减压直流电弧等离子体发生器内的流动与传热数值模拟研究

彭翊，黄河激，潘文霞

（中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室（筹），北京海淀区 100190）

摘要 本文采用磁流体动力学模型,对具有中间段和突阔阳极的非转移直流电弧等离子体发生器内部流场进行了数值模拟研究。通过对 Fluent 商业软件二次开发，耦合迭代求解流体力学方程组和电磁场方程组，得到了 0.1atm 气压下发生器内部氩等离子体的温度场和速度场分布。模拟计算结果表明，等离子体的最高温度出现在阴极尖端电弧区内。速度场在中间段中未发展充分，其最大值出现在中间段出口处。同时，在突阔阳极出口处存在较大的回流区域。

关键词 非转移直流电弧，数值模拟，流动与传热

引 言

非转移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]。热等离子体流动与传热问题，是影响其在先进材料加工、制备及热性能评估等应用的关键因素之一。由于直流电弧等离子体发生器结构的封闭性，很难用直接的实验测量来获得内部的流场和温度场，因此有必要采用数值模拟方法来研究其内部的流动和传热问题。

等离子体数值模拟中求解磁感应强度 $\vec{B}$ 目前有两种方法，一种是按照安培环路定理对电流密度 $\vec{j}$ 进行积分，另一种是引入磁矢量势 $\vec{A}$，将磁感应强度 $\vec{B}$ 与电流密度 $\vec{j}$ 的关系转换为偏微分方程。本文采用计算量小的磁矢量方法首先对自由燃烧弧经典算例进行数值模拟，通过与国际同行结果对比，验证模型和算法，再对非转移直流电弧等离子体炬中的氩等离子体流场进行数值模拟。

本文采用 Fluent 商业软件对流体力学方程和电磁场方程耦合迭代求解来模拟等离子体流动与传热。由于 Fluent 本身不具备磁流体力学模型，需要加入 UDS（自定义标量）和 UDF（自定义函数）[4]，进行二次开发后实现电磁场方程的添加。计算中用到的不同压力和温度下氩等离子体的物性参数取自文献[1]。

1 数值模拟方法

1.1 假设条件

（1） 流场为定常、轴对称、层流；

（2） 等离子体处于局域热力学平衡状态；

（3） 等离子体为光学薄；

（4） 忽略重力和粘性耗散。

1.2 控制方程

质量守恒方程

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

动量守恒方程

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

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

能量守恒方程

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

以上方程为柱坐标形式，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、热导率、动力粘性系数和电导率；k_B 和 e 分别为波尔兹曼常数和基元电荷量；Q_r 为单位体积的等离子体辐射功率。公式中方框所标注的项为一般流体力学方程不包含的源项。

电流密度和磁感应强度周向分量则是通过对基于磁矢量势的麦克斯韦方程组求解得到。在定常和轴对称情况下，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

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

安培定律（$\mu_0=4\pi\times10^{-7}TmA^{-1}$）

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

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

欧姆定律

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

磁感应强度和磁矢量的关系为：

$$B_\theta=\frac{\partial A_r}{\partial z}-\frac{\partial A_z}{\partial r}$$

2 自由燃烧弧数值模拟

2.1 边界条件

如图 1 为自由燃烧弧模拟所用的计算域。阴极材料为钨，锥角 60 度。阳极材料为铜，工作气体为氩气，计算域为 ABCDEFGA。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。边界条件如表 1 所示。边界条件中阴极尾部 GF 给定电流密度 $j_C=1.71\times10^7 A/m^2$，对应输入电流 200A。CE 和 EF 给为固体壁面边界条件，恒温 1000K。

图 2 为计算域的网格分布，FA 和 AB 采用附面层模型，第一个网格点与边界距离为 0.01mm，附面层中第 i+1 个网格点的距离比第 i 个网格点距离大 1.2 倍，附面层包含 10 个网格点，即附面层总厚度为 0.26mm。阴极尖端前也采用附面层模型，第一个网格点距离阴极尖端的距离为 0.1mm，增长因子为 1.1，附面层包含 10 个网格点，因此附面层的总厚度为 1.6mm。

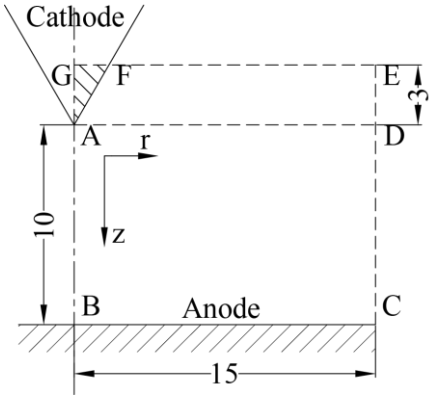

图 1 自由燃烧弧计算域

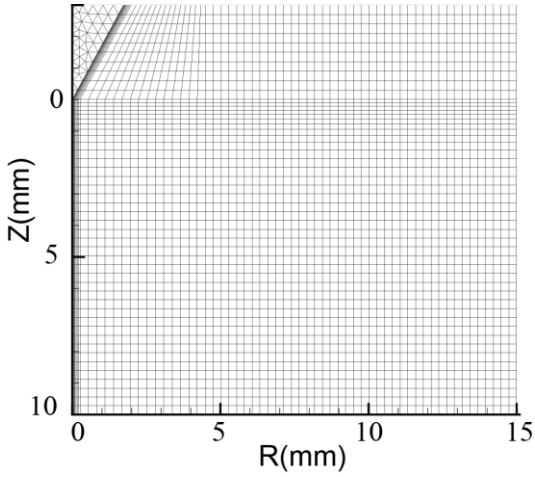

图 2 自由燃烧弧网格分布

表 1 自由燃烧弧等离子体模拟所用边界条件

	u	v	P	T	φ	$\vec{A}$
AB	$\frac{\partial u}{\partial r}=0$	0	$\frac{\partial P}{\partial r}=0$	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial \vec{A}}{\partial r}=0$
BC	0	0	—	1000K	0	$\frac{\partial \vec{A}}{\partial z}=0$

CE	0	0	—	1000K	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	0
EF	0	0	—	1000K	$\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0$	0
FG	—	—	—	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	j_c	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$
GA	—	—	—	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$

2.2 计算结果

图 3 对比了采用不可压缩模型的计算结果与 K.C.Hsu[5]的实验结果。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[5]结果接近。这说明对 Fluent 添加电磁场方程后可较好地模拟等离子体流场。

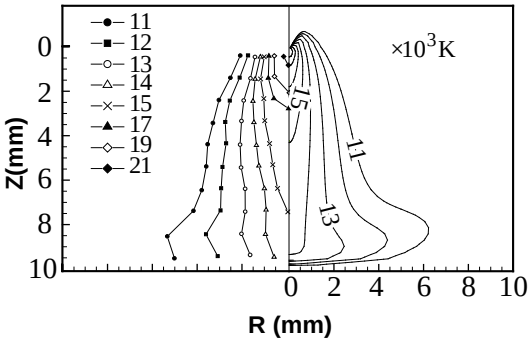

图 3 200A 电流时计算所得等温线（右）和 K.C. Hsu[5]的实验结果（左）相比较。温度单位 10^3K。

图 4 对比了采用可压缩和不可压缩模型对计算结果的影响。从图 4 中可以看出，采用可压缩和不可压缩模型对大气压下自由燃烧弧进行模拟所得温度场几乎一样。在大气压条件下，等离子体速度远低于声速，气体可压缩性不明显。二者结果一致说明可压缩模型在低流速条件下也可正确模拟流场特性。

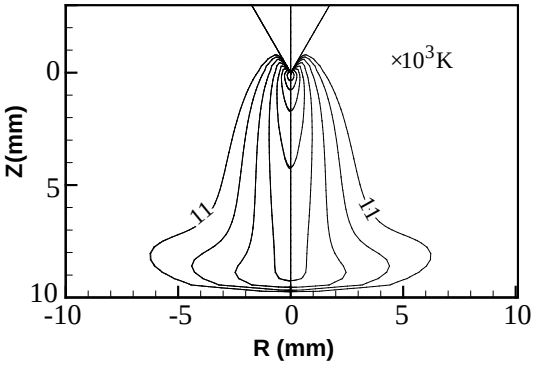

图 4 200A 电流时采用可压缩模型（左）与不可压缩模型（右）计算结果进行对比

3 非转移直流电弧数值模拟

本文模拟对象为具有中间段和突阔阳极的非转移直流电弧等离子体发生器内部流场。图 5 为发生器的结构示意图和计算域。工作气体为氩气，采用可压缩模型。阳极出口处气压为 0.1atm。电流为 100A。入口 BC 为轴向进气，入口 EF 为径向进气，BC 与 EF 进气的气流量之比为 2：1，气体总流量为 6~12slm 进气速度通过$U=\dot{m}/(\rho A)$计算获得。

网格分布为 100（Z）×30（R）。如图 6 所示。

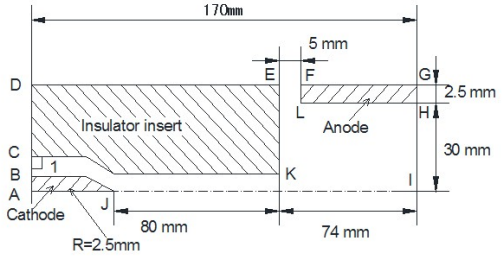

图 5 非转移直流电弧计算域

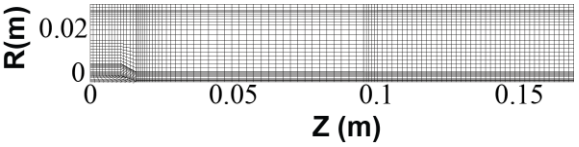

图 6 网格分布图

3.1 边界条件

表 2 为非转移直流电弧等离子体模拟时所采用的边界条件。计算域中流体与固体的交界面采用耦合边界条件。

表 2 非转移直流电弧等离子体模拟所用边界条件

	u	v	T	φ	$\vec{A}$
AB	—	—	3000K	$\frac{I}{A}=-\sigma_C\frac{\partial\varphi}{\partial z}$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial z}=0$
BC	U_{in}	0	300K	$\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial z}=0$
CD	—	—	500K	$\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial z}=0$
DE	—	—	500K	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$

EF	0	V_{in}	300K	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$
FG	—	—	500K	0	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$
GH	—	—	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial z}=0$
HI	$\frac{\partial u}{\partial z}=0$	$\frac{\partial v}{\partial z}=0$	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0$	0
IJ	$\frac{\partial u}{\partial r}=0$	0	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$
JA	—	—	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\vec{A}}{\partial r}=0$

3.2 计算结果

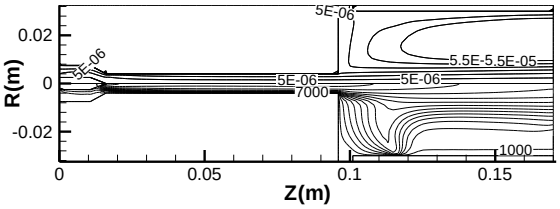

图 7 气流量为 8slm，电流为 100A 时，等离子体发生器内部的流线（上）和温度分布（下）。流线等值线间隔为$1\times10^{-5}kg/s$，温度等值线间隔为 100K

图 7 显示了非转移电弧等离子体发生器内部的温度和轴向速度分布，结果表明，最高温度出现在阴极尖端附近，这是由于阴极尖端附近电流密度最大，焦耳热效应也最为明显。阳极弧根贴附于靠近中间段出口的阳极上部。轴向速度的最大值位于中间段的出口处。

图 8 和图 9 分别为电流 100A，流量分别为 6slm，8slm 和 12slm 时，轴线上的温度和速度分布，图中虚线表示中间段出口位置。图 8 显示温度在中间段的下游区域已经变化很小。这说明在中间段出口附近，对于三种不同流量情况，传热已经发展充分。从图 9 可以看出，对于三种不同流量的情况，轴线上的速度都随着轴向距离的变化而变化，这说明在中间段里，流动没有发展充分。这种情况与气压为一个大气压下的情况不同[6]。

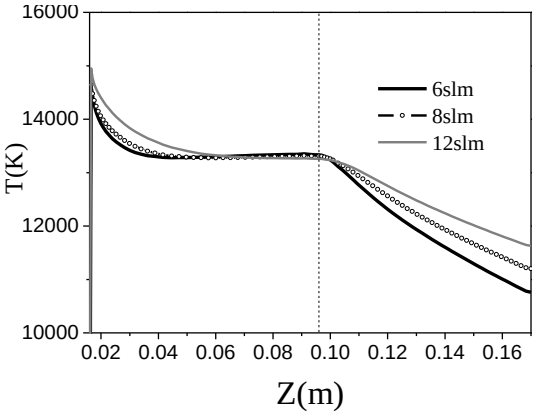

图 8 电流为 100A 时，不同流量情况下轴线上温度分布

图 10 和 11 为 100A 电流，不同流量情况下，出口的温度和轴向速度径向分布。从图中可以看出，出口处的最高温度和速度都随着气流量的增加而增加。从图 11 还可以看出，随着径向距离的增加，速度会出现负值，这是因为当等离子体通过狭窄的中间段后，进入带有突扩阳极结构的出口时在较大范围内出现了回流，这与图 7 中阳极出口附近的回流流线相吻合。

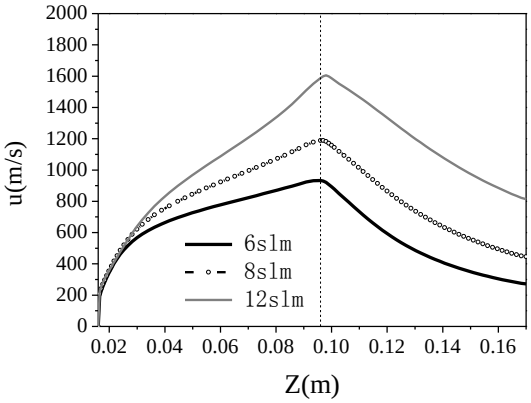

图 9 电流为 100A 时，不同流量情况下轴线上轴向速度分布

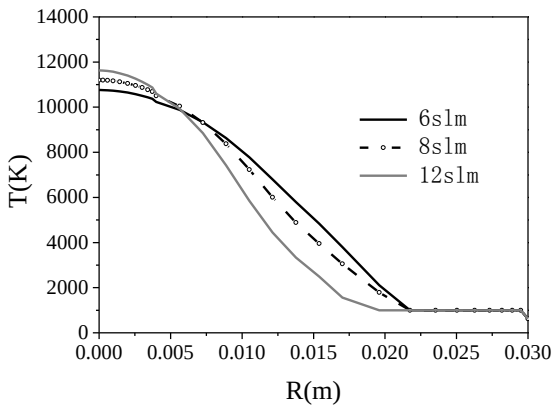

图 10 电流为 100A 时，不同流量情况下出口温度径向分布

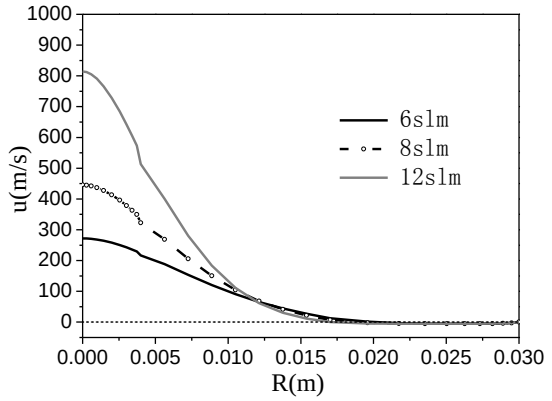

图 11 电流为 100A，不同流量情况下出口轴向速度的径向分布

4 结论

本文采用基于磁矢量势描述的磁流体动力学模型对大气压下氩等离子体自由燃烧弧进行了数值模拟，得到了合理的温度场分布，计算结果接近文献[5]的报道结果。采用可压缩模型对 0.1 个大气压下的减压直流电弧氩等离子体的数值模拟。结果表明，在减压环境下，中间段的温度场发展充分，而速度场没有发展充分。同时，阳极弧根贴附于靠近中间段出口的阳极的上部。在突阔阳极的出口处存在较大的回流区域。

参考文献

1 陈熙 著，热等离子体传热与流动，科学出版社，2009

2 过增元，赵文华. 电弧和热等离子体. 北京，科学出版社，1986

3 Pfender E, Thermal plasma technology: where do we stand and where are we going? *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1999, Vol. 19(1): 1～31.

4 Fluent Inc. Fluent 6.2 User-Defined Functions Manual. Lebanon, NH. 2005

5 Hsu KC, Etemadi K, Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc. *J Appl Phys*, 1983, 53(3): 1293～1301

6 Wang Haixing, Chen Xi, Pan Wenxia, Modelling Study on the Plasma Flow and Heat Transfer in a Laminar Arc Plasma Torch Operating at Atmospheric and Reduced Pressure, *Plasma Science and Technology*, 2009, Vol.11, No.2: 164～171

NUMERICAL SIMULATION MODELLING STUDY ON THE FLOW AND HEAT TRANSGER IN A DC ARC PLASMA TORCH OPERATED AT REDUCED PRESSURE

Peng Yi Huang Heji Pan Wenxia

(State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

Abstract In this work, the Magneto-Hydrodynamic(MHD) model is used to simulate the flow field in a sub-atmospheric DC arc plasma torch with insulator insert and sudden size-expansion anode. The temperature and velocity fields of the arc are obtained through exploiting the Fluent software, solving the electromagnetic equations and hydrodynamic equations with the coupled iterative solution. The results of flow field show that the maximum temperature is located at the vicinity of the cathode tip. The velocity field could not reach the

fully developed regime at 0.1atm, the maximum value of velocity is located at the outlet of insulator insert. Simultaneously, the surrounding gas outside the plasma torch is entrained from the exit of sudden size-expansion anode..

Key words non-transferred DC arc, numerical simulation, flow and heat transfer