内送粉超声速等离子喷涂流场特性分析*

谭超1,魏正英1,魏培1,李本强1,2,韩志海3

(1. 西安交通大学 机械制造系统国家重点实验室,陕西西安 710049;2. 美国密西根大学 机械工程系,密歇根州迪尔伯恩 48128; 3. 西安交通大学 材料学院,陕西西安 710049)

摘 要:应用流体控制方程、传热传质方程、粒子输运方程、Maxwell电磁场方程建立多场耦合数 学模型,通过数值计算方法研究超声速等离子喷枪内外等离子体流动特性。所采用的内送粉三维模型包 含阴、阳电极固体以及阳极边界层区域,考虑了等离子气体的电离与复合反应,以及局域热平衡效应, 得到了超声速等离子喷涂在纯氩和氩氢混合气氛中的气流温度场、速度场分布以及电弧电压分布。结果

表明: 在加入氢之后, 喷枪内等离子体温度提高了30%, 速度提高了67%; 喷枪外气流速度和温度在距 喷嘴出口0~50mm间梯度变化大于喷涂距离50~100mm, 且径向速度和温度梯度变化随着喷涂距离增大 越来越小。计算得到的电弧电压与测量值相差4.4%, 说明了考虑阳极边界层后计算模型的合理性。

关键词:数值模拟;超声速喷枪;流场特性

中图分类号: 0359; TG174.44 文献标识码: A 文章编号:1001-4055 (2015) 01-0030-07 **DOI**: 10.13675/j. enki. tjjs. 2015. 01. 005

Numerical Analysis of Plasma Flow with Supersonic Plasma Gun

TAN Chao¹, WEI Zheng-ying¹, WEI Pei¹, LI Ben-qiang^{1, 2}, HAN Zhi-hai³

State Key Laboratory for Manufacturing Systems Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
 Department of Mechanical Engineering, University of Michigan-Dearborn, Dearborn, Michigan 48128, United States;
 School of Material Science and Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A multi-physic fields coupling mathematical model was established using fluid controlling equations, heat and mass transfer equations, species transport equations and Maxwell's electromagnetic equations, to predict flow field characteristics inside and outside supersonic plasma gun. The three-dimensional model contained cathode, anode and anode boundary layers, and took ionization and recombination reactions, as well as non-local thermal equilibrium into consideration. The contours of temperature and velocity of plasma jet were displayed under argon and argon-hydrogen working conditions, and arc voltage was also described. The results show that gas temperature inside plasma gun increases by 30%, and velocity increases by 67% after hydrogen was added to working gas. Besides, gas temperature and velocity decrease more sharply at distance of 0~50mm from nozzle exit than that of 50~100mm, while the decrease rate of the velocity and temperature are reduced with increasing axial distance. The relative error of calculated arc voltage is 4.4%, compared with measured value, illustrating the reasonableness of model after considering anode boundary layer.

Key words: Numerical simulation; Supersonic plasma gun; Flow field characteristic

1 引 言

20世纪60年代以来,普通等离子喷涂技术

(APS)首先在航空、航天、原子能和国防工业等对涂层品种要求多、质量要求较高的高端工业领域获得 广泛应用,至今仍是当代热喷涂技术的主流和热门

* 收稿日期: 2013-12-23;修订日期: 2014-03-04。

基金项目: 国防"九七三"资助项目(613112-K3); 西安交通大学金属材料强度国家重点实验室开放研究项目(20131310)。 作者简介: 谭 超(1989—), 男, 硕士生, 研究领域为等离子喷涂过程。E-mail: wtanchao@stu.xjtu.edu.cn 通讯作者: 魏正英(1967—), 女, 教授, 博导, 研究领域为数字化产品开发与快速制造。E-mail: zywei@ mail.xjtu.edu.cn 研究领域^[1]。国内最新开发的内送粉超声速等离子 喷涂技术(SAPS)相对于目前国内外流行的枪外送粉 亚声速大气等离子喷涂的显著特点是:喷嘴内部温 度(约20000K)和能量密度极高,在保证原料粒子充 分熔化的前提下,飞行速度由150~330m/s提高至 350~900m/s^[2,3]。研究表明,超声速等离子喷涂氧化 锆热障涂层可以获得十分细密的柱晶结构,使涂层 的热震、隔热和热稳定性均有所提高。

但在实际应用过程中, APS和 SAPS都存在高质 量涂层的制造难以控制、涂层质量批次稳定性差等 问题,说明喷涂过程中的许多基本问题还没有真正 研究清楚,尤其是对等离子喷枪内部多物理场特性 缺乏本质认识[4]。近年来,广泛采用数值模拟的方法 研究等离子喷涂过程,不仅可以减少实验研究的成 本,而且可以从本质上解释实验得到的一些结果。 尤其是利用三维计算模型分析等离子体的传热与流 动,可以得到气流温度和速度的空间分布等一些重 要信息^[5,6]。Vardelle^[7]在总结分析之前研究的基础 上,建议用三维模型来研究等离子体喷涂多物理场 的相互耦耦合问题;Fan^[8]采用三维模型分析了普通 等离子喷枪外部的速度场和温度场分布;Li^[9]在考 虑局域热力学平衡(LTE)的情况下,分析了普通等 离子喷涂喷枪内、外部的流场特性,但文中并没有 考虑阴阳极固体和气体的电离复合反应;Trelle^[10,11] 则考虑了更加合理瞬态、非LTE、全耦合的模型对电 弧运动进行计算,但没有考虑电极的加热和阳极边 界层效应。在等离子体密度计算方面,Liu^[12]利用 Chen^[13]的结果证实,等离子体密度在假定其符合理 想气体方程计算与利用 Maxwell 能量分布方式计算 的结果区别不是很大。在数值分析方面,关于压 缩-扩张形式的超声速喷枪内外结合的瞬态计算没 有相关报道,而考虑了内送粉形式结构的数学分析 则也没有。

本文通过建立多物理场耦合数学模型,利用数 值计算方法研究内送粉超声速喷枪内外等离子体流 动特性。所采用的三维模型包含阴、阳电极固体以 及阳极边界层区域,考虑了等离子气体的电离与复 合反应,以及局域热平衡效应,得到了超声速等离子 喷涂在纯氩和氩氢混合气氛中的气流温度场、速度 场分布以及电弧电压分布。这些特性和规律都很难 从二维计算模型直接得到^[14,15]。

本文的数值模拟采用先进的计算流体动力学分 析软件 ESI-CFD,但计算所采用的化学反应以及反应 数据库都是通过软件用户自定义入口建立起来的。

2 数学模型的建立

数学模型的建立是基于以下假设:

(1)等离子体是光学薄的可压缩流体。

(2)气体密度的计算采用理想气体方程,忽略重 力的作用。

2.1 气体流动方程

气体流动方程有:连续性方程、动量方程、能量 方程以及等离子成分的种类方程:

流体连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho u) = 0 \tag{1}$$

组分连续方程

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla (n_i u_i) = \frac{\mathrm{d}\omega_i}{\mathrm{d}t}$$
(2)

式中 n_i 为i组分单位体积内粒子的数目; $\frac{d\omega_i}{dt}$ 表示i组分由于化学反应单位时间单位体积内的净变化速率; u_i 可表示组分i的速度。

动量方程

$$\rho \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = F\nu_{\mathrm{e}} - \nabla p - \frac{2}{3}\nabla(\mu\nabla u) + \nabla 2\mu[\dot{\varepsilon}]$$
(3)

式中 $\rho \frac{du}{dt}$ 是惯性力项; $F\nu_{o}$ 项是体积力项,它是 质量力、电场力以及洛伦兹力的和; ∇p 是压力梯度 力; $\frac{2}{3}\nabla(\mu\nabla u)$ 项是引起体积膨胀的粘性应力; $\nabla 2\mu[\dot{e}]$ 项是流体运动时引起变形的粘性应力, $[\dot{e}]$ 为应变率 张量。

考虑含有带电粒子并且温度较高的等离子体运动时,等离子体的能量方程需要加上电磁场引起的 焦耳热产生率项 E·J,为

$$\rho \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} (\varepsilon + \frac{u^2}{2}) = \nabla (\mathbf{P} \cdot u) + \rho g \cdot u + E \cdot J - \nabla q \qquad (4)$$

式中 *ε* 表示内能; q 表示单位时间内通过单位面积流出的热量。

2.2 等离子体控制方程

喷枪内电磁场是由固体电极导电、电离后气体 的导电以及运动产生的,电流传导的基本控制方程 是电流的连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{J} = 0 \tag{5}$$

式中 ρ 为电荷密度,J是电流密度矢量。

如果是在静电场中,由高斯定理,流过封闭面的 电通量等于封闭面内所包围的电荷数,即: $\nabla D = \rho$, 其中 D 为电位移磁通密度, D 与电场 E 之间的关系 为 $D = \varepsilon E$ 。由此可得

$$\nabla \left[J + \frac{\partial D}{\partial t} \right] = 0 \tag{6}$$

在磁场中,控制方程如下

$$\frac{1}{\mu}\nabla^2 A = \varepsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} + \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \sigma \nabla \phi - \sigma u \times B - \boldsymbol{J}_s \quad (7)$$

式中 A 为向量磁位; μ 为介质的导磁系数, $\mu = \mu_{\iota}\mu_{o}$; ε 为介质的介电系数, $\varepsilon = \varepsilon_{\iota}\varepsilon_{o}$; ϕ 为电势; J_{s} 为其它源项。

对于直流电弧,考虑定常情况时,式(7)可变为

$$\frac{1}{\mu}\nabla^2 A = \sigma \nabla \phi - J_s \tag{8}$$

另外在等离子体流动过程中还会由于磁场的存 在而产生洛仑兹力。而这个洛仑兹力 J×B 在磁流 体的动量方程中作为一个源项处理。其中电流密度 由式(9)计算

$$J = \sigma(E + u \times B) \tag{9}$$

则洛仑兹力由下式展开

$$F = \sigma(-\nabla \phi + u \times B) \times B \tag{10}$$

电场与磁场的相互耦合关系可由麦克斯韦方程 求解

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{11}$$

$$\nabla \times B = \mu_0 J \tag{12}$$

$$\nabla B = 0 \tag{13}$$

要求解上述方程,必须首先给定等离子体的热 力学属性与输运系数,它们都强烈地依赖于等离子 体的温度和压力。不同组分气体的混合等离子体的 热力学属性与输运系数应通过求解组分质量方程来 求得,对于本文研究内容,涉及e,Ar,Ar*,H,H₂,H*等 多组分,应求解多组分方程,还应考虑到等离子气体 在喷枪内外的电离与复合情况。

2.3 计算中的化学反应

喷枪内部复杂的物理化学现象以及电弧与电极 表面的相互作用,使得利用 LTE 方法来计算喷枪内 的多物理场特性很有局限,对 LTE 进行适当的改正 也很难正确描述内部的运动情况,尤其是电弧边 界。所以运用非局域热平衡的双温等离子体模型和 考虑其中电离与复合的非化学平衡对于正确地分析 喷枪内部的电弧还是很必要的。

等离子气流中,在电弧产生区及射流中心区,由于温度高,电子数密度大,碰撞频率高,所以电子温度与重粒子的温度近似相等,可运用局域热平衡假设进行计算^[16],而在枪体边界及与冷气流交界处,电

子温度与重粒子温度相差较大,运用双温等离子体 模型进行计算^[17]。然而在等离子体喷涂过程中,包 含的电离与复合反应及粒子组分相对比较复杂,所 以只能考虑一些主要的反应。

当工作气体为氩气时,主要考虑的化学反应有 激活反应: $Ar+e \rightarrow Ar+e$ 电离反应: $Ar+e \rightarrow Ar^{+}+2e$ 复合反应: $Ar^{+}+2e \rightarrow Ar+e$

当工作气体为氩氢气体时,主要考虑的化学反应如下。

激活反应
Ar+e→Ar+e, e+Ar+H→Ar+H+e
分解反应
$$2H+H_2 \rightarrow 2H_2$$
, $3H \rightarrow H_2 + H$
 $e+H_2 \rightarrow 2H+e$, $2H+Ar \rightarrow H_2 + Ar$
电离反应
Ar+e→Ar⁺+2e, $e+H \rightarrow H^++2e$
 $e+H_2 \rightarrow H_2^++2e$
复合反应
Ar⁺+2e→Ar+e, $e+H_2^+ \rightarrow 2H$
 $e+ArH^+ \rightarrow ArH+H$
电荷转移
H⁺+H₂→H+H₂⁺, $Ar^++H_2 \rightarrow Ar+H_2^+$
Ar⁺+H₂→ArH⁺+H

本文将运用动力学模型对等离子体内部的组分 进行分析,如果所有反应的反应系数都知道,可得到 实际气体的粒子组分。文中运用Arrhenius定律来计 算反应物与产物间的反应速率

$$k_{\rm f} = A T^{n} (\frac{p}{p_{\rm atm}})^{m} {\rm e}^{-E_{\rm a}/(RT)}$$
(14)

式中A为常数;n和m分别为温度和压强指数; E_a/R 为激活温度。

由电子引发的反应,可用碰撞截面定律进行描述,不同的电子能量对应不同的碰撞截面面积,这些数据在反应数据库中通过用户入口定义的。

其速率可由下式进行计算

$$k = \int \sqrt{u} \,\sigma(u) \, f \mathrm{d}u \tag{15}$$

式中 f 是电子能量分布函数; σ 是碰撞截面面积,其值随电子能量 u 的变化而变化,即随气体温度的变化而变化。

3 几何模型和条件设置

本文的几何模型是基于新开发的高效能超声速 等离子喷枪建立的,如图1所示。计算模型被划分成 阴极固体、阳极固体、主气流道、送粉气流道和出口 大气这几个计算域,用贴近阳极壁面的单层网格等 效处理阳极边界层,在条件设置时区别阳极固体区 域和流体区域。整个模型采用结构化网格,共包括 670458个计算节点、569888个计算单元。在径向方 向,阳极固体的网格在靠近主气流体区域和主气流 体网格靠近阴极固体表面处都进行适当的加密处 理。另外,为了保证流体部分的计算精度,流体计算 域的网格密度大于固体区域,喷枪内部流道的网格 密度大于喷枪外部。





喷枪出口直径为 5.6 mm, 主气流道喉部直径为 4.9mm,送粉气流道与主气流道轴线的夹角为 76°, 计 算模型的边界条件设置如表 1。

主气分别采用纯氩气体和氩氢混合气体(氢气占20%),送粉气为氩气。等离子体气流的热导率和 电导率都是随温度变化的,实验测得了它们随温度 的变化曲线^[18]。入口边界给定了轴向速度 V_a和切向 速度 V_i,即考虑了入口气流的切向分量,速度值是根



Fig. 2 Velocity distribution of plasma gun center section (m/s)

据主气流量计算出来的;出口边界的压力设置为标 准大气压,气体为氩气。

4 计算结果与讨论

4.1 主气为氩气计算结果分析

过送粉流道轴线的截面上计算出来的速度分布 如图2所示。

从图 2 看出, 喷枪内部气流的最高速度达到 1490m/s, 高温使气体极速膨胀, 在喷枪机械压缩、电 磁压缩和热压缩效应共同作用下产生了高速的等离 子体射流。气流速度在喷枪内部降低的很少, 而在 喷枪外部降低的很快, 喷枪外部气流速度沿轴向和 径向的三维连续分布曲线如图 3 所示。

从图3可以看出,从喷嘴出口到轴向位置100mm 处,气流速度从1029m/s迅速减小到100m/s,且随着 轴向距离的增大,速度变化越来越平缓。例如,距喷 嘴出口由0变化到50mm,气流速度从1029m/s降低 到200m/s,速度减小了80%,然而轴向距离从50变化 到100mm,气流速度从200m/s降低到100m/s,速度减 小了50%。另外,在一个确定的轴向位置处,气流速 度沿径向也是降低的,但是随着轴向距离的增大,径 向速度减小率越来越小,例如,在轴向位置为0mm 处,径向位置从0到5mm,气流速度从1029m/s急速 降低到2m/s,然而,在轴向位置为100mm处,径向位 置从0到20mm,气流速度只从100m/s降低到10m/s, 变化的相对缓慢。这是由于高速气流进入到大气环 境后,大量空气卷吸入射流中,射流变形较大,尤其



Fig. 3 Gun external air flow velocity profile

| | Table 1 | Boundary conditions | | | |
|---|---------------------|--------------------------|--|---|--|
| Boundary | <i>T</i> /K | <i>V</i> /(m/s) | arphi /(A/m ²) | A | |
| Main gas inlet | 1000 | $V_{a} = 65, V_{t} = 30$ | $\partial \varphi / \partial n = 0$ | $\partial A/\partial n = 0$ | |
| Powder feeding gas inlet | 500 | 30 | $\partial \varphi / \partial n = 0$ | $\partial A/\partial n = 0$ | |
| Cathode end face | 3500 | - | $j = 5.35 \times 10^{6}$ | $\partial A/\partial n = 0$ | |
| Anode surface | 1000 | - | $\partial \varphi / \partial n = 0$ | $\partial A/\partial n = 0$ | |
| Outlet | 500 | 0 | $\partial \varphi / \partial n = 0$ | $\partial A/\partial n = 0$ | |
| Cathode end face Anode surface Outlet | 3500 1000 500 | - - 0 | $j = 5.35 \times 10^{6}$ $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$ $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$ | $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$ $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$ $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$ | |

是射流尾部更为明显。

图 4 是过送粉流道轴线中心截面的气流温度场 分布。从图 4 可以看出,喷枪内部的最高温度为 17000K,同气流速度变化相似,喷枪内部温度梯度变 化比喷枪外部小,送粉冷气流对主气流温度有影响。

喷枪外部气流温度沿轴向和径向的三维连续分 布曲线如图 5 所示。从图 5 看出,从喷嘴出口到轴向 位置 100mm 处,气流温度从 9102K 迅速减小到 3028K,但随着轴向距离的增加,温度变化越来越平 缓。例如,距喷嘴出口由 0 变化到 50mm,气流温度从 9102K 降低到 4361K,温度减小了 52%,然而轴向距 离从 50 变化到 100mm,气流温度从 4361K 降低到 3028K,温度减小了 31%。在一个确定的轴向位置处, 和速度场变化一样,温度沿径向也是降低的,但是随 着轴向距离的增大,径向温度减小率越来越小,例如, 在轴向位置为 0mm 处,由于喷嘴出口处卷吸进气流中 的空气很少,而且气流的速度很高,径向位置从 0 到 5mm,气流温度从 9102K 急速降低到 600K。在轴向位 置为 100mm 处,径向位置从 0 到 20mm,气流温度只从 3028K降低到700K,变化的相对缓慢,这是由于随着高温等离子气流射入到空气中以及气流的向外扩张,气流和外界空气不断的进行着传热过程,使等离子气流的温度逐渐降低,空气的温度增加,气流被周围的空气冷却。

4.2 主气为氩氢气体计算结果分析

当工作气体中加入 20% 氢气时,喷枪内外等离 子体射流速度和温度分布如图 6 所示。从图 6 可以 看出,当工作气体为氩氢混合气体时,喷枪内部的速 度最大值达到了 2460m/s,温度超过了 20000K,明显 高于工作气体为纯氩时的情况。

喷枪出口截面以及喷枪外部气流的速度和温度 分布如图7和图8所示。从图7可以看出,喷枪出口 截面的速度和温度都呈现中心高、周围低的分布。 越贴近壁面,阻力越大,气流速度越小;越贴近壁面, 电弧对气体的加热作用越弱,且壁面的冷却作用越 强,气体温度越低。且中心最大温度和速度都向下 偏离喷枪中心,这是由于送粉气流造成的,其对气流 速度的影响程度要大于温度。





Fig. 4 Temperature distribution of plasma gun center section (K)

Fig. 5 Gun external air flow temperature profile



(b) Temperature distribution

Fig. 6 Ar- H₂ gas mixture plasma jet velocity and temperature distribution



Fig. 7 Velocity and temperature distribution of gun outlet section



temperature distribution profile

从图 8 可以看出,和工作气体为纯氩的情况一样,工作气体为氩氢混合气体时,喷枪外气流的速度和温度在靠近喷枪口处减小的比较多,越远离喷枪口,速度和温度降低的越少。在一个确定的轴向位置处,气流的速度和温度沿径向也是降低的,且随着

轴向距离的增大,径向速度和温度减小率越来越小。 取喷枪中心轴线上的温度和速度,分别与工作 气体为纯氩的情况进行对比,如图9所示。



Fig. 9 Temperature and velocity contrast between Ar and Ar- H₂ airflow

从图9可以看出,工作气体在加入氢气之后,喷枪 内气流的最高温度提高了30%,而喷枪外部,气流温 度梯度要小于纯氩。这是由于氢气是双原子气体,它 加入使得等离子气流的热焓值升高,气体的电导率、 热导率均有提高,内部热量的交换量更大^[18,19]。而喷 枪内最高速度提高了67%,高的气体温度导致气流膨 胀更加剧烈,从而产生更高的气流速度,在喷枪外部, 随着喷涂距离的增加,两者的速度降到同一水平。

超声速喷枪内的电弧电压分布如图10所示。



Fig. 10 Arc voltage distribution

从图 10 可以看出,喷枪内的最高电压达到 108V,而用钳形电流表测得阴极和阳极表面的电压 为113V,计算值的相对误差为4.4%,由于实测值并 没有考虑喷枪内部的压降,所以高于计算值。可以 说明计算过程中,在考虑了阳极边界层之后,所建立 的计算模型更加合理。

5 结 论

本文通过数值计算方法研究了内送粉超声速等 离子喷枪内外等离子体流动特性,得到以下结论:

(1)工作气体在加入氢气之后,使得喷枪内气流 温度提高了30%,气流速度提高了67%,所以在实际 应用中,广泛采用氩气和氢气的混合气体作为工作 气体。

(2)超声速喷枪外气流速度和温度在距喷嘴出口 0~50mm间梯度变化大于喷涂距离 50~100mm,且 径向速度和温度梯度变化随着喷涂距离增大越来越小,这是由于空气逐渐卷吸进气流中。

(3) 三维计算模型在考虑阴阳极电极固体和阳极边界层后, 计算得到的电弧电压分布更加合理, 与测量值相对误差为4.4%。

以上这些对喷枪内外流场的计算对分析粉末粒 子行为有着重要的作用,为下一步对粉末粒子的加 热与加速等分析提供了良好的基础,同时也对涂层 质量的控制有重要意义。

参考文献:

- [1] 尹志坚, 王树保, 傅 卫, 等. 热喷涂技术的演化与 展望[J]. 无机材料学报, 2011, 26(3): 225-232.
- [2] Han Z H, Xu B S, Wang H J, et al. A Comparison of Thermal Shock Behavior Between Currently Plasma Spray and Supersonic Plasma Spray CeO₂ - Y₂O₃ - ZrO₂ Graded Thermal Barrier Coatings[J]. Surface and Coatings Technology, 2007, 201(9-11): 5253-5256.
- [3] 韩志海,王海军,白 宇,等.超音速等离子喷涂制 备细密柱晶结构热障涂层研究进展[J].热喷涂技术, 2011,3(2):1-14.
- Lugscheider E, Barimani C, Eckert P, et al. Modeling of the APS Plasma Spray Process [J]. Computational Materials Science, 1996, 7(1-2):109-114.
- [5] Selvan B, Ramachandran K, Pillai B C, et al. Numerical Modelling of Ar-N₂ Plasma Jet Impinging on a Flat Substrate [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2011, 20(3): 534-548.
- [6] Mariaux G, Vardelle A. 3-D Time-Dependent Modelling of the Plasma Spray Process. Part 1: Flow Modelling
 [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2005, 44 (4): 357-366.

- [7] Vardelle A, Themelis N J, Dussoubs B, et al. Transport and Chemical Rate Phenomena in Plasma Sprays
 [J]. High Temperature Materials Processes, 1997, 1(3).
- [8] Fan Q B, Wang L, Wang F C. 3D Simulation of the Plasma Jet in Thermal Plasma Spraying [J]. Journal of Materials Processing Technology, 2005, 166 (2): 224-229.
- [9] Li H P, Pfender E. Three Dimensional Modeling of the Plasma Spray Process [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2007, 16(2): 245-260.
- [10] Trelles J P, Pfender E, Heberlein J V R. Modeling of the Arc Reattachment Process in Plasma Torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40 (18): 5635-5648.
- [11] Trelles J P, Heberlein J V R, Pfender E. Non-equilibrium Modeling of Arc Plasma Torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40 (19): 5937-5952.
- Liu B, Zhang T, Gawne D T. Computational Analysis of the Influence of Process Parameters on the Flow Field of a Plasma Jet [J]. Surface and Coatings Technology, 2000, 132(2-3): 202-216.
- [13] Chen X, Chyou Y P, Lee Y C, et al. Heat-Transfer to a Particle under Plasma Conditions with Vapor Contamination From the Particle [J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1985, 5(2): 119-141.
- [14] Selvan B, Ramachandran K. Comparisons Between Two Different Three-dimensional Arc Plasma Torch Simulations [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2009, 18(5): 846-857.
- Bhuyan P J, Goswami K S. Two- Dimensional and Three- Dimensional Simulation of DC Plasma Torches
 Plasma Science, IEEE Transactions, 2007, 6 (35): 1781-1786.
- [16] Rat V, André P, Aubreton J, et al. Two-Temperature Transport Coefficients in Argon - Hydrogen Plasmas I : Elastic Processes and Collision Integrals [J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2002, 22(4): 453-474.
- [17] André P, Aubreton J, Elchinger M F, et al. A New Modified Pseudoequilibrium Calculation to Determine the Composition of Hydrogen and Nitrogen Plasmas at Atmospheric Pressure [J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2000, 21(1): 83-105.
- [18] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E. Thermal Plasmas Fundamentals and Applicatitions [M]. New York: Plenum Press, 1994.
- [19] Eichert P, Imbert M, Coddet C. Numerical Study of an Ar-H₂ Gas Mixture Flowing inside and outside a DC Plasma Torch [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 1998, 7(4): 505-512.