

高速飞行器磁控阻力特性

姚霄 刘伟强 谭建国

Analysis of magnetohydrodynamic drag character for hypersonic vehicles

Yao Xiao Liu Wei-Qiang Tan Jian-Guo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 174702 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180478

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180478>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于三角波瓣混合器的超声速流场精细结构和掺混特性](#)

Fine flow structure and mixing characteristic in supersonic flow induced by a lobed mixer

物理学报.2017, 66(10): 104702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104702>

[超声速湍流边界层密度场特性](#)

Experimental study on the density characteristics of a supersonic turbulent boundary layer

物理学报.2017, 66(2): 024701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024701>

[二维高超声速后台阶表面传热特性实验研究](#)

Experimental investigation on surface heat transfer characteristics of hypersonic two-dimensional rearward-facing step flow

物理学报.2015, 64(5): 054706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054706>

[超声速平板圆台突起物绕流实验和数值模拟研究](#)

Experimental and numerical studies of supersonic flow over circular protuberances on a flat plate

物理学报.2015, 64(5): 054705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054705>

[流经矩形喷嘴的超音速射流啸叫模式切换的实验研究](#)

Experimental study on screech tone mode switching of supersonic jet flowing through rectangular nozzles

物理学报.2015, 64(5): 054703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054703>

高速飞行器磁控阻力特性

姚霄[†] 刘伟强 谭建国

(国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073)

(2018年3月19日收到; 2018年4月17日收到修改稿)

采用低磁雷诺数磁流体数学模型, 对外加磁场下的高超声速半球体流场进行数值模拟. 选取三种简单理想磁场(轴向、径向、周向均布磁场), 分析了不同磁场类型对流场结构、气动阻力与洛伦兹阻力的影响及作用机理. 研究发现, 轴向磁场径向“挤压”效应使得激波外形凸出, 且壁面静压存在“饱和现象”; 径向磁场存在轴向“外推”效应, 较大的磁场强度会导致肩部形成高温区; 周向磁场下感应电场的存在导致增阻效果很差. 进而对比了两种相同驻点磁感应强度特殊分布磁场(偶极子磁场、螺线管磁场)下的流场, 发现了不同于理想磁场的径向“扩张”效应. 按增阻效果从大到小依次为径向磁场、螺线管磁场、轴向磁场、偶极子磁场、周向磁场.

关键词: 磁流体控制, 高超声速飞行器, 阻力特性, 磁场类型

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

DOI: 10.7498/aps.67.20180478

1 引言

航天器再入过程速度很高, 为减少高速飞行过程中热流对壁面的冲击, 往往需要采用隔热陶瓷^[1]、凹腔逆喷^[2]、层板发汗^[3]等被动或主动隔热措施. 同时也可通过飞行器减速的方式, 从源头上削弱壁面热流, 如柔性气囊^[4]、制动火箭^[5]等. 由于在高超声速飞行中, 强烈的气动加热使得气体电离, 从而为磁场控制提供了有利条件. 如图1所示, 在附加磁场的帮助下, 生成的洛伦兹力使得激波脱体距离增加, 改变壁面静压, 同时获得洛伦兹阻力. 通过附加磁场可以实现减速增阻, 并减少壁面热流的目的.

以往的磁流体气动特性研究多集中于利用磁场降低驻点热流或者磁流体发电等, 比如日本的Fujino团队^[6,7]研究了超轨道再入气动加热与飞行轨道分析的耦合模拟. Bityurin 和 Bocharov^[8]研究了低密度磁流体流动中, 强感应电场的电离作用及对流场的影响. Sheikin^[9,10]研究了磁流体能量旁路在进气道中的应用. Shang等^[11]研究了磁流

体加速器中霍尔效应的影响. 李开等^[12,13]研究了螺线管磁场对壁面热流的影响, 开展了可行性论证, 并在文献^[14, 15]中着重研究了霍尔效应在热防护中的影响, 为磁控效应在航空航天领域的实际应用提供了有益的思路.

近几年, 许多研究关注到磁控效应中力的价值, Masuda等^[16]模拟了三维磁流体流场中, 霍尔效应对电流密度区域的限制作用, 并研究了其对非零攻角下侧向力的影响; 张绍华等^[17]研究了偶极子磁场中的立方体飞行器, 发现洛伦兹阻力在飞行阻力中居主导位置; 丁朝阳^[18]研究了不同攻角时激波脱体距离的变化规律; 刘强^[19]创新性地结合凹腔逆喷与磁控系统, 实现了更好的放热与增阻效果. 大量研究表明, 电磁场对飞行器增阻以及姿态控制有着潜在的应用价值.

目前对磁控增阻的研究主要利用简化的偶极子磁场, 关于磁场类型对增阻效果影响的研究还比较少. 本文基于低磁雷诺数磁流体方程, 先从三种基本的均布轴对称磁场类型出发, 分析了磁场的作用机理. 进而搭建了偶极子磁场、螺线管磁场, 对比其流场差异.

[†] 通信作者. E-mail: 1005490693@qq.com

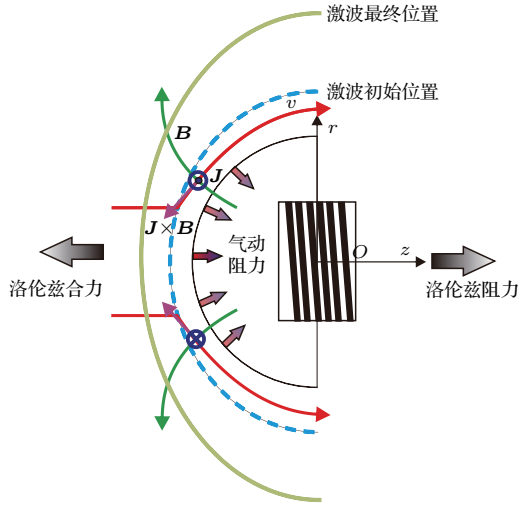


图1 磁控增阻系统示意图

Fig. 1. Schematic view of hypersonic flow around a reentry vehicle with magnetohydro dynamics (MHD) drag control.

2 磁控物理模型

本文涉及5种磁场模型,分别为3种理想分布磁场(轴向、径向、周向均布磁场)和2种实际特殊分布磁场(偶极子磁场和螺线管磁场).

根据毕奥-萨伐尔定律,元电流在空间生成的磁场 \mathbf{B} 为

$$\mathbf{B} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'. \quad (1)$$

偶极子磁场等效于小尺度的环状电流,其磁场形式为

$$\begin{bmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{bmatrix} = \frac{B_0}{2(r^2 + z^2)^{2.5}} \begin{bmatrix} 3rz \\ 0 \\ 2z^2 - r^2 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

偶极子位于原点位置,螺线管的位置如图2所示.螺线管假设为截面内均匀分布的电流密度.

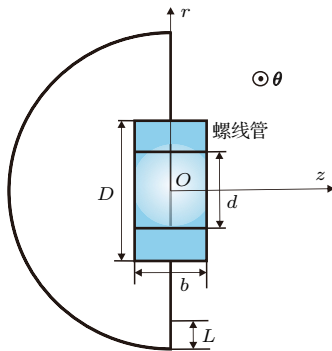


图2 螺线管磁控系统模型

Fig. 2. Physical model of solenoid MHD thermal protection system.

3 数学模型与验证

采用低磁雷诺数假设,磁流体方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{U} \\ \rho e_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \rho \mathbf{U} \\ \rho \mathbf{U} \mathbf{U} + p \mathbf{I} \\ (\rho e_t + p) \mathbf{U} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \\ \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\tau}) + \nabla \cdot \mathbf{q} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

低磁雷诺数下,不考虑感应磁场,因此有电势泊松方程

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B}). \quad (4)$$

电场与电势关系为 $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$. 为封闭方程组,还需添加关于电流的本构方程,即欧姆定律

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

采用 Raizer 电导率模型^[20],

$$\sigma = 83 e^{-36000/T} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}. \quad (6)$$

基于以上数学物理模型,开发低磁雷诺数流场计算程序.对流项差分采用 AUSM 格式,电磁源项采用 LU-SGS 隐式格式处理.对不同网格雷诺数 $Re_{\Delta n} = 50, 20, 10$ 进行网格收敛分析,发现对于磁流体气动力计算,网格雷诺数取 20 已经足够.通过对半球体磁流体绕流进行模拟,并与参考文献进行对比,可以验证此程序气动力计算的准确性,模拟参数如表 1 所列.

在施加 $B_y = 6.472 \text{ T}$ 磁场下,洛伦兹力对激波产生外推作用,激波脱体距离增加.图 3 给出计算得到的流场压力轮廓图及文献 [18] 得到的结果,对比可知计算结果和文献结果符合较好.

表 1 半球磁流体绕流参数取值

Table 1. Flow parameters around a hemisphere.

参数	取值
来流马赫数 Ma	5
来流温度 T_∞/K	100
来流压强 p_∞/Pa	1587
钝头直径 r/m	0.01
壁面温度 T_b/K	130
电导率 $\sigma_e/\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$	794

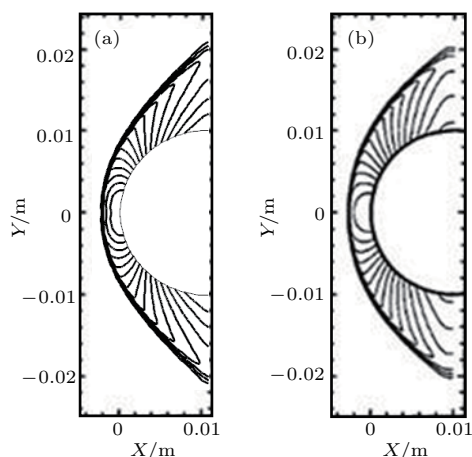


图3 加载磁场时压力轮廓图 (a) 计算结果 (b) 文献 [18] 的结果
 Fig. 3. Pressure field under 6.472 T magnetic field: (a) Compute result; (b) result from Ref. [18].

图4给出了加载6.472 T磁场时沿轴线的压力分布,可以看出,计算得到的压力骤变线与文献 [18] 结果符合较好,轴线上的压力值也较为接近. 计算结果很好地捕捉到了附加磁场后的压力骤变线位置,并且在轴线压力上有较好的重合度.

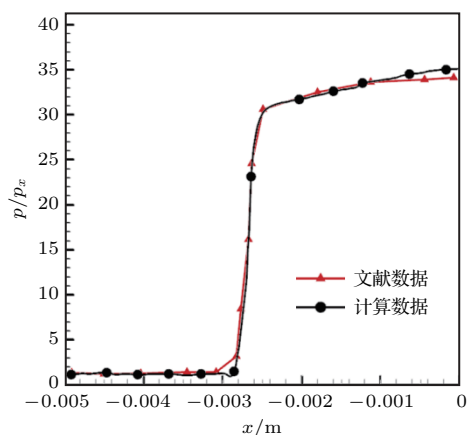


图4 加载磁场时沿轴线压力分布
 Fig. 4. Pressure distribution along axial line under 6.472 T magnetic field.

4 计算条件

计算域如图5所示,球体半径1 m. 来流速度 $U = 6223.4$ m/s, 飞行高度 $H = 63.6$ km, 壁温 $T_\infty = 1413$ K, 壁面绝缘, 则其法向电流为0, 边界条件为 $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{n}$. 3种理想均布磁场取值范围为0.025—0.125 T. 2种特殊分布磁场均保证驻点磁感应强度为0.05 T. 螺线管外径 D 为1000 mm, 内径 d 为800 mm, 轴向长度 b 为200 mm.

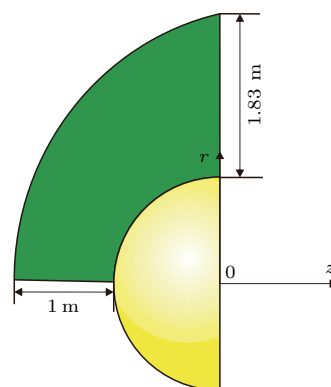


图5 计算域示意图
 Fig. 5. Compute field.

5 增阻效果对比与分析

5.1 轴向均布磁场

施加轴向的均布磁场, 磁场作用于流场的力垂直并指向于轴, 对径向速度分量有减速作用, 相当于给流场一个径向“挤压”效应. 图6为不同轴向磁

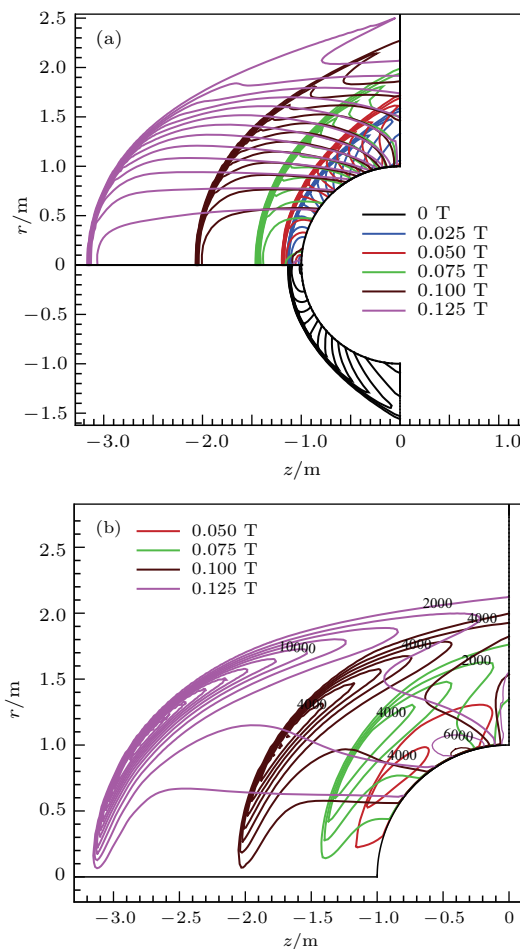


图6 不同轴向磁感应强度下流场对比 (a) 压力; (b) 洛伦兹力
 Fig. 6. Flow-field comparison under different intensities of axial magnetic fields: (a) Pressure; (b) Lorentz force.

感应强度下的流场. 可以看出, 随着磁场强度的增大, 激波脱体距离逐渐增加, 且激波外形越来越凸出, 挤压效应使得气流向轴心聚集, 很大程度上限制了激波的径向拉伸, 但使得激波头部的脱体距离显著增加; 洛伦兹力主要作用区域前移, 且最大洛伦兹力不断升高, 作用区域也逐渐扩大.

图 7 为不同轴向磁感应强度下的壁面静压分布. 可以看出, 随着磁场强度增大, 壁面静压亦随之升高, 在 $r = 0.8$ m 附近壁面静压增长幅度最大, 但驻点静压基本不变, 这说明挤压效应对驻点压力影响不大, 且在 0.1 T 以后接近“饱和”状态.

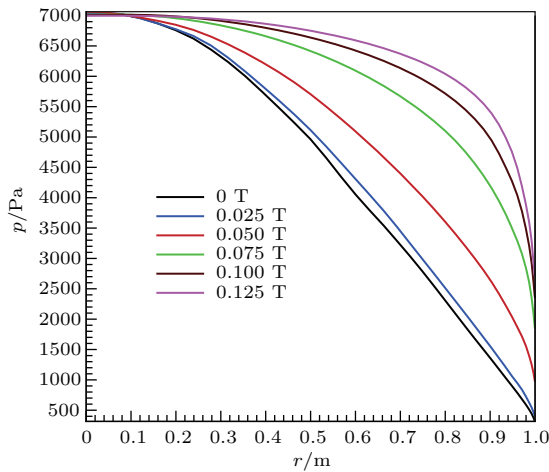


图 7 不同轴向磁感应强度下的壁面静压分布
Fig. 7. Wall pressure distribution of different axial magnetic fields.

5.2 径向均布磁场

施加径向的均布磁场, 磁场作用于流场的力平行于轴, 并对轴向速度分量有减速作用, 相当于给来流一个“外推”效应. 不同径向磁场下的流场如图 8 所示, 可以看出, 施加径向均布磁场后, 球头肩部附近会生成一个高温区, 这里外推效应显著增大了激波径向拉伸.

究其原因, 较大的轴向流速导致肩部附近电流相对较高, 焦耳热效应就较大, 这就导致了肩部高温区的形成. 在恒定磁场下, 只有温度和轴向速度决定洛伦兹力大小. 激波后流场温度较高, 且在靠近肩部处激波较弱, 波后流速较高. 因此, 肩部附近的外推效应会较为显著.

图 9 给出不同径向磁场下壁面静压分布. 可以看出, 驻点附近壁面静压降低, 这是驻点附近轴向气流被减速所致; 肩部附近壁面静压升高, 并且在 0.04 T 磁场下形成一个鼓包, 这个鼓包就是肩部高

温区所致. 同时计算中发现, 当 $B_r \geq 0.05$ T 时, 激波脱体距离、径向拉伸会极大增长.

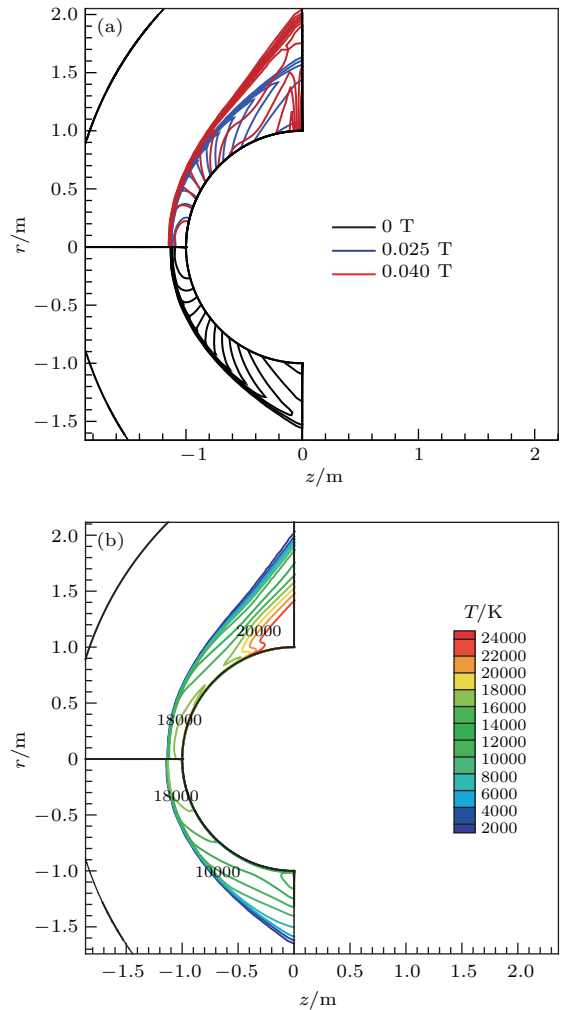


图 8 不同径向磁场下的流场对比 (a) 压力; (b) 温度 (上半部分 0.04 T, 下半部 0.025 T)
Fig. 8. Flow fields under different radial magnetic fields: (a) Pressure; (b) temperature (the upper is 0.04 T, the lower is 0.025 T).

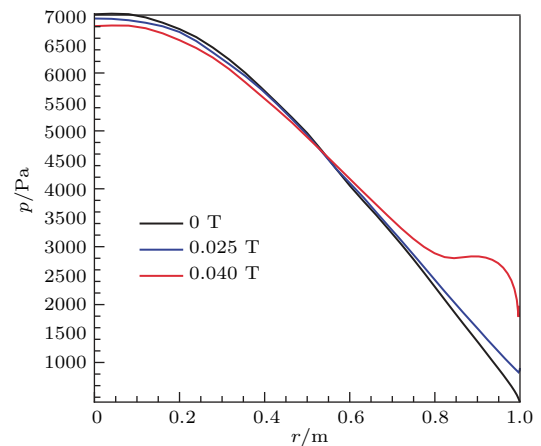


图 9 不同径向磁场下壁面静压分布
Fig. 9. Wall pressure distribution under different circle magnetic fields.

5.3 周向均布磁场

周向均布磁场的洛伦兹力受流速、电导率、轴向磁感应强度和感应电场四个因素影响. 展开电势泊松方程右边散度项得 $\nabla \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B}_\theta) = \mathbf{B}_\theta \cdot (\nabla \times \mathbf{U}) - \mathbf{U} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_\theta)$, 设流动旋度 $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{U}$, 磁场旋度 $\nabla \times \mathbf{B}_\theta = a_z \frac{\mathbf{B}_\theta}{r}$. 电势泊松方程改写为 $\nabla^2 \varphi = B_\theta \omega - \frac{U_z B_\theta}{r}$. 当流场旋度较小时 $\nabla^2 \varphi = -\frac{U_z B_\theta}{r}$, 电势分布和径向速度无关. 特别在远场中轴向速度恒定时 $E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -U_z B_\theta$, $E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$, 即轴向、径向电场均为常数.

图 10(a) 为不同周向磁场下的压力对比, 可以看出, 周向磁场对静压分布改变很小, 激波径向甚至出现微小的压缩. 由于磁场对流速场结构改变

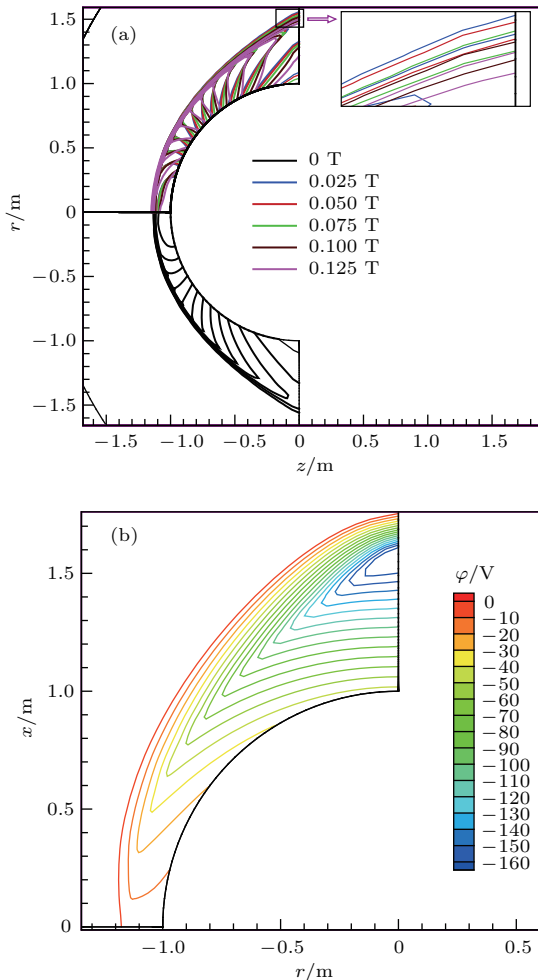


图 10 (a) 周向磁场下的压力对比; (b) 0.05 T 周向磁场下的电势分布
Fig. 10. (a) Pressure comparison under different circle magnetic fields; (b) potential distribution under 0.05 T circle magnetic field.

不大, 故不同周向均布磁场下电势分布基本相同. 从图 10(b) 0.05 T 磁场下的电势分布图可见, 激波内电势梯度方向指向激波. 三种理想磁场中只有周向磁场存在感应电场, 这反映出感应电场对磁控效应的抑制.

图 11 为不同周向磁场下的壁面静压分布, 可以看出, 随着周向磁场增强, 驻点附近压力下降最为显著, 且越靠近肩部压力改变越小. 总的来看压力改变量都很小, 这反映了周向磁场下洛伦兹力很小, 感应电场的存在削弱了感应电流.

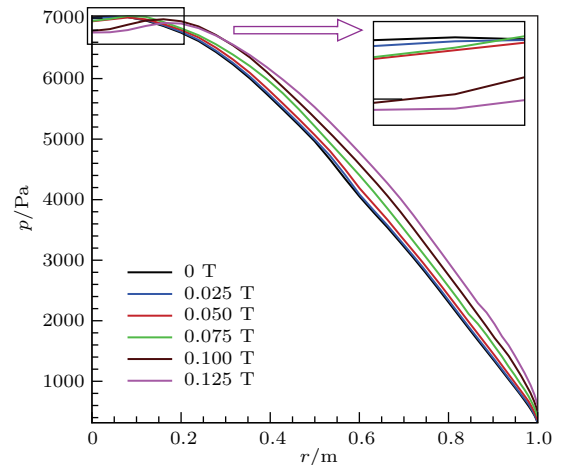


图 11 不同周向磁场下的壁面静压分布
Fig. 11. Wall pressure distribution under different radial magnetic fields.

5.4 特殊分布磁场

图 12 给出了偶极子磁场和螺线管磁场轴向、径向磁场的对比, 由于偶极子磁场相当于极小环电流所形成的磁场, 因此两者磁场结构很相似. 但相同位置螺线管磁场的磁感应强度往往更高一些, 由此推测两者电流密度场相似, 但螺线管的磁控效果会更好一些. 由于驻点、肩部附近轴向磁感应强度较大而径向磁场较弱, 因此驻点、肩部附近应该有较强的径向洛伦兹力, 而在中部则有较强的轴向洛伦兹力.

图 13 给出了螺线管磁场和偶极子磁场的流场参数. 可以看出, 螺线管磁场下激波脱体距离更大一些, 两者电流场结构相似, 并同时肩部附近出现了正的周向电流, 但螺线管磁场下的电流强度更大.

螺线管磁场和偶极子磁场的洛伦兹力对比如图 14 所示. 可以看出, 两者轴向洛伦兹力都是负值, 且螺线管磁场下绝对值更大, 因此螺线管磁场外

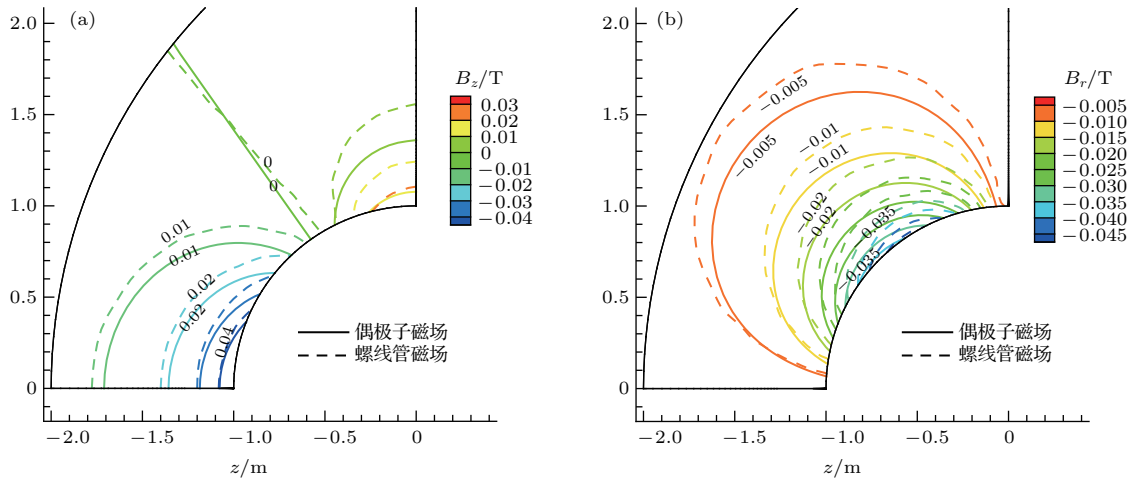


图 12 偶极子磁场和螺线管磁场对比 (a) 轴向分量; (b) 径向分量

Fig. 12. Comparison between dipole magnetic field and solenoid magnetic field: (a) Axial component; (b) radial component.

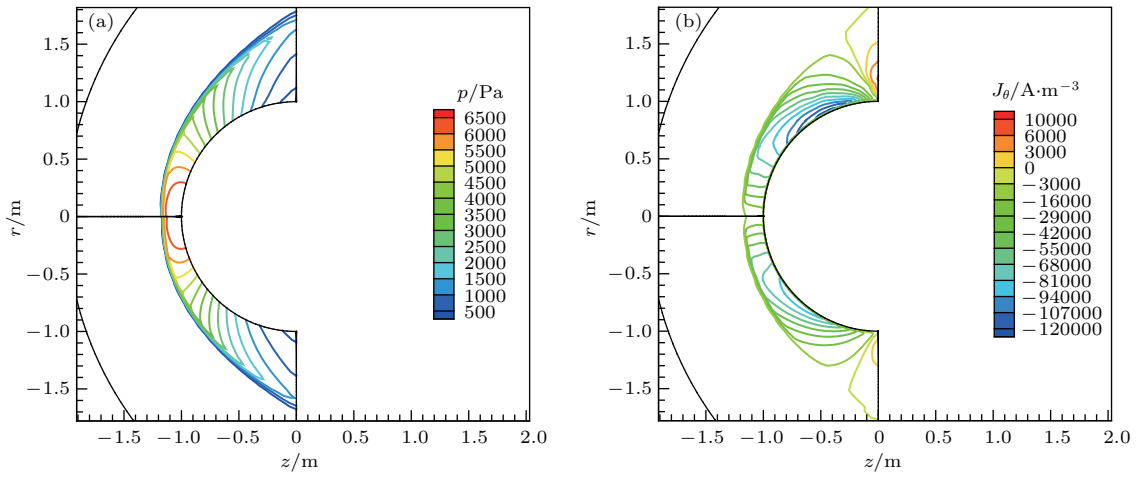


图 13 螺线管磁场(上)和偶极子磁场(下)流场参数对比 (a) 压力; (b) 电流密度

Fig. 13. Flow parameters comparison between dipole magnetic field (upper) and solenoid magnetic field (lower): (a) Pressure; (b) current density.

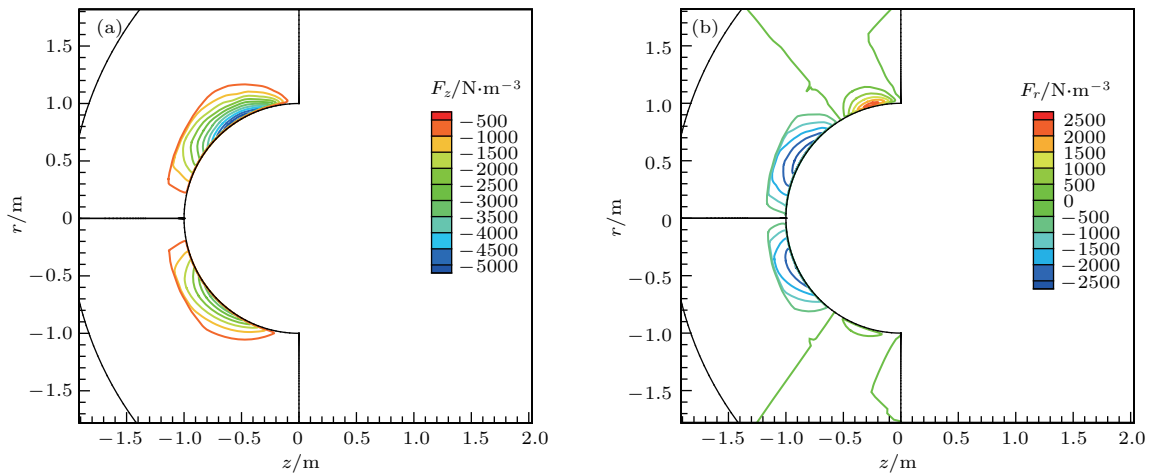


图 14 螺线管磁场(上)和偶极子磁场(下)洛伦兹力对比 (a) 轴向力; (b) 径向力

Fig. 14. Lorentz force comparison between dipole magnetic field (upper) and solenoid magnetic field (lower): (a) Axial force; (b) radial force.

推效应更为显著; 驻点附近的径向洛伦兹力都是负值, 螺线管磁场显然在驻点附近有更强的挤压效应, 所以螺线管磁场下激波脱体距离更大. 在肩部存在正的径向洛伦兹力, 这种力会产生和挤压效应完全相反的径向“扩张”效应, 从而导致螺线管磁场相对更大的激波径向拉伸, 这种现象在简单分布磁场中是不可能出现的.

5.5 不同磁场间流场、阻力对比

在相同驻点磁感应强度下, 对比不同磁场形态对流场的影响, 图 15 (a) 给出了 3 种理想分布磁场下压力分布对比. 相比无磁场流场, 轴向磁场激波脱体距离最大; 径向磁场脱体距离介于轴向磁场和周向磁场之间, 但径向拉伸最大; 周向磁场脱体距离最小, 与无磁场时压力分布基本重合. 图 15 (b) 为壁面压力对比, 可以看出, 轴向磁场的壁面压力基本上是最大的; 径向磁场肩部压力最大, 但靠近驻点的壁面压力最小; 周向磁场和偶极子磁场壁面压力相比无磁场时略有上升; 螺线管磁场下的壁面压力介于轴向磁场和无磁场之间.

图 16 给出了不同磁场形态下的洛伦兹力矢量

分布. 可以看出, 轴向磁场下洛伦兹力指向轴线, 这表明轴向磁场不能提供气动阻力, 高洛伦兹力区域集中在壁面 45° 处; 径向磁场下的洛伦兹力平行于轴线, 由于洛伦兹力对激波的增强作用, 肩部波后高温区也是最大洛伦兹力所在区域; 周向磁场下的洛伦兹力相当小, 最大洛伦兹力仅相当于轴向磁场下的 1/3, 尤其在驻点附近的洛伦兹力指向壁面, 这对增阻是相当不利的; 螺线管与偶极子磁场的洛伦兹力分布类似, 在肩部附近的洛伦兹力都近似平行于轴线, 而在驻点附近的洛伦兹力近似垂直于轴线. 相比于偶极子磁场, 螺线管磁场的高洛伦兹力区域更靠近肩部, 因此会有更好的气动增阻效果.

分别计算不同磁场形态下的壁面阻力与洛伦兹阻力, 得到表 2 中不同磁场下的磁控阻力. 从表 2 可知, 轴向均布磁场对壁面阻力的提升最为显著, 径向均布磁场能够获得最大的洛伦兹阻力, 并且具有最大的总阻力, 其次为螺线管磁场. 按总阻力的增阻效果看, 从大到小依次为: 径向均布磁场、螺线管磁场、轴向均布磁场、偶极子磁场、周向均布磁场. 由此可见, 较大的径向磁场分量所提供的轴向洛伦兹阻力对增阻效果的贡献相当可观.

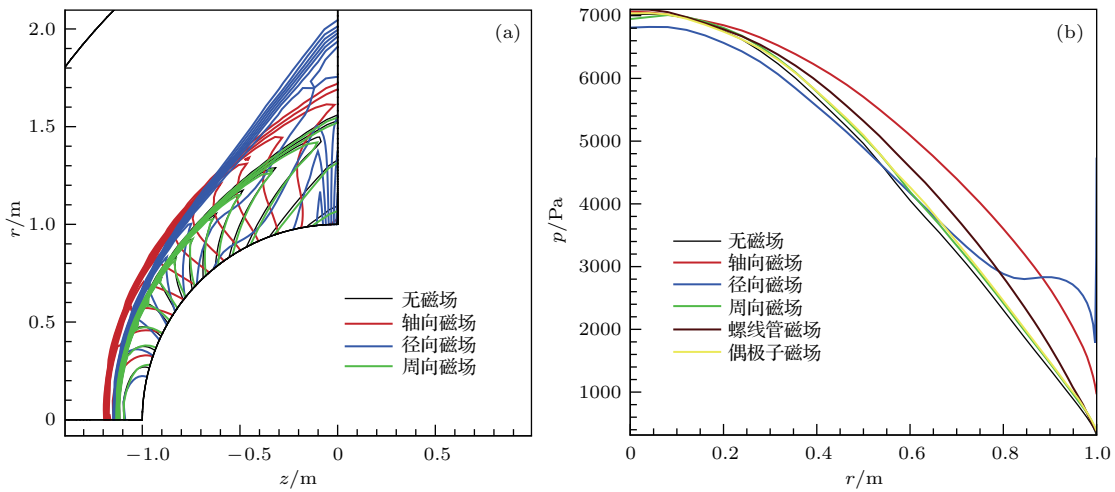


图 15 不同形态磁场下的压力对比 (a) 流场压力; (b) 壁面压力

Fig. 15. Pressure comparison among different types of magnetic fields: (a) Flow pressure; (b) wall pressure.

表 2 多种磁场下磁控阻力对比

Table 2. Drag comparison under different types of magnetic fields.

	壁面阻力/ 10^4 N	洛伦兹阻力/ 10^3 N	总阻力/ 10^4 N	总阻增幅/%
无磁场	1.0553	0	1.0553	0
轴向均布磁场	1.3544	0	1.3544	28.3
径向均布磁场	1.2267	14.677	2.6944	155.3
周向均布磁场	1.0870	0.74993	1.1620	9.2
偶极子磁场	1.0947	1.7023	1.2649	19.9
螺线管磁场	1.1686	3.4061	1.5092	43.0

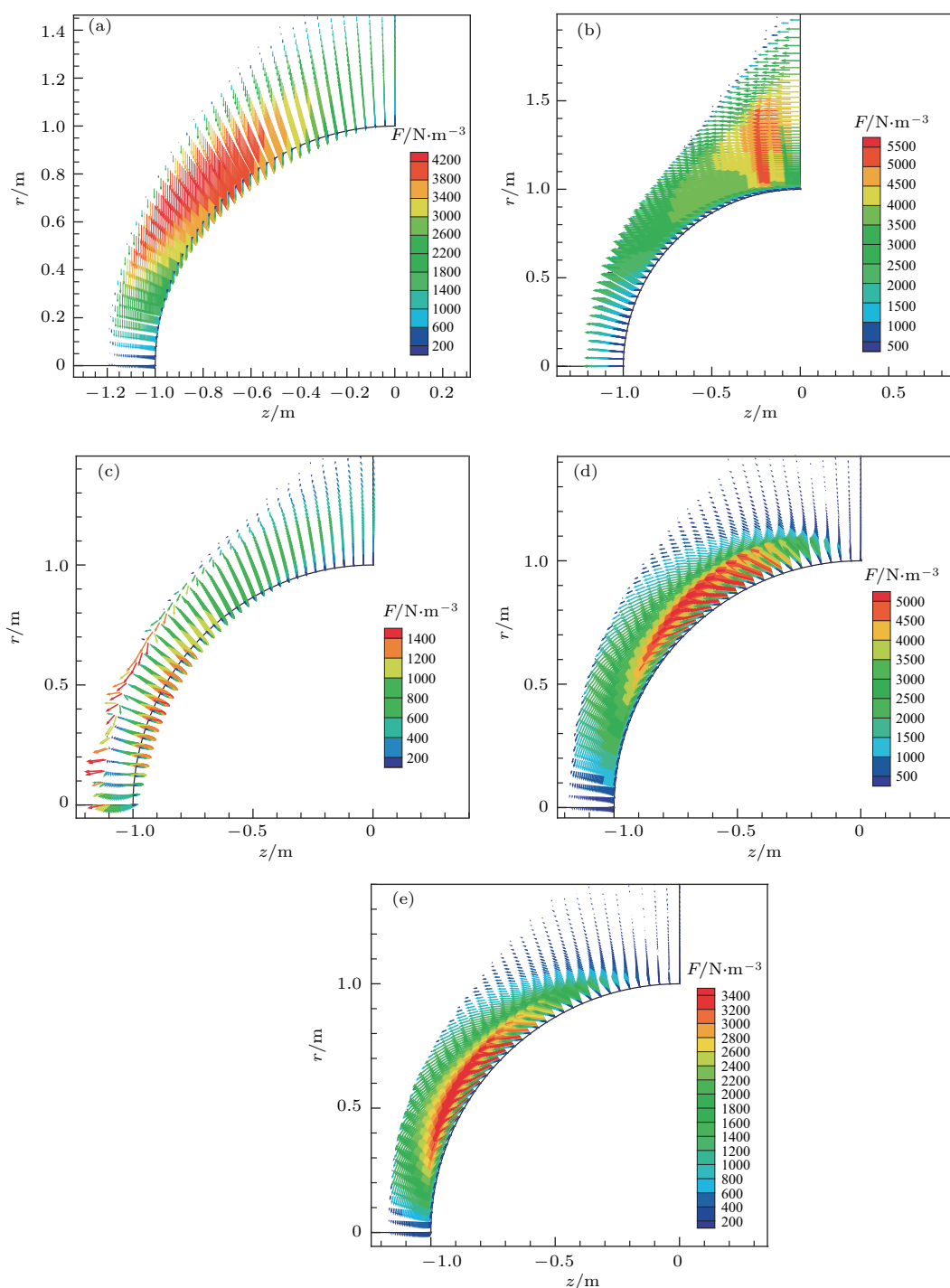


图 16 不同形态磁场下的洛伦兹力矢量图对比 (a) 轴向磁场; (b) 径向磁场; (c) 周向磁场; (d) 螺线管磁场; (e) 偶极子磁场
 Fig. 16. Lorentz force vector comparison among different types of magnetic fields: (a) Axial magnetic; (b) radial magnetic; (c) circle magnetic; (d) solenoid magnetic; (e) dipole magnetic.

6 结 论

1) 轴向磁场对流场产生挤压效应, 使得气流向轴心聚集, 激波外形变得凸出. 增大磁场会明显提升肩部附近静压, 但对驻点静压影响不大. 在磁场大于 0.1 T 时, 磁场增阻效应趋于“饱和”, 主要原因

在于, 壁面径向上的洛伦兹力分布趋于恒定. 径向磁场对流场产生外推效应, 并产生较大的激波径向拉伸, 肩部激波后较强的焦耳热导致了肩部高温区的形成. 同时观察到, 在磁场大于 0.05 T 后, 激波脱体距离、径向拉伸会极大增大. 周向磁场会产生感应电场, 并在一定程度上削弱感应电流, 从而使得磁控效果不显著, 激波外形基本不变. 在特殊分

布磁场中,发现了不同于理想分布磁场的径向“扩张”效应.

2) 对比不同磁场形态下的压力分布可以发现,径向磁场产生的激波脱体距离介于轴向磁场与无磁场之间,具有最大的激波径向拉伸,且在肩部形成的壁面压力最大;轴向磁场与螺旋管磁场都会显著提升壁面压力,而周向磁场与偶极子磁场对壁面压力影响微弱.通过对比不同磁场形态下的洛伦兹力矢量,发现径向磁场下的洛伦兹力集中于肩部高温区;周向磁场下洛伦兹力普遍较小,且在驻点附近指向壁面,会对增阻产生不利影响;特殊分布磁场中,肩部附近洛伦兹力方向近似平行于轴线,而驻点附近近似垂直于轴线.相比偶极子磁场,螺旋管磁场高洛伦兹力区域更靠近肩部,因此会有更好的增阻效果.

3) 5种磁场的激波脱体距离从大到小依次为:径向磁场、螺旋管磁场、轴向磁场、偶极子磁场、周向磁场.通过阻力计算发现,轴向均布磁场能获得最大的壁面阻力;径向均布磁场能获得最大的洛伦兹阻力,且总阻力最大;螺旋管磁场的洛伦兹阻力、总阻力都仅次于径向分布磁场,这是因为螺旋管磁场径向磁场分量较大.

参考文献

- [1] Li G J, Zhang W R, Yin Y S, Cheng Z Q 2004 *Ceramics* **2** 28 (in Chinese) [李贵佳, 张伟儒, 尹衍升, 程之强 2004 陶瓷 **2** 28]
- [2] Lu H B, Liu W Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064703 (in Chinese) [陆海波, 刘伟强 2012 物理学报 **61** 064703]
- [3] Liu W Q, Nie T, Sun J, Lu H B, Rong Y S, Liu H P, Xie L Y 2013 *China Patent* ZL 2013101122957 [2015-04-15] (in Chinese) [刘伟强, 聂涛, 孙健, 陆海波, 戎宜生, 刘洪鹏, 谢伦娅 2013 国家发明专利 ZL 2013101122957]
- [4] Yang X W, Liao Y B, Zhang D Y 2007 *J. Exper. Fluid Mech.* **21** 49 (in Chinese) [杨贤文, 廖翼兵, 张德宇 2007 实验流体力学 **21** 49]
- [5] Zhao Z H 1995 *Spacecraft Recovery & Remote Sensing* **16** 13 (in Chinese) [赵祖虎 1995 航天返回与遥感 **16** 13]
- [6] Shimosawa Y, Fujino T 2016 *J. Spacecraft Rockets* **53** 1
- [7] Fujino T, Ishikawa M 2013 44th *AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* San Diego, CA, June 24–27, 2013 p3000
- [8] Bityurin V A, Bocharov A N 2009 47th *AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 5–8, 2009 p1230
- [9] Sheikin E G 2007 45th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 8–11, 2007 p1379
- [10] Sheikin E G 2010 48th *AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7, 2010 p832
- [11] Shang J S, Surzhikov S T, Kimmel R, Gaitonde D, Menart J, Hayes J 2005 *Prog. Aerosp. Sci.* **41** 642
- [12] Li K, Liu W Q 2016 *J. NUDT* **38** 02025 (in Chinese) [李开, 刘伟强 2016 国防科技大学学报 **38** 02025]
- [13] 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]
- [14] 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]
- [15] Li K, Liu J, Liu W Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054701 (in Chinese) [李开, 柳军, 刘伟强 2017 物理学报 **66** 054701]
- [16] Masuda K, Shimosawa Y, Fujino T 2015 6th *AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* Dallas, TX, June 22–26, 2015 p3366
- [17] Zhang S H, Zhao H, Du A M, Cao X 2013 *Sci. China: Tech. Sci.* **43** 1242 (in Chinese) [张绍华, 赵华, 杜爱民, 曹馨 2013 中国科学: 技术科学 **43** 1242]
- [18] Ding C Y 2014 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [丁朝阳 2014 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [19] Liu Q 2013 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [刘强 2013 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [20] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (New York: Springer-Verlag) p281

Analysis of magnetohydrodynamic drag character for hypersonic vehicles

Yao Xiao[†] Liu Wei-Qiang Tan Jian-Guo

(College of Aerospace Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 19 March 2018; revised manuscript received 17 April 2018)

Abstract

In hypersonic flight, a very high temperature area can form ahead of the nose of aircraft due to the shock aerodynamic heating, which leads to air weakly ionized. Many researchers have demonstrated that it is effective to control flow by utilizing the interaction between weakly ionized air and a magnetic field. Most of previous researches focus on magnetohydrodynamic (MHD) heat shield, because the Lorentz force can increase the shock stand-off distance, further reduce convective heat flux. In this study, the MHD force effect is mainly considered, and the MHD drag characters under different types of magnetic field are discussed.

The numerical simulation of hypersonic hemispherical flow field with external magnetic field is carried out by using a low magnetic-Reynolds MHD model. Three kinds of simple ideal magnetic fields (axial, radial and circle uniformly distributed magnetic field) are compared and analyzed. The influence and mechanism of the structure of the flow field, the aerodynamic drag and the Lorentz resistance of different magnetic fields are analyzed. It is found that under the radial ‘extrusion’ effect of the axial magnetic field, the shock wave shape is protruded and a ‘saturation phenomenon’ of pressure exists on the wall; the radial magnetic field has the axial ‘extrusion’ effect, the larger magnetic field intensity will lead to the formation of the high temperature area of the shoulder, and the induced electric field in the circle magnetic field leads to the poor effect of increasing resistance. Then the flow fields of two special magnetic fields (dipole magnetic field and solenoid magnetic field) are compared, and the radial ‘dilatation’ effect is found to be different from the ideal magnetic field. Compared with the Lorentz force under the different magnetic fields, the Lorentz force in the radial magnetic field is found to be concentrated in the high temperature area of the shoulder, and the Lorentz force is generally small under the circle magnetic field. The direction near the standing point will have an adverse effect, i.e., the resistance increases. In the specially distributed magnetic field, the direction of Lorentz force near the shoulder is approximately parallel to that of the shoulder, while the direction near the standing point is approximately perpendicular to the axis. Compared with the dipole magnetic field, the solenoid magnetic field with high Lorentz force region is close to the shoulder, so it will have good resistance enhancement effect. The influence of the dipole magnetic field on the wall pressure is weak. The effect of increasing resistance, caused by the magnetic field induced electric field, evolves from weak to strong in the following sequence: radial magnetic field, solenoid magnetic field, axial magnetic field, dipole magnetic field and circle magnetic field.

Keywords: magnetohydrodynamic control, hypersonic vehicles, aerodynamic-drag character, magnetic-field types

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

DOI: 10.7498/aps.67.20180478

[†] Corresponding author. E-mail: 1005490693@qq.com