

文章编号: 1000-8055 (2007) 08-1209-07

磁控等离子体对尾喷管壁传热特性的影响

黄护林, 张 炎

(南京航空航天大学 高新技术研究院, 南京 210016)

摘 要: 根据磁场作用下等离子体的湍流和传热能力将受到抑制的现象, 提出利用磁场控制低温等离子体隔离高温燃气与喷管壁的方法, 以减少高温燃气对壁面的传热, 从而达到降低壁面温度的目的. 分别建立诱导磁场方程求解洛伦兹力和磁场作用下的 $k-\varepsilon$ 湍流模型求解湍流粘度, 数值模拟了不同强度磁场作用下的磁控等离子体流动和传热特性. 结果表明, 磁场能够有效地抑制湍流强度, 降低传热能力, 从而有效地降低壁面温度; 并且磁场越强, 效果越明显.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 等离子体; 诱导磁场方程; 尾喷管; 对流传热

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

Effect of magnetic plasma on heat transfer characteristics of nozzle wall

HUANG Hulin, ZHANG Yan

(Academy of Frontier Science, Nanjing University of Aeronautics
and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: A new method, based on the concept that the turbulence and heat transfer of plasma are suppressed under the magnetic field, was proposed to separate the high temperature gas from nozzle wall by controlling the cold plasma with magnetic field. The purpose of this method is to reduce heat transfer from high temperature gas to nozzle wall, thereby cutting down the wall temperature. The equation of induced magnetic field was set up to calculate the Lorentz force, and the modified $k-\varepsilon$ turbulence model under magnetic force was used to measure the viscosity of turbulence. Numerical simulation was conducted to determine the flow and heat transfer characteristics of magnetic plasma under different magnetic fields. The results show that, the magnetic field could efficiently suppress the turbulence strength and reduce the heat transfer capability for lower nozzle wall temperature; the stronger the magnetic field, the more distinct the effects are.

Key words: aerospace propulsion system; plasma; induced magnetic field; nozzle; convective heat transfer

飞机的红外辐射来源主要有以下几个方面: 发动机尾喷管, 热喷流, 机身蒙皮及相关设备. 在巡航状态下, 尾喷管的温度最高, 一直是红外辐射的重要来源. 许多学者^[1-2] 为此做了大量的工作. 如何利用新技术继续降低其红外信号是目前飞行

器红外隐身研究的主要任务之一.

Klimov^[3-4] 研究组的研究发现在超声速流动中, 等离子体对飞行器具有减阻作用. 实验证明, 在飞机的表面形成等离子体层后, 飞行阻力将减少 30% 左右. Hoffmann^[5] 等人发现磁场作用下

收稿日期: 2006-07-12; 修订日期: 2006-10-18

基金项目: 国家自然科学基金(50306006); 航空科学基金(04C52020)

作者简介: 黄护林(1968), 男, 江西鄱阳人, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事磁流体流动传热和太阳能的研究. Email: hlhuang@

nuaa.edu.cn

横掠平板的超声速流动阻力和传热量也会减小. 俄罗斯空间局的研究组^[6]还研究了等离子体射流在亚声速、跨声速和超声速流动中的影响, 实验发现等离子体的减阻作用在亚声速流中同样有效. 鉴于等离子体在流动和减阻方面的优异性能, 按照流动和传热理论, 其传热能力也应下降. 因等离子体是由大量的自由电子和离子组成的导电流体, 在流动过程中会受到电磁场的作用, 可以利用磁场对其流动和传热进行有效控制. 我们考虑在喷管内壁面和燃气之间加一层受磁场控制的低温等离子体, 将燃气和壁面隔离, 以减少燃气向壁面的传热, 从而达到降低尾喷管壁面温度的目的.

等离子体的传热和流动状况可根据 Knudsen 数(Kn) 来划分, 该无量纲数定义为气体粒子的平均自由程长度与物体的特征尺度之比. 对于我们所研究的问题来说 Kn 小于 0.001, 等离子体的流动属于连续介质区, 故可以用基于连续介质的处理方法加以研究. 对磁场作用下的导电流体的流动问题, 可以应用磁流体动力学 MHD (Magnetohydrodynamics) 的基本方程组解决.

湍流是导致传热能力增强的重要因素. 对于磁场作用下的导电流体, 除了粘性所导致的耗散外, 还存在焦耳耗散. 这将使小尺度旋涡更快地被耗散成热量, 导致湍流脉动被进一步削减. 一般情况下, 如导电率较小或磁场强度较小时, 湍流脉动只会被部分抑制^[7], 流动仍处于湍流状态. 为反映磁场对湍流的抑制作用, 在早期的研究中, 人们是将普朗特长度用磁场的函数进行修正^[8], 这类方法都是通过引进代表磁场作用的阻尼因子来实现的. 在最近的研究中, 湍流两方程模型^[9-10], 如 $k-\varepsilon$ 模型、Baseline 模型, 以及大涡模拟 (LES)^[11]、直接数值模拟 (DNS)^[12] 都被用来模拟一些磁流体湍流流动. 由于 $k-\varepsilon$ 模型具有简单性, 较短的计算时间和较高的可靠性, 在本文中, 我们利用磁场作用下修正的 $k-\varepsilon$ 两方程模型, 研究磁控等离子体对航空发动机尾喷管壁的传热影响.

1 数学模型

连续方程

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

Navier-Stokes 方程

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F} \tag{2}$$

式中, $\mathbf{V}$ 是流体的速度 (m/s), ρ 是质量密度 (kg/m^3), $\mathbf{F}$ 是体积力 (N/m^3). 在本文的研究中, $\mathbf{F}$ 只包含磁场对导电流体所产生的洛伦兹力, 即 $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$.

Maxwell 方程

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_m} \nabla \times \mathbf{B} \tag{3}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{5}$$

欧姆定律

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \tag{6}$$

在方程组 (3) ~ (6) 中, $\mathbf{J}$ 是诱导电流密度 (A/m^2), μ_m 是磁导率 (H/m), $\mathbf{B}$ 是磁场感应强度 (T), $\mathbf{B}$ 由外加的磁场 $\mathbf{B}_0$ 和由于导电流体运动所产生的诱导磁场 $\mathbf{b}$ 组成, $\mathbf{E}$ 是电场强度 (V/m), σ 是电导率 (S/m).

为求得洛伦兹力, 首先必须求出诱导电流密度. 由等式 (3) 可知, 电流密度 $\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_m} \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_m} \nabla \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})$, 而在我们现在所研究的问题中, $\mathbf{B}_0$ 是均匀磁场, 其旋度为零, 我们只要求出诱导磁场 $\mathbf{b}$ 即可获得诱导电流密度 $\mathbf{J}$.

1.1 诱导磁场方程的建立及求解

诱导磁场方程可由欧姆定律 (6) 和麦克斯韦方程 (3) ~ (5) 推导出^[13], 该方程反映了流场和磁场的耦合.

诱导磁场方程可以写成如下形式

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \frac{1}{\mu \sigma} \nabla^2 \mathbf{b} + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{V} \tag{7}$$

由公式 (7) 可以看出, 诱导磁场方程与质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程具有相同的形式, 只是各自具有不同的源项. 因此它们可以使用统一的输运方程来描述.

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \phi_k - \Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i}) = S_k \tag{8}$$

$k = 1, \dots, N$

上式中各项依次对应瞬态项、对流项、扩散项及源项. ϕ 为通用变量, 可代表 u, v, w, b_x, b_y, b_z 等. Γ_k 是扩散系数. S_k 为各自 ϕ 所对应的源项. 比较式 (7) 和式 (8), 通过添加源项的方法, 诱导磁场方程可以应用求解输运方程 (8) 的求解器来求解.

1.2 湍流模型

对于磁场作用下的 $k-\varepsilon$ 方程可表示成以下形式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right)^2 - \varepsilon - \varepsilon_m \tag{9}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right)^2 - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} - \varepsilon_m \tag{10}$$

根据文献[10], 在湍流动能方程和湍流耗散率方程中, 反应电磁作用的两项 $-\varepsilon_m$ 和 $-\varepsilon_m$ 分别表示成 $-C_3 \sigma B_0^2 k / \rho$ 和 $-C_4 \sigma B_0^2 \varepsilon / \rho$. 其中参数 C_3 和 C_4 是随着磁场的增强而变化的, 通过比较, 在本文的计算中, C_3 和 C_4 分别取为 0.5 和 1.0; σ_k 和 σ_ε 都取为 1.4; C_1 和 C_2 分别取为 1.5 和 1.9; C_μ 取为 0.09.

将湍流粘度引入能量方程后, 能量方程可写成

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (V \cdot \nabla) T = \nabla \cdot \left[k \left(1 + \frac{\mu}{\mu_0} Pr \right) \nabla T \right] + q_v \tag{11}$$

方程中 c_p 是比热容 ($J/(kg \cdot K)$), k 是热导率 ($W/(m \cdot K)$), μ 是湍流动力粘性系数 ($kg/(m \cdot s)$), α_t 是湍流普朗特数, 在本文中取为 1. q_v 是热源项, 包括了焦耳热 J^2/σ .

1.3 诱导磁场的边界条件

诱导磁场边界条件由壁面材料的电导率 σ_w 所控制. 对于绝缘壁面, 没有电流从流体进入绝缘壁, 即

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0 \tag{12}$$

对于导电壁面, 电流可以穿过流体和固体壁的交界面. 对于薄壁管壁的情况, 即壁厚 t_w 相对截面的特征尺度 L 很小的情况, 在导电壁面与导电流体的界面处有:

$$\frac{1}{\mu_m \sigma} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial \mathbf{n}} = \frac{1}{\mu_{mw} \sigma_w} \frac{\partial \mathbf{b}_w}{\partial \mathbf{n}} \tag{13}$$

壁内的诱导磁场用泰勒级数展开, 对于非铁磁性的壁面材料 $\mu_{mw} = \mu_m$, 式(13)可以写成

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\sigma}{\sigma_w} \frac{1}{t_w} \mathbf{b} \tag{14}$$

在每个时间步内, 利用上一个时间步的流场信息, 求解输运方程(7)可以求得诱导磁场 $\mathbf{b}$; 同

时由式(3)得到诱导电流密度 $\mathbf{J}$, 从而得到洛伦兹力和焦耳热, 然后将洛伦兹力和焦耳热作为源项, 分别添加到动量方程、能量方程中, 求解下一时间步的流场和温度场.

1.4 物理模型及计算域

物理模型是一个圆柱形通道, 简图如图 1 所示. 内层流动的是高温燃气; 最外层是固体壁面; 在高温燃气和固体壁面间流动的是低温等离子体, x 正方向为流动方向. 上述模型中由于固体导热与流体区域的对流换热是相互耦合的, 因此固体区域在求解区域内部.

通过电子束、电极或微波照射, 可以有选择地将能量添加到等离子体的电子中, 从而能够保证在较低的气体温度下产生足够高的电导率^[14]. 为方便以后的实验比较, 模拟的喷管进口条件分别为主流燃气 700 K, 速度 70 m/s. 低温等离子体电导率为 $1\,000\,S/m$ ^[9], 重粒子温度为 300 K, 速度 15 m/s. 出口和外壁面为环境温度 300 K, 压力 101 325 Pa. 壁面材料为铝, 壁厚为 3 mm. 材料的磁导率为 $4\pi \times 10^{-7}\,H/m$. 磁场是沿 y 方向, 大小是分别为 0.2, 0.4, 0.6 T 的均匀磁场. 计算采用显式、非耦合求解格式, 并加载能量方程. 湍流模型是修正后的 $k-\varepsilon$ 湍流两方程模型, 由于该流动是有强体积力的流动, 因此在近壁区采用双层区模型处理. 流动方程、诱导磁场方程、湍流动能方程、湍流耗散率方程均采用一阶迎风格式.

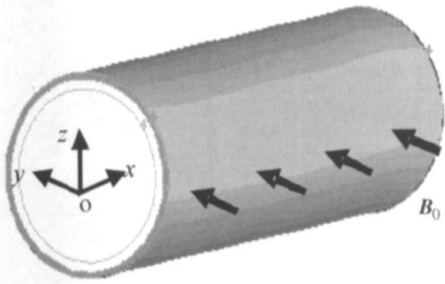


图 1 物理模型简图

Fig.1 Sketch of simulation channel

2 计算结果

图 2 所示为喷管内 $x/L = 0.875$ 的截面上等离子体温度分别在 y, z 轴上的变化. 该处采用无量纲温度 $\theta = (T - T_\infty)/(T_c - T_\infty)$ 来反映流体温度的变化, 其中, T_c 为喷管中心温度, T_∞ 为环境温度, T 为流体的局部温度. 在作用磁场下, 不论是沿磁场方向还是垂直磁场方向, 近壁处等离子

体温度都低于无磁场作用的等离子体温度. 在 y 轴上的等离子体温度分布如图 2(a) 所示. 在 0.2 T 的磁场作用下等离子体温度在大部分区域内保持最低, 但在 0.6 T 的磁场作用下等离子体温度下降的速度较大, 最终使壁面温度低于其他磁场作用的壁面温度. 沿 z 轴上的等离子体温度分布如图 2(b) 所示. 随着磁场的增强, 等离子体的温度低于无磁场作用的等离子体温度的程度也越大. 比较图 2(a) 和图 2(b) 可知, 在相同磁场下, 等离子体的温度在平行于磁场方向和垂直于磁场方向的变化不同. 在 0.6 T 的磁场作用下, 沿 z 轴的等离子体温度要明显小于沿 y 轴的等离子体温度.

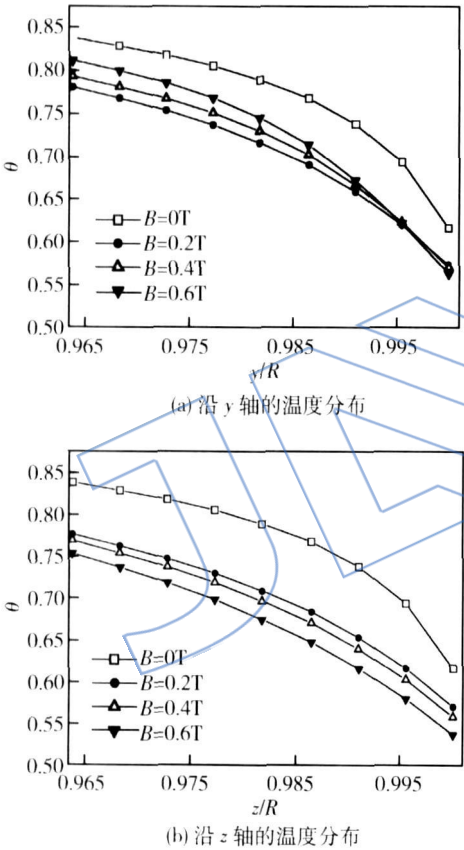


图 2 不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 的截面上等离子体在 y, z 轴近壁处的温度分布.
Fig. 2 Distributions of plasma temperature along y and z axis at cross section of $x/L = 0.875$ under different application fields.

图 3 给出了不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 的截面上速度 u 在 y, z 轴上的分布. 由于等离子体在磁场的作用下受到洛伦兹力的作用, 因此流体速度会发生改变. 速度 u 在 y 轴上的分布如图 3(a) 所示. 在等离子体作用区域 ($y/R > 0.9$) 内,

磁场作用下的等离子体速度 u 要小于无磁场作用时的速度 u , 并且随着磁场的增强, 等离子体的速度 u 也越来越小. 由于等离子体受到较大的且与流动方向相反的洛伦兹力的作用, 为满足流动的连续条件, 流体在中心处, 其流速 u 要稍大于无磁场作用时的速度. 图 3(b) 所示为速度 u 沿 z 轴的分布.

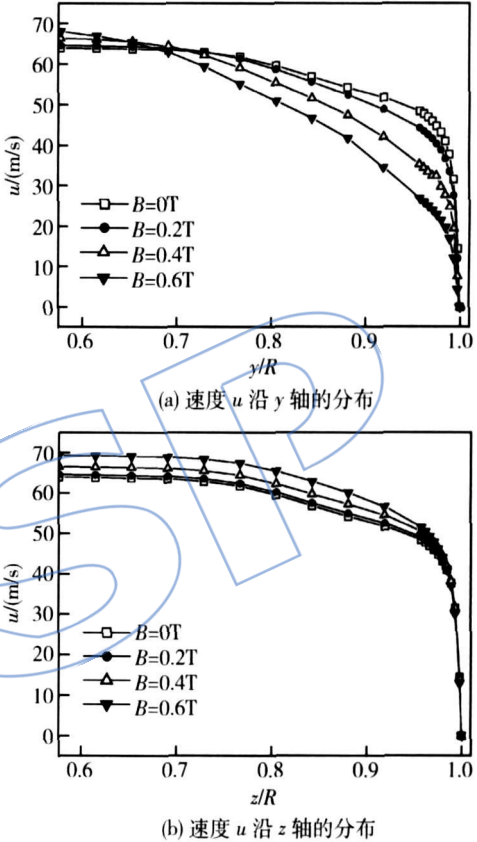


图 3 不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 的截面上速度 u 在 y, z 轴上的分布.

Fig. 3 Distributions of velocity u along y and z axis at cross section of $x/L = 0.875$ under different application fields.

磁场的作用改变了等离子体湍流强度的分布. 不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 的截面上湍流强度沿 y, z 轴上的分布如图 4 所示. 图 4(a) 是湍流强度沿 y 轴的分布. 在等离子体区的靠近壁面处 ($0.96 < y/R < 1$), 磁场作用下的等离子体湍流强度要小于无磁场作用时的湍流强度, 并且随着磁场的增强, 湍流强度减小的程度也越大; 而在等离子体区和燃气交界处 ($y/R = 0.9$) 附近, 作用磁场后的湍流强度要大于无磁场作用时的湍流强度. 其原因可以解释为, 随着磁场的增强, 流体在交界区的速度梯度逐步增大, 从而引起了该处湍流强度的增大. 与平行于磁场方向的分布不同, 在

垂直于磁场方向, 整个近壁区内的等离子体湍流强度都随着磁场强度的增强而逐步减小(如图 4(b)所示). 这是由于速度 u 在 z 轴上分布较平缓, 不象 y 轴方向交界处存在较大的速度梯度(图 3), 因此磁场的作用能够较好的抑制该处的湍流强度.

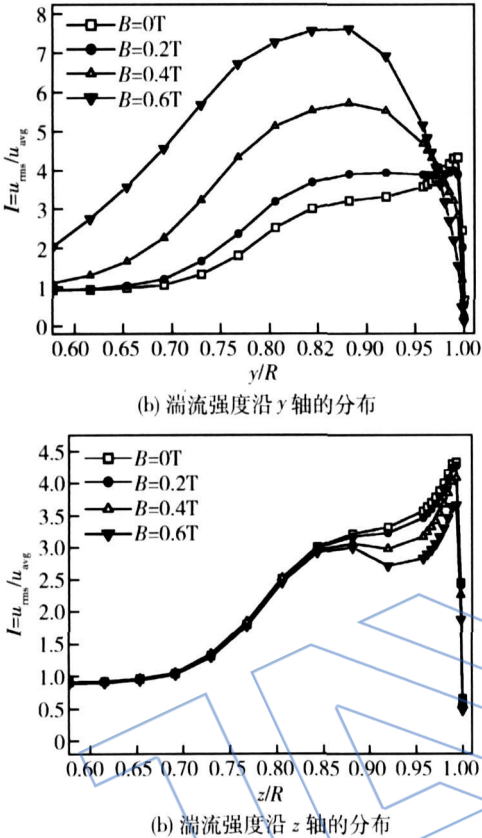


图 4 不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 的截面上湍流强度在 y, z 轴上的分布.

Fig.4 Distributions of turbulent intensity along y and z axis at cross section of $x/L = 0.875$ under different application fields.

在 $x/L = 0.875$ 的截面上, 洛伦兹力 F_x 在不同磁场作用下沿 y, z 轴方向的分布如图 5 所示. 随着磁场的增强, 等离子体所受的洛伦兹力也越大(图中负号表示洛伦兹力与流动方向相反). 同时, 比较图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 在 y 轴方向上的单位体积洛伦兹力 F_x 要大于在 z 轴方向上的单位体积洛伦兹力. 因为沿着 y 轴, 等离子体中诱导电流的方向和磁场的方向是垂直的, 因此产生了较大的洛伦兹力; 而沿着 z 轴, 等离子体中诱导电流的方向和磁场的方向几乎是平行的. 正是由于洛伦兹力的这种各向异性的分布, 导致等离子体速度 u 在 y 轴处减小的程度最大.

图 6 给出了不同磁场作用时, 平行于磁场的

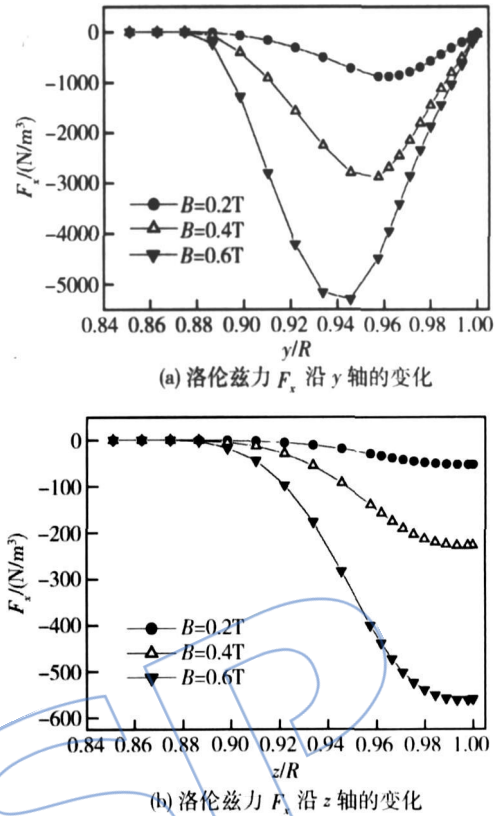
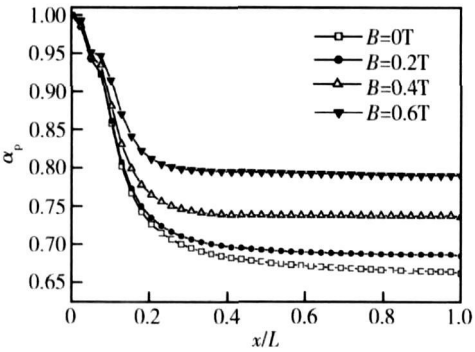


图 5 不同磁场作用下在 $x/L = 0.875$ 截面上洛伦兹力 F_x 沿 y, z 轴上的变化.

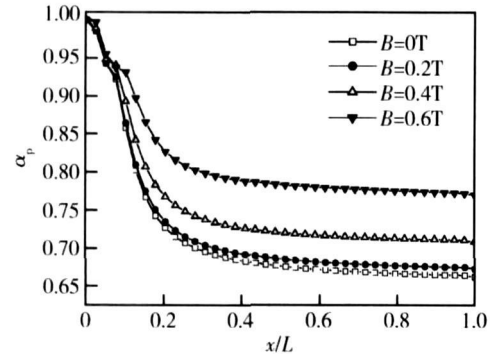
Fig.5 Lorentz forces F_x vary with y and z axis at cross section of $x/L = 0.875$ under different fields.

中心平面上 (xoy) 和垂直于磁场的中心平面上 (xoz) 距离壁面 1 mm 处, 等离子体所占的体积分数沿流动方向的变化. 由于磁场的作用, 使等离子体不易被中心处的高速燃气所掺混, 因此, 同一位置上等离子体体积分数要大于无磁场作用时的体积分数, 并且磁场的作用越强, 在同一位置上等离子体所占的体积分数也越高. 比较图 6(a) 和图 6(b) 还可以看出, 在 xoy 平面上的等离子体体积分数要大于 xoz 平面上的等离子体体积分数. 这是由于在 xoy 平面内洛伦兹力较大, 能够较好的抑制中心高速流体对等离子体的掺混.

等离子体的温度在 xoy 平面和 xoz 平面内沿流动方向的变化见图 7. 在磁场作用下, 离壁面 1 mm 处的等离子体温度要低于无磁场作用时的温度, 且随着磁场作用的增强, 其温度上升的程度较小. 在 xoz 平面内靠近壁面的等离子体温度(图 7(b)) 要小于 xoy 平面内靠近壁面的等离子体温度(图 7(a)). 这是由于在 xoy 平面内, 等离子体和燃气交界面处的湍流强度较大, 导致了 xoy 平



(a) xoy 平面上距壁面 1mm 处等离子体的体积分数



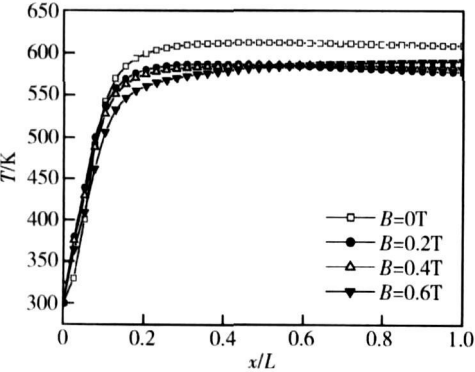
(b) xoz 平面上距壁面 1mm 处等离子体的体积分数

图 6 不同磁场作用下,在 xoy 平面上和在 xoz 平面上距离壁面 1 mm 处,等离子体所占的体积分数沿流动方向的变化.

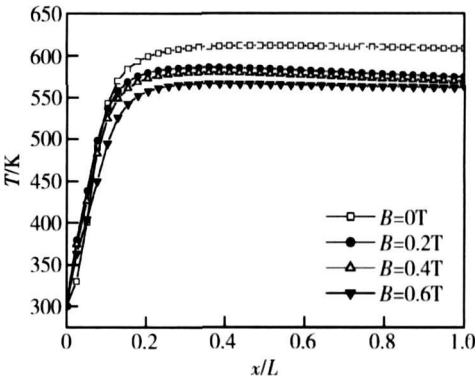
Fig. 6 Fractions of volume for plasma vary with x near the wall at xoy plane and xoz plane under different application fields.

面内近壁面处等离子体温度要大于 xoz 平面内壁面处等离子体温度. 因此,可以依靠磁场的作用方向改变温度分布,从而对流动和温度进行控制,这在工程应用上有重要意义.

图 8 所示为不同强度磁场作用下沿流动方向的壁面摩擦系数曲线. 随着磁场作用的增强,壁面摩擦系数减小的程度也越大,这与磁流体力学的分析结果是一致的^[15]. 在 0.6 T 磁场的的作用下,摩擦系数约减少了 45%. 在我们的计算模型中由



(a) xoy 平面上距壁面 1mm 处等离子体温度



(b) xoz 平面上距壁面 1mm 处等离子体温度

图 7 不同磁场作用下在 xoy 平面上和在 xoz 平面上在距离壁面 1 mm 处,流体温度沿流动方向的变化.

Fig. 7 Plasma temperatures vary with x at xoy plane and xoz plane near the wall under different application fields.

于燃气对等离子体的湍流掺混导致了摩擦系数的变化与单相流动有一定差别,为验证计算的可靠性,我们计算了一个空气单相管流的摩擦系数,并将计算结果与试验值^[16]进行了对比(如图 9),符合较好.

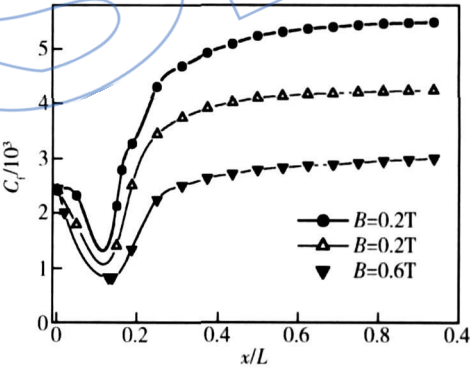


图 8 壁面摩擦系数沿流动方向的变化

Fig. 8 Friction coefficient varies with x

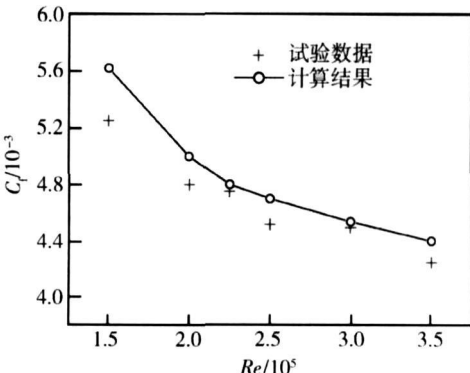


图 9 壁面摩擦系数与雷诺数的关系

Fig. 9 Relation between friction coefficient and Reynolds number

由于燃气与壁面之间有一层低温等离子体,应用磁场减小了等离子体的湍流强度,降低了等离子体的传热能力,同时也减小了壁面之间的摩擦,根据流动换热理论,在磁场的作用下,等离子体与壁面的换热量将减小,如图 10 所示.在 0.6 T 磁场的作用下,传热量约减少了 9%.

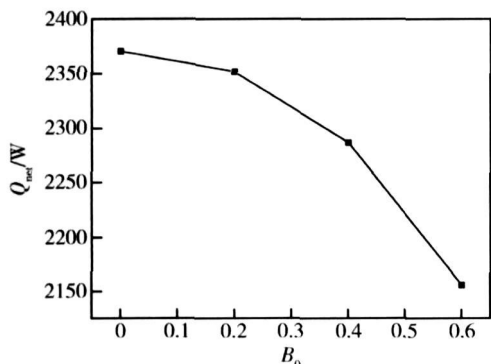


图 10 净传热量随磁场强度的变化

Fig. 10 Heat flux of wall varies with magnetic strength

3 结 论

本文运用磁流体动力学方程对磁场作用下等离子体的对流换热进行了数值模拟,研究了磁场作用下低温等离子体将尾喷管壁与高温燃气屏蔽开的可行性,得出如下结论:

(1) 利用磁场作用下的等离子体隔离高温燃气和壁面,可以减少燃气对壁面的传热量,从而降低尾喷管壁面的温度.

(2) 在磁场作用下,等离子体内产生了与流动方向相反的洛伦兹力,使等离子体的流动速度小于无磁场作用时等离子体的速度.磁场还抑制了等离子体的湍流强度,减少了高速燃气对等离子体的掺混.

(3) 磁场使等离子体的流动特性表现为各向异性,等离子体速度和温度在同一流动截面上分布不均匀.沿 y 轴方向,等离子体受到较大的洛伦兹力,速度减小程度较大,在等离子体与燃气交界处产生了较大的湍流强度;在靠近壁面的等离子体区湍流强度则迅速减小.沿 z 轴方向,等离子体区域内等离子体的湍流强度都会减小.因此 xoz 平面内靠近壁面的流体温度要小于 xoy 平面内靠近壁面的流体温度.

参考文献:

[1] 夏春林,刘德彰.航空发动机园套状尾喷管流场温度场数值模拟[J].航空动力学报,1994,9(4):428-430.
XIA Chunlin, LIU Dezhang. Numerical simulation of flow

and temperature fields in double convergent nozzles[J]. Journal of Aerospace Power, 1994, 9(4): 428-430.

- [2] 额日其太,王志杰,吴寿生.高速热喷流条件下二元收扩喷管扩张段壁面冷却的初步试验研究[J].航空动力学报,2002,17(1):40-44.
Eriqitai, WANG Zhijie, WU Shousheng. Preliminary experimental investigation on the divergent wall cooling of two dimensional G-D nozzles at high speed and hot jet conditions[J]. Journal of Aerospace Power, 2002, 17(1): 40-44.
- [3] Klimov A, Leonov S, Pashina A, et al. Influence of a corona discharge on the supersonic drag of an axisymmetric body [R]. Norfolk, VA: 3rd Weakly Ionized Gases Workshop, 1-5, 1999.
- [4] Beaulieu W, Bytyurin V, Klimov A, et al. Plasma aerodynamic WT tests with 1/6 scale model of nose part of F 15 [R]. AIAA 99-4825, 1999.
- [5] Hoffmann K A, Damevin H, Dietiker J. Numerical simulation of hypersonic magnetohydrodynamic flows[R]. AIAA 2000-2259, 2000.
- [6] Ganiev Y C, Gordeev V P, Krasilnikov A V, et al. Theoretical and experimental study of the possibility of reducing aerodynamic drag by employing plasma injection [R]. AIAA 99-0603, 1999.
- [7] Cuevas S, Walker J S. Heat transfer in laminar and turbulent liquid metal MHD flow in square ducts with thin conducting or insulating walls[J]. Int J Engng Sci, 1997, 35(5): 505-514.
- [8] Branover H. Magnetohydrodynamic flow in ducts [M]. Jerusalem, Israel: Israel Universities Press, 1978.
- [9] Damevin H M, Dietiker J F. Hypersonic flow computations with magnetic field[R]. AIAA 2000-0451, 2000.
- [10] Dietiker J F, Hoffmann K A. Numerical simulation of turbulent magnetohydrodynamic flows [R]. AIAA 2001-2737, 2001.
- [11] Shimomura Y. Large eddy simulation of magnetohydrodynamic turbulent channel flows under a uniform magnetic field[J]. Phys Fluids A, 1991, 3(12): 3090-3106.
- [12] Berger T W, Kim J, Lee C, et al. Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force[J]. Physics of Fluids, 2000, 12(3): 631-648.
- [13] Muller U, Buhler L. Magnetofluidynamics in channels and containers[M]. Berlin, Germany: Springer, 2001.
- [14] Gupta A, Agarwal R K. Numerical investigation of real gas effects on magnetohydrodynamic hypersonic flows [R]. AIAA 2001-0199, 2001.
- [15] Reed C B, Lykoudis P S. The effect of a transverse magnetic field on shear turbulence[J]. J Fluid Mech, 1978, 89(1): 147-171.
- [16] 潘卫国.管内气固多相流动、传热及检测的试验研究及数值模拟[D].杭州:浙江大学,1997.
PAN Weiguo. Experimental and numerical study on gas solid multiphase flow and heat transfer and its parameter measurement[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 1997.