介: 彭 翊(1987—), 男, 硕士研究生, 从事低温等离子体数值模拟研究; pengyi@imech.ac.cn。

通信作者: 黄河激(1976—), 男, 副研究员, 主要从事应用等离子体材料工艺力学研究; huang@imech.ac.cn。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + j_r B_\theta \quad (3)$$

能量守恒方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho c_p v_r T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho c_p v_z T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} + \frac{5k_B}{2e} \left(j_r \frac{\partial T}{\partial r} + j_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4)$$

式中: r 和 z 分别表示径向和轴向; v_r 和 v_z 分别为径向速度和轴向速度; p 为压强; T 为温度; ρ, c_p, k, μ 和 σ 分别为密度、比热容、热导率、动力粘性系数和电导率; k_B 和 e 分别为波耳兹曼常数和基元电荷量; j_r 和 j_z 分别为径向和轴向电流密度; B_θ 为周向磁感应强度。方程(2)和(3)中等号最右边的项为洛伦兹力。方程(4)中等号右边第三项为焦耳热, 第四项为电子输运焓。

在求解电磁场方程时, 为获得磁感应强度, 目前主要有两种方法: 一种是直接利用安培环路定理积分求解^[7-11], 另一种则定义磁感应强度的散度为磁矢量势, 并利用磁矢量势代替磁感应强度描述电磁场方程^[16-22]。相对于积分法而言, 在 Fluent 中利用磁矢量势可以更方便高效地求解电磁场方程。本文采用磁矢量势方法, 求解麦克斯韦方程组获得电流密度和磁感应强度周向分量。在定常和二维轴对称情况下, 对电磁场方程组的推导可得如下柱坐标方程。

电流连续方程

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (5)$$

安培定律

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_z \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_r}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_r \quad (7)$$

欧姆定律

$$j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (8)$$

磁感应强度和磁矢量势的关系为

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \quad (9)$$

式中: ϕ 为电势; A_z 和 A_r 分别为轴向和径向磁矢量势; μ_0 为真空磁导率。

不考虑洛伦兹力情况时, 分别将控制方程(2)和(3)中的 $j_r B_\theta$ 和 $j_z B_\theta$ 去掉, 这样就不需要求解磁感应强度 B_θ , 只需求解能量方程(4)中的电流密度。电流密度通过电流连续方程(5)和欧姆定律(8)联合求解即可。因此, 不考虑洛伦兹力时, 需要求解的方程为(1)~(5)和(8), 而不需要添加方程(6)~(7)和(9), 计算效率有较大提高。

2 计算域和边界条件

在本文的数值模拟工作中, 自由燃烧弧和非转移直流电弧中阴极材料均为钨, 锥角 60° 。阳极材料为铜, 工作气体为氩气。计算域均为轴对称, 忽略周向流动, 采用不可压缩模型。

2.1 自由燃烧弧边界条件

图 1 为自由燃烧弧模拟所用的计算域。AF 边采用动态耦合计算边界条件, 以保证壁面的热流密度和电流密度连续, 避免人为假定电流密度。阴极尾部 GF 为 2.5 mm, 给定电流密度 $j_c = 1.71 \times 10^7 \text{ A/m}^2$, 对应输入电流 200 A。GB 为对称轴。BC 为阳极壁面, 恒温 1000 K, 电势取 0。CE 和 EF 给为固体壁面, 恒温 1000 K, 磁矢量势取 0。FA 和 AB 第一个网格点与边界距离为 0.01 mm, 附面层中第 $i+1$ 个网格点的距离比第 i 个网格

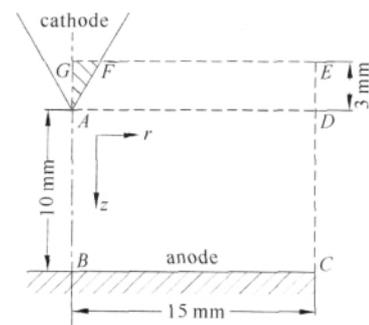


Fig. 1 Calculation domains for free burning arc

图 1 自由燃烧弧计算域

点距离大 1.2 倍,附面层包含 10 个网格点,即附面层总厚度为 0.26 mm。阴极尖端第一个网格点距离阴极尖端的距离为 0.1 mm,增长因子为 1.1,附面层包含 10 个网格点,总厚度为 1.6 mm。

2.2 非转移直流电弧边界条件

模拟对象为具有狭长中间段和突扩阳极结构的非转移直流电弧等离子体发生器内部流场。图 2 为发生器的结构示意图和计算域。入口 KL 为轴向进气,入口 GH 为径向进气,KL 与 GH 进气的气流量之比为 5 : 1,气体总流量为 0.89 g/s。进气速度通过 $U = \dot{m}/(\rho A)$ 计算获得,其中 \dot{m} 为质量流量, ρ 为密度,A 为进口横截面积。网格分布为 161(z) × 48(r)。入口 KL 和 GH 给定质量流量。

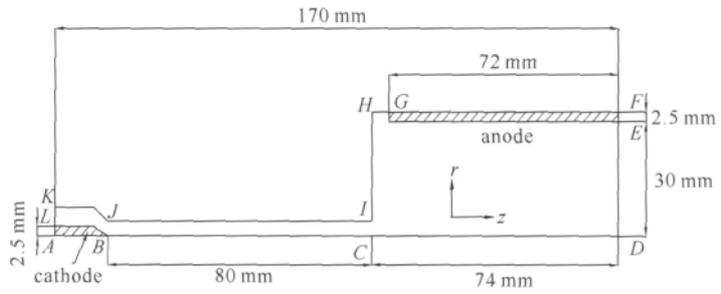


Fig. 2 Calculation domains for DC non-transferred arc

图 2 非转移直流电弧计算域

AL 为阴极尾部,温度为 3000 K,电流密度为 $j_c = 5.09 \times 10^6 \text{ A/m}^2$,对应输入电流为 100 A。AD 为计算域对称轴。DF 为压力出口,压力为 50 kPa,磁矢量势为 0。FG 为阳极固体壁面,电势为 0,恒定温度 500 K。HIJK 为中间段固体壁面,恒温 1000 K,电绝缘。

3 计算结果

3.1 自由燃烧弧计算结果

图 3 将考虑洛伦兹力时的计算结果与 K. C. Hsu^[23] 的实验结果进行了对比。从图 3 中可以看出,计算所得温度分布为典型的钟形分布,与 K. C. Hsu 的结果接近。这说明采用本文方法对 Fluent 添加电磁场方程后可较好地模拟等离子体流场。

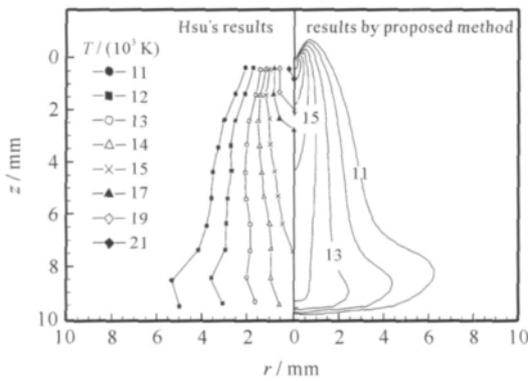


Fig. 3 Temperature field comparison of Hsu's results with results obtained by proposed method at 200 A current

图 3 200 A 电流下计算所得温度曲线和 K. C. Hsu 的实验结果的比较

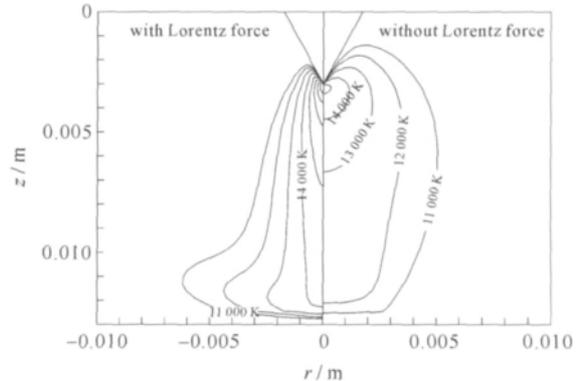


Fig. 4 Comparison of temperature fields with and without Lorentz force at 200 A current

图 4 200 A 电流下考虑洛伦兹力和不考虑洛伦兹力时的温度场对比

图 4 为考虑洛伦兹力和不考虑洛伦兹力所计算出来的温度场分布。从图 4 中可以看出,两者计算结果差别很大。忽略洛伦兹力时,阴极附近的温度场分布变宽,径向梯度明显变小。这是因为自由燃烧弧没有外加其他约束结构,同时没有供入运行气体,没有气动力对电弧的约束。在等离子体发生器阴极尖端附近电流密度高,洛伦兹力比较集中,同时洛伦兹力方向指向轴线和流场下游,从而产生一个磁抽吸作用,使电弧主要被该压缩力所约束。表明在本文所研究的自由燃烧弧发生条件下,洛伦兹力对流场特性有显著影响。

3.2 非转移直流电弧计算结果

图 5(a)~(c)为发生器内考虑和不考虑洛伦兹力影响情况下的温度、速度、流线分布。从图 5 中可以看到,考虑和不考虑洛伦兹力时,电弧弧根均贴附在阳极壁面的上游区域。在所计算的条件下,等离子体射流直径小于阳极出口直径,其径向参数梯度远大于轴向参数梯度。在图 5(c)中可以看到,对于具有阳极突扩结构的发生器,发生器出口存在回流。这是由于阳极通道内射流速度较大,对出口周围的环境气体有较强的卷吸和引射。

图 5 表明,考虑和不考虑洛伦兹力情况下,发生器内物理量的整体分布差别较小。对于减压直流电弧等离子体发生器结构,主要是壁面约束和气流约束电弧,自磁约束的影响主要在阴极尖端附近较大,在中间段出口后较小。发生器内洛伦兹力与气动力大小之比介于 $0.005 \sim 0.400$ 之间,特别在中间段出口下游,该比值已小于 0.010 。因此洛伦兹力对具有狭长中间段和突扩阳极结构的减压直流电弧等离子体发生器出口流场影响较小,当主要考虑电弧发生器出口参数时,可以忽略洛伦兹力项以提高数值模拟计算效率。

4 结 论

本文采用磁矢量势方法对大气压下氩自由燃烧弧和减压非转移直流电弧等离子体发生器进行了数值模拟研究。模拟结果表明在自由燃烧弧情况下,一般不添加大流量的运行气体,气动力部分只源自气体被电弧加热后的膨胀加速,电弧的主要约束机理是自磁压缩,洛伦兹力会显著影响流场特性。而在具有狭长中间段和突扩阳极的减压非转移直流电弧等离子体发生器内,电弧的约束主要是靠壁稳和气流约束,洛伦兹力的磁约束相对作用仅在阴极尖端附近较大,在中间段出口后对流场的影响很小。某些情况下,为提高程序的计算效率和收敛性可忽略洛伦兹力项。

参考文献:

- [1] 陈熙. 热等离子体传热与流动[M]. 北京: 科学出版社, 2009. (Chen Xi. Heat transfer and flow in thermal plasma. Beijing: Science Press, 2009)
- [2] 过增元, 赵文华. 电弧和热等离子体[M]. 北京: 科学出版社, 1986. (Guo Zengyuan, Zhao Wenhua. Arc and thermal plasma. Beijing: Science Press, 1986)
- [3] Pfender E. Thermal plasma technology: where do we stand and where are we going[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1999, **19**(1):1-31.
- [4] Schoeck P A. An investigation of the anode energy balance of high intensity arcs in argon[C]//Modern Developments in Heat Transfer. New York: Academic Press, 1963:353-400.
- [5] Pan Wenxia, Guo Zhiying, Meng Xian, et al. Fluctuation characteristics of arc voltage and jet flow in a non-transferred DC plasma generated at reduced pressure[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2009, **18**:045032.
- [6] Fauchais P. Understanding plasma spraying[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2004, **37**(9):R86-R108.
- [7] 孟显, 李腾, 潘文霞, 等. 层流氩等离子体射流温度的测量[J]. 强激光与粒子束, 2011, **23**(3):783-786. (Meng Xian, Li Teng, Pan Wenxia, et al. Temperature measurements of laminar argon plasma jet. *High Power Laser and Particle Beams*, 2011, **23**(3):783-786)
- [8] Meillot E, Guenadou D, Bourgeois C. Three dimension and transient DC plasma flow modeling[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Process*, 2008, **28**(1):69-84.
- [9] Li Heping, Pfender E, Chen Xi. Application of Steenbeck's minimum principle for three dimensional modeling of DC arc plasma torches[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003, **36**(9):1084-1096.
- [10] Wang Haixing, Chen Xi, Pan Wenxia. Modeling study on the plasma flow and heat transfer in a laminar arc plasma torch operating at atmospheric and reduced pressure[J]. *Plasma Science and Technology*, 2009, **11**(2):163-170.
- [11] 贾少霞, 王海兴, 陈熙, 等. 低功率氩电弧加热发动机的数值模拟[J]. 强激光与粒子束, 2010, **22**(7):1539-1542. (Jia Shaoxia, Wang Haixing, Chen Xi, et al. Numerical modeling of low power argon arc jet thruster. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(7):1539-1542)
- [12] Selvan B, Ramachandran K, Sreekumar K P, et al. Numerical and experimental studies on DC plasma spray torch[J]. *Vacuum*, 2010, **84**(4):444-452.

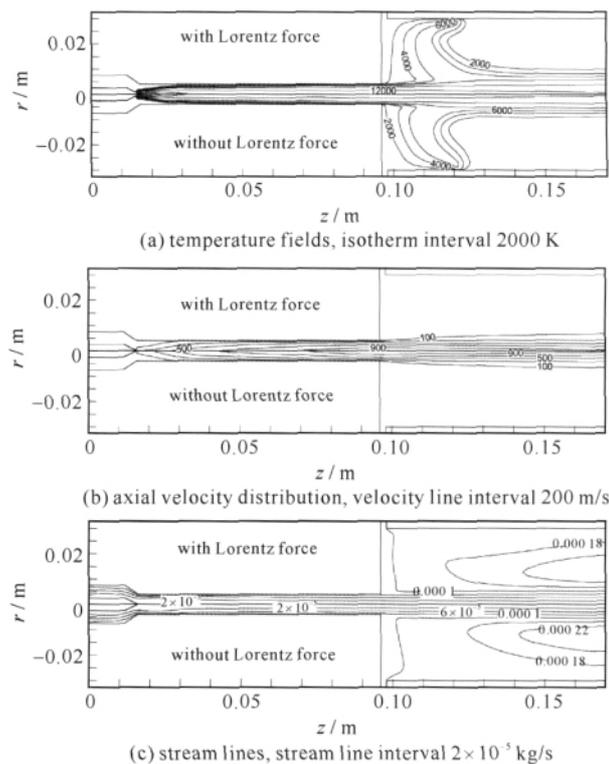


Fig. 5 Comparison of parameters with and without Lorentz force

图 5 考虑和不考虑洛伦兹力时发生器内参数分布

- [13] Fauchais P, Vardelle A. Pending problems in thermal plasma and actual development[J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2000, **42**(12): B365-B383.
- [14] Devoto R S. Transport coefficients of ionized argon[J]. *Physics of Fluids*, 1973, **16**(5):616-623.
- [15] Fluent Inc. Fluent 6.2 user-defined function manual[M]. Lebanon, 2005.
- [16] Li Heping, Chen Xi. Three dimensional modeling of a dc non-transferred arc plasma torch[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2001, **34**(17):99-102.
- [17] Li Heping, Chen Xi. Three dimensional modeling of the flow and heat transfer in a laminar non-transferred arc plasma torch[J]. *Chinese Physics*, 2002, **11**(1):44-29.
- [18] Freton P, Gonzalez J J, Gleizes A. Comparison between a two and a three dimensional arc plasma configuration[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2000, **33**(19):2442-2452.
- [19] Blais A, Proulx P, Boulos M I. Three dimensional numerical modeling of a magnetically deflected DC transferred arc in argon[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003, **36**(5):488-496.
- [20] Gonzalez J J, Freton P, Gleizes A. Comparisons between two and three dimensional models: gas injection and arc attachment[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2002, **35**(24):3181-3191.
- [21] Gleizes A, Gonzalez J J, Freton P. Thermal plasma modeling[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2005, **38**(9):153-183.
- [22] Li Lincun, Xia Weidong. Time dependent 2D modeling of magnetron plasma torch in turbulent flow[J]. *Plasma Science and Technology*, 2008, **10**(3):328-335.
- [23] Hsu K C, Etemadi K, Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc[J]. *Journal of Physics*, 1983, **53**(3):1293-1301.

Effects of Lorentz force on flow fields of free burning arc and wall stabilized non-transferred arc

Peng Yi¹, Huang Heji^{1,2}, Pan Wenxia^{1,2}

1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. Center for Plasma and Combustion Research, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: The flow fields of two typical DC plasma arcs, namely the transferred free burning arc and the non-transferred arc were simulated by solving hydrodynamic equations and electromagnetic equations. The effects of the Lorentz force on the characteristics of the flow fields of these two typical DC plasma arcs were estimated. Results show that in the case of the free burning arc, the Lorentz force due to the current self-induced magnetic field has significant impact on the flow fields, as the self-induced magnetic compression is the main arc constraint mechanism. However, in the case of the non-transferred arc generated in a torch with long and narrow inter-electrode inserts and an abruptly expanded anode, the Lorentz force has limited impact on the flow fields of the plasma especially at the downstream of the inter-electrode inserts, compared with the strong wall constraints and relatively high aerodynamic force. This is because the ratio of the electromagnetic force to the aerodynamic force is only about 0.01 in this region. When the main consideration is outlet parameters of the wall stabilized non-transferred DC arc plasma generator, in order to improve the efficiency of the numerical simulation program, the Lorentz force could be neglected in the non-transferred arc in some cases.

Key words: DC arc; free burning arc; wall stabilized non-transferred arc; flow field; Lorentz force; aerodynamic force