

超声速等离子体射流的数值模拟*

袁行球¹⁾ 李 辉²⁾ 赵太泽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 9 月 25 日收到, 2004 年 4 月 15 日收到修改稿)

基于可压缩的全 Navier-Stokes 方程, 利用 PHOENICS 程序对由会聚-辐射阳极形状等离子体炬产生的超声速等离子体射流进行了数值模拟. 考虑了等离子体的黏性、可压缩性以及变物性对等离子体射流特性影响. 研究了超声速等离子体射流的流场结构特性以及不同环境压力对等离子体射流产生激波结构的影响. 结果表明, 超声速等离子体射流在喷口附近形成的周期性激波结构是其和环境气体相互作用的结果.

关键词: 等离子体炬, 超声速等离子体射流, PHOENICS

PACC: 5225, 5265, 5270

1. 引 言

由会聚-辐射阳极形状的等离子体炬产生的超声速等离子体射流被广泛地应用于等离子体低压喷涂、等离子体化学汽相沉积以及金刚石薄膜的制取等领域. 在这些应用中, 超声速等离子体射流通常被射入到低气压的环境当中, 并和环境气体相互作用形成周期性的激波结构, 对这种超声速等离子体的温度和速度特性及其激波结构的了解将有助于我们更好地优化这些过程. 然而, 由于其高温、高速的特性, 实验测量具有相当的难度, 因此通过数值模拟来了解这种超声速等离子体射流的特性相当重要. 在过去的几十年中, 对于以低压等离子体喷涂为背景的研究大多是以亚声速等离子体射流作为研究对象^[1-5]. 对于超声速等离子体射流的研究只是最近才引起足够的重视^[6-11], 这一方面可能因为其对实验手段的要求相对较高, 另一方面, 从数值计算的角度而言, 对于这种高速可压缩流体的数值计算较为困难.

本文在局部热力学平衡条件下, 基于可压缩的全 Navier-Stokes (N-S) 方程, 利用 PHOENICS 程序对超声速等离子体射流进行了数值模拟. 本文采用可以压缩的全 N-S 方程描述, 因此计算考虑了等离子

体黏性效应, 同时考虑到超声速等离子体射流存在激波这样的强间断特性, 采用 Van-Leer 高阶精度差分格式来离散对流项. 研究了不同环境压力对超声速等离子体射流特性的影响, 并与实验结果进行了比较.

2. 物理模型

2.1. 基本假定

本文基于如下基本假定: (1) 等离子体射流为稳态的、轴对称结构. (2) 等离子体工作气体和背景环境气体都是氩气, 即氩等离子体射流喷射到氩环境气体当中. (3) 等离子体为光学厚的, 并且处于局部热力学平衡状态.

由于在低压超声速等离子体射流中, 等离子体有可能不满足局部热力学平衡条件. 为了简化本文计算中采用的这个假定, 对于处于非局部热力学平衡和非化学反应平衡的等离子体的计算模拟是我们正在进行的研究工作.

2.2. 控制方程

根据上述假定, 从质量、动量和能量方程出发, 采用柱坐标 (r, z, θ) 系可以得到如下几个基本方

* 教育部重点实验室高级访问学者计划、中路-波尔奖学金、中国工程物理奖学金和三星奖学金资助的课题.

程^[5,10] :

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 :

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

径向动量方程 :

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

能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha(\rho u h)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\alpha(\rho r v h)}{\partial r} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_h \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_h \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ & \quad + u \frac{\partial P}{\partial z} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \Phi - \dot{q}_r, \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \Phi = & \Gamma_u \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right\} + \frac{2}{3} \Gamma_u \left[\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right]^2. \end{aligned}$$

这里 u, v 分别表示轴向和径向速度, p 表示静压, ρ 为密度, q_r 表示体辐射功率。

2.3. 湍流模型

超声速等离子体射流喷入到环境气体中与环境气体相互作用, 通常是处于湍流状态。为了考虑湍流对等离子体射流的影响, 本文采用标准的 $K-\epsilon$ 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如下 :

湍流动能方程 :

$$\begin{aligned} & \rho u \frac{\partial K}{\partial z} + \rho v \frac{\partial K}{\partial r} \\ &= G - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_K \frac{\partial K}{\partial z} \right) \\ & \quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_K \frac{\partial K}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

湍流耗散率方程 :

$$\begin{aligned} & \rho u \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \\ &= c_1 G \frac{\epsilon}{K} - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{K} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ & \quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

其中 G 表示湍流黏性耗散项, 其具体表达式和文献 [13] 相同。运用该模型, 湍流黏性和湍流热导率可以表示为

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{K^2}{\epsilon},$$

$$k_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t}.$$

方程 (1)–(6) 中的输运系数定义为

$$\Gamma_u = \mu + \mu_t,$$

$$\Gamma_h = (k + k_t) / c_p,$$

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

$$\Gamma_\epsilon = \mu + \mu_t / c_\epsilon.$$

这里 μ, k, c_p 分别表示分子黏性、热导率和比热容; K, ϵ, Pr_t 分别为湍流动能、耗散率以及湍流普朗特数; $c_1, c_2, c_K, c_\epsilon$ 和 c_μ 是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。

2.4. 方程的无量纲化

选取适当的参考量, 上述方程组可以实现无量纲化。本文中对上述方程进行无量纲化所选取的参考变量为长度: R_0 , 密度: ρ_0 , 速度: $\frac{a_0}{\sqrt{\gamma}}$, 压力: p_0 ,

焓: $\frac{\gamma-1}{\gamma} h_0$, 湍流动能: $\frac{a_0^2}{\gamma}$, 湍流耗散率: $\frac{a_0^3}{R_0 \gamma \sqrt{\gamma}}$, 湍

流黏性: $\frac{a_0 R_0}{\sqrt{\gamma}}$, 其中 R 计算区域的径向长度, ρ_0 为

入口处的等离子体密度, a_0 为入口处的当地声速, γ 为可压缩性因子, 同时为了无量纲化方程, 我们还假定入口处的高温等离子体满足理想气体状态方程。

2.5. 等离子体的热力学属性和输运系数

考虑等离子体工作气体为氩气, 等离子体焓值、密度、黏性系数、热导率、比热容和体辐射功率都是温度和压力的函数。不同压力和温度下的等离子体焓值、密度、黏性系数、热导率和比热容是从数据文件中读入, 体辐射功率取自 Menart 等^[12] 在一个大气压下的计算结果, 对于不同压力的体辐射功率计算, 我们利用文献 [6] 中的关系 $q_{r, p_1} / q_{r, p_2} = p_1 / p_2$ 对不

同的压力外推得到。

2.6. 边界条件

本文计算所采用的控制方程为无量纲化后的方程,计算区域如图 1 所示.相应的边界条件如下:为了与实验结果比较,在入口处(A, B)我们采用和文献[9]相同的入口边界条件,该入口条件也是由实验测量所得到真实边界条件,即等离子体的马赫数为 1,温度以及压力分别为 $T_0 = 7500\text{ K}$ 和 48 kPa ,且均为均匀分布,背景气体压力分别取为 6.5, 13, 26 和 39 kPa. BC, CD, DE 为给定压力的自由边界,当内点压力大于界面压力时,等离子体流出界面,其速度为内点的速度,当内点的压力小于界面压力,外界气体被吸入,吸入速度为零. AE 为轴对称边界。

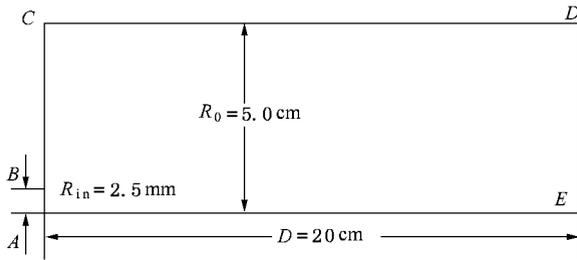


图 1 计算区域

3. 结果及讨论

3.1. 不同差分格式以及网格数对计算结果的影响

图 2 表示对流项采用 Van-Leer 高阶格式和混杂格式离散时的计算结果.从图 2 可以看出,混杂格式的耗散性过大,因此计算得到的激波个数比高阶格式少,激波强度也比用高阶格式计算的结果要低,但是二种格式计算所得到的第一个激波离开喷口的位置基本一致.这个计算结果表明,在超声速等离子体射流的计算中应该采用高精度的差分格式.网格的疏密程度对计算结果的影响如图 3 所示.由图 3 可知,密网格时计算得到的激波比疏网格时更加明显.从这个结果看,网格越密数值耗散似乎越小,从而计算得到的激波更加明显,但网格越密计算所用的机时越长,因此建议计算时采用合理的符合精度的网格数.对于本文所讨论的结果,如果没有特别申明,均为用 Van-Leer 差分格式和网格数为 100×150 时的计算结果。

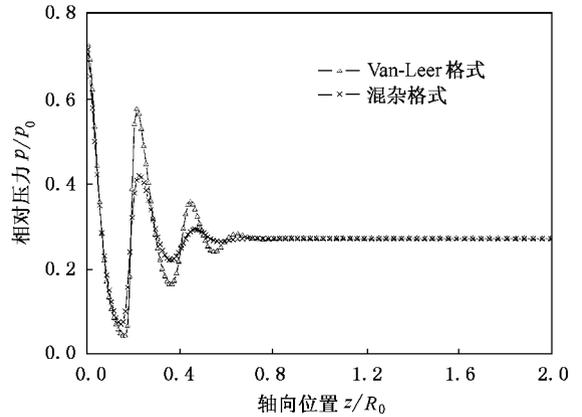


图 2 不同差分格式对计算结果的影响 环境压力为 13 kPa

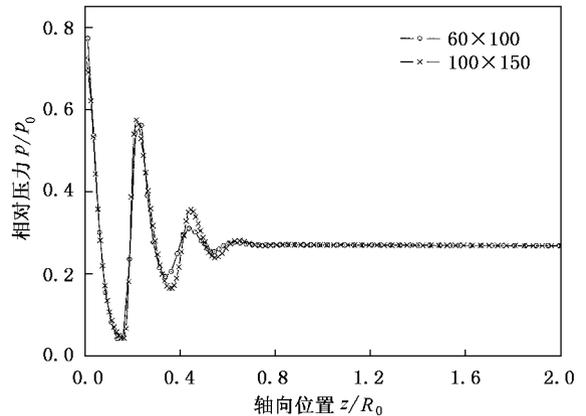


图 3 不同网格数对计算结果的影响 环境压力为 13 kPa

3.2. 超声速等离子体射流的压力、马赫数、温度及速度场特性

我们知道,根据射流入口处的静压力 p 与环境压力 p_0 比值 p/p_0 的不同,超声速等离子体射流和环境气体相互作用分为欠膨胀射流 ($p/p_0 \geq 1$) 和过膨胀射流 ($p/p_0 < 1$). 本文所讨论的超声速等离子体射流属于过膨胀等离子体射流。

图 4 表示喷口附近处的静压力分布.从图 4 可以看出,由于喷口处的静压力和环境压力不匹配,等离子体射流和环境气体相互作用在喷口附近形成了周期性的激波结构.喷口附近处的马赫数分布如图 5 所示.相应地,这种周期性的压缩和膨胀波结构在图 5 中也非常明显.值得注意的是,如图 6、图 7 所示,在膨胀段的等离子体速度很大,大于当地声速,因此该处的马赫数大于 1;而在压缩段,等离子体的动能转变为热能,此时等离子体速度降低,但是其温

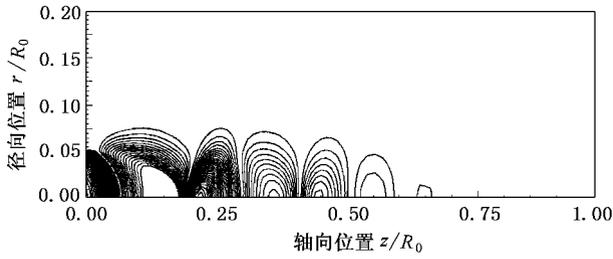


图4 喷口处的相对静压力分布 环境压力为 13 kPa, p/p_0 变化从 0.1 到 0.9, 间隔为 0.01, 最外面的相对静压力为 0.1

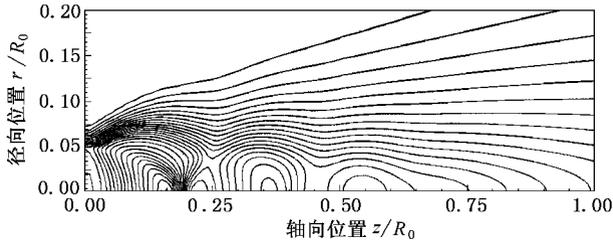


图5 喷口处的马赫数分布 环境压力为 13 kPa, 马赫数变化从 0.1 到 3.0, 间隔为 0.1, 最外面的马赫数为 0.1

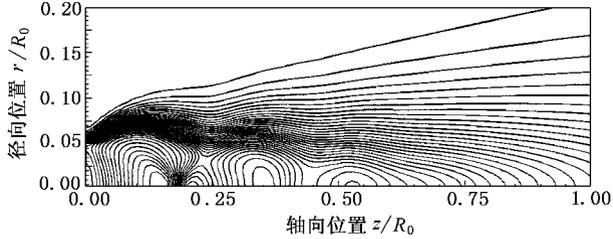


图6 喷口处的相对速度分布 环境压力为 13 kPa, u/a_0 变化从 0.05 到 2.0, 间隔为 0.05, 最外面的相对速度为 0.05

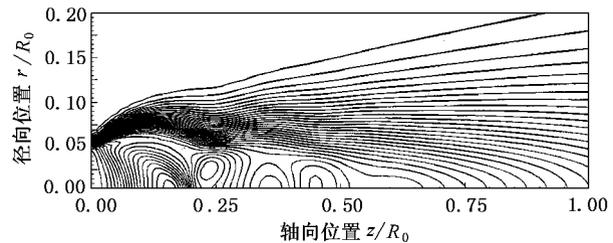


图7 喷口处的相对温度分布 环境压力为 13 kPa, T/T_0 变化从 0.02 到 0.8, 间隔为 0.02, 最外面的相对温度为 0.02

度升高, 此时的马赫数小于 1. 沿着轴向的静压力, 马赫数分布如图 8 所示. 从图 8 可以看出, 由于黏性耗散以及环境压力的作用, 这种周期性激波结构的强度越来越弱.

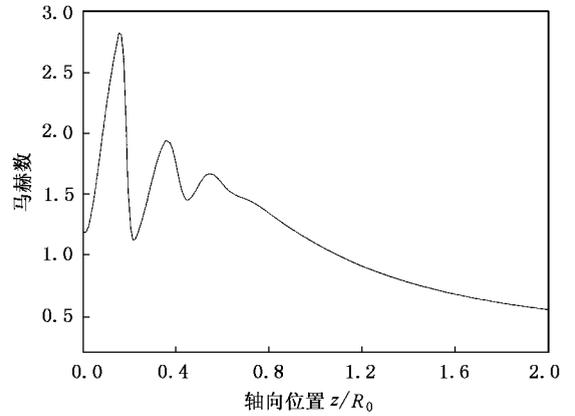


图8 沿轴向的马赫数分布 环境压力为 13 kPa

3.3. 不同环境压力对超声速等离子体射流激波结构的影响

图 9—图 12 分别表示在不同环境压力条件下, 轴向等离子体静压力、温度、速度以及马赫数分布.

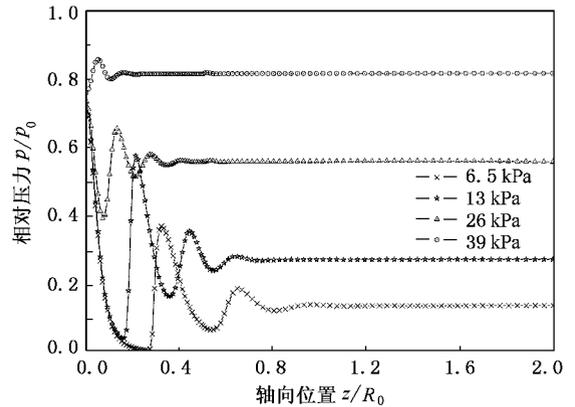


图9 不同环境压力对沿轴向的静压力分布的影响

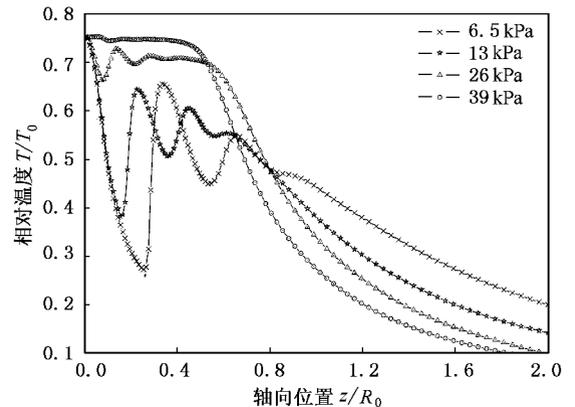


图10 不同环境压力对沿轴向的温度分布的影响

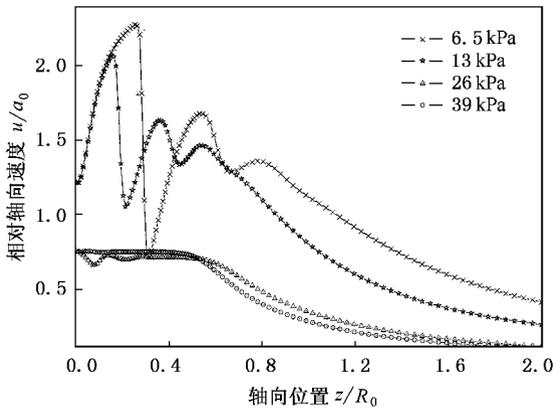


图 11 不同环境压力对沿轴向的速度分布的影响

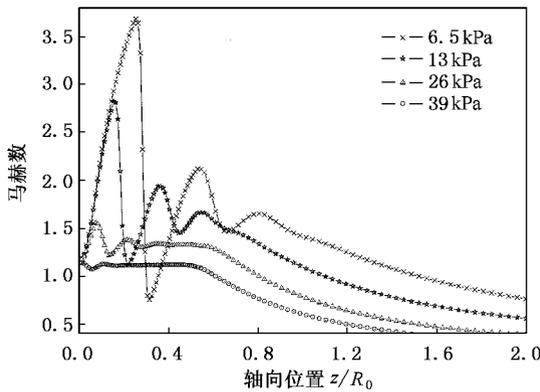


图 12 不同环境压力对沿轴向的马赫数分布的影响

从图 9—图 12 可以看出,当环境压力比较低时,等离子体射流形成强烈的周期性激波结构,特别是第一个激波结构非常强,并且在这个强激波结构后形成了一个明显马赫盘.当环境压力相对较高时,第一个强激波结构的位置离喷口较近,激波结构的强度也相应降低.此外,通过比较我们还可以发现,对于不同的环境压力,第一个激波的结构基本相同,所不同的是它们离开喷口处的距离随着环境压力的降低而增加,其强度也相应地增加.

图 13 表示在不同背景压力时,计算所得到第一

个激波结构离开喷口处的距离和实验测量结果的比较.本模型计算所得到第一个激波结构离开喷口处的距离相对实验测量要小,然而,值得指出的是试验上对于这个强激波结构的位置在测量时也存在较大的误差^[9].同时,本模型还有许多因素没有加以考虑,比如非局部热力学平衡的影响,这也是造成计算结果和实验测量有偏差的一个原因,这将会在我们今后的研究工作中得以改进.

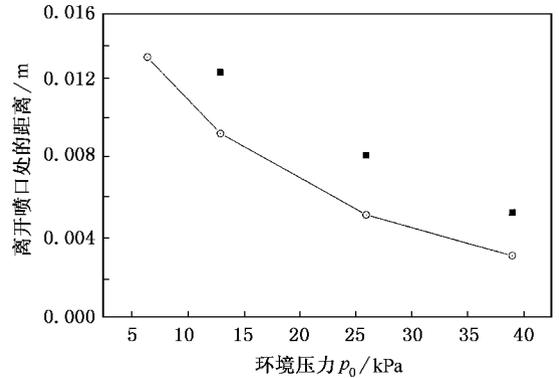


图 13 不同环境压力计算所得激波离开喷口处的距离和实验测量结果的比较 ○为计算结果,■为实验结果,实验结果取自文献[9]

4. 结果与讨论

本文利用 PHOENICS 程序对超声速等离子体射流进行了计算,数值模拟的主要结果如下:

- 1)不同的差分格式和网格数的计算结果表明,超声速等离子体炬的计算应该采用精度较高的差分格式,网格数越多似乎数值耗散也越小.
- 2)超声速等离子体射流的温度、速度、马赫数以及静压力分布特性和环境压力有关,在不同环境压力背景下,其温度场和速度场具有不同的分布.

感谢清华大学工程力学系陈熙教授对本工作所给予的有益讨论并提供氩等离子体热力学属性和输运数据.

[1] Lee Y C , Pfender E 1987 *Plasma Chem. Plasma Process.* **7** 1
 [2] Westhoff R , Szekely J 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 3455
 [3] Pfender E , Fincke J *et al* 1991 *Plasma Chem. Plasma Process.* **11** 529
 [4] Chyou Y P , Pfender E 1989 *Plasma Chem. Plasma Process.* **9** 291

[5] Dilawari A H , Szekely J , Batdorf J *et al* 1990 *Plasma Chem. Plasma Process.* **10** 321
 [6] Robin L , Vervisch B , Cheron B G 1994 *Phys. Plasma* **1** 444
 [7] Sabsab M , Vacquie S , Gravelle D V *et al* 1992 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **25** 425

- [8] George C , Candler G , Pfender E 1998 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31** 2269 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2622
- [9] Selezneva S E , Rajabian M , Gravelle D *et al* 2001 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34** 2862 [12] Menart J , Heberlein J , Pfender E 1996 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **56** 377
- [10] Han P , Chen X 2001 *Thin Solid Films* **390** 181 [13] Launder B E , Spalding D B 1972 *Lectures in Mathematical Models of Turbulence* (New York : Academic)
- [11] Mazouffre S , Boogaarts M G H , Van der Mullen J M H *et al* 2000

Numerical modeling of supersonic plasma jet

Yuan Xing-Qiu¹⁾ Li Hui²⁾ Zhao Tai-Ze¹⁾ 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 25 September 2003 ; revised manuscript received 15 April 2004)

Abstract

Numerical simulation results are presented in this paper concerning the heat transfer and fluid flow within the supersonic plasma jet , which is produced by the converging-diverging plasma torch. The full Navier-Stokes equations , which take into account the gas viscous effects , temperature and pressure dependent properties , and compressible effects , are employed in this simulation and the PHOENICS software is used to solve the set of nonlinear equations. The shock structure within the supersonic plasma jet is analysed in detail ,and the effects of ambient pressure on the jet flow field are studied. Results show that the supersonic plasma flow interacts with the ambient gas and forms a series of compression and expansion waves in the region near the torch nozzle exit.

Keywords : plasma torch , supersonic plasma jet , PHOENICS

PACC : 5225 , 5265 , 5270