

磁控直流等离子体炬的磁流体动力学模型与仿真

唐达培¹ 高 庆¹ 李映辉¹ 吕反修²

(西南交通大学 610031 成都)¹ (北京科技大学 100083 北京)²

摘要: 以沉积金刚石膜的磁控直流等离子体炬为研究对象, 在经典 N-S 流动方程和能量方程中引入多项源项 (包括因外磁场和内部自感应磁场引起的洛伦兹力、辐射冷却、焦耳生热等), 并结合组分质量守恒、广义欧姆定律及麦克斯韦方程组, 建立了炬内等离子体的磁流体动力学(MHD)模型。利用二次开发后的 FLUENT 软件对所建 MHD 模型进行了仿真, 得出了在有外磁场与无外磁场两种情形下, 炬内及炬出口的温度和速度分布曲线。仿真结果证实, 施加外磁场后, 温度和速度的均匀性都得到了改善, 有利于金刚石膜的沉积。

关键词: 等离子体炬; 磁流体动力学; 外磁场; 金刚石膜; FLUENT
中图分类号: O361.3 **文献标识码:** A

1 引 言

等离子体炬所产生的热等离子体具有高温和高热焓, 广泛应用于材料的加工处理和冶金等领域。北京科技大学研发了一种全新的磁控直流电弧等离子体炬, 如图 1 所示^[1]。其工作原理是: 在杆状阴极和包围阴极的筒状阳极之间施加直流电压, 使引弧气体 Ar 产生电弧放电, 随后使流经放电通道的 H₂、CH₄ 电离形成等离子体, 在电弧高温加热下急剧膨胀从阳极喷口喷出, 到达沉积台上的基片 (图中未画出), 在基片上形核、生长金刚石膜。等离子体炬通道内壁绝缘, 外壁绕有载流螺管线圈以产生外磁场, 并在阳极等处设有冷却水通道。

这种经改进后的磁控直流等离子体炬相比于传统的工业用等离子体炬的最大区别在于^[1]: 增加了外部载流螺管线圈产生的外磁场, 以便改善炬内等离子体的流动和传热; 炬的喷口大, 内部等离子体的流速较低, 属于“柔性炬”而非“刚性炬”。

由于等离子体炬内存在电、磁、流、热等多场耦合的复杂过程, 定量实测这些场量极其困难, 采用数值模拟则成为一种经济、有效的研究手段。对图 1 所示的磁控直流等离子体炬已有研究大多针对的是传统工业用等离子体炬^[3-5]。这些研究未涉及外磁场,

且其理论计算模型不够全面, 仅考虑了电磁场对流动、温度场的影响, 而未考虑流场反过来对电磁场的影响, 即未考虑它们间的多场耦合作用, 因而存在局限性。

本文以图 1 所示的新型磁控直流等离子体炬为研究对象, 首先建立炬内的磁流体动力学模型,

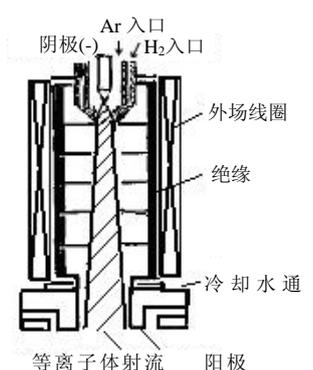


图 1 磁控直流等离子体炬示意图

然后采用经二次开发后的 FLUENT 软件对炬内的多个耦合场进行数值仿真。

2 磁流体动力学(MHD)模型

等离子体是导电流体, 导电流体在磁场中运动时, 速度场和电磁场将发生相互作用。因此, 在描述等离子体宏观方程时, 必须耦合考察流体运动和电场现象的规律。所以需要经典流体力学方程加以修正, 以体现电、磁的影响, 同时还需对普通欧姆定律加以修正以体现速度对电磁场的影响。对此多场耦合问题, 本文用磁流体动力学理论来加以研究。

假设炬内等离子体的流动定常, 等离子体只辐射热量而不吸收热量。因炬内甲烷浓度不能太高(一般小于 2%)^[6], 故本文仅考虑由 Ar-H₂ 混合气体的等离子体。

1) 外磁场方程

由毕奥-萨伐定律可以推得, 外加载流螺管线圈在炬内任一点 (r, θ, x) 产生外磁场 \mathbf{B}^e , 其切向分量为零, 轴向分量 B_x^e 和径向分量 B_r^e 的大小分别为

$$B_x^e = C \int_{x_1}^{x_2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{\sqrt{(r+r_p)^2 + (x-x_p)^2}} [K(\xi) - \frac{r^2 - r_p^2 + (x-x_p)^2}{(r-r_p)^2 + (x-x_p)^2} E(\xi)] dr_p dx_p,$$

$$B_r^e = C \int_{x_1}^{x_2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{x_p - x}{r \sqrt{(r+r_p)^2 + (x-x_p)^2}} [K(\xi) - \frac{r^2 + r_p^2 + (x-x_p)^2}{(r-r_p)^2 + (x-x_p)^2} E(\xi)] dr_p dx_p \quad (1)$$

其中 $K(\xi)$ 和 $E(\xi)$ 分别是关于 ξ 的第一类和第二类全椭圆积分, ξ 、 C 分别为

$$\xi = \sqrt{4rr_p / [(r+r_p)^2 + (x-x_p)^2]},$$

$$C = \frac{\mu_0 n I_{\text{coil}}}{2\pi L (r_2 - r_1)} \quad (2)$$

式中: I_{coil} 为外加载流螺管线圈的电流强度大小; n 为线圈匝数; r_1 、 r_2 、 L 分别为螺管的内半径、外半径、高度; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 为真空磁导率。

2) 流场方程

连续性方程为

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3)$$

修正后的 N-S 方程为

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = \nabla \cdot (-p \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) + \mathbf{f} \quad (4)$$

式中: ρ 、 \mathbf{V} 、 p 分别为等离子体的密度、速度、压力; \mathbf{I} 、 $\boldsymbol{\tau}$ 分别为单位张量、切应力张量; \mathbf{f} 为体积力源项, 它包括重力、电场力和洛仑兹体积力, 由于前两项与第三项相比可以忽略, 于是本文在修正中新增的体积力源项仅为洛仑兹体积力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, 它的三个分量为

$$f_x = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_x = -j_\theta B_r^e + j_r B_\theta^s,$$

$$f_r = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_r = -j_x B_\theta^s + j_\theta B_x^e,$$

$$f_\theta = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_\theta = -j_r B_x^e + j_x B_r^e \quad (5)$$

式中: \mathbf{j} 为电流密度矢量; j_x 、 j_r 、 j_θ 分别为 \mathbf{j} 在轴向、径向、周向的分量, \mathbf{B} 为外磁场矢量 \mathbf{B}^e 和内部自感应磁场矢量 \mathbf{B}^s 二者的矢量和。3) 修正后的能量方程 (温度场方程)

$$\nabla \cdot (\rho C_p \mathbf{V} T) = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + S_\mu + \mathbf{V} \cdot \nabla p + S_e + S_j - S_r \quad (6)$$

式中: T 为温度; C_p 为定压比热; κ 为导热系数; S_μ 为粘性耗散项。等号右端后四项是本文在能量守恒方程中所引入的源项 (其中: S_e 为电子漂移项, S_j 为欧姆生热项), 它反映了电场对能量运输的影响。 S_r 为单位体积的辐射功率, 它们的计算式分别为

$$S_e = \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \mathbf{j} \cdot \nabla T, \quad S_j = |\mathbf{j}|^2 / \sigma,$$

$$S_r = 4\eta k_B (T^4 - T_0^4) \quad (7)$$

式中: k_B 为波尔兹曼常数; e 为电子电荷; σ 为电导率; η 为吸收系数; T_0 为环境温度。

4) 电场方程

求解电流密度的广义欧姆定律为

$$\mathbf{j} = \sigma (-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

式中: ϕ 为电势。由电磁学知, 电流密度需满足以下连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (9)$$

5) 磁场方程

由麦克斯韦电磁感应理论知, 内部自感应磁场

B^s 可由矢量磁位法求得

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (10)$$

$$\mathbf{B}^s = \nabla \times \mathbf{A} \quad (11)$$

式中： \mathbf{A} 为矢量磁位； μ_0 为磁导率。

6) 状态方程

根据统计热力学得知，在平衡态下等离子体满足完全气体的状态方程

$$p = R_0 \rho T / M \quad (12)$$

式中： R_0 是克分子气体常数； M 是等离子体的平均分子量。

从以上方程组可知，电场及磁场通过洛仑兹体积力对流场产生影响(见式(4)~式(5))。反之，流场通过广义欧姆定律对电场产生影响(见式(8))，并进一步通过电流密度对自感应磁场产生影响(见式(10)~式(11))。电场通过焦耳热对温度场产生影响(见式(6)~式(7))，反之，温度场通过电导率(强烈依赖于温度)对电场产生影响(见式(8))。因此，电场、磁场、流场、温度场间相互依赖，形成了复杂的多场耦合关系。式(3)、式(4)、式(6)、式(12)共四个目标方程中，包含密度 ρ 、速度 \mathbf{V} 、温度 T 、压力 p 共四个目标未知量，还包含电流密度 \mathbf{j} 及磁场强度 \mathbf{B} 两个辅助未知量，这两个辅助未知量连同电势 ϕ 、矢量磁位 \mathbf{A} 共四个辅助未知量，又包含在式(8)~式(11)共四个辅助方程中。因此，以上的未知量个数与控制方程个数相等，它们构成了MHD模型的封闭方程组。除了外磁场大小可由式(1)单独解出外，其余未知量均需要对控制方程组联立求解。

3 基于 FLUENT 的求解方法

选取轴向对称截面的半域进行研究，如图2所示。轴向坐标为 x ，径向坐标为 r ，阴极半径 $R_c=5\text{mm}$ 。依靠外加载流螺管线圈来产生外磁场，线圈通电电流大小为 9A ，线圈匝数为 500 ，内外半径分别为 70mm 和 90mm ，高度 L 与等离子体炬的通道长相同，取 250mm 。

流场边界条件：在图2的固壁 OA 、 $B\sim F$ 处施加无滑移边界条件；在入口 AB 施加轴向速度 $u_x=10\text{m/s}$ ，其余速度分量为 0 ；在出口 FG 认为流动充分发展， $\partial u_x / \partial x = 0$ 。在对称轴 OG 处施加对称边界

条件。温场边界条件： $A\sim F$ 均为 350K ；阴极 OA 处 1200K ；出口 FG 处 $\partial T / \partial x = 0$ 。电场边界条件：绝缘壁 $B\sim E$ 、入口 AB 及出口 FG 处电流密度为 0 ；阳极 EF 为等势面，电势 $\phi=0$ ；阴极 OA 电势

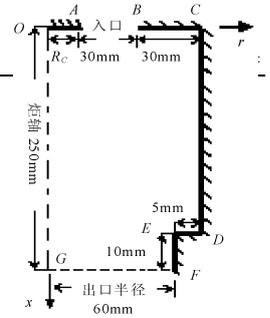


图2 计算区域

$\phi=-80\text{V}$ 。磁场边界条件：对式(11)的内部自感应磁场，需给出磁矢位 A_x 、 A_r 的边界条件，在入口 AB 及出口 FG 处 $A_x=A_r=0$ ；在固壁处的法向导数为零。

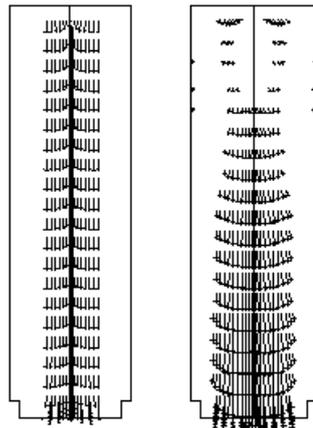
本文对FLUENT进行了二次开发，将电势、磁矢位分量等作为用户自定义标量，将其所在的方程引入求解器内，完成求解；对新增的源项，编写了相应宏；因电导率、导热系数等随温度变化很大^[7]，对这些变物性参数编写了相应宏。

4 仿真结果与分析

图3(a)、图3(b)分别为无外磁场及有外磁场时的速度矢量图。据此可以看出，无外磁场时等离子体主要沿轴线的弧柱流动，呈“集中型的柱状”，而有外磁场时流动更加分散，呈“扩张型的锥状”，这说明流速沿径向更加均匀。其原因是：无外磁场时炬内磁场仅有自感应磁场 B^s_θ ，此时式(5)中的径向洛仑兹体积力 f_r 仅包含等号右边的第一项，其方向是向心的，它对等离子体弧柱产生“磁箍效应”。但施加外部螺管磁场后，产生了式(5)中的周向洛仑兹体积力 f_θ ，它带动等离子体产生旋转运动，起着电磁搅拌作用，并产生周向电流密度 j_θ 。此时式(5)中的径向洛仑兹体积力 f_r 包含等号右边的两项（其中第二项的方向是离心的），从而 f_r 削弱了“磁箍效应”，使流动趋于更扩张、更均匀。

图4(a)是炬出口的轴向速度分布图。图4(b)是炬出口的径向速度分布图，无外磁场时几乎为零，有外磁场时从中心沿径向逐渐变大，使图3(b)的速度矢量图呈扩张的锥状，改善了沿径向的均匀性，这有利于金刚石膜的均匀沉积。图4(c)为炬出口的旋转速度分布图。图5为炬出口的温度分布图。

图6(a)、图6(b)分别为无、有外磁场时的等温线图。



(a) 无外磁场 (b) 有外磁场

图3 速度矢量图

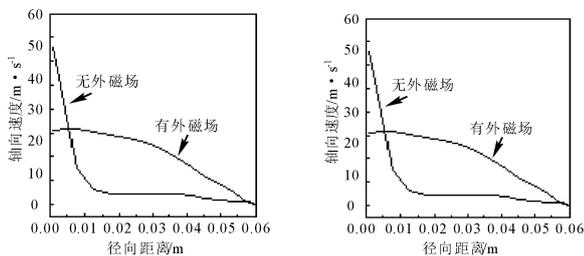


图4(a) 轴向速度

图4(b) 径向速度

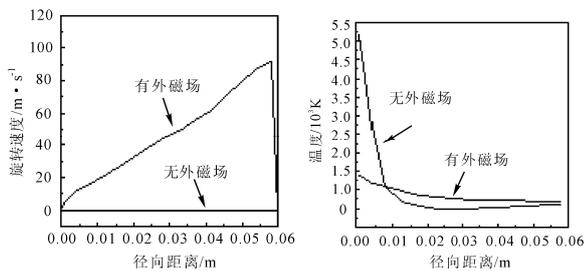
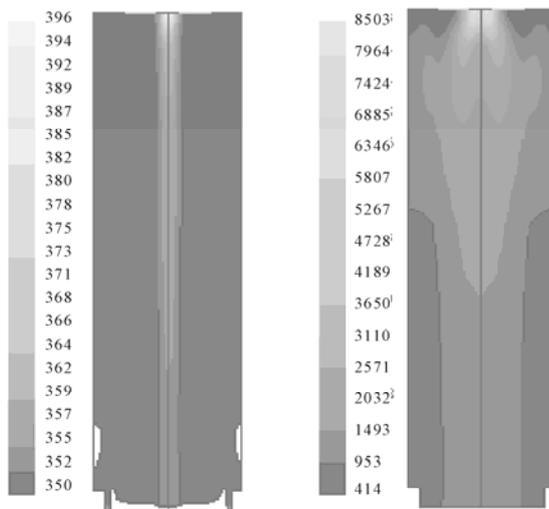


图4(c) 旋转速度

图5 等温线图/K

图4 炬出口的速度分布



(a) 无外磁场

(b) 有外磁场

图6 炬出口的温度分布图

5 结 论

建立了大面积金刚石膜沉积用的新型磁控等离子体炬内的 MHD 模型, 并用二次开发后的 FLUENT 软件对其进行了仿真计算。仿真结果表明, 在施加外部载流螺管磁场前后, 炬出口的温度和轴向速度, 均由近似的高斯分布变为近似的抛物线分布。施加外磁场后, 炬出口及炬内的温度、速度的均匀性都有较大改善, 有利于高质量大面积金刚石膜的均匀沉积。

参 考 文 献

[1] Lu F X, Zhong G F, Sun J G, et al. A new type of DC arc plasma torch for low cost large area diamond deposition [J]. *Diamond and Related Materials*, 1998, 7(6): 737-741.

[2] 邹学柏, 郭鸿志, 赵立合, 等. 高功率直流电弧等离子体流动传热过程的数值模拟[J]. *工业加热*, 2004, 33(4):16-18.

[3] Scott D A, Kovitya P, Haddad G N. Temperature in the plume of a dc plasma torch[J]. *J Appl Phys*, 1989, 66(11):5232-5239.

[4] Westhoff R, Szekely J. A model of fluid, heat flow, and electromagnetic phenomena in a nontransferred arc plasma torch[J]. *J Appl Phys*, 1991, 70(7):3455-3466.

[5] Trelles J P, Heberlein J V R. Simulation results of arc behavior in different plasma spray torches[J]. *J Thermal Spray Technology*, 2006,15(4): 563-569.

[6] 陈荣发, 左敦稳, 李多生, 等. 直流电弧喷射等离子体炬阳极喷嘴积碳现象的研究[J]. *航空材料学报*,2006,26(1):20-24.

[7] Murphy A B. Transport coefficients of hydrogen and argon-hydrogen plasmas[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2000, 20(3): 279-287.