

文章编号: 1000-8055(2009)11-2443-09

均匀磁场中高超声速弱电离气体流动 数值模拟

黄富来, 黄护林

(南京航空航天大学 高新技术研究院, 南京 210016)

摘 要: 采用 7 组元化学模型并应用组分公式计算电导率, 通过求解黏性 MHD (magneto-hydro-dynamics) 方程组, 研究了不同强度均匀磁场对三维钝头体高超声速绕流化学非平衡流动的影响. 结果表明, 随着磁场的增强, 激波脱体距离逐渐增加; 总阻力系数和壁面温度逐渐减小. 在 $B_y = 0.03$ T 磁场作用下, 与无磁场的结果相比, 化学非平衡流中的激波脱体距离增加约 7%, 总阻力系数减小约 5%, 局部壁面温度最大降低 74%; 而冻结流中的激波脱体距离增加约 43%, 总阻力系数减小约 6.9%, 局部壁面温度最大降低 18%.

关 键 词: 均匀磁场; 高超声速; 化学非平衡; 电导率; 总阻力系数

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Numerical simulation of weakly ionized gas hypersonic flow under uniform magnetic field

HUANG Fu-lai, HUANG Hu-lin

(Academy of Frontier Science,

Nanjing university of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: Seven-species air model was used and electrical conductivity was calculated by species formula to investigate the effects of the intensity of uniform magnetic field on three dimensional chemical nonequilibrium hypersonic flows around a blunt body by solving the viscous MHD (magneto-hydro-dynamics) equations. The results show that the shock stand-off distance is increased and total drag coefficient and wall temperature are reduced with increasing external magnetic field. At $B_y = 0.03$ T, the shock standoff distance is increased by about 7%, total drag coefficient and local wall temperature in nonequilibrium flow are decreased by about 5% and 74%, respectively. However, in frozen flow under the same conditions, the shock standoff distance is increased by about 43%, total drag coefficient and local wall temperature are decreased by about 6.9% and 18%, respectively, as compared with that without magnetic field.

Key words: uniform magnetic field; hypersonic; chemical nonequilibrium; electrical conductivity; total drag coefficient

高超声速气流穿过飞行器头部激波后, 强大的动能在很短的时间内转化为空气分子的内能,

使空气发生电离, 形成弱电离气体. 运动的导电气体和磁场相互作用将改变气体的流动方式. 因此,

收稿日期: 2008-11-10; 修订日期: 2009-02-17

基金项目: 航空科学基金 (20071452012)

作者简介: 黄富来 (1983 -), 男, 黑龙江七台河人, 硕士生, 主要从事磁流体流动与传热研究.

通讯作者: 黄护林, E-mail: hlhuang@nuaa.edu.cn

在高超声速流场中施加外部磁场,可以改变激波后的带电粒子的运动规律,从而改变激波脱体距离、阻力等,这种现象引起了广泛注意。

在求解磁流体动力学方程组时,为简化计算,通常不考虑空气各组元之间的化学反应,整个流场的电导率采用固定值处理。Shang^[1]用此方法分析了高超声速中,轴对称钝头体驻点附近的流动情况后指出:通过增加外加均匀磁场的强度,可以使得钝头体头部激波的脱体距离增加,并且使得表面热流密度减小。Meyer^[2]的研究结果表明,外部均匀磁场能减小边界层内的速度梯度,从而减小壁面的剪切应力和热流密度。Hoffmann^[3]对不同强度均匀磁场作用下的二维钝头体高超声速流场进行了数值模拟,结果表明随着磁场的增强,激波脱体距离逐渐增加,同时滞止点压力逐渐下降。Dietiker 等^[4]对均匀磁场中绕钝体的高超声速湍流流动进行了研究,结果显示,壁面摩擦系数和气流向壁面的传热量随着磁场的增强而减小。

高超声速飞行器头部激波层内的空气温度很高,流动为化学非平衡状态。现阶段综合考虑均匀磁场作用和化学非平衡效应的高超声速计算还存在一定困难。谢中强等^[5]在无磁场条件下对化学非平衡反应高超声速绕流进行了研究,采用了7组元的化学动力学模型,给出了沿滞止线的组元质量分数分布。张巧芸等^[6]在无磁场作用时,采用11组元化学模型对双曲体黏性激波层化学非平衡绕流流场进行了数值计算,给出了压力、温度、电子数密度等在驻点的分布,并与7组元、5组元的计算结果进行了比较。结果表明,对于高超声速化学非平衡流场气动力和气动热计算,7组元模型就可以获得足够准确的结果。

本文采用组分公式计算气流的电导率,综合考虑7组元的有限速率化学反应和均匀磁场干扰,三维数值模拟了不同强度均匀磁场对高超声速弱电离气体绕钝头体流动特性的影响,同时比较了磁场作用下冻结流与化学非平衡流两种流态中计算结果的差别。

1 数学模型与算法

诱导磁场与外加磁场的相对大小可用 $Re_m = \mu_m \sigma V L$ 来衡量,其中 μ_m 为真空磁导率, σ 为电导率, V 为参考速度, L 为参考长度。当 $Re_m \ll 1$ 时,诱导磁场远小于外加磁场,此时可以忽略诱导磁场,电流通过广义欧姆定律直接求得^[4,7]。这时考虑多组元混合气体的三维黏性 MHD (magneto-

hydro-dynamics) 方程组可以表示为连续方程

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

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = - \nabla P + \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}}) + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

能量方程

$$\frac{\partial (\rho e_t)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{V} (\rho e_t + P)] = \nabla \cdot \left[\kappa \nabla T + \sum h_i \left(\rho \mathbf{D}_i + \frac{\mu}{Sc_t} \nabla C_i + (\bar{\boldsymbol{\tau}} \cdot \mathbf{V}) \right) \right] + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (3)$$

组分方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_i) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} C_i) = \nabla \cdot \left[\left(\rho \mathbf{D}_i + \frac{\mu}{Sc_t} \nabla C_i \right) \right] + \omega_i \quad (4)$$

欧姆定律

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

本文 $Re_m \approx 0.08$, 满足低磁雷诺数近似方法的条件^[4], 而假定电场是一个无旋的势场, 在电磁场稳态的情况下可以表示为

$$\mathbf{E} = - \nabla \phi \quad (6)$$

将上式代入公式(5)并利用 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$, 可以得到电势方程, 表示如下:

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (7)$$

湍流 S-A (Spalart-Allmaras) 模型

$$\frac{\partial (\rho \tilde{\nu})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \tilde{\nu}) = \frac{1}{\sigma_f} \left\{ \nabla \cdot \left[\left(\mu + \rho \tilde{\nu} \right) \nabla \tilde{\nu} + C_{b2} \rho \left(\nabla \tilde{\nu} \right)^2 \right\} + G_v - Y_v \right. \quad (8)$$

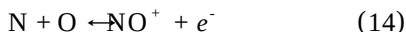
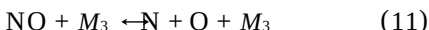
式(1)~(8)中 ρ 为密度; $\mathbf{V}$ 为来流速度矢量; $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ 为应力张量; $\mathbf{B}$ 为磁场强度矢量; $\mathbf{J}$ 为电流密度矢量; $\mathbf{E}$ 为电场强度矢量; ϕ 为电势; 单位质量的总能量 $e_t = \sum C_i h_i - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}$; h_i 为第 i 个组元的焓; C_i 为组元 i 的质量分数; κ 为导热系数; μ 为湍流黏度; $\tilde{\nu}$ 为湍流运动黏度; G_v 为湍流黏度的产生项; Y_v 为湍流黏度的耗散项; σ_f 和 C_{b2} 为常数。

本文计算采用耦合、显式求解格式, 控制方程的空间离散采用有限体积方法, 时间推进采用 3

步 Runge-Kutta 格式. 混合气体的比定压热容通过混合定律确定,黏性系数 μ 和导热系数 κ 采用 Wilke 半经验公式计算,各组元的输运系数用 Blotter 曲线拟合公式计算^[18].

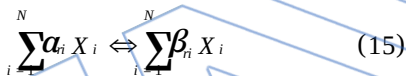
2 化学模型

对于高温离解电离空气,存在 7 个主要的化学组元,它们依次是 $N_2, O_2, NO, N, O, NO^+, e^-$. 这些气体组元之间可能发生的化学反应有^[5]



式中 M_1, M_2, M_3 为催化体,可以是 N_2, O_2, NO, N, O, NO^+ 中的任意一种,在化学反应过程中不改变其性质.

对于具有 N 个组元, N_r 个反应的化学反应模型,第 r 个反应方程可以写为如下的通式:



式中 α_i 和 β_i 分别为第 i 个组元在第 r 个反应中的反应物和生成物的反应计量系数, X_i 表示第 i 个组元. 化学源项从气体组元之间的化学反应推导出来. 第 i 个组元的净质量生成率可以表示为

$$\omega = M_{w,i} \sum_r^{N_r} \left(\frac{d[X_i]}{dt} \right)_r \quad (16)$$

其中 $\left(\frac{d[X_i]}{dt} \right)_r = (\beta_i - \alpha_i) \cdot$

$$\left(K_{fr} \prod_{i=1}^N [X_i]^{\alpha_i} - K_{br} \prod_{i=1}^N [X_i]^{\beta_i} \right) \quad (17)$$

式中 $M_{w,i}$ 为第 i 个组元的分子量, $[X_i]$ 表示第 i 个组元的物质的量浓度,第 r 个反应中正向反应速率常数 $K_{fr} = G_r T^{\eta_r} e^{-E_r/RT}$, 逆向反应速率常数由公式 $K_{br} = K_{fr}/K_c$ 求得,其中 K_c 为平衡常数. G_r, η_r, E_r, K_c 为由实验确定的常数项, R 为通用气体常数.

电离气体的电导率由混合物中粒子的数密度决定,计算公式如下^[9]:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_i} + \frac{1}{\sigma_n} \quad (18)$$

$$\sigma_i = \frac{e^2 N_e D_{i2}}{K T} \quad (19)$$

$$D_{i2} = \frac{3.39 \left(\frac{K T}{2\pi m_e} \right)^{0.5}}{8 N_a Q_a} \quad (20)$$

$$\sigma_n = \frac{1.56 \times 10^{-4} \times T^{1.5}}{\ln \left(12300 T^{1.5} / N_e^{0.5} \right)} \quad (21)$$

式中 K 为玻尔兹曼常数, N_e 为电子数密度, N_a 为中性粒子数密度, Q_a 为碰撞截面积, e 为电子电量, m_e 为电子质量.

3 结果及讨论

为了验证所选择的计算模型的合理性,本文分别与 Hoffmann^[3] 及 Prasanta 等^[10] 的数值模拟结果进行了比较. 图 1 为滞止点压力随磁场大小的变化关系,其中 p_0 为滞止点压力. 图 2 为滞止线上氧气质量分数分布,其中 r 为钝头体头部半径, s 为从头部驻点算起的横坐标, $s=0$ 为头部驻点, Co_2 为氧气质量分数. 由图可知,本程序的计算结果与文献结果基本吻合. 图 1 中最大偏差为 2.4%, 图 2 中最大偏差为 6.9%.

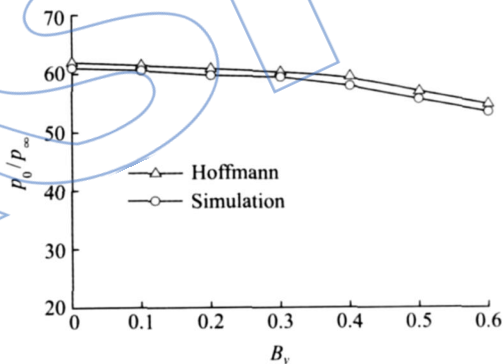


图 1 滞止点压力随磁场大小的变化

Fig. 1 Pressure at stagnation point varies with the magnetic field

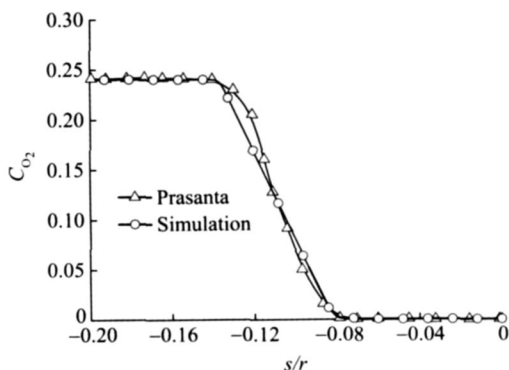


图 2 氧气质量分数沿滞止线的分布

Fig. 2 Mass fraction distribution of O_2 along the stagnation streamline

图3为本文所计算的三维钝头体物理模型. 头部半锥角为 9° , 飞行高度为71 km, 自由流压力4.898 Pa, 温度216 K. 飞行马赫数18, 飞行迎角 0° . 磁场是沿 y 方向的均匀磁场, 大小分别为0.01 T, 0.02 T和0.03 T. 物面边界条件为: ①无滑移条件, $V=0$; ②绝热条件, $q_w=0$, q_w 为壁面热流密度; ③非催化条件, $\partial C_i / \partial n=0$, n 表示物面法线方向. 整个计算区域全部采用六面体结构化网格, 在近壁区进行网格加密处理. 在网格总量为381250时获得网格独立解, 不同网格下沿滞止线的温度分布如图4所示.

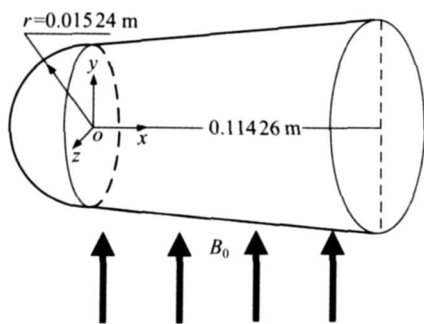


图3 物理模型简图

Fig. 3 Sketch of physical model

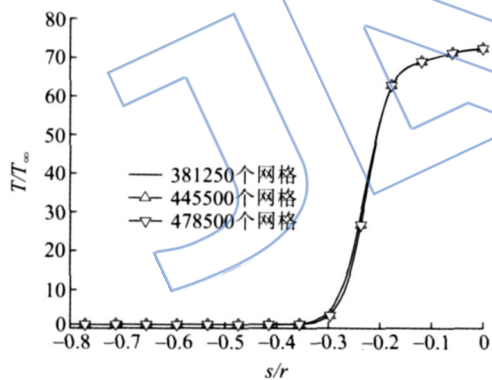


图4 不同网格下沿滞止线的温度分布

Fig. 4 Temperature distribution along the stagnation streamline under different meshes

图5给出了不同条件下, $z=0$ 截面内的压力分布. 其中上半部分对应 $B_y=0$ T, 下半部分对应 $B_y=0.03$ T. 从图中可以看出, 混合气体在钝头体前端受到强烈压缩, 形成弓形激波. 当外加磁场后, 激波的脱体距离增加. 这是由于激波层内温度很高, 空气发生电离, 成为弱电离气体, 其在磁场中运动时将与磁场相互作用产生洛伦兹力, 这一体积力与来流方向相反, 减小了激波层内的流动速度. 根据激波层内质量守恒定律可知, 激波脱体距离增加. 在 $B_y=0.03$ T 磁场作用下, 与无磁场

作用时相比, 冻结流中的激波脱体距离增加约43%, 而化学非平衡流中的激波脱体距离增加约7%. 造成这种差别的主要原因是冻结流中无化学反应发生, 假定整个计算区域内的电导率为常数, 而化学非平衡流中的电导率采用组分公式计算, 其在激波层内才会被大量电离. 因此, 与冻结流相比, 化学非平衡流中的磁场作用效果较弱, 激波脱体距离的变化没有前者明显.

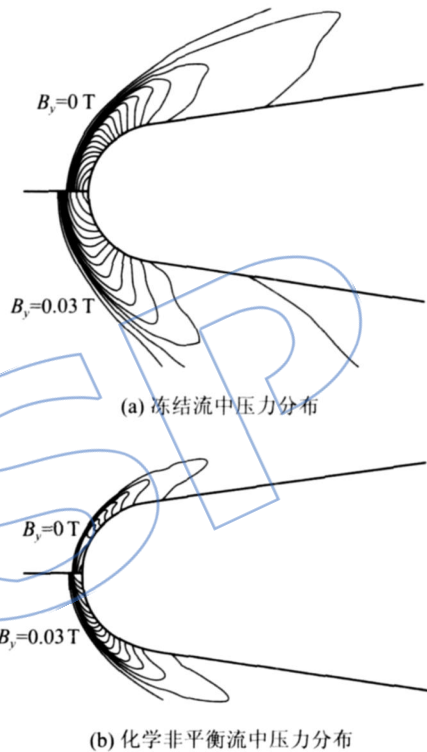
图5 不同条件下 $z=0$ 截面压力分布Fig. 5 Pressure distribution at cross section of $z=0$ in different conditions

图6为激波脱体距离随磁场大小的变化关系. 由图可知, 随着外加磁场强度的增大, 激波脱体距离逐渐增加. 因为外加磁场增强时, 产生的感应电流强度增大, 洛伦兹力增大, 对来流的减速作用更加明显, 使得激波的脱体距离随着外加磁场强度的增大而增加. 此外, 由于所考虑的化学反应为吸热反应, 消耗了激波后流体介质的能量, 因此, 与冻结流相比, 化学非平衡流中激波层内温度较低. 根据气体状态方程和激波层内质量守恒定律可知, 化学非平衡流中激波层内密度较大, 激波脱体距离较小.

图7给出了滞止点压力随磁场大小的变化关系. 由图可知, 化学非平衡流中的滞止点压力高于冻结流中的滞止点压力. 产生这种现象是由于两种因素作用的结果: ①化学非平衡流中发生了剧

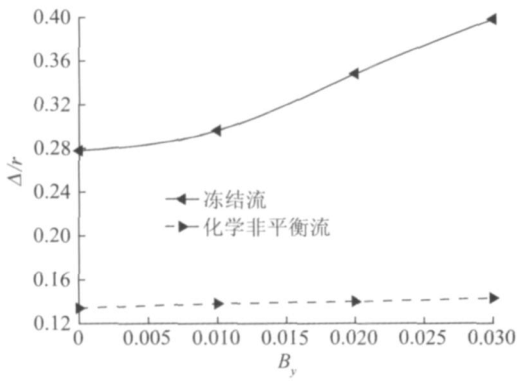


图 6 激波脱体距离随磁场大小的变化
Fig. 6 Shock standoff distance varies with the magnetic field

烈的化学反应,分子的数密度增加;②化学非平衡流中的激波脱体距离小于冻结流中的激波脱体距离,激波更加靠近钝头体壁面.外加磁场后,激波脱体距离增加,导致滞止点压力下降.外加磁场强度越大,激波脱体距离越大,激波距离钝头体表面越远,则滞止点压力下降得越多.但是,由于磁场作用下化学非平衡流中激波脱体距离的变化没有冻结流中激波脱体距离的变化明显,所以,化学非平衡流中滞止点压力随磁场的变化也没有冻结流中明显.在 $B_y = 0.03\text{ T}$ 磁场作用下,与无磁场时相比,冻结流中的滞止点压力下降约 18%,而化学非平衡流中的滞止点压力下降约 3%.

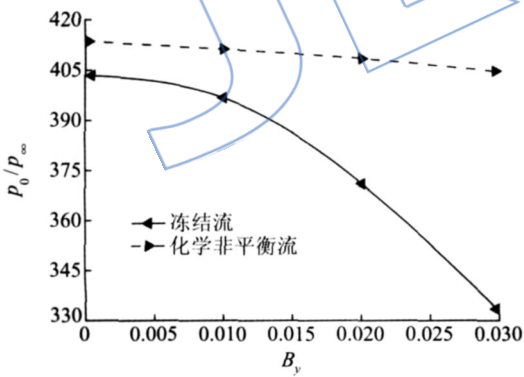


图 7 滞止点压力随磁场大小的变化
Fig. 7 Pressure at stagnation point varies with the magnetic field

图 8 所示为总阻力系数随磁场的变化关系.由图可知,随着磁场的增强,总阻力系数逐渐减小.在 $B_y = 0.03\text{ T}$ 磁场作用下,与无磁场作用时相比,冻结流中的总阻力系数减小约 6.9%,化学非平衡流中的总阻力系数减小约 5%.此外,化学非平衡流中总阻力系数小于冻结流中的总阻力系数.主要原因是化学非平衡流中的壁面剪切应力

小于冻结流中的壁面剪切应力(如图 9 所示).

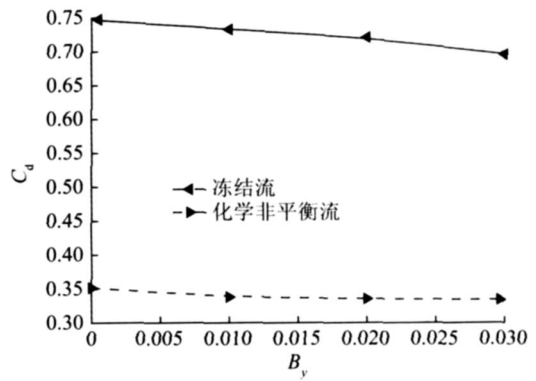


图 8 总阻力系数随磁场的变化
Fig. 8 Total drag coefficient varies with the magnetic field

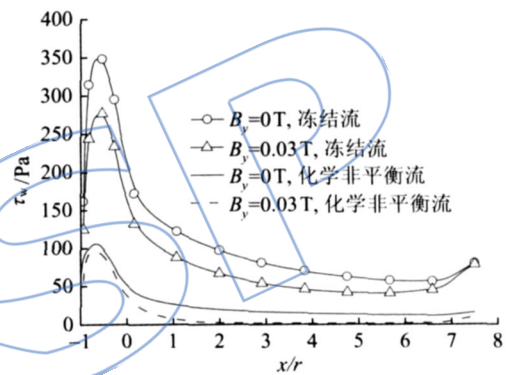


图 9 壁面剪切应力分布
Fig. 9 Distribution of wall shear stress

比比沿滞止线的分布见图 10.冻结流中空气比热比为常数.而在化学非平衡流中,各组元比定压热容采用温度的拟合公式计算,比热比为温度的函数.由于温度沿滞止线是变化的,则比定压热容随之变化,导致比热比沿滞止线的分布发生变化.随着磁场的增强,激波脱体距离逐渐增加,温度开始发生变化的位置向上游移动,则比热比开始发生变化的位置也向上游推进.

图 11 显示了沿滞止线的主要组元质量分数变化曲线.由于激波层内温度急剧升高,混合气体发生剧烈的化学反应.氮气、氧气均发生分解,由于氧气分解温度较低,在此区域几乎完全分解,而氮气分解温度较高,只有部分发生分解.同时,作为生成物的氧原子、氮原子和一氧化氮的质量分数随着化学反应的进行而增大.此外,由图还可看出,磁场对滞止线上主要组元质量分数分布的影响不明显.

图 12 所示为 $B_y = 0.03\text{ T}$ 时,化学非平衡流中 $z = 0$ 截面上温度分布.由图可知,由于激波的影响, $z = 0$ 截面温度分布是不均匀的.从激波处

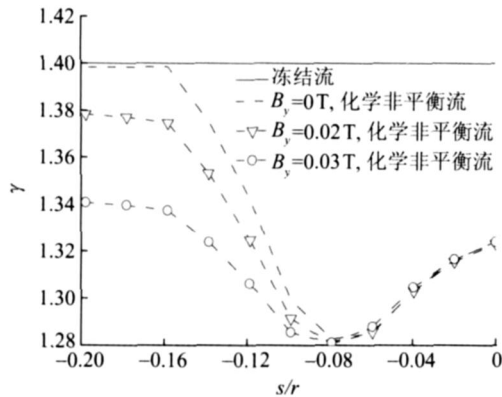


图 10 比热比沿滞止线的分布

Fig. 10 Ratio of specific heat distribution along the stagnation streamline

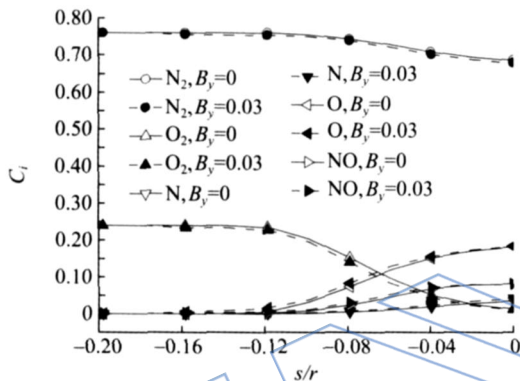


图 11 沿滞止线主要组元质量分数分布

Fig. 11 Mass fraction distributions of major species along the stagnation streamline

开始,越靠近钝头体表面,温度越高.图 13 所示为 $z=0$ 截面电子质量分数分布.从激波处开始,由于温度急剧升高,发生了电离反应,电子质量分数逐渐增大.同时,比较图 13(a)和(b)两幅图可看出,外加磁场对 $z=0$ 截面电子质量分数分布的影响是使发生电离反应的区域增大.这是由于磁场增加了激波的脱体距离.

$z=0$ 截面温度及组元数密度分布的不均匀导致了 $z=0$ 截面电导率分布的不均匀,如图 14 所示.远离激波处,空气温度较低,电子数密度较小,且中性粒子数密度较大,则电导率较小;越靠近钝头体表面,温度越高,电子数密度越大,且中性粒子的数密度越小,电导率就越大.

不同条件下,沿滞止线的电子数密度及电导率分布如图 15 所示.在化学非平衡流中,混合气体流经激波后,发生了剧烈的化学反应,造成了电子数密度沿滞止线逐渐增大.同时,中性粒子数密度减小,二者共同导致了电导率沿滞止线逐渐增

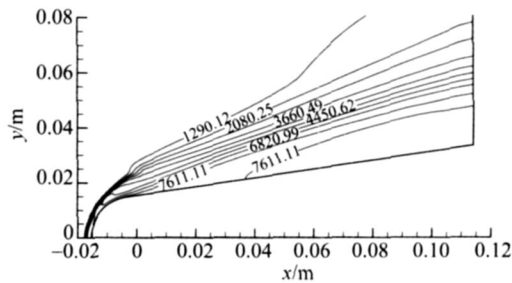


图 12 $B_y=0.03\text{ T}$ 时化学非平衡流中 $z=0$ 截面温度分布(单位:K)

Fig. 12 Temperature distribution at cross section of $z=0$ in chemical nonequilibrium flow when $B_y=0.03\text{ T}$ (unit:K)

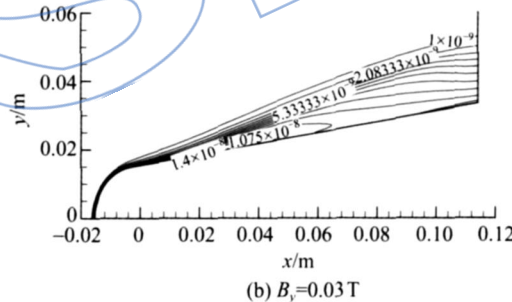
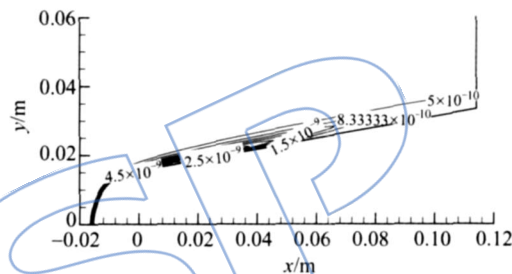


图 13 $z=0$ 截面电子质量分数分布

Fig. 13 Mass fraction distribution of electron at cross section of $z=0$

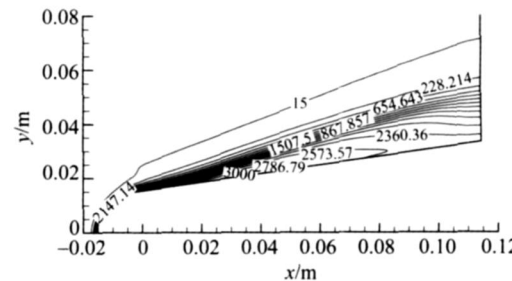


图 14 $B_y=0.03\text{ T}$ 时 $z=0$ 截面的电导率分布(单位:S/m)

Fig. 14 Electrical conductivity distribution at cross section of $z=0$ when $B_y=0.03\text{ T}$ (unit:S/m)

大.而在冻结流中,整个计算区域内的电导率假设为常数,不随位置的变化而变化.此外,由于磁场使得激波向上游推进,所以电导率及电子数密度

开始发生变化的位置也向上游移动.

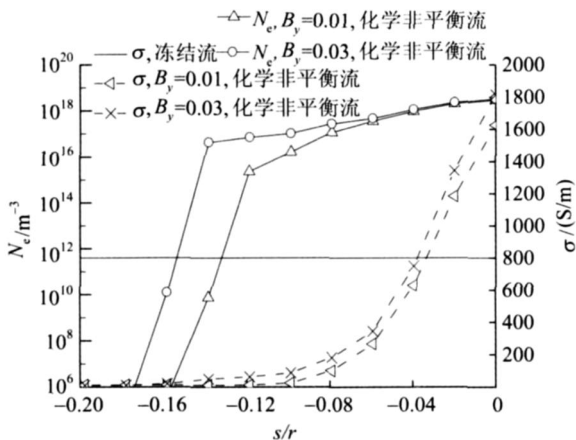


图 15 沿滞止线的电子数密度及电导率分布

Fig. 15 Electron number density and electrical conductivity distributions along the stagnation streamline

不同磁场强度下,壁面切向洛伦兹力分布见图 16. 其中 F_t 表示切向洛伦兹力,负值表示与切向速度方向相反, x 为壁面横坐标. 随着磁场的增强,诱导电流强度逐渐增大,则切向洛伦兹力逐渐增大. 由于滞止点附近速度几乎为零,则切向洛伦兹力几乎为零. 在磁场与速度方向夹角最大时,切向洛伦兹力达到最大值.

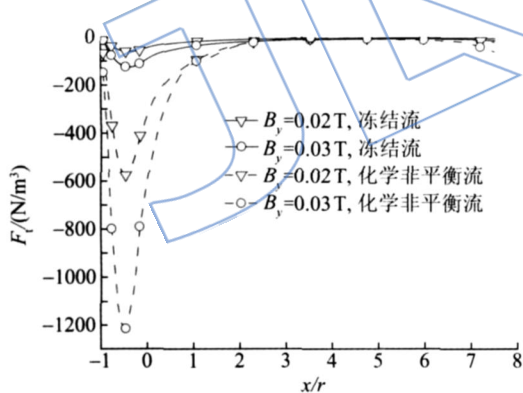


图 16 壁面切向洛伦兹力分布

Fig. 16 Distribution of wall tangential Lorentz force

图 17 给出壁面处流体的电导率分布. 冻结流中电导率为常数,而化学非平衡流中的电导率受温度及组元数密度的影响,沿壁面是不断变化的. 此外,因为化学非平衡流中壁面处流体的电导率大于冻结流中的电导率,所以,图 16 中化学非平衡流中的 F_t 大于冻结流中的 F_t .

壁面处的洛伦兹力可以分解为沿切向和法向两个方向. 切向洛伦兹力改变了切向速度大小,影响法向速度梯度. 由图 16 可知,切向洛伦兹力都

与切向速度方向相反,对流体起到减速作用,使得法向速度梯度减小. 图 18 给出了与 x 轴负方向成 46° 角法线上,边界层内切向速度分布. v_t 表示切向速度大小, η 为沿法线方向垂直离开壁面的距离. 由图可知,外加磁场减小了壁面附近的法向速度梯度. 并且随着外加磁场强度的增大,法向速度梯度逐渐减小. 图 19 所示为不同条件下的壁面摩

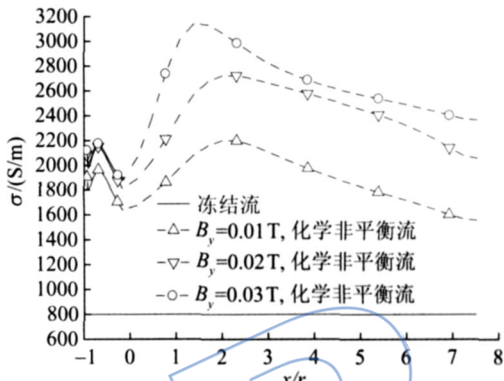


图 17 壁面处流体的电导率分布

Fig. 17 Distribution of electrical conductivity near the wall

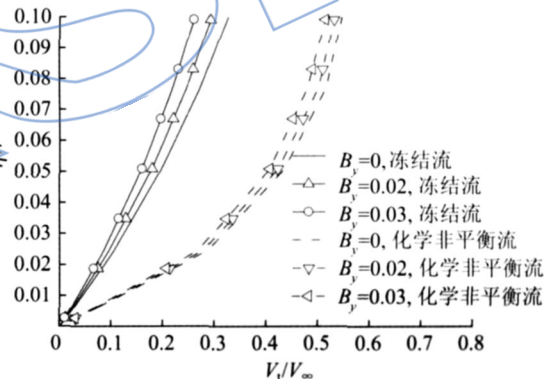


图 18 边界层速度分布, $\theta=46^\circ$

Fig. 18 Distribution of velocity in the boundary layer at $\theta=46^\circ$

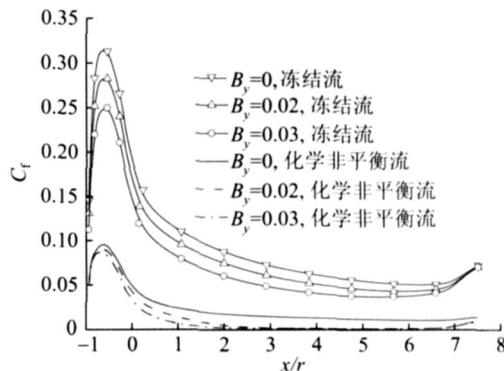


图 19 壁面摩擦系数分布

Fig. 19 Distribution of skin friction coefficient

擦系数分布.由图可知,化学非平衡流中的壁面摩擦系数小于冻结流中的壁面摩擦系数.这是由于化学非平衡流中的壁面剪切应力小于冻结流中的壁面剪切应力(如图 9 所示).随着磁场的增强,法向速度梯度逐渐减小,从而导致壁面摩擦系数逐渐减小.在 $B_y = 0.03\text{ T}$ 磁场作用下,与无磁场作用时相比,冻结流中的局部壁面摩擦系数最大减小 52%,而化学非平衡流中的局部壁面摩擦系数最大减小 89%.与冻结流相比,化学非平衡流中局部壁面摩擦系数减小程度大,主要原因是化学非平衡流中壁面附近流体所受切向洛伦兹力较大.

不同条件下, $x = 0$ 截面的湍流黏度分布如图 20 所示.因为磁场抑制了湍流,减弱了湍流脉动,所以,与无磁场时相比,磁场作用下的湍流黏度减小.

不同磁场下,与 x 轴负方向成 46° 角法线上,边界层内温度分布见图 21.其中,左边坐标对应冻结流中温度分布,右边坐标对应化学非平衡流中温度分布.由图可以看出,在磁场作用下,边界层内流体的温度降低.且随着磁场的增强,温度逐渐降低.

图 22 所示为壁面温度随磁场的变化.在磁场作用下,边界层内流体的温度小于无磁场时的流体温度,且流体与壁面之间的摩擦系数减小,从而导致壁面温度降低.同时,随着磁场的增强,壁面温度逐渐降低.在 $B_y = 0.03\text{ T}$ 磁场作用下,与无磁场作用时相比,冻结流中的局部壁面温度最大降低 18%,而化学非平衡流中的局部壁面温度最大降低 74%.由于所考虑的化学反应为吸热反应,消耗了激波后流体介质的一部分能量,因此,

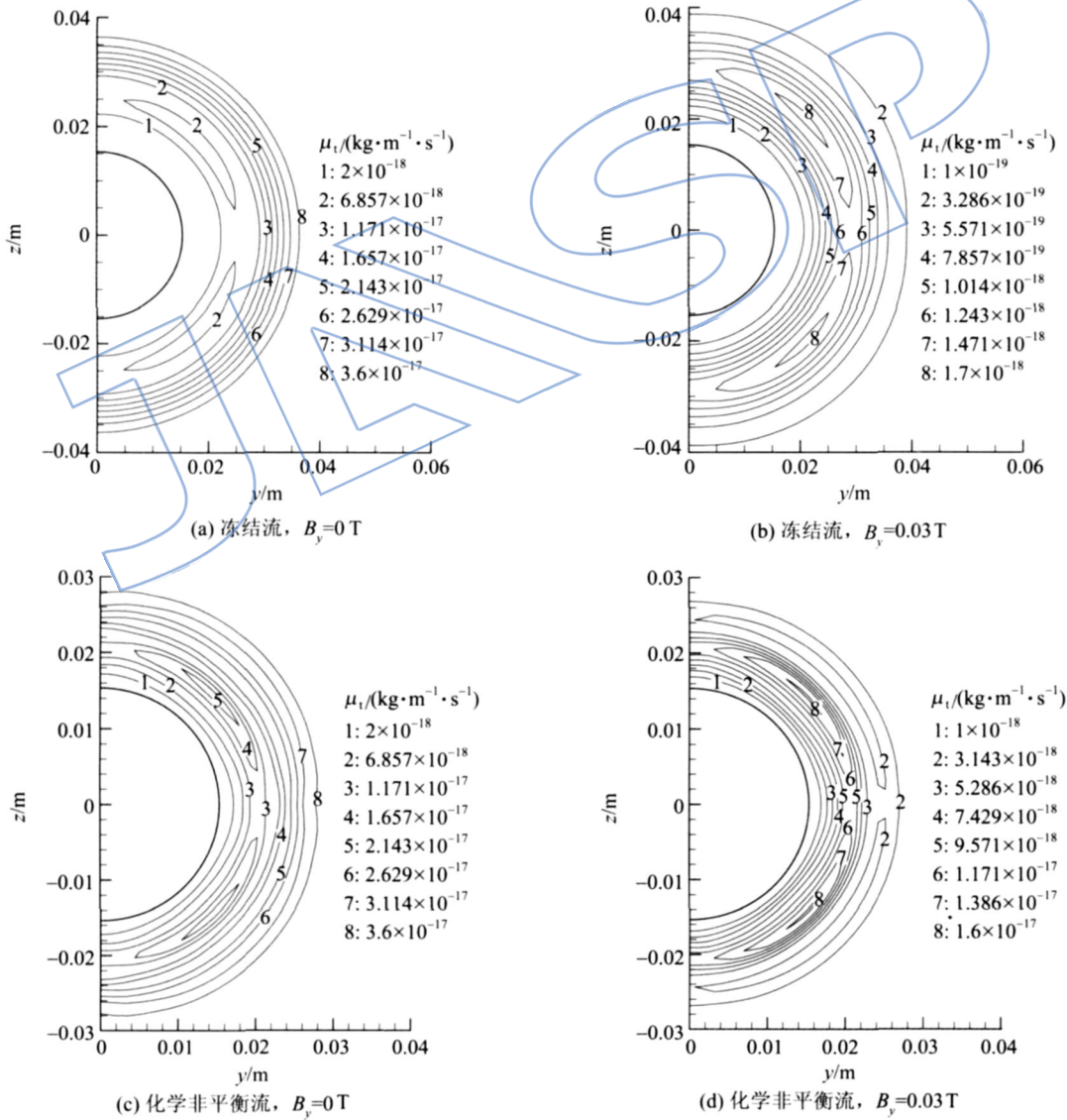


图 20 $x = 0$ 截面的湍流黏度分布

Fig. 20 Turbulent viscosity distribution at cross section of $x = 0$

化学非平衡流中壁面温度低于冻结流中的壁面温度.

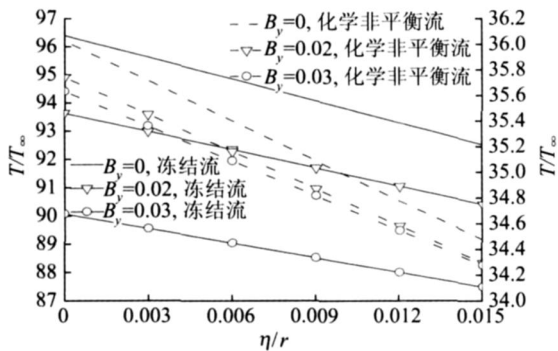


图 21 边界层温度分布, $\theta=46^\circ$
Fig. 21 Distribution of temperature in the boundary layer at $\theta=46^\circ$

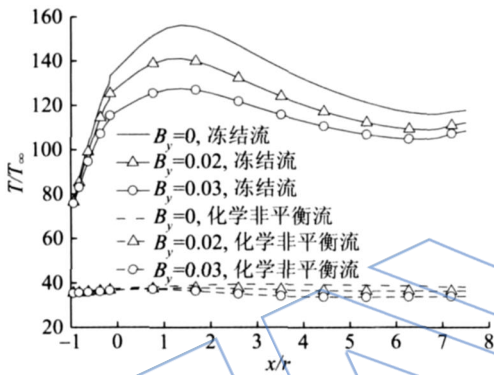


图 22 壁面温度分布
Fig. 22 Distribution of wall temperature

4 结 论

本文综合考虑均匀磁场作用与化学非平衡效应,采用组分公式计算电导率,考虑了 7 组元的有限速率化学模型,对三维黏性 MHD 方程组进行了数值求解. 讨论了不同强度均匀磁场中高超声速弱电离气体的流动特性,以及冻结流与化学非平衡流两种流态中计算结果的差别,得出如下结论:

1) 随着磁场强度的增大,激波脱体距离逐渐增加,滞止点压力和总阻力系数逐渐减小. 在 $B_y = 0.03\text{ T}$ 磁场作用下,与无磁场作用时相比,冻结流中的激波脱体距离增加约 43 %,滞止点压力减小约 18 %,总阻力系数减小约 6.9 %;化学非平衡流中的激波脱体距离增加约 7 %,滞止点压力减

小约 3 %,总阻力系数减小约 5 %.

2) 磁场与流场相互作用产生的洛伦兹力减小了壁面的剪切应力,从而减少了混合气体与壁面间的摩擦损失. 施加 0.03 T 磁场时,冻结流中局部壁面摩擦系数最大减小 52 %;化学非平衡流中局部壁面摩擦系数最大减小 89 %.

3) 加外部均匀磁场使壁面温度降低. 0.03 T 磁场可使冻结流中局部壁面温度最大降低 18 %;化学非平衡流中局部壁面温度最大降低 74 %.

参考文献:

[1] Shang J S. Recent research in magnetoaerodynamics[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2001, 37:1-20.
[2] Meyer R C. On reducing aerodynamic heat-transfer rates by magnetohydrodynamic techniques[J]. Journal of the Aero/ Space Sciences, 1958, 25(9):561-566.
[3] Hoffmann K A. An integrated computational tool for hypersonic flow simulation [R]. AFOSR GRANT # F49620-00-1-0219.
[4] Dietiker J F, Hoffmann K A. Computations of turbulent magnetohydrodynamic flows[R]. AIAA 2002-2141.
[5] 谢中强, 欧阳水吾, 汪翼云. 化学非平衡高超声速弱电离流动数值研究[J]. 空气动力学学报, 1995, 13(2): 15-22.
XIE Zhongqiang, OU YANG Shuiwu, WANG Yiyun. Numerical study of hypersonic ionized flows in chemical non-equilibrium[J]. Acta Aerodynamic Sinica, 1995, 13(2): 15-22. (in Chinese)
[6] 张巧芸, 瞿章华. 11 组元化学反应气体粘性激波层钝体绕流数值计算[J]. 国防科技大学学报, 1999, 21(3): 17-20.
ZHANG Qiaoyun, QU Zhanghua. Numerical solution of viscous shock layer flow of 11-species chemical reacting air over blunt bodies[J]. Journal of National University of Defense Technology, 1999, 21(3): 17-20. (in Chinese)
[7] Dietiker J F, Hoffmann K A. Numerical simulation of MHD flows with the generalized Ohm's law[R]. AIAA 2003-327.
[8] Candler G V, MacCormack R W. The computation of hypersonic ionized flows in chemical and thermal nonequilibrium[R]. AIAA 88-0511.
[9] Prasanta D, Agarwal R K. A performance study of MHD-bypass scramjet inlets with chemical non-equilibrium[R]. AIAA 2001-2872.
[10] Prasanta D, Agarwal R. Numerical solution of compressible viscous MHD equations with chemical kinetics[R]. AIAA 2002-0203.