

直流电弧等离子体炬的特性研究*

袁行球¹⁾ 李 辉²⁾ 赵太泽¹⁾ 王 飞¹⁾ 俞国扬³⁾ 郭文康¹⁾ 须 平¹⁾

¹⁾ (复旦大学现代物理研究所, 上海 200433)

²⁾ (中国科学技术大学热科学与能源工程系, 合肥 230027)

³⁾ (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2003 年 12 月 2 日收到, 2004 年 1 月 18 日收到修改稿)

介绍了局部热力学平衡下描述直流电弧等离子体炬的磁流体力学模型, 采用数值模拟方法研究了等离子体炬内等离子体的传热和流动特性、湍流对等离子体炬内等离子体特性的影响, 以及等离子体炬运行参数对等离子体特性的影响. 将数值模拟结果与已有的实验结果进行了比较.

关键词: 等离子体炬, 磁流体力学, 数值模拟

PACC: 5225, 5265, 5270

1. 引 言

大气压下直流电弧等离子体炬广泛地运用于喷涂、切割、航天等工业领域, 对等离子体炬内物理过程的研究有助于更好地控制和利用等离子体炬. 然而, 由于在等离子体发生器内部存在着电磁场、电极过程、导电流体以及传热传质之间的复杂相互作用, 对其内部等离子体物理规律的研究非常困难, 同时, 又由于发生器空间狭小, 采用实验测量手段测量其内部的温度、速度分布以及电弧弧根位置等非常困难. 上世纪 80 年代以来, 随着高速电子计算机的发展, 采用数值模拟方法对直流电弧等离子体发生器的物理过程进行数值模拟成为了一种经济、有效的研究手段, 许多二维^[1-4]和三维^[5-9]的数值模拟研究结果相继发表. 三维数值模拟, 正如文献 [10] 所指出的, 大多采用给定非对称边界条件的方法来得到非轴对称解, 对于非轴对称边界条件的给定, 目前还没有统一的观点. 二维数值模拟大多考虑的是阴极和阳极区不同边界对数值模拟结果的影响, 如不同阴极斑点的不同电流密度分布、电磁力等对等离子体特性的影响. 对于各种不同等离子体运行参数的变化对等离子体特性的影响, 则研究相当少.

本文描述直流电弧等离子体炬内等离子体特性的磁流体力学模型, 采用数值模拟方法对直流电弧

等离子体炬进行了详细研究, 研究了不同等离子体炬运行参数对等离子体特性的影响, 以及湍流对等离子体炬内等离子体特性的影响. 为了验证数值模拟结果的正确性, 数值模拟结果与已有的实验测量结果进行了详细比较, 数值模拟结果与实验测量结果符合非常好.

2. 物理模型

2.1. 基本假定

假定等离子体为稳定、轴对称的, 并且处于局部热平衡(LTE)状态, 等离子体为光性厚的, 处于湍流流动状态, 不考虑重力和旋转气体的影响.

2.2. 控制方程

在上述几个基本假定下, 描述等离子体的控制方程组可以写成如下形式^[2].

连续性方程:

$$\frac{\alpha(\rho u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\alpha(\rho r v)}{\partial r} = 0; \quad (1)$$

轴向动量方程:

$$\frac{\alpha(\rho u u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\alpha(\rho r u v)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]$$

* 国家教育部重点实验室高级访问学者计划、中路·波尔奖学金、三星奖学金和中国工程物理奖学金资助的课题.

$$+ \frac{1}{r} \left[r\Gamma_u \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] + j_r B_\theta ; \quad (2)$$

径向动量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha(\rho uv)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\alpha(\rho rv)}{\partial r} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \\ &+ \frac{2}{r} \left[r\Gamma_u \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] - \Gamma_u \frac{2v}{r^2} - j_z B_\theta ; \quad (3) \end{aligned}$$

能量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha(\rho uh)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\alpha(\rho rh)}{\partial r} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ &+ u \frac{\partial p}{\partial z} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} \\ &+ \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(\frac{j_z}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{j_r}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - q_r ; \quad (4) \end{aligned}$$

电流守恒方程:

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

这里 u, v 分别为轴向和径向速度, h 为等离子体焓, p 为静压, ρ 为密度, q_r 为体辐射功率, φ 为电势, σ 为等离子体电导率. 由于等离子体电流而产生的感应磁场 (B_θ) 由安培定律计算得到. 等离子体电流密度由电势的负梯度计算得到

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

由于高温等离子体在等离子体炬内存在很高温度、速度梯度, 等离子体流体通常处于湍流状态, 为了考虑湍流对等离子体流动和传热的影响, 采用标准的 $K-\epsilon$ 湍流模型, 该模型所需求解的湍流动能方程和湍流耗散率方程可以写成如下形式^[10].

湍流动能方程:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial K}{\partial z} + \rho v \frac{\partial K}{\partial r} &= G - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial z} \right) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial r} \right); \quad (6) \end{aligned}$$

湍流耗散率方程:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} &= c_1 G \frac{\epsilon}{K} - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{K} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right), \quad (7) \end{aligned}$$

这里 G 为湍流粘性耗散项, 其具体表达式为

$$G = \mu_1 \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\}.$$

运用该模型, 湍流粘性和湍流热导率可以表示为

$$\mu_1 = c_\mu \rho \frac{K^2}{\epsilon}, \quad k_1 = \frac{\mu_1 c_p}{Pr_1}.$$

方程 (1)–(7) 中的输运系数定义为

$$\Gamma_u = \mu + \mu_1, \quad \Gamma_h = (k + k_1) / c_p,$$

$$\Gamma_K = \mu + \mu_1 / c_K,$$

$$\Gamma_\epsilon = \mu + \mu_1 / c_\epsilon,$$

这里 μ, k, c_p 分别为分子粘性、热导率和比热, K, ϵ 为湍流动能、耗散率, Pr_1 为湍流 Prandtl 数, $c_1, c_2, c_K, c_\epsilon$ 和 c_μ 为模型中所用到的湍流常数, 这些常数的值分别为 1.44, 1.92, 0.09, 0.7, 1.3.

2.3. 计算区域以及边界条件

图 1 表示计算区域以及网格的划分, 由于曲线形的阳极边界, 我们采用贴体坐标系统 (BFC). 该形状的等离子体炬是美国 PRAXAIR 公司的 SG-100 系列等离子体炬之一.

方程 (1)–(7) 是偏微分方程组, 必须给定适当的边界条件才能求解. 计算中所采用的边界条件如下: 在入口段 AB , 给定等离子体温度, 等离子体速度则由等离子体炬工作时的气流量给出 (假定入口速度为均匀分布), 电流密度为零, 入口处的湍流动能及其耗散率按照文献 [7] 的方法给定. 阴极 BC 段, 采用无滑移边界条件, 阴极表面温度为 1000K, CD 段阴极表面温度按线性规律从 1000K 增加到 3000K, 阴极斑点处的电流密度分布采用指数分布 ($j = j_{\max} \exp(-r/b)$), j_{\max} 和 b 值根据自由电弧模拟结果来选取^[11]. 对称轴 DE 段, 采用轴对称边界条件. 出口 EF 处的压力、速度和等离子体焓值由内点的计算值外推得到, 电流密度为零. 阳极 FA 段, 采用无滑移边界条件, 阳极表面的温度为 1000K, 阳极表面为等势面, 其电势为零. 根据文献 [12] 中阳极边界层的研究结果, 在阳极边界层重离子的温度急剧降低, 而电子仍然保持有限温度, 在计算阳极边界层附近区域电导率时采用 Scott 提出的计算公式^[11]. BCD 以及 AF 阳极和阴极壁面, 采用平衡的壁面函数来计算轴向速度、湍流动能及其耗散率, 具体的壁面函数的实施可参考文献 [13].

等离子体工作气体为氩气, 其密度、比热、热导、电导、粘性等热力学属性和输运系数由清华大学陈熙教授提供, 等离子体的体辐射系数取自 Menart^[14]

的计算结果.

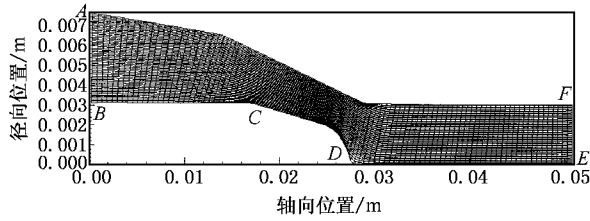


图1 计算区域以及网格的划分(50×100)

3. 典型计算结果

3.1. 等离子体温度和速度特性

图2至图10表示等离子体电流为600A、进气量为60 l/min STP时等离子体炬内等离子体特性的典型计算结果.图2至图4分别表示等离子体炬内的温度场、速度场,以及电流密度矢量.从图2至图4可以看出,在阴极顶部附近区域,由于这里的电流密度很大,因此焦耳热功率也很大,这样在阴极附近区域的等离子体温度也很高.随着等离子体向出口处流动,等离子体速度先增加然后逐渐减小.

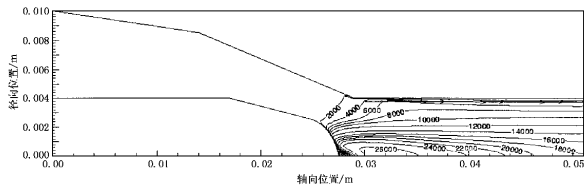


图2 等离子体炬内的温度场分布(单位:K)

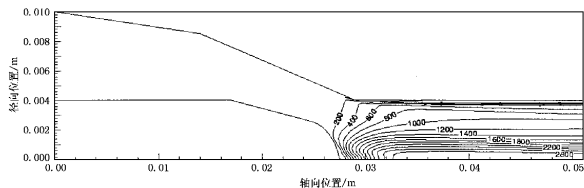


图3 等离子体炬内的速度场分布(单位:m/s)

等离子体炬内的流线分布如图5所示.从图5可以看出,在等离子体炬内大部分工作气体从高温区域的边缘流过,高温等离子体通过卷吸和混合,使得等离子体工作气体分解和电离,形成等离子体.

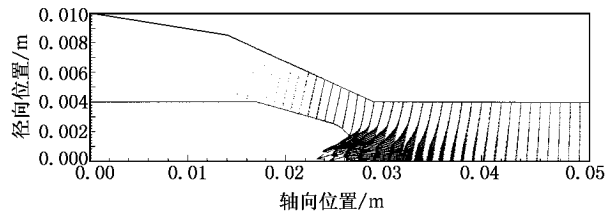


图4 等离子体炬内的电流密度矢量

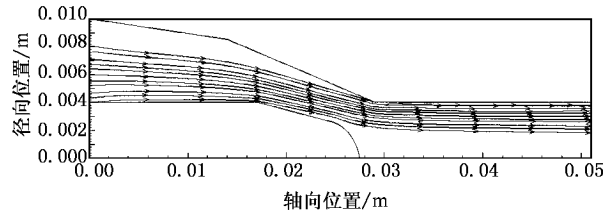


图5 等离子体炬内的流线分布

图6表示沿轴线的温度和速度分布.从图6可以看出,等离子体温度在阴极顶部附近达到最大值,随着等离子体向出口处流动,等离子体温度越来越低.这一方面由于沿轴线等离子体电流密度逐渐降低,从而焦耳热功率也降低,另一方面高温等离子体由于辐射而损失了能量.等离子体速度先是不断增加,达到一个最大值后,然后逐渐降低.从图6还可以看出,如果减小阳极的长度,可以得到更高速度、更高温度的等离子体射流.图7表示出口处半径方向的等离子体温度和速度分布.从图7可以看出,出口处的等离子体温度和速度分布在等离子体炬的轴心处达到最大,靠近阳极壁面等离子体的温度和速度不断减小.这个分布类似于抛物线分布,因此在等离子体射流模拟研究中,大多采用抛物线型的温度和速度分布,作为等离子体射流的入口条件.

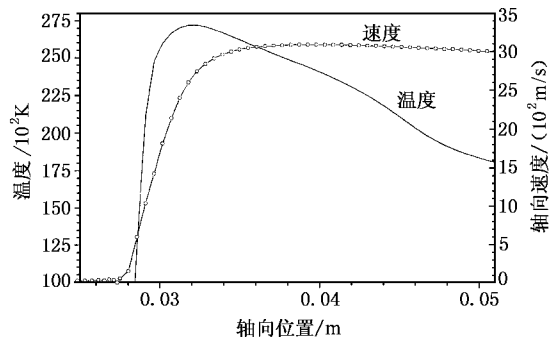


图6 沿轴线方向的等离子体温度和速度分布

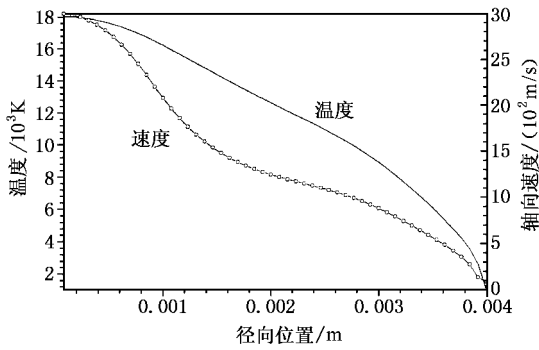


图 7 出口处半径方向的等离子体温度和速度分布

3.2. 湍流对等离子体炬内等离子体特性的影响

由于高温等离子体在等离子体炬内存在很高温度和速度梯度,等离子体流体通常处于湍流流动状态,为了考虑湍流对等离子体流动和传热的影响,本文采用标准的 $K-\epsilon$ 湍流模型.

图 8 表示等离子体炬内部温度场分布,图中下半部分表示层流计算结果,上半部分表示湍流计算结果.从图 8 可以看出,在阴极顶部附近区域,湍流计算结果与层流计算结果的差别略大外,在其他区域湍流计算结果与层流计算结果相差很小,这主要是在阴极顶部附近区域,湍流的影响使得阴极顶部附近的高温等离子体和边缘冷气体之间的混合加大,冷气体进入高温区域后,通过碰撞相互作用发生电离和分解形成等离子体,从而消耗了较多的等离子体能量的缘故.

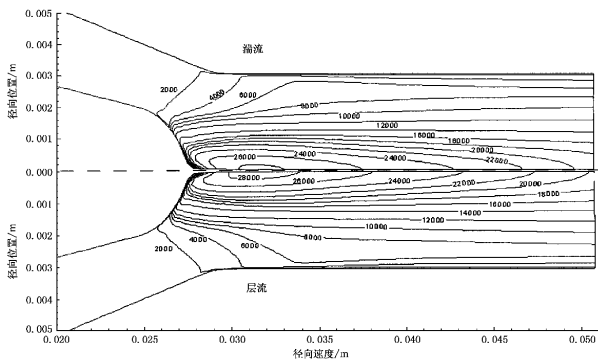


图 8 湍流和层流计算所得等离子体炬内部温度场分布

图 9 表示等离子体炬内部的速度矢量分布,图中下半部分表示层流计算结果,上半部分表示湍流计算结果,同样地湍流计算结果与层流计算结果相差很小.这说明湍流在等离子体炬内的影响很小,等

离子体炬内等离子体的流动主要是处于层流流动状态.

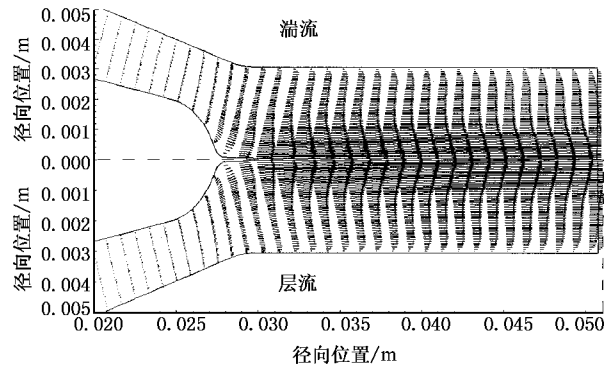


图 9 湍流和层流计算所得等离子体炬内部速度矢量分布

进一步的沿着轴向和出口处温度和速度分布的比较如图 10 和图 11 所示.从图 10 和图 11 可以看出,湍流对等离子体炬内部温度和速度分布的影响很小.

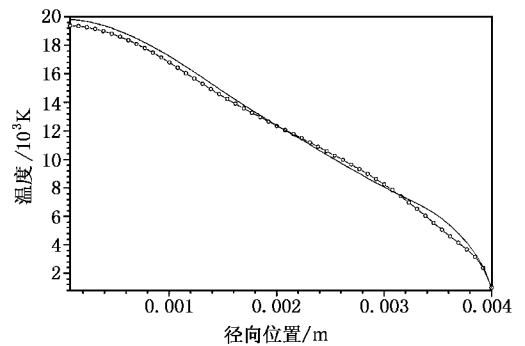


图 10 湍流 (○) 和层流(—) 计算所得出口处等离子体温度分布

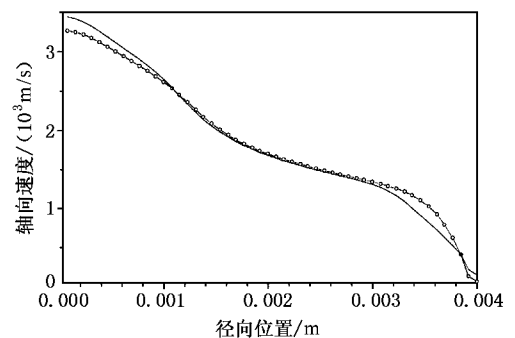


图 11 湍流 (○) 和层流(—) 计算所得出口处等离子体速度分布

4. 参数研究

图 12 表示等离子体炬的伏-安特性关系. 从图 12 可以看出, 随着气流量的增加, 计算所得弧电压增加很快, 而增加等离子体电流, 计算所得弧电压则几乎不变. 从图 12 还可以看出, 不管是增加等离子体电流或气流量, 等离子体炬的输入功率都会增加.

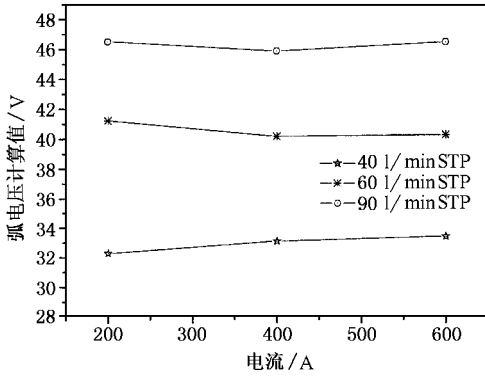


图 12 计算所得不同气流量时等离子体炬的伏-安特性关系

图 13 和图 14 表示等离子体电流为 400A 时, 不同气流量对出口处等离子体温度分布和速度分布的影响. 从图 13 和图 14 可以看出, 随着气流量的增加, 出口处中心处的等离子体温度增加, 而靠近阳极固体壁面处的温度则略减小, 即径向等离子体温度的梯度增加, 出口处的等离子体速度也随着增加.

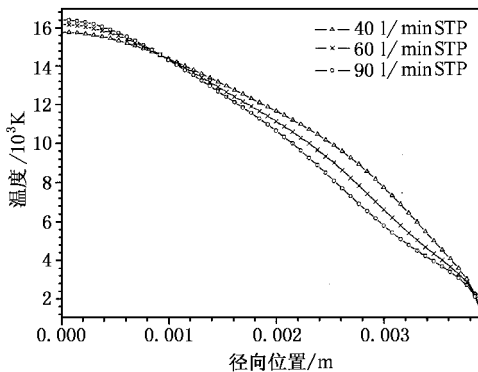


图 13 不同气流量时出口处等离子体温度分布 (等离子体电流为 400A)

图 15 和图 16 表示等离子体气流量为 60 l/min STP 时, 不同等离子体电流对出口处等离子体温度分布和速度分布的影响. 从图 15 可以看出, 增加等离子体电流对出口处等离子体温度分布的影响比增

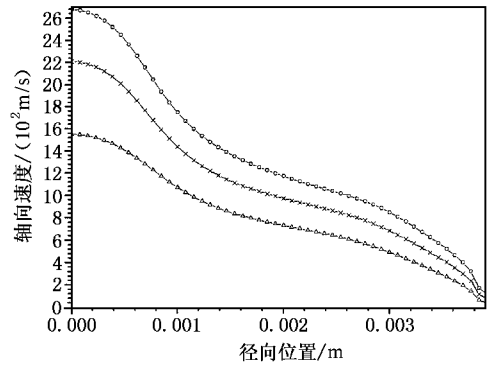


图 14 不同气流量时出口处等离子体速度分布 (等离子体电流为 400A) 图注同图 13

加等离子体气流量时对出口处等离子体温度的影响要明显, 尽管等离子体气流量增加的同时, 等离子体输入功率也增加. 尽管没有增加等离子体气流量, 但是出口处的等离子体速度也随着等离子体电流的增加而增加, 如图 16 所示, 这是因为出口处的等离子体温度增加, 因此等离子体的密度降低, 为了保持质量守恒, 等离子体速度也相应地增加.

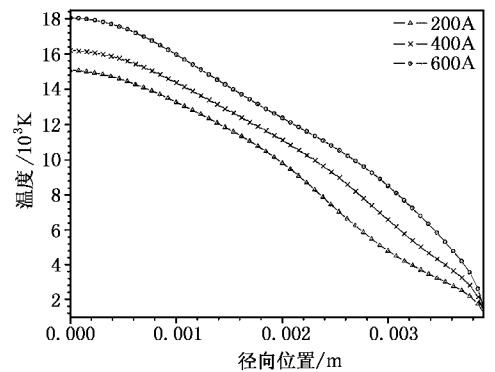


图 15 不同等离子体电流时出口处等离子体温度分布 (等离子体气流量为 60 l/min STP)

图 17 和图 18 表示等离子体电流为 400A 时, 不同进气量时沿轴向等离子体温度和速度分布. 从图 17 和图 18 可以看出, 随着气流量的增加, 出口处的等离子体速度增加, 而等离子体温度的变化则很小, 尽管增加等离子体气流量时等离子体炬的输入功率也相应地增加.

图 19 和图 20 表示等离子体气流量为 60 l/min STP 不同电流时, 沿轴向等离子体温度和速度的分布. 从图 19 和图 20 可以看出, 增加等离子体电流, 沿轴向等离子体温度分布增加, 等离子体的速度也增加, 温度的变化和速度的变化都很明显.

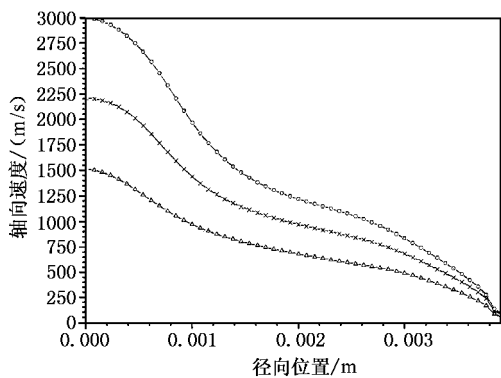


图 16 不同等离子体电流时出口处等离子体速度分布(等离子体气流量同图 15) 图注同图 15

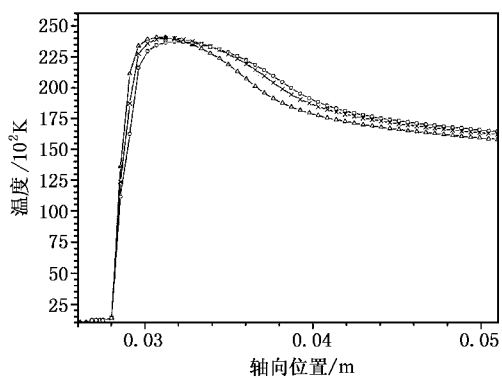


图 19 不同气流量时沿轴向等离子体温度分布(等离子体电流同图 13) 图注同图 13

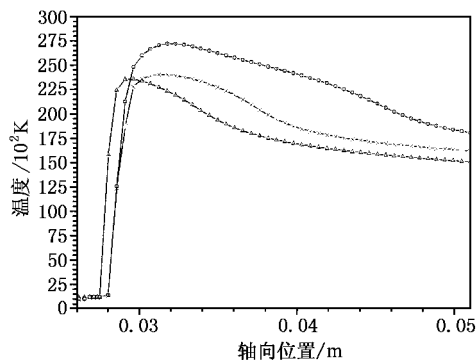


图 17 不同等离子体电流时沿轴向等离子体温度分布(等离子体气流量同图 15) 图注同图 15

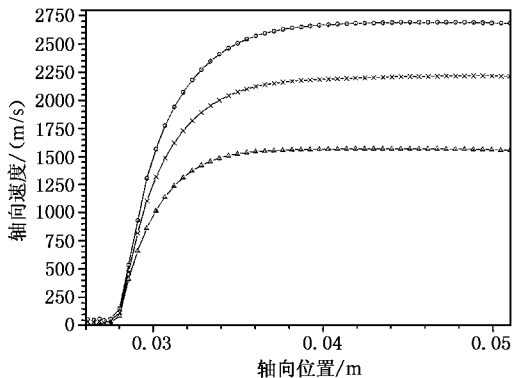


图 20 不同气流量时沿轴向等离子体速度分布(等离子体电流同图 13) 图注同图 13

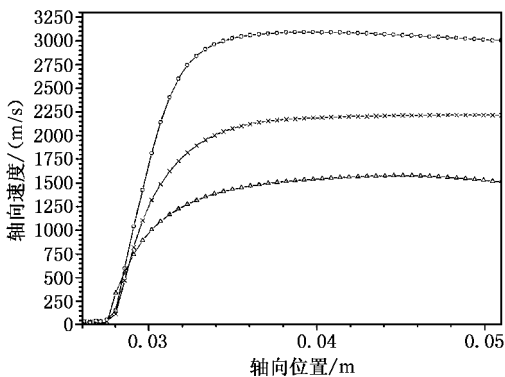


图 18 不同等离子体电流时沿轴向等离子体速度分布(等离子体气流量同图 15) 图注同图 15

国家工程实验室实验用的等离子体炬(图 21)进行了模拟计算,并与其实验结果进行了比较^[2].计算所用参数分别为:等离子体电流为 250,500,750A,气流量为 15.6 l/min STP(0.83scmh),计算所采用的边界条件与前述相同.

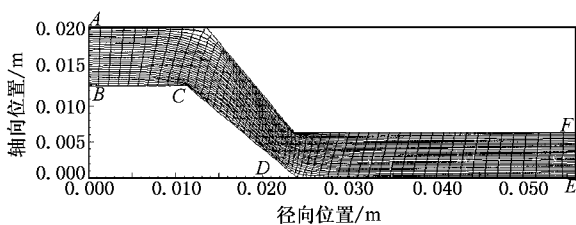


图 21 网格划分及其边界条件(该等离子体炬为 Idaho 国家工程实验室实验用等离子体炬)

5. 与 Idaho 国家工程实验室等离子体炬实验测量结果的比较

为了验证本文计算中所用物理模型,对 Idaho

表 1 表示等离子体炬的运行参数以及计算结果.从表 1 可以看出,本计算所得弧压值与实验测量值基本符合.

表 1 等离子体炬的运行参数以及计算结果

编号	电流/A	功率/W	电压/V		最高温度/K	
			实验值	计算值	炬内	出口处
B24	250	1380	19.44	17.92	16 989	11 279
B28	500	2970	19.92	18.12	17 395	11 663
B32	750	4740	20.44	19.26	22 141	12 661

图 22 表示计算所得出口处的径向温度分布与实验测量结果的比较,值得提出的是这里的实验值是离开等离子体炬出口 1 mm 处的测量结果.从图 22 可以看出,计算所得温度分布与实验测量结果符

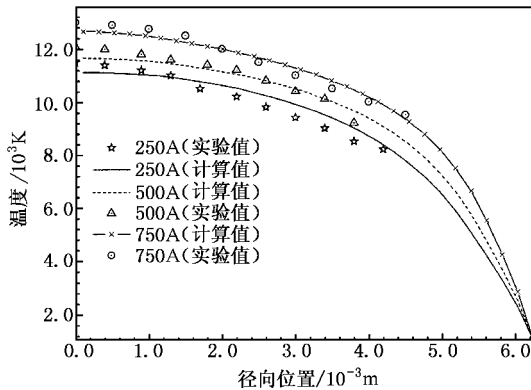


图 22 计算所得出口处的径向温度分布与实验测量结果的比较

合得非常好.由于在二维计算中,没有考虑旋转气体的影响,因此本计算所得半径方向上的温度梯度比实验测量结果略偏小,亦即半径方向上的温度分布较平坦,从图 22 可以看出,这种差别非常小,几乎可以忽略.

6. 结 论

本文利用数值模拟方法研究了直流电弧等离子体炬内等离子体温度和速度分布的典型特性,以及湍流对等离子体炬内等离子体温度和速度分布的影响.结果表明等离子体炬内等离子体流动主要是处于层流流动状态,湍流对等离子体炬内的温度和速度分布影响很小.参数研究结果表明,尽管增加等离子体电流和等离子体工作气体气流量都使得等离子体炬的输入功率增加,但是两者所起作用完全不同,增加等离子体工作气体气流量时等离子体速度增加较为明显,而等离子体温度的变化则很小,增加等离子体电流则不但等离子体速度增加明显,等离子体温度的增加也很明显.

感谢清华大学工程力学系的陈熙教授对于本工作所给予的有益讨论,以及所提供的氩等离子体热力学属性和输运系数数据.

[1] Scott D A ,Kovitya P and Haddad G N 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 5232
 [2] Westhoff R 1992 *PhD Thesis* Department of Materials Sciences and Engineering, MIT
 [3] Murphy A B and Kovitya P 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 4759
 [4] Bauchire J M ,Gonzalez J J and Gleizes A 1997 *Plasma Chem. Plasma Process* **17** 409
 [5] Li H P and Chen X 2001 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **28** 2494
 [6] Li H P and Chen X 2002 *Chin. Phys.* **11** 44
 [7] Li H P ,Pfender E and Chen X 2003 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **36** 1084
 [8] Klinger L ,Vos J B and Appert K ,submitted to *J. Phys. D :Appl. Phys.*

[9] Gonzalez J J ,Freton P and Gleizes A 2002 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **35** 3181
 [10] Launder B E and Spalding D B 1972 *Lectures in Mathematical Models of Turbulence* (New York :Academic)
 [11] Hsu K C and Pfender E 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 4359
 [12] Amakawa T ,Jenista J ,Heberlein J and Pfender E 1998 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **31** 2826
 [13] Yuan X Q 2003 *PhD Thesis* Fudan University (in Chinese)袁行球 2003 博士学位论文(复旦大学)
 [14] Menart J ,Heberlein J and Pfender E 1996 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **56** 377

Study of the characteristic of D.C. arc plasma torch ^{*}

Yuan Xing-Qiu¹⁾ Li Hui²⁾ Zhao Tai-Zhe¹⁾ Wang Fei¹⁾ Yu Guo-Yang³⁾ Guo Wen-Kang¹⁾ Xu Ping¹⁾

¹⁾ (*Institute of Modern Physics ,Fudan University ,Shanghai 200433 ,China*)

²⁾ (*Department of Thermal Science and Energy Engineering ,University of Science and Technology of China ,Hefei 230027 ,China*)

³⁾ (*Institute of Plasma Physics ,Chinese Academy of Sciences ,Hefei 230031 ,China*)

(Received 2 December 2003 ; revised manuscript received 18 January 2004)

Abstract

The magnetohydrodynamic model ,which describes the plasma flows inside the D. C. arc plasma torch ,is presented. By numerical simulations ,the plasma flow characteristics inside the plasma torch and the turbulence effects on the flows are studied in detail. Then the parameter studies are carried out. At last ,comparisons between the numerically predicated results and the experimental data are made in detail.

Keywords : plasma torch , magnetohydrodynamic , numerical simulation

PACC : 5225 , 5265 , 5270

* Project supported by the Visitor-Scholarship Program for Key-Laboratory from the Ministry of Education of China , the Zhonglu-Bohr Fellowship , the Samsung Fellowship , and the Chinese Engineer Physics Fellowship.