

## 热化学模型对高超声速磁流体控制数值模拟影响分析

丁明松 江涛 董维中 高铁锁 刘庆宗 傅杨奥骁

Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

Ding Ming-Song Jiang Tao Dong Wei-Zhong Gao Tie-Suo Liu Qing-Zong Fu Yang-Ao-Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 174702 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190378

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

高超声速飞行器磁控热防护霍尔电场数值方法研究

Numerical solution procedure for Hall electric field of the hypersonic magnetohydrodynamic heat shield system

物理学报. 2017, 66(8): 084702 <https://doi.org/10.7498/aps.66.084702>

高超声速飞行器磁控热防护系统建模分析

Analysis of the magnetohydrodynamic heat shield system for hypersonic vehicles

物理学报. 2016, 65(6): 064701 <https://doi.org/10.7498/aps.65.064701>

锥形腔等离子体压缩的磁流体模拟

Magnetohydrodynamic simulation of conical plasma compression

物理学报. 2016, 65(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.205201>

一种耦合外部电路的脉冲感应推力器磁流体力学数值仿真模型

A magnetohydrodynamic numerical model with external circuit coupled for pulsed inductive thrusters

物理学报. 2018, 67(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171225>

双等离子体团相互作用的磁流体力学模拟

Simulations for two colliding plasma bubbles embedded into an external magnetic field

物理学报. 2017, 66(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075202>

自由上浮气泡运动特性的光滑粒子流体动力学模拟

Numerical simulation on the motion characteristics of freely rising bubbles using smoothed particle hydrodynamics method

物理学报. 2015, 64(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.64.174701>

# 热化学模型对高超声速磁流体控制 数值模拟影响分析

丁明松 江涛 董维中<sup>†</sup> 高铁锁 刘庆宗 傅杨奥骁

(中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所, 绵阳 621000)

(2019年3月16日收到; 2019年6月30日收到修改稿)

针对等离子体流场的模拟准确性问题及其对高超声速磁流体控制的影响, 通过数值求解三维非平衡 Navier-Stokes 流场控制方程和 Maxwell 电磁场控制方程, 建立了三维低磁雷诺数磁流体数值模拟方法及程序, 分析了不同空气组分化学反应模型和壁面有限催化效率等因素对高超声速磁流体控制的影响. 研究表明: 不同空气组分化学反应模型对高超声速磁流体流场结构、气动力/热特性控制的影响不容忽视; 对于本文计算条件, Park 化学反应模型在组分模型一致性、等离子体模拟准确性等方面具有一定优势; 磁控热防护效果, 受壁面有限催化复合系数影响较大, 两者呈非线性关系, 不同表面区域差异较大; 磁场对磁阻力伞及其磁阻力特性影响, 受壁面催化效应的影响相对较小.

**关键词:** 磁流体动力学, 等离子体, 化学非平衡, 数值模拟**PACS:** 47.40.Ki, 47.85.L-, 52.30.Cv, 41.20.Gz**DOI:** 10.7498/aps.68.20190378

## 1 引言

磁流体力学 (magnetohydrodynamic, MHD) 是一门研究磁场作用下流体运动规律的科学, 在天体物理、空间科学、地球科学及太阳物理学等研究领域均有非常重要的研究价值. 目前, 对磁流体力学的研究又转向了高超声速飞行领域, 即高超声速磁流体控制. 在飞行器高超声速飞行过程中, 强烈的气动加热使激波层内温度急剧上升, 流场中发生剧烈的物理化学变化, 混合气体发生离解、复合、电离和交换等化学反应, 气体分子内能模态不同程度地激发, 形成具有弱导电性等离子体流场<sup>[1]</sup>. 利用机载磁场发生装置向等离子体流场注入适当的动量和能量对流场进行控制, 可以有效地提高和改进飞行器气动特性, 在高超声速飞行器气动力控制、气动热防护和等离子体分布调整等方面具有广

阔的应用前景<sup>[2,3]</sup>.

数值模拟是研究高超声速磁流体控制的主要方法之一. 要准确模拟高超声速磁流体流动, 首先依赖于等离子体流场参数的准确获得, 包括气体电离程度、组分、密度和热力学温度状态 (主要是平转动温度和振动-电子温度) 等参数的精确模拟. 由于等离子体是在高超声速流动中产生的, 这就存在化学反应与热力学松弛的非平衡效应<sup>[4]</sup>. 在磁流体控制数值模拟时, 必须耦合考虑高温流场中发生复杂的物理化学现象, 包括气体热化学反应、分子能量模态激活及其非平衡效应, 即高温气体非平衡效应<sup>[4]</sup>, 得到详细的等离子体流场参数, 分析等离子体与电磁场耦合作用.

在高超声速磁流体数值模拟方面, 国外有不少考虑高温气体非平衡效应的研究. 例如, 2010—2011年, Bisek 等<sup>[5,6]</sup>考虑 Park 化学反应模型开展了非平衡磁流体磁控热防护研究; 2012年,

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: dms2008@qq.com

Chernyshev 等<sup>[7]</sup>将等离子体混合气体分为电子、离子和中性粒子三类来模拟磁流体电离反应非平衡流动; 同年, Andrea 和 Carlo<sup>[8]</sup>采用 Dunn-Kang 模型对钝柱体非平衡磁流体控制进行了研究; 2013 年, Fujino 和 Ishikawa<sup>[9]</sup>采用 Park 化学反应模型模拟再入飞行器非平衡磁流体控制; 2015 年, Masuda 等<sup>[10]</sup>采用多组分化学反应模型对三维钝锥体磁流体气动力、热控制进行了研究.

近十多年来, 国内逐渐开展了高超声速飞行器电磁流体控制方面的研究, 得到了很多有价值的研究成果. 例如, 2005 年, 赫新等<sup>[11]</sup>数值模拟了理想磁流体一维 MHD 激波管流动和二维喷管 MHD 流动; 2007 年, 潘勇<sup>[3]</sup>采用弱耦合方法开展了二维钝锥化学非平衡无黏磁流体数值模拟研究; 2008 年, 田正雨<sup>[12]</sup>采用平衡气体模型对球头磁流体热流控制进行了数值计算分析; 陈刚等<sup>[13]</sup>对二维理想磁流体进行了数值模拟; 2009 年, 黄富来和黄护林<sup>[14]</sup>采用 7 组分化学反应模型对钝锥高超声速磁流体控制进行了数值计算研究; 2013 年, 黄浩等<sup>[15]</sup>采用完全气体模型对电子束电离的高超声速磁流体发电机进行了研究; 何森生等<sup>[16]</sup>采用完全气体模型研究了超高超声速进气道黏性效应的磁流体控制; 2014 年, 卜少科等<sup>[17]</sup>采用完全气体模型开展了高超声速磁流体数值模拟研究; 2016 年, 李开、柳军等采用完全气体模型对高超声速飞行器常规螺线管磁控热防护系统进行了研究<sup>[18]</sup>, 2017 年, 又采用化学反应 Gupta 模型开展了磁控热防护霍尔电场数值模拟分析<sup>[19]</sup>. 2018 年, 姚霄等<sup>[20]</sup>采完全气体模型对五种外磁场作用的磁流体增阻特性进行了分析.

可以看出, 在高超声速飞行器外场的磁流控制研究方面, 由于气体介质的电导率一般较低, 国外很重要的一个发展趋势是: 忽略感应磁场影响, 在低磁雷诺数假设下, 研究不同磁场配置条件对各种外形高超声速飞行器流动特性的影响规律<sup>[5-10]</sup>. 尽管国外高超声速非平衡磁流体控制研究得到了很大的发展, 但大多选定某个单一的化学反应模型和热力学温度模型进行研究, 尚未看到详细分析不同空气化学反应模型和壁面有限催化特性等因素对高超声速 MHD 控制数值模拟影响的研究. 而国内也有很多基于低磁雷诺数方法开展高超声速磁流体控制方面的研究<sup>[13-20]</sup>, 大多采用直接采用简化模型 (如完全气体、平衡气体或无黏流体等), 也

有少量考虑非平衡效应的高超声速磁流体控制研究, 但从整体上看, 仍与国外水平存在一定差距.

作者所在研究团队对高超声速飞行器非平衡等离子体流场及磁流体控制进行了较为广泛的研究<sup>[4,21-24]</sup>. 本文在此基础上, 主要针对常见等离子体空气热化学气体模型, 开展热化学非平衡气体高超声速等离子体电磁流动数值研究, 较为系统地分析了不同空气组分化学反应模型以及壁面催化效率等对高超声速磁流体控制的影响.

## 2 数值计算方法

对于高超声速飞行器绕流流场, 气体介质一般都符合低电导率的特征, 通常满足低磁雷诺数 ( $Re_m \ll 1$ ) 假设, 感应磁场相对于外磁场很小, 基本可以忽略, 控制方程右端出现电磁源项, 其无量纲形式为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial \mathbf{F}_V}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_V}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}_V}{\partial z} \right) + \mathbf{W} + \mathbf{W}_{MHD}, \quad (1)$$

守恒变量为

$$\mathbf{Q} = (\rho_j, \rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E_t)^T,$$

式中  $\rho_j$  为气体组分  $j$  密度;  $u, v, w$  为直角坐标系 3 个方向速度;  $E_t$  为内能;  $Re$  为雷诺数;  $\mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}$  与  $\mathbf{F}_V, \mathbf{G}_V, \mathbf{H}_V$  分别为直角坐标 3 个方向的无黏通量与黏性通量;  $\mathbf{W}$  和  $\mathbf{W}_{MHD}$  为非平衡源项和电磁作用源项. 电磁作用源项  $\mathbf{W}_{MHD}$  为

$$\mathbf{W}_{MHD} = Q_m \cdot [0_j, 0, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_x, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_y, (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z, \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}]^T, \quad (2)$$

式中  $\mathbf{J}$  为电流密度,  $\mathbf{B}$  为磁感应强度,  $\mathbf{E}$  为电场强度,  $Q_m$  为磁相互作用数.

## 3 物理化学模型

### 3.1 热化学模型

为了模拟高温流场等离子体分布, 混合空气组分模型选用 7 组分 ( $O_2, N_2, NO, O, N, NO^+, e$ ) 和 11 组分 ( $O_2, N_2, NO, O, N, NO^+, e, O_2^+, N_2^+, O^+, N^+$ ) 的电离气体模型, 化学反应模型采用较为常见的 Dunn-Kang 模型<sup>[25]</sup>、Park 模型<sup>[26]</sup> 和 Gupta 模型<sup>[27]</sup>. 非平衡源项中化学反应  $j$  组分生成

源项  $w_j$  可写为

$$w_j = M_j \sum_{i=1}^{N_r} (\gamma_{ij}^* - \gamma_{ij}) Q_i, \quad (3)$$

式中  $N_r$  为模型中化学反应个数,  $M_j$  和  $Q_i$  分别为第  $j$  组分的分子量和第  $i$  化学反应的生成源项,  $\gamma_{ij}^*$  和  $\gamma_{ij}$  分别为第  $i$  反应中第  $j$  组分的生成物系数和反应物系数.

### 3.2 表面催化模型

壁面催化效应会影响表面附近等离子体电离复合, 进而影响等离子体电导率分布. 本文主要考虑完全非催化 (non-catalytic wall, NCW)、完全催化 (fully catalytic wall, FCW) 和有限催化 (partially catalytic wall, PCW). 其中 NCW 和 FCW 相对简单, 详见文献 [4]. 对于 PCW, 主要考虑氮原子和氧原子复合反应以及电离组分的 7 个复合反应 [28] (见表 1).

表 1 表面复合反应  
Table 1. Surface combinative reaction.

$r$	化学反应式	$r$	化学反应式
1	$O + O \Rightarrow O_2$	5	$N^+ + e \Rightarrow N$
2	$N + N \Rightarrow N_2$	6	$O_2^+ + e \Rightarrow O_2$
3	$NO^+ + e \Rightarrow NO$	7	$N_2^+ + e \Rightarrow N_2$
4	$O^+ + e \Rightarrow O$		

第  $r$  反应速率常数  $k_{w,r}$  为

$$k_{w,r} = \alpha \sqrt{\frac{R_0 T_w}{2\pi M_r}}, \quad (4)$$

式中  $\alpha$  是壁面催化复合系数,  $R_0$  为气体常数,  $T_w$  为壁面温度,  $M_r$  为第  $r$  反应中非电子反应物的分子量.

### 3.3 电导率模型

采用基于电子和离子在等离子体中碰撞和迁移的多种电离成分混合气体电导率模型, 该模型在高超声速高温非平衡等离子体磁流体控制中应用很广泛 [7,9,10,19], 形式为

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \sum_{s \neq e} v_{e,s}^m}, \quad (5)$$

$v_{e,s}^m$  为电子与第  $s$  组分的有效动量传输碰撞频率.

当  $s$  为离子组分, 其表达式可写为

$$v_{e,s}^m = 6\pi \left( \frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 k_B T} \right)^2 \times \ln \left[ 12\pi \left( \frac{\epsilon_0 k_B}{e^2} \right)^{1.5} \sqrt{\frac{T^3}{n_e}} n_s \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \right], \quad (6)$$

当  $s$  为中性组分, 其表达式为

$$v_{e,s}^m = \frac{4}{3} \sigma_{e,s}^m n_s \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}}, \quad (7)$$

这里  $k_B$ ,  $\epsilon_0$  分别为玻尔兹曼常数和真空介电常数;  $e$ ,  $m_e$ ,  $n_e$ ,  $n_s$  分别为电子电量、电子质量、电子数密度、组分  $s$  数密度;  $\sigma_{e,s}^m$  为  $s$  电子与中性组分有效碰撞截面, 它是一般温度函数, 由试验测量拟合得到.

### 3.4 电动力学模型

假设等离子体微元呈电中性, 则电流密度满足连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (8)$$

电流  $\mathbf{J}$  可由广义欧姆定律得到,

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (9)$$

这里  $\mathbf{V}$  为混合气流速度矢量. 对于定常外磁场, 由法拉第定律  $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ , 可得电场是无旋的, 可写成电势函数形式:  $\mathbf{E} = -\nabla \phi$ . 代入 (8) 式、(9) 式可得

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = \nabla \cdot [\sigma(\mathbf{V} \times \mathbf{B})].$$

引入虚拟时间项得到

$$\partial \phi / \partial t + \nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = \nabla \cdot [\sigma(\mathbf{V} \times \mathbf{B})]. \quad (10)$$

采用隐式数值离散 (10) 式, 并与流动控制方程 (1) 耦合求解, 得到电势函数  $\phi$  和感应电场  $\mathbf{E}$ , 再由 (9) 式得到感应电流  $\mathbf{J}$ .

### 3.5 磁流体控制气动力特性计算方法

一般情况下, 气动力系数计算只需考虑飞行器表面的压力和黏性应力积分, 而高超声速磁流体控制气动力系数计算时, 还需考虑洛伦兹力反作用力的空间积分, 以二维磁流体阻力系数  $C_D$  计算为例,

$$F_2 = - \iiint (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_x dV \cos \beta - \iiint (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z dV \sin \beta, \\ F_D = F_1 + F_2 \quad C_D = F_D / (0.5 q_\infty S_{ref}), \quad (11)$$



其中  $F_D$  为飞行器受到的阻力,  $F_1$  为表面压力和黏性应力造成阻力,  $F_2$  为洛伦兹力反作用力造成的阻力,  $\beta$  为飞行攻角,  $q_\infty$  和  $S_{ref}$  分别是动压和参考面积.

#### 4 数值方法验证

在以往的工作中, 作者所在团队对数值计算方法, 从热化学非平衡等离子体流动 [4,21–23]、表面有限催化效应 [29]、气动热环境模拟 [30] 以及等离子体磁流体控制 [24] 等多个方面进行了考察验证. 本文主要是针对高超声速磁流体控制气动特性方面的校验.

采用球柱外形 [31], 球头半径 1 m, 柱体长 10 m. 计算高度为  $H = 69$  km, 来流速度为 6500 m/s. 外加磁偶极子磁场, 磁场分布方式如下:

$$\mathbf{B} = B_0 \left( \frac{\cos(\alpha)}{(r/r_0)^3} \mathbf{r} + \frac{\sin(\alpha)}{2(r/r_0)^3} \boldsymbol{\alpha} \right). \quad (12)$$

这里  $(\mathbf{r}, \boldsymbol{\alpha})$  为极坐标单位矢量, 偶极子中心位于坐标原点, 即头部球心;  $B_0$  为极轴上距离偶极子中心  $r_0$  处磁感应强度,  $r_0 = 1.0$  m; 这里, 磁场极轴与球柱轴线的夹角  $\theta$ , 偶极子参考点  $B_0 = 0 \sim 0.2$  T, 如图 1 所示.

对于本文计算的外形, 磁场作用下, 洛伦兹力使激波外推, 形成磁阻力伞, 见图 2(a). 图 2(b) 给出了球柱阻力系数随磁感应强度的变化分布, 其中标号  $C_D$  为阻力系数,  $C_{D1}$  为阻力系数中压力和黏性应力分量,  $C_{D2}$  为阻力系数中洛伦兹力反作用力分

量. 表 2 给出了本文计算得到的阻力系数和文献 [31] 结果 (由曲线取值得到) 对比. 可以看出, 磁感应强度增大, 洛伦兹力反作用力带来的阻力系数分量增大, 使总的阻力系数增大; 本文计算的阻力系数, 与文献 [31] 几乎完全一致 (图 2(b) 和表 2), 差异小于 0.5%.

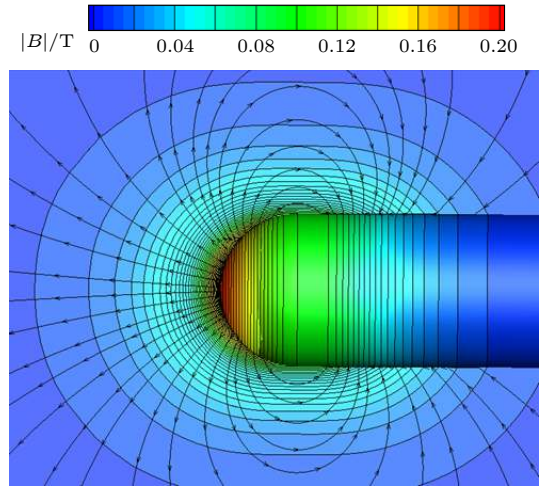


图 1 磁场配置 ( $B_0 = 0.2$  T)

Fig. 1. Magnetic field ( $B_0 = 0.2$  T).

表 2 球柱阻力系数 ( $B_0 = 0.2$  T)

Table 2. Drag coefficient of ball-column model ( $B_0 = 0.2$  T).

夹角 $\theta$	文献结果 [31]	本文结果	差异
$0^\circ$	1.8202	1.8287	0.47%
$45^\circ$	1.6670	1.6706	0.22%
$90^\circ$	1.4755	1.4804	0.33%

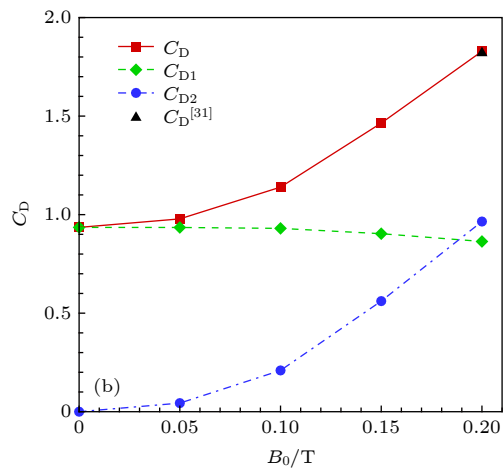
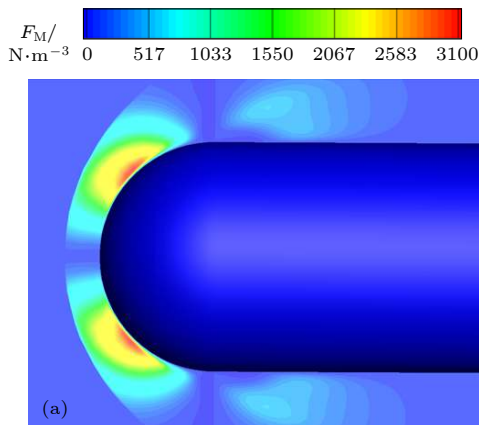


图 2 球柱阻力特性 (a) 磁阻力伞; (b) 阻力系数

Fig. 2. Drag characteristics of ball-column model: (a) Magneto-resistance parachute; (b) drag coefficient.

### 5 数值计算分析

采用 RAM-C 钝锥外形, 该外形有电子数密度飞行试验结果 [32]. 球头半径  $R_n = 0.1524$  m, 全长 1.295 m, 半锥角为  $9^\circ$ . 计算条件为高度 71 km, 速度 7650 m/s, 壁面温度  $T_w = 1500$  K, 绝缘壁面或

近似绝缘壁面条件. 外加磁偶极子磁场 ((12) 式), 模拟实际的螺线管磁场. 这里  $B_0 = 0.5$  T,  $r_0 = 0.1524$  m. 磁偶极子方向指向直角坐标 X 轴负方向.

为了保证计算的可靠性, 图 3 使用两套不同密度网格计算分析. Grid 1 为稀网格结果, 网格壁面第一层距离为 0.005 mm; Grid 2 为密网格结果, 第一层距离为 0.001 mm. 由图可以看出, 两套网格结果几乎完全重合, 计算结果受网格影响较小. 本文计算中如无特殊说明, 均采用 Grid 2 进行计算.

#### 5.1 空气化学模型对 MHD 控制影响分析

为了分析不同组分空气化学反应模型对 MHD 控制影响, 采用 7 组分、11 组分的空气组分模型, 化学反应 Dunn-Kang, Park, Gupta 模型, 开展数值模拟分析.

首先分析无磁场条件下 ( $B_0 = 0$  T) 化学反应模型对高温等离子体流场数值模拟的影响. 图 4 给出了不同空气化学反应模型数值计算得到的驻点线电导率、电子数密度、温度分布等参数分布,  $R$  是离开壁面的法向距离, 7Ns 为采用 7 组分模型的标识, 11Ns 为采用 11 组分模型的标识. 由图 4(a) 可以看出: 化学反应模型方面, 波后很大区域内 11 组分的 Dunn-Kang 和 Gupta 模型计算得到的电导率远大于 Park 模型, 部分区域差别可达 5 倍以上; 组分模型方面, 7 组分模型作为 11 组分模型的简化模型, Park 模型的组分模型一致性较好 (即 7 组分与 11 组分差异较小), 而 Dunn-Kang 和 Gupta 模型在这方面表现较差.

电导率受模型影响的原因, 可结合 (5)—(7) 式、图 4(b) 和图 4(c) 进一步分析. 由图可以看出, 不同模型得到的温度分布存在差异, 但幅度较小, 其幅度变化规律与电导率存在较大不同, 这说明流场结构及温度分布差异不是电导率产生差异的主要原因; 而采用 11 组分 Dunn-Kang 和 Gupta 模型计算得到的电子数密度远高于 Park 模型, 局部可达 2 个数量级, 这是电导率产生较大差异的主要原因之一; Park 模型电子数密度计算的组分模型一致性较好, 而 Dunn-Kang 和 Gupta 化学模型计算的电子数密度, 7 组分模型结果远小于 11 组分模型, 这说明对于采用这两种化学反应模型, 离子组分  $O_2^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O^+$ ,  $N^+$  的相关反应较强, 对流场的电子数密度 (可看作电离度的表征) 影响较大, 进而影响混合气体电导率; 值得指出的是, 采用 7 组分

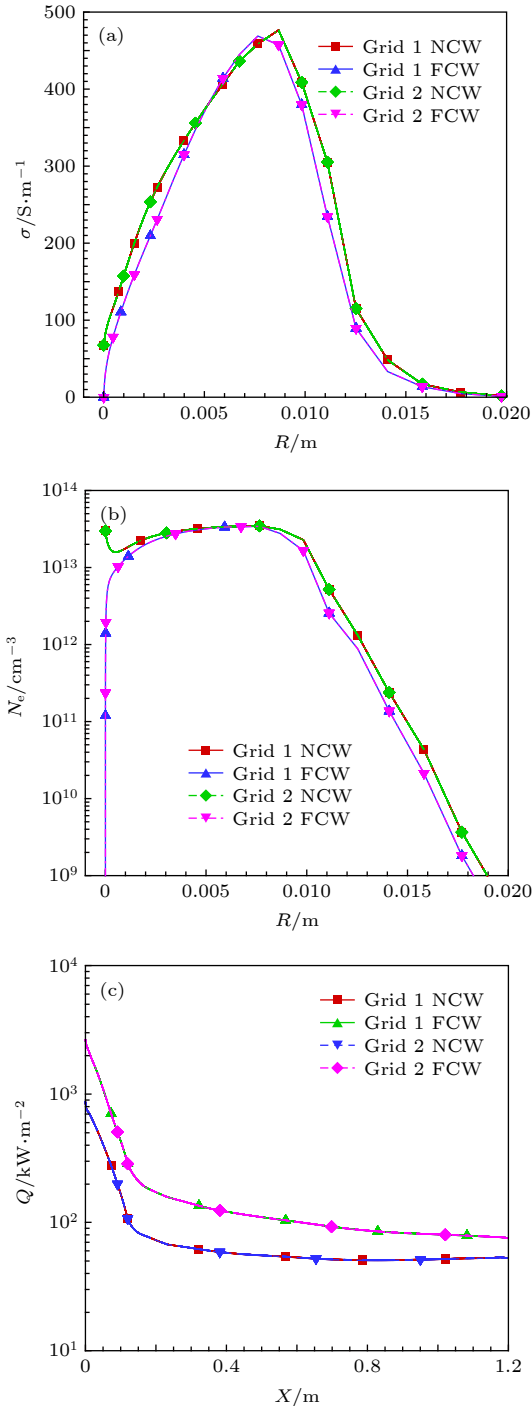


图 3 不同网格条件下的参数 (a) 电导率; (b) 电子数密度; (c) 热流  
 Fig. 3. Parameter of different grids: (a) Conductivity; (b) electronic number density; (c) heat flux.

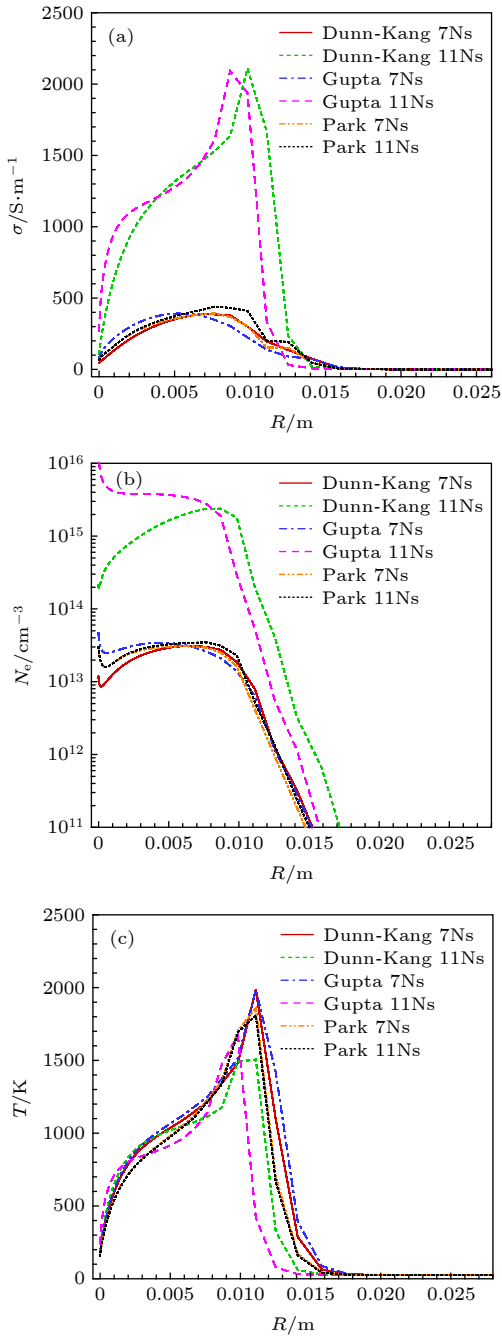


图4 驻点线参数分布 ( $B_0 = 0 \text{ T}$ ) (a) 电导率; (b) 电子数密度; (c) 温度  
 Fig. 4. Parameter along stagnation line ( $B_0 = 0 \text{ T}$ ): (a) Conductivity; (b) electronic number density; (c) temperature.

模型, 化学反应 Park, Dunn-Kang, Gupta 模型三者流场特性 (激波位置、温度、电子数密度) 相差较小, 这说明这三种模型在  $\text{O}_2/\text{N}_2$  离解、NO 电离等方面模拟具有一致性。

在电磁流动控制中, 常用磁相互作用数  $Q_m$  来表征外磁场与流动耦合作用的整体效果、效率, 其表达式为  $Q_m = \sigma_0 B_0^2 L / (\rho_0 u_0)$ , 这里  $\sigma_0, B_0, L, \rho_0,$

$u_0$  分别为电导率、磁感应强度、磁场作用区域尺度、流体密度、流体速度的特征量. 由此可以看出电导率的差异必然影响磁流体控制效果. 但对于高超声速流场来说, 仅用  $Q_m$  作为控制效果的定量描述是不充分的, 这一方面是由于气体电导率受流动结构影响, 分布差异较大, 很难提取单一的电导率来综合表征磁场整体效果, 同时, 磁场作用下流动结构会发生变化, 即电导率分布与磁场作用存在耦合作用, 进一步增大了提取电导率有效表征的难度; 另一方面, 高超声速电磁流动控制效果存在“饱和”现象 [24], 具体表现为气动力、热特性等随电导率、磁场强度等参量的非线性变化, 此时仅用  $Q_m$  不足以表征这种非线性规律. 因此, 要分析高超声速 MHD 控制的效果 (尤其是气动热特性), 数值模拟时还需结合热化学模型进行具体分析。

图 5 给出了  $B_0 = 0.5 \text{ T}$  时不同空气化学模型数值计算得到的驻点线温度和电子数密度. 图 6 给出了采用不同空气化学模型模拟时磁场对表面热流的影响. 表 3 给出了不同空气化学模型磁场对阻力系数的影响. 可以看出, 本文计算条件下, 无磁场条件的情况下, 各种热化学模型计算得到的流场结构、表面热流、阻力系数基本一致 (11 组分 Gupta 模型除外). 磁场作用效果表现为: 激波脱体距离增大, 波后高温区和高电子数密度区增大, 峰值温度略微下降; 表面绝大部分区域热流下降, 存在局部热流反冲 ( $X = 0 - 0.2 \text{ m}$  之间, 其反冲产生的原因见文献 [24]); 由于洛伦兹力形成的磁阻力伞作用 (与图 2 类似), 总阻力系数增大. 采用不同空气化学模型, 磁场作用效果差异与图 4 电导率差异, 在定性上保持一致. 但在影响幅度定量方面存在差别: 流场结构方面, 采用 11 组分 Dunn-Kang 和 Gupta 模型磁场作用使激波脱体距离增大至 5 倍左右, 而采用其他模型, 磁场作用仅使激波脱体距离增大至 2—3 倍. 气动热环境方面, 热化学模型

表 3 不同空气化学模型阻力系数

Table 3. Drag coefficient under different air chemical models.

模型	$B_0 = 0 \text{ T}$	$B_0 = 0.5 \text{ T}$	增大比例/%
7Ns Dunn-Kang	0.297472	0.478081	61
11Ns Dunn-Kang	0.291129	0.812020	179
7Ns Gupta	0.301072	0.518692	72
11Ns Gupta	0.258772	0.795648	207
7Ns Park	0.290045	0.482885	67
11Ns Park	0.289986	0.489154	69

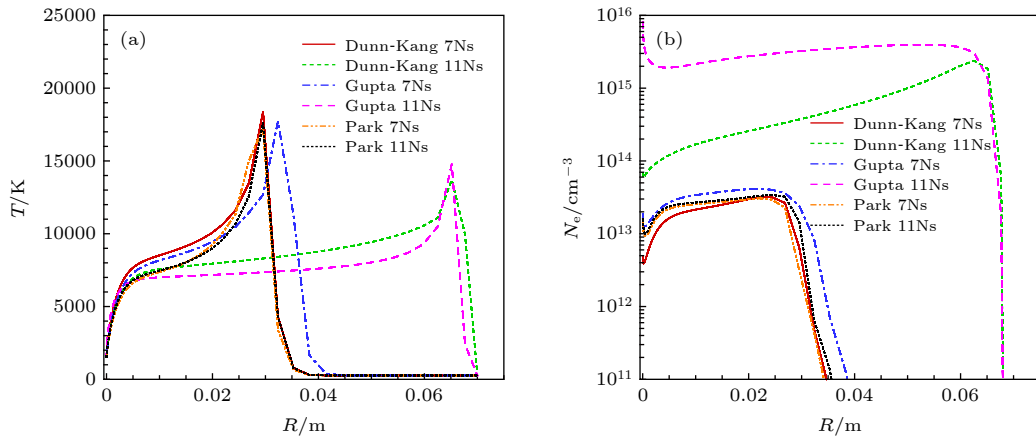


图 5 驻点线温度和电子数密度分布 ( $B_0 = 0.5 \text{ T}$ ) (a) 温度; (b) 电子数密度

Fig. 5. Temperature and electronic number density along stagnation line ( $B_0 = 0.5 \text{ T}$ ): (a) Temperature; (b) electronic number density.

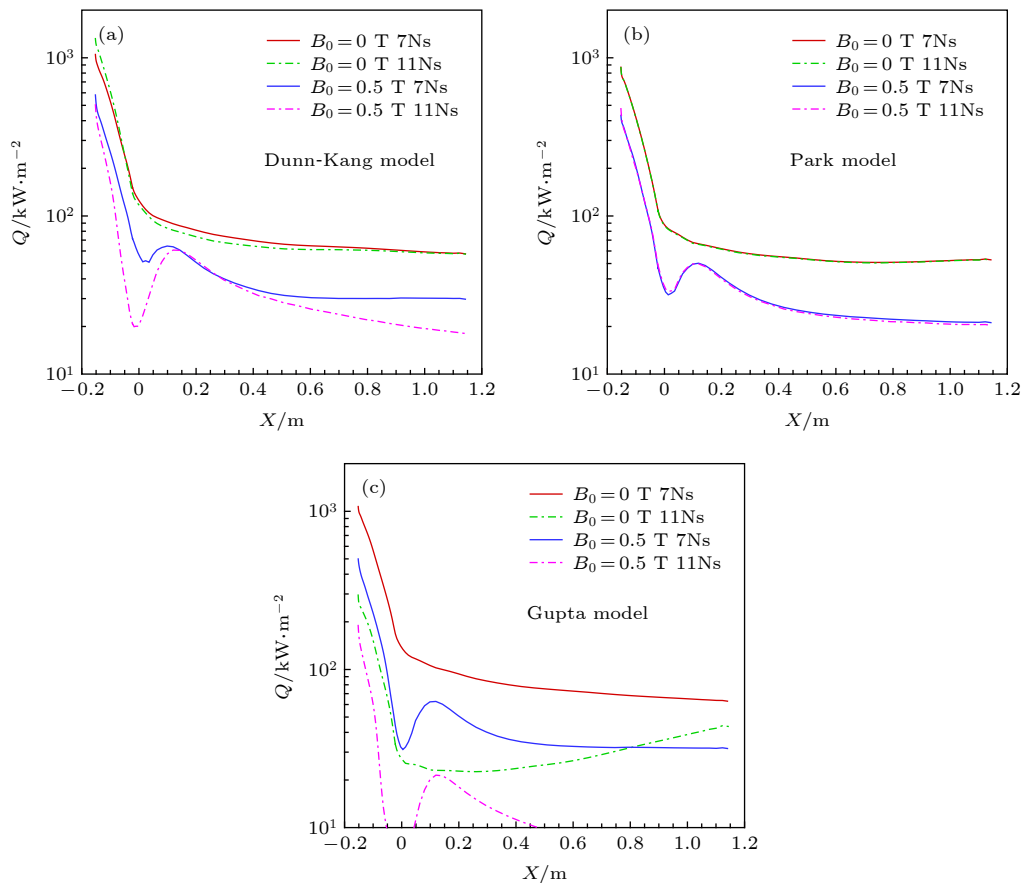


图 6 表面热流 (a) Dunn-Kang 模型; (b) Park 模型; (c) Gupta 模型

Fig. 6. Heat flux on wall: (a) Dunn-Kang model; (b) Park model; (c) Gupta model.

对磁控热流减缓幅度的影响, 不同的表面区域存在较大差异, 其变化规律较为复杂, 很难用单个数据衡量, 其中受空气化学模型影响较大区域为锥身结合处附近 ( $X = 0 \text{ m}$ ) 和锥身末端; 气动力特性方面, 11 组分 Dunn-Kang 和 Gupta 模型的磁场增阻效果分别为 179% 和 207%, 其他空气化学模型

的磁场增阻效果约 60%—70%.

由此可见, 相比于无磁场作用的高温气体流动, 空气化学模型的对高超声速 MHD 控制数值模拟的影响更加显著.

为了进一步分析空气化学模型在等离子体数值模拟方面的准确性, 图 7 给出了不同空气化学模



型计算的电子数密度与飞行试验<sup>[32]</sup>结果, 这里  $R_n$  为球头半径,  $Y$  为  $X/R_n = 8.1$  处远离壁面的距离 (沿壁面法向方向). 可以看出, 对于 7 组分空气模型, 三种化学反应模型结果均与试验结果<sup>[32]</sup>符合较好, Park 模型与 Gupta 模型表现略优; 对于 11 组分空气模型, Dunn-Kang 模型与 Gupta 模型结果与试验差别较大, 而 Park 化学反应模型仍表现优异. 这说明, 在本文计算条件下, 相对于  $\text{NO}^+$  的电离反应, 离子组分  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{N}^+$  的相关电离反应较为微弱, Park 模型能较好地模拟这一现象.

随电导率升高, 磁扩散特征时间变长, 低磁雷诺数假设可能失效, 而本文采用 11 组分 Dunn-Kang 和 Gupata 化学反应模型模拟时流场中局部电导率峰值达到 2000 S/m. 因此本文开展了这种条件下低磁雷诺数假设适用性分析. 图 8 对比给出了采用 11 组分 Dunn-Kang 模型流场结构云图, Case 1 为采用低磁雷诺数假设的数值结果, case 2

为不采用低磁雷诺假设 (即考虑感应磁场影响) 的数值模拟结果. 由图可以看出, 两种方法计算得到的流场结构, 除局部细节外, 整体上一致; 图 9 进一步给出了该条件下表面压力和热流的分布, 两者分布对应了飞行器的气动力、热特性, 可以看出, 这两者差异较小, 没有本质性区别. 美国斯坦福大学 MacCormack 针对球柱模型开展了低磁雷诺数方法适用性分析<sup>[2]</sup>, 其外加磁场为偶极子磁场、来流速率为 6710 m/s、气体电导率为 2800—5500 S/m, 其主要结论与本文类似. 由此可见, 对于本文的计算条件来说, 基于低磁雷诺数假设, 忽略感应磁场, 对计算结果和结论的分析, 不会造成本质性影响.

### 5.2 壁面催化效应对 MHD 控制影响分析

由图 7 还可以看出, 壁面催化效应对等离子体分布存在一定影响. 为了分析壁面催化效应对等离子体及 MHD 控制的影响, 采用不同壁面催化系数 ( $\alpha = 0.001—1.000$ ), 开展磁流体控制计算对比分析.

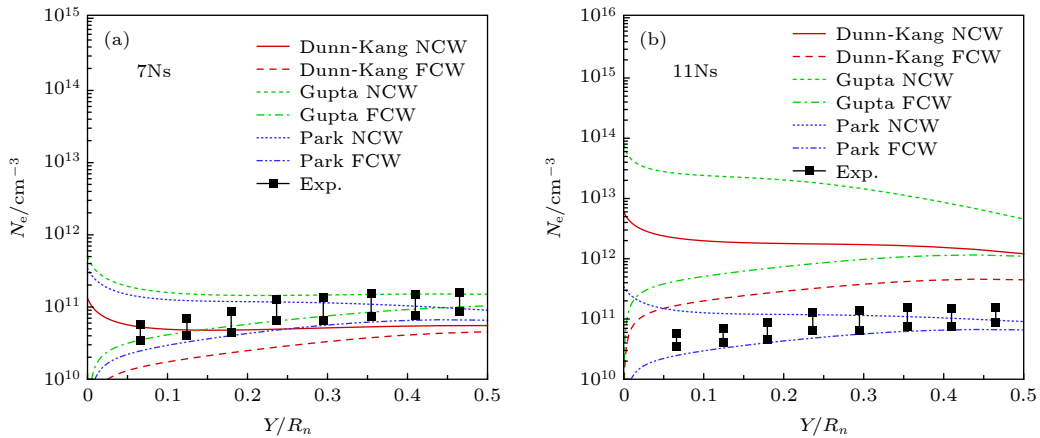


图 7 不同模型的电子数密度 (a) 7 组分; (b) 11 组分

Fig. 7. Electron number density: (a) 7 speices; (b) 11 speices.

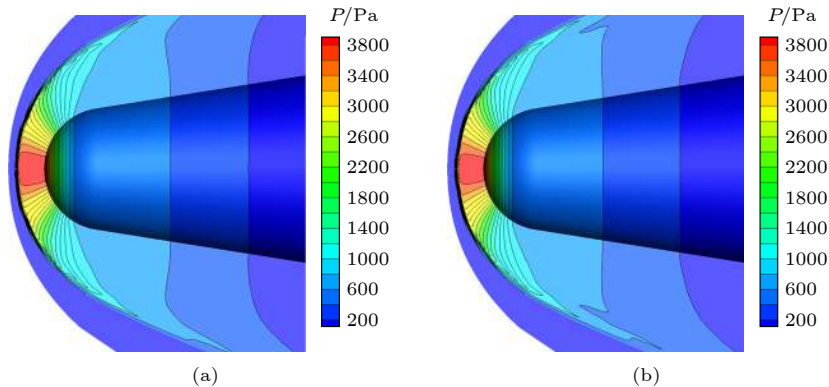


图 8 流场结构云图 (a) Case 1; (b) case 2

Fig. 8. Flow structure map: (a) Case 1; (b) case 2.

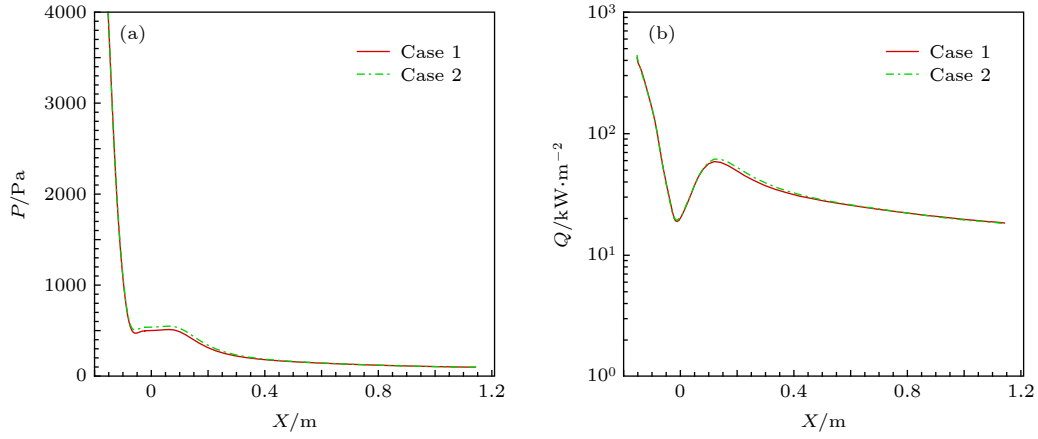


图 9 表面压力和热流 (a) 压力; (b) 热流

Fig. 9. Surface pressure and heat flux: (a) Pressure; (b) heat flux.

图 10 首先给出了无磁场条件下 ( $B_0 = 0$  T) 采用不同催化复合系数计算得到的电子数密度和电导率. 可以看出, 催化复合系数在一定程度上影响了流场中电子数密度分布, 尤其是表面附近, 随催化复合系数增大 ( $\alpha = 0.001-1.000$ ), 电子数密度下降了约 3 倍; 气体电导率随催化复合系数增大呈下降趋势, 但整体上变化幅度不大 (壁面附近区域除外).

图 11 对比了不同催化复合系数条件下阻力系数受磁场作用的影响, 阻力系数增大百分比  $D_1$ , 见 (13) 式, 其中  $C_{DM}$  为有磁场作用时的阻力系数,  $C_{D0}$  为无磁场作用时的阻力系数. 可以看出, 表面催化效应对阻力系数计算有一定影响, 影响幅度较小; 随催化系数增大, 磁场增阻效果呈下降趋势, 但下降幅度较小, 这与电导率整体变化规律基本一致.

图 12 为不同催化复合系数条件下热流受磁场作用的影响比较. 由图 12(a) 可以看出, 催化效应

对表面热流影响明显 (无论有无磁场作用), 催化系数增大, 热流升高, 这符合催化效应影响的一般规律; 磁场作用效果受表面催化复合系数影响显著, 催化系数较大 ( $\alpha = 1.0$ ) 时, 磁场使热流下降的幅度远小于催化系数较小时的结果, 这与“催化系数对电导率整体影响较小”的变化规律存在差别.

为了分析这一现象, 图 12(b) 和图 12(c) 给出了不同催化系数条件下驻点热流及其热流分量的磁控效率. 这里  $D_2$  为磁场使总热流下降的百分率, 其中  $Q_{AM}$  为有磁场作用时的驻点总热流,  $Q_A$  为无磁场作用时的驻点总热流;  $D_3$  为磁场使驻点温度传导热流下降的百分率, 其中  $Q_{1M}$  为有磁场作用时的温度热传导热流,  $Q_1$  为无磁场作用时的温度热传导热流;  $D_4$  为磁场使组分扩散热流下降的百分率, 其中  $Q_{2M}$  为有磁场作用的组分扩散热流,  $Q_2$  为无磁场作用的组分扩散热流;  $D_5$  为无磁场时组分扩散热流占总热流的百分率. 相关公式如下:

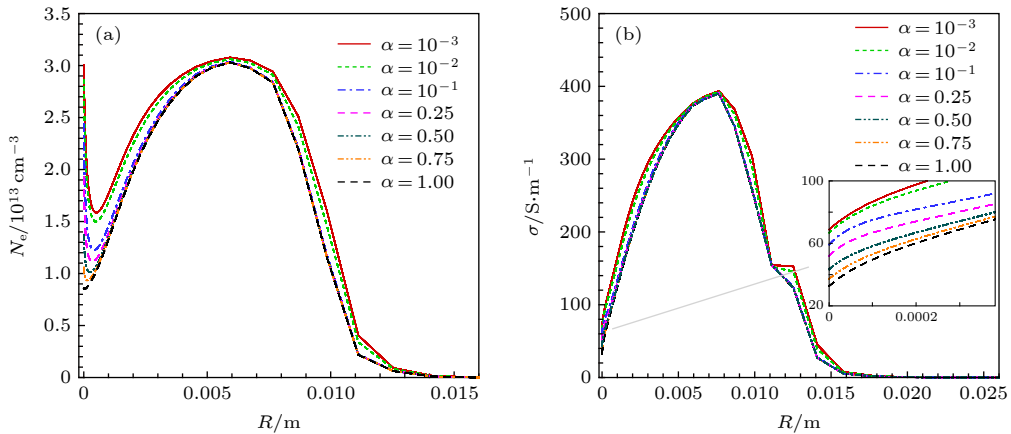


图 10 不同壁面催化系数条件下驻点线参数分布 ( $B_0 = 0$  T) (a) 电子数密度; (b) 电导率

Fig. 10. Parameter along stagnation line of different catalytic efficiency ( $B_0 = 0$  T): (a) Electronic number density; (b) conductivity.

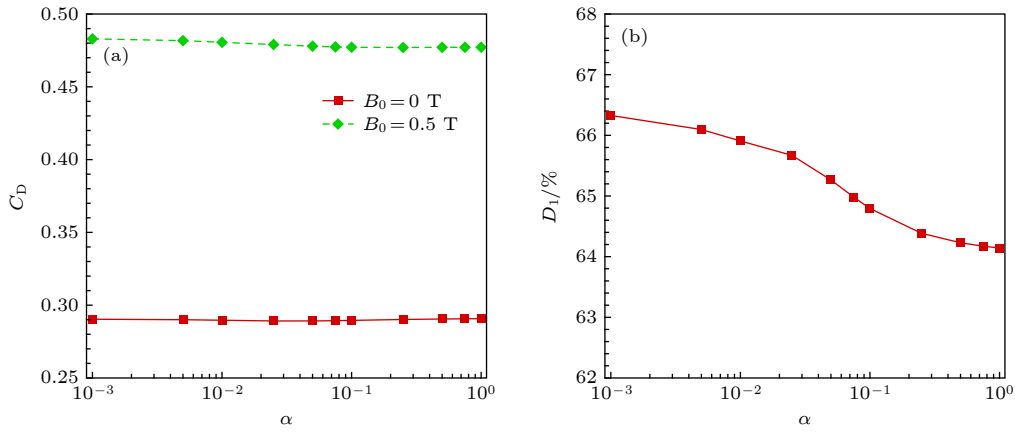


图 11 不同催化系数条件下阻力系数及磁场作用效果 (a) 阻力系数; (b) 阻力系数增大百分比  
Fig. 11. Effect of different catalytic efficiency conditions: (a) Drag coefficient; (b) drag coefficient increment ratio.

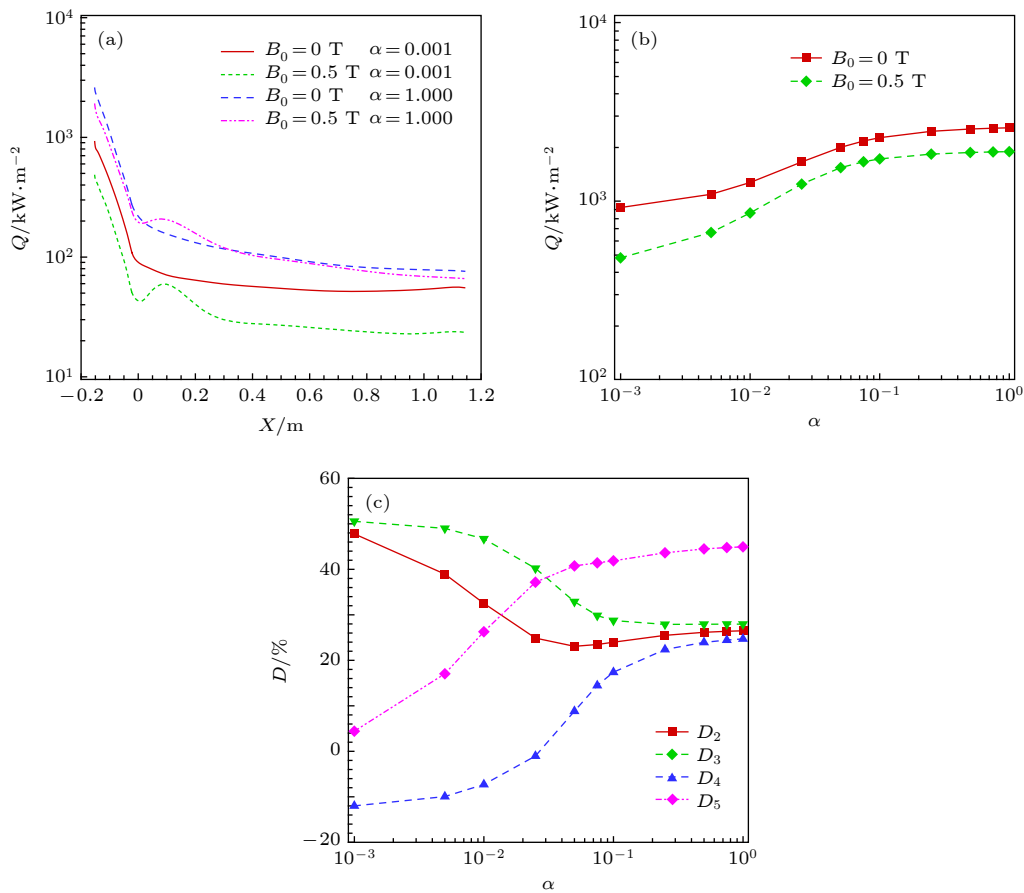


图 12 不同催化复合系数条件下热流受磁场作用的影响 (a) 表面热流; (b) 驻点热流; (c) 磁场效果  
Fig. 12. Effect of different catalytic efficiency conditions: (a) Surface heat flux; (b) heat flux at stagnation point; (c) magnetic effect.

$$\begin{aligned}
 D_1 &= (C_{DM} - C_{D0})/C_{D0} \times 100\%, \\
 D_2 &= (Q_A - Q_{AM})/Q_A \times 100\%, \\
 D_3 &= (Q_1 - Q_{1M})/Q_1 \times 100\%, \\
 D_4 &= (Q_2 - Q_{2M})/Q_2 \times 100\%, \\
 D_5 &= Q_2/Q_A \times 100\%, \\
 Q_A &= Q_1 + Q_2, \quad Q_{AM} = Q_{1M} + Q_{2M}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

由图 12(b) 和图 12(c) 可以看出, 随催化复合系数增大, 磁场使驻点总热流下降幅度 ( $D_2$ ) 呈先剧烈下降, 然后缓慢上升; 磁场使温度传导热流的下降幅度 ( $D_3$ ) 呈下降趋势; 磁场使组分扩散热流的下降幅度 ( $D_4$ ) 呈上升趋势; 由于总热流中组分扩散热流占比不断增大 ( $D_5$ ), 进而导致磁场使总

热流下降幅度 ( $D_2$ ) 先降后升.

值得指出的是,  $D_3$  的变化规律与图 10 “随催化系数升高, 壁面附近电导率大幅下降” 的规律一致, 符合磁相互作用数的理论分析, 而  $D_4$  的变化规律则与其相反 (在催化系数较低, 如  $\alpha = 0.001$  时, 磁场作用甚至使组分扩散热流增大). 为了分析这一现象的原因, 图 13 给出了  $\alpha = 0.001$  和 0.75 时驻

点线氧原子和氮原子质量分数, 图 13(c) 为图 13(b) 的壁面附近区域放大图.

由图 4 和图 5 可知, 磁场作用使激波脱体距离增大, 高温区增大, 这意味着流场中化学高温离解反应有效时间更长. 结合图 13 可以看出, 磁场作用下, 氮气离解程度更大, 流场中氮原子的质量分数更高; 而氧气由于离解温度较低<sup>[4]</sup>, 部分区域在无磁场作用时就离解得较为完全, 因此氧原子最大值受磁场影响较小. 由图 13(a) 可以看出, 在催化复合系数较低 ( $\alpha = 0.001$ ) 时, 由于壁面催化复合反应速率相对较慢, 壁面处氧原子、氮原子来不及复合, 有较大程度的堆积; 磁场作用下, 氮气离解度更高, 氮原子堆积的浓度也更高, 因此, 其组分扩散热流较无磁场时更大, 综合表现为磁场作用使质量扩散热流上升. 由图 13(b) 可见, 催化复合系数较大 ( $\alpha = 0.75$ ), 壁面催化复合反应速率高, 氮原子和氧原子在壁面堆积较少, 有无磁场作用浓度差别不大; 此时在磁场作用下, 激波脱体距离大, 氮原子和氧原子扩散梯度较小, 因此组分扩散热流较无磁场时小, 符合“磁场使驻点热流下降”的一般规律. 由此可见, 随催化系数增大, 壁面附近氮原子、氧原子堆积量减少, “磁场作用使激波脱体距离增大影响氧原子和氮原子的扩散梯度” 逐渐成为主导因素, 因此质量扩散热流的下降幅度  $D_4$  呈上升趋势.

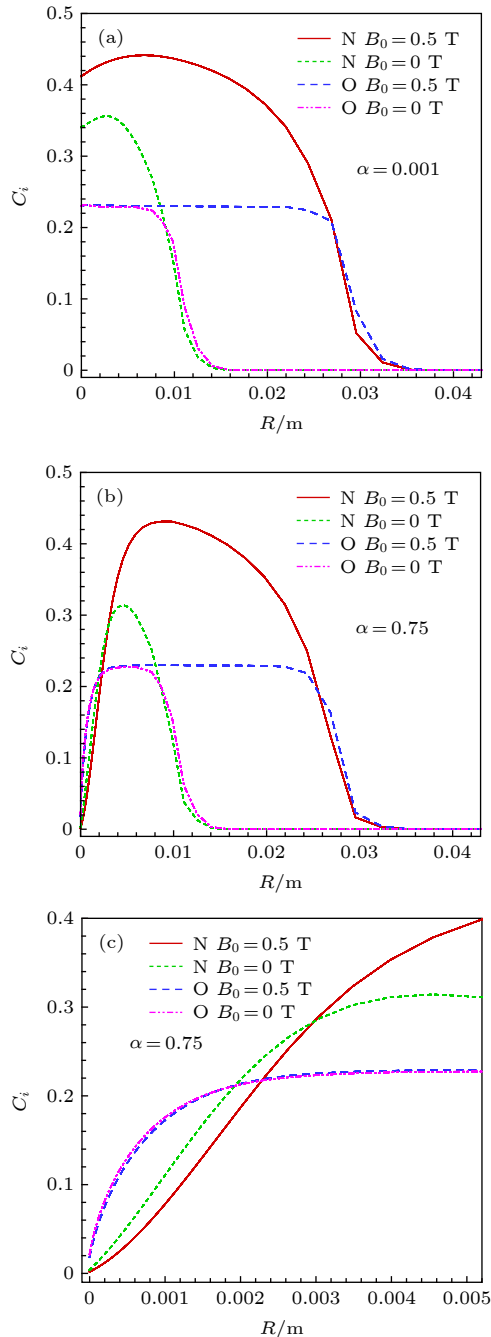


图 13 不同催化复合系数条件下驻点线原子组分分布 (a)  $\alpha = 0.001$ ; (b)  $\alpha = 0.75$ ; (c)  $\alpha = 0.75$   
 Fig. 13. Atomic components along stagnation line: (a)  $\alpha = 0.001$ ; (b)  $\alpha = 0.75$ ; (c)  $\alpha = 0.75$ .

## 6 结 论

在本文的计算条件下, 有以下结论.

1) 空气化学反应模型对高超声速 MHD 控制影响不可忽视. 不同化学反应模型计算的等离子体电导率相差可达数倍, 严重影响了高超声速磁流体力、热控制效果. 就本文计算状态而言, Park 化学反应模型在组分模型 (11 组分和 7 组分) 一致性、等离子体模拟准确性等方面具有一定优势.

2) 壁面催化效应对高超声速 MHD 控制存在一定影响. 磁场对气动力系数的作用效果, 受表面催化效应影响幅度相对较小, 随有限催化复合系数升高, 磁场控制效率呈缓慢下降趋势; 磁场对表面热流的作用效果受催化效应影响较为显著, 催化系数  $\alpha = 1.0$  时, 磁场使热流下降的幅度远小于催化系数  $\alpha = 0.001$  时的结果, 要定量分析磁控热防护效果, 须考虑壁面材料的有限催化特性; 催化复合



系数与磁场控制效果呈非线性关系,且不同区域差异较大,随催化复合系数升高,驻点热流的磁场控制效率先大幅度下降,后平缓上升,这是温度传导热流和组分扩散热流共同作用的结果。

## 参考文献

- [1] Le J L 2005 *Reentry Physics* (Beijing: National Defence Industry Press) pp23–43 (in Chinese) [乐嘉陵 2005 再入物理 (北京: 国防工业出版社) 第23—43页]
- [2] Maccormack R W 2005 *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* Toronto, Ontario Canada, June 6–9, 2005 p4780
- [3] Pan Y 2007 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics) (in Chinese) [潘勇 2007 博士学位论文 (南京: 南京航空航天大学)]
- [4] Dong W Z 1996 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beihang University) (in Chinese) [董维中 1996 博士学位论文 (北京: 北京航空航天大学)]
- [5] Bisek N J, Boyd I D 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7, 2010 p227
- [6] Bisek N J, Poggie J 2011 *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7, 2011 p897
- [7] Chernyshev A, Kurakin Y, Schmidt A 2012 *18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference* Tours, France, September 24–28, 2012 p5974
- [8] Andrea C, Carlo A B 2012 *43rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* New Orleans, Louisiana, June 25–28, 2012 p2733
- [9] Fujino T, Ishikawa M 2013 *44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* San Diego, CA, June 24–27, 2013 p3000
- [10] Masuda K, Shimosawa Y, Fujino T 2015 *46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* Dallas, TX, June 22–26, 2015 p3366
- [11] He X, Chen J Q, Deng X G 2005 *Acta Aerodyn. Sin.* **23** 267 (in Chinese) [赫新, 陈坚强, 邓小刚 2005 空气动力学学报 **23** 267]
- [12] Tian Z Y 2008 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [田正雨 2008 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [13] Chen G, Zhang J B, Li C X 2008 *Chin. J. Theoret. Appl. Mech.* **40** 752 (in Chinese) [陈刚, 张劲柏, 李椿萱 2008 力学学报 **40** 752]
- [14] Huang F L, Huang H L 2009 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **30** 183 (in Chinese) [黄富来, 黄护林 2009 航空学报 **30** 183]
- [15] Huang H, Huang H L, Zhang X D, Zhang Y N, Liu Z D 2013 *J. Propuls. Technol.* **34** 706 (in Chinese) [黄浩, 黄护林, 张喜东, 张义宁, 刘振德 2013 推进技术 **34** 706]
- [16] He M S, Yang W J, Zheng X M, Liu Y 2013 *J. Aerosp. Power* **28** 365 (in Chinese) [何森生, 杨文将, 郑小梅, 刘宇 2013 航空动力学报 **28** 365]
- [17] Bu S K, Xue Y X 2014 *Modern Electron. Tech.* **37** 137 (in Chinese) [卜少科, 薛雅心 2014 现代电子技术 **37** 137]
- [18] Li K, Liu W Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064701 (in Chinese) [李开, 刘伟强 2016 物理学报 **65** 064701]
- [19] Li K, Liu J, Liu W Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 084702 (in Chinese) [李开, 柳军, 刘伟强 2017 物理学报 **66** 084702]
- [20] Yao X, Liu W Q, Tan J G 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174702 (in Chinese) [姚霄, 刘伟强, 谭建国 2018 物理学报 **67** 174702]
- [21] Gao T S, Li C X, Dong W Z, Zhang Q Y 2002 *Acta Aerodyn. Sin.* **20** 184 (in Chinese) [高铁锁, 李椿萱, 董维中, 张巧芸 2002 空气动力学学报 **20** 184]
- [22] Gao T S, Dong W Z, Ding M S, Jiang T 2013 *Acta Aerodyn. Sin.* **31** 541 (in Chinese) [高铁锁, 董维中, 丁明松, 江涛 2013 空气动力学学报 **31** 541]
- [23] Gao T S, Dong W Z, Jiang T, Ding M S, Liu Q Z 2016 *J. Astronaut.* **37** 1193 (in Chinese) [高铁锁, 董维中, 江涛, 丁明松, 刘庆宗 2016 宇航学报 **37** 1193]
- [24] Ding M S, Jiang T, Dong W Z, Gao T S, Liu Q Z 2017 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **38** 121030 (in Chinese) [丁明松, 江涛, 董维中, 高铁锁, 刘庆宗 2017 航空学报 **38** 121030]
- [25] Dunn M G, Kang S W 1973 NASA CR-2232
- [26] Park C 1993 *J. Thermophys. Heat Transfer* **7** 385
- [27] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A 1990 NASA RP-1232
- [28] Gokcen T 1995 *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, NV, January 9–12, 1995 p156
- [29] Ding M S, Dong W Z, Gao T S, Liu Q Z 2018 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **39** 12588 (in Chinese) [丁明松, 董维中, 高铁锁, 刘庆宗 2018 航空学报 **39** 12588]
- [30] Ding M S, Dong W Z, Gao T S, Jiang T, Liu Q Z 2017 *J. Astronaut.* **38** 1361 (in Chinese) [丁明松, 董维中, 高铁锁, 江涛, 刘庆宗 2017 宇航学报 **38** 1361]
- [31] Yasunori N, Hirota O 2012 *43rd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* New Orleans, Louisiana, June 25–28, 2012 p2734
- [32] Candler G V, MacCormack R W 1988 *26th AIAA Aerospace Sciences Meeting* Reno, Nevada, January 11–14, 1988 p511

# Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

Ding Ming-Song    Jiang Tao    Dong Wei-Zhong<sup>†</sup>    Gao Tie-Suo  
Liu Qing-Zong    Fu Yang-Ao-Xiao

(*Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China*)

( Received 16 March 2019; revised manuscript received 30 June 2019 )

## Abstract

In hypersonic flow, extremely high temperature due to shock aerodynamic heating leads plasma flow to form. By adding energy and momentum to the plasma flow field through the magnetic field on aircraft, the control of plasma flow field around aircraft can be realized. This has a broad prospect of applications in hypersonic aerodynamic control, aerothermal protection, and plasma distribution adjustment. Very recently, chemical reaction model and thermodynamic model were suggested to study the hypersonic magnetohydrodynamic control. However, the influence of different models and surface catalytic efficiency on hypersonic magnetohydrodynamic control are rarely analyzed in depth.

In this study, a comparison of different chemical reaction models and the influence of surface catalytic efficiency are discussed. Three-dimensional (3D) numerical simulation method and program of extra magnetic field coupled with reentry plasma flow under the assumption of low magnetic Reynolds number are developed by solving 3D chemical non-equilibrium Navier-Stokes equations and Maxwell electromagnetic field governing equations. Based on this method, the influence of different gas component models, chemical reaction models, and surface catalytic efficiency on hypersonic magnetohydrodynamic control are analyzed. The results show that the conductivity of plasma, calculated by different gas component models and chemical reaction models, can be quite different from each other, thus can influence the accurate study on the structure of hypersonic magnetic flow field as well as the aerothermal and aerodynamic characteristics. Based on the calculation conditions in this paper, the Park chemical model has advantages in the consistency and accuracy in numerical simulation. The magnetic thermal protection is greatly influenced by the surface catalytic efficiency and the correlation between the magnetic thermal protection and the surface catalytic efficiency is nonlinear and can be quite different in different region. As the surface catalytic efficiency increases, the influence of magnetic field on heat flux at stagnation point drops drastically, then increases slowly, which is a joint result of thermal conduction and chemical component diffusion. The influence of magnetic field on magnetohydrodynamic drag character is less affected by the surface catalytic efficiency. As the catalytic efficiency increases, the influence of magnetic field on magnetohydrodynamic drag character drops slowly.

**Keywords:** magnetohydrodynamic, plasma, chemical non-equilibrium, numerical simulation

**PACS:** 47.40.Ki, 47.85.L-, 52.30.Cv, 41.20.Gz

**DOI:** [10.7498/aps.68.20190378](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378)

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [dms2008@qq.com](mailto:dms2008@qq.com)