

高超声速飞行器磁控热防护系统建模分析

李开 刘伟强

Analysis of the magnetohydrodynamic heat shield system for hypersonic vehicles

Li Kai Liu Wei-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 064701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.064701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

带喷流超声速后台阶流场精细结构及其运动特性研究

Fine structures and characteristics on supersonic flow over backward facing step with tangential injection

物理学报.2015, 64(6): 064701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064701>

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>

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>

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>

基于 NPLS 的超声速后台阶流场精细结构及其非定常特性

Fine structures and the unsteadiness characteristics of supersonic flow over backward facing step via NPLS

物理学报.2014, 63(13): 134701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134701>

高超声速飞行器磁控热防护系统建模分析*

李开† 刘伟强

(国防科技大学高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2015年9月16日收到; 2015年11月19日收到修改稿)

针对高超声速飞行器防热, 搭建了螺线管磁控热防护系统的物理模型. 采用低磁雷诺数磁流体数学模型, 分析了外加磁场强度及磁场形态对磁控热防护效果的影响. 对比了三种磁场类型(磁偶极子、螺线管、均布磁场)下磁控热防护效果的差异, 分析了螺线管几何参数对磁控热防护效果的影响. 研究表明, 磁场降低表面热流作用存在“饱和现象”; 三种磁场形态的磁控热防护能力从小到大依次为磁偶极子、螺线管、均布磁场; 相同驻点磁感应强度条件下, 增大螺线管半径有利于提高磁控热防护效果, 缩短螺线管与驻点距离不利于驻点和肩部防热, 螺线管长度对磁控热防护效果影响相对较小.

关键词: 磁流体控制, 高超声速飞行器, 热防护, 螺线管磁铁

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

DOI: 10.7498/aps.65.064701

1 引言

天地往返系统在临近空间高速飞行时, 热防护问题突出. 从未来发展趋势来看, 作为载体的高超声速飞行器的飞行条件将会越来越恶劣, 给热防护系统设计带来很大挑战. 由于传统防热瓦被动热防护方法存在可重复性差、容错率低等弊端, 近年来各种新型热防护技术得到了学者们的持续关注, 如凹腔逆喷^[1]、层板发汗^[2]、疏导式防热^[3]等.

作为电磁流动控制^[4,5]在热防护领域的应用, 磁控热防护(MHD)的概念最早由Relser与Sears提出^[6], 原理见图1. 高超声速飞行条件下, 弓形激波后气体温度高, 电离形成可导电的等离子体鞘, 可以通过外加磁场的方式进行流动控制. 在电磁力的作用下, 激波远离物面, 近附面层等电势环外移, 温度梯度降低, 对流热流降低, 最终实现热防护. 磁控热防护系统的能量来源为电能, 可以使用机载电源; 并且位于防热材料以内, 不会改变飞行器的表面结构, 可靠性高, 可根据需要开闭, 可和其他被动热防护方法配套使用, 很符合未来高超声速

飞行器可重复使用的要求.

20世纪末以来, 得益于超导技术的进步^[7], 磁控热防护技术出现了一个新的研究热潮^[8,9]. 其中, 俄罗斯高温研究所Bityurin小组^[10,11]针对烧蚀条件下再入返回舱磁控热防护效果进行了大量的数值模拟; 美国空军研究实验室的Bisek等^[12]首次提出了使用头部浸渍碱金属进行翼前缘磁控热防护的概念; 日本的Fujino小组先后研究了霍尔效应、壁面电导率^[13]以及超轨道飞行条件下辐射热对磁控热防护效果的影响^[14]; 欧航局自2007年以来先后资助德国宇航中心以及CIRA开展了磁控热防护试验研究^[15], 其中DLR的Gulhan等^[16]的风洞试验表明, 添加磁场后, 球头和平头圆柱热流降低量分别为46%, 85%. 张绍华等^[8]对三维情况下“磁阻力伞”效果进行了研究, 发现飞行器所受的磁阻力随着磁场强度增强而显著增加, 这意味着飞行器热载荷也会相应降低. 大量研究证实了在高超声速流动中使用电磁场降低表面热载荷的潜在应用价值.

目前, 对磁控热防护技术的研究主要基于简化的磁偶极子模型^[10,13], 关于磁场形态对磁控热防

* 湖南省自然科学基金(批准号: 13JJ2002)和国家自然科学基金(批准号: 90916018)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: LiKai898989@126.com

护效果影响的研究还比较少. 本文搭建了螺线管磁控热防护物理模型, 基于低磁雷诺数数学模型分析了通电螺线管与磁偶极子磁场的磁控效果差异, 并讨论了螺线管几何参数对磁控热防护效果的影响.

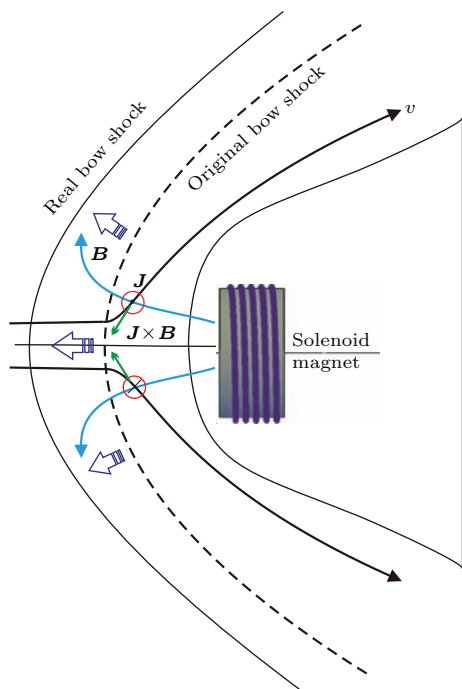


图1 磁控热防护系统原理图

Fig. 1. Schematic view of hypersonic flow around a reentry vehicle with the MHD heat shield.

2 磁控热防护系统物理模型

常见的外加磁场形态有三种: 1) 磁偶极子磁场^[14]; 2) 均布磁场; 3) 螺线管磁场. 对于螺线管磁场, 本文搭建了如图2所示的磁控热防护系统物理模型, 给出了螺线管磁铁在高超声速飞行器鼻锥内的尺寸及安装位置. 图中蓝色实线代表飞行器外表面, 灰色矩形为螺线管, 半径为 r_M , 半长为 b_M , 螺线管中心坐标为 $(z_C, 0)$, 磁铁两端面的轴向坐标分别为 z_1 和 z_2 . P 为流场中一点, Q 为螺线管载流线圈上一点.

根据Biot-Savard定律, P 点的磁感应强度 \mathbf{B} , 可以表示为

$$\mathbf{B}(r, \varphi, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{J}_s(Q) \times \mathbf{R}(Q, P)}{R^3} dS. \quad (1)$$

假设螺线管线圈足够紧致, 没有轴向电流, 螺线管可看作由很多个圆环线圈叠加而成, 只产生轴对称的磁场. 简化后可以得磁感应强度分量如下式所示, 其中 f_z 和 f_r 包含三类椭圆积分, 由迭代方法

求出, 具体计算过程参考文献^[17].

$$B_r(r, \varphi, z) = \frac{\mu_0 n I}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{r}} [f(k_2) - f(k_1)], \quad (2)$$

$$B_z(r, \varphi, z) = \begin{cases} \frac{\mu_0 n I}{2\pi} [f_z(r, z - z_2) - f_z(r, z - z_1)] & (r > 0), \\ \frac{\mu_0 n I}{2} \left[\frac{z_2 - z}{\sqrt{r_M^2 + (z_2 - z)^2}} - \frac{z_1 - z}{\sqrt{r_M^2 + (z_1 - z)^2}} \right] & (r = 0). \end{cases} \quad (3)$$

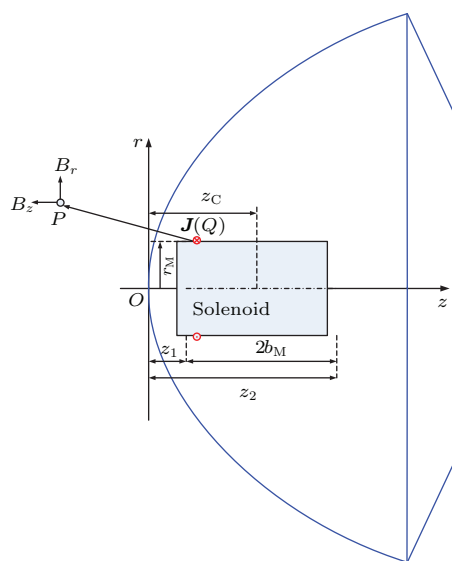


图2 螺线管磁控系统模型

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

3 数学模型与验证

3.1 低磁雷诺数MHD模型

电磁场和流场耦合分析主要依据的原理是Maxwell方程组、广义欧姆定律以及包含电磁源项的磁流体方程. 针对高超声速流动特点, 可依据以下假设做适当简化: 1) 等离子体电中性假设^[18]; 2) 忽略位移电流; 3) 非相对论流动; 4) 忽略霍尔效应; 5) 低磁雷诺数假设. 在无外加“种子粒子”的情况下, 高超声速飞行器鼻锥等离子体鞘电导率较低, 上述假设一般都是满足的.

外加电磁场后, 动量方程和能量方程分别增加了洛伦兹力和 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ 能量源项. 假设忽略霍尔效应, 可逆功全部转化为焦耳热耗散, 该电磁能量源项为0. 基于低磁雷诺数假设的轴对称完全气体MHD

控制方程如下:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \mathbf{G} = \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial r} + \mathbf{G}_v + \mathbf{S}_{\text{MFD}}, \quad (4)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_t \end{bmatrix}^T, \quad (5)$$

$$\mathbf{S}_{\text{MFD}} = \begin{bmatrix} 0 \\ (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_z \\ (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_r \\ \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

为使方程封闭, 还必须引入广义欧姆定律和电导率模型. 电中性假设下, 电流等于传导电流, 可以由广义欧姆定律解出. 忽略霍尔效应后, 电导率退化为标量. 对于轴对称的电磁场, 可以认为无感应电场, 并且激波层内的感应电流密度只有周向分量, 由广义欧姆定律得

$$j_\theta = \sigma(u_z B_r - u_r B_z). \quad (7)$$

电导率 σ 计算采用 Raizer 模型^[19]. Raizer 模型是随温度指数变化的电导率模型, 如下式所示:

$$\sigma = 83 \times e^{-36000/T} \quad \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}. \quad (8)$$

3.2 气动热计算验证

基于以上数学物理模型, 编写了低磁雷诺数磁流体流场计算程序. 对流项差分采用 AUSMPW 格式. 为保证收敛性, 对电磁源项采用隐式处理, 采用了 LU-SGS 隐式格式.

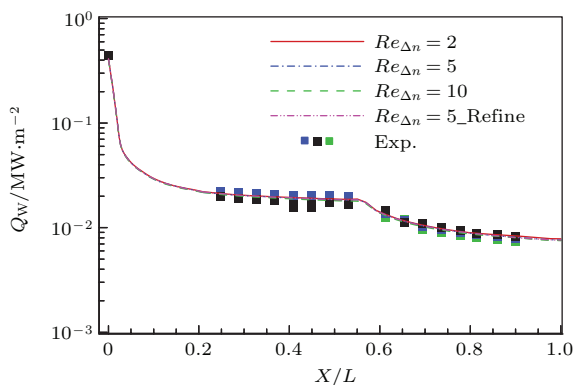


图3 (网刊彩色) 热流计算结果与 Miller 试验结果的对比
Fig. 3. (color online) Comparison of heat flux between our and Miller's results.

选用 Miller 钝双锥的试验结果^[20] 验证程序热流计算的准确性. 试验马赫数 $Ma = 9.86$, 静压

$P_\infty = 59.92 \text{ Pa}$, 静温 $T_\infty = 48.88 \text{ K}$. 为了保证网格无关性, 建立了四套网格, 前三套网格雷诺数分别为 2, 5, 10; 第四套在第二套网格基础上保持网格雷诺数不变进行法向加密. 图 3 对比了四套网格下的热流计算结果以及 Miller 的试验结果. 可以看出, 四套网格下的热流计算结果几乎完全一致, 且与试验结果符合良好. 程序气动热模拟的准确性得到了有效验证.

4 计算条件

本文采用磁控热防护效果计算模型为日本 1996 年发射的轨道再入试验飞行器 (OREX). 选取气动热问题最为严重的飞行工况进行研究, $U_\infty = 6223.4 \text{ m/s}$, $H = 63.6 \text{ km}$. 几何模型及轴对称流场计算域如图 4 所示. 飞行器头部半径为 1350.0 mm. 计算域范围从头部顶点到肩部顶点, 轴向距离 $L = 1013.9 \text{ mm}$. 通过网格雷诺数 $Re_{\Delta n} = 20, 10, 5$ 三套网格的网格收敛性分析, 最终选取网格雷诺数为 10.

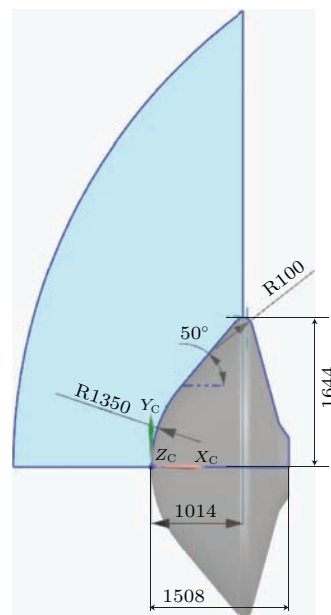


图4 OREX 外形及轴对称流场计算域 (单位/mm)
Fig. 4. Configuration of OREX and calculation region.

为全面分析外加磁场强度、形态对磁控热防护效果的影响, 设计了三组算例: 1) 基于磁偶极子磁场, 以驻点磁感应强度 B_0 为参考, 分析了磁控系统的整体热防护效果; 磁偶极子坐标 $z_C = 1.35 \text{ m}$, B_0 取 0.05—0.30 T, 算例代号 Dipole_1—Dipole_6; 2) 相同驻点磁感应强度 $B_0 = 0.05 \text{ T}$ 下, 对比了

螺线管、磁偶极子、均布磁场的磁控热防护效果的差异, 分析了磁场类型对磁控效果的影响; 3) 相同 $B_0 = 0.05$ T 条件下, 分别研究不同螺线管半径 r_M 、不同螺线管长度 b_M 、不同轴向安装位置 z_C 对螺线管磁控系统热防护效果的影响.

5 磁控系统的热防护效果分析

图 5 和图 6 分别对比了有无外加磁场条件下的压力等值线和表面热流分布. 可以看出, 外加磁场后, 激波脱体距离几乎和 B_0 呈正比增加, 表面热流降低, $B_0 = 0.25$ T 时, 激波脱体距离增加至无磁场条件下的 7.6 倍, 表面热流从 0.564 MW/m² 降低至 0.327 MW/m², 降低了 42.0%, 说明磁控系统起到了比较好的激波控制与热防护效果. 还可以看出, 在一定磁场强度下, 磁场对近壁区域有比较显著的影响, 表面热流明显降低; 但在更高的磁场强度下

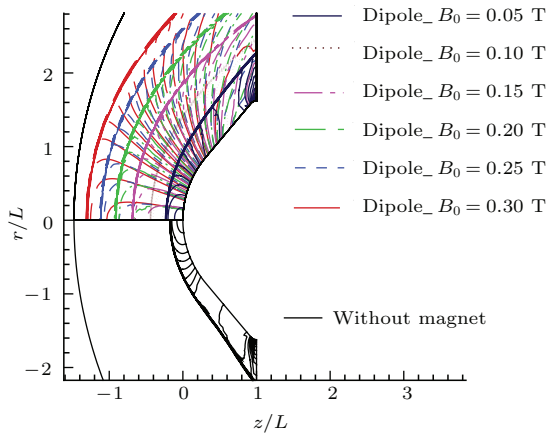


图 5 (网刊彩色) 不同磁感应强度下的压力等值线

Fig. 5. (color online) Pressure isolines under different B_0 .

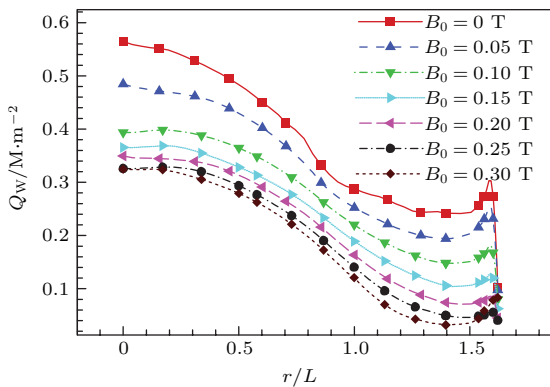


图 6 (网刊彩色) 不同磁感应强度下的表面热流分布

Fig. 6. (color online) Heat flux under different B_0 .

($B_0 \geq 0.25$ T), 激波层厚度继续增加, 近壁面温度梯度却变化不大, 磁场降低表面热流的作用出现

“饱和现象”, 这与 Bituyurin 和 Bocharov 的结论^[10]是一致的. 这意味着磁控系统的外加磁场强度存在最优值, 应根据耐热需求进行优化选择.

6 磁场类型对磁控热防护效果的影响

图 7 对比了磁偶极子与螺线管磁场. 螺线管和磁偶极子磁场具有相同驻点磁感应强度 ($B_0 = 0.05$ T) 及轴向位置 ($z_C = 1.35$ m). 可以看出, 螺线管磁场沿驻点线和壁面的磁感应强度衰减慢于磁偶极子磁场, 螺线管磁场在流场区域存储了更多的磁能. 可以预测, 相同该 B_0 下, 螺线管磁场的磁控热防护效果要优于磁偶极子磁场.

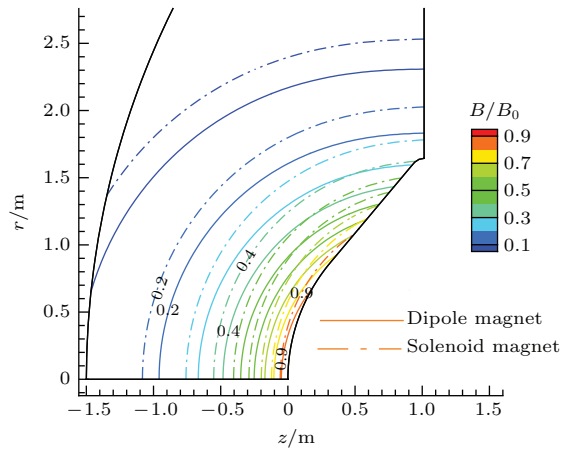


图 7 (网刊彩色) 两种磁场无量纲磁感应强度分布对比 (磁偶极子 vs. 螺线管磁场)

Fig. 7. (color online) Comparison of non-dimensional magnetic induction intensity between two magnet types (dipole vs. solenoid).

图 8 分别给出了三种磁场形态下 (磁偶极子、螺线管、均布磁场) 的洛伦兹力分布. 可以看出, 螺线管磁场下的洛伦兹力分布规律和磁偶极子基本相同, 但峰值略大且峰值区域略微上移. 均布磁场的洛伦兹力分布和前两种磁场形态差别较大, 峰值比螺线管磁场结果大 41%, 且峰值区域位于靠近激波波后的 $r/L \approx 1.0$ 附近.

从图 9 可以看出, 三种磁场形态下的激波脱体距离从小到大依次是: 磁偶极子、螺线管、均布磁场; 相对于无外加磁场分别增加了 22.1%, 25.0%, 36.5%. 图 10 给出了三种磁场形态下的表面热流分布. 可以看出, 螺线管磁场的磁控效果接近但略优于磁偶极子磁场, 二者表面热流最多相差 6.7%. 相

比之下, 均布磁场的表面热流曲线变化平缓, 其在 $r/L < 1.1$ 区域的表面热流低于螺线管磁场, 这是由于均布磁场激波脱体距离较大, 驻点区温度梯度降低; 在 $r/L > 1.1$ 的肩部区域, 均布磁场得到的表

面热流反而大于磁偶极子磁场, 这和肩部区域的洛伦兹力分布有关. 从图 8(c) 可以看出, 均布磁场的洛伦兹力始终向心, 在驻点区使得气流减速, 温度附面层增厚, 而在肩部区域却使得气流贴近物面, 温度附面层变薄, 表面热流增加. 在磁控热防护系统设计中, 应尽量避免这种在肩部区域使气流贴近物面的洛伦兹力.

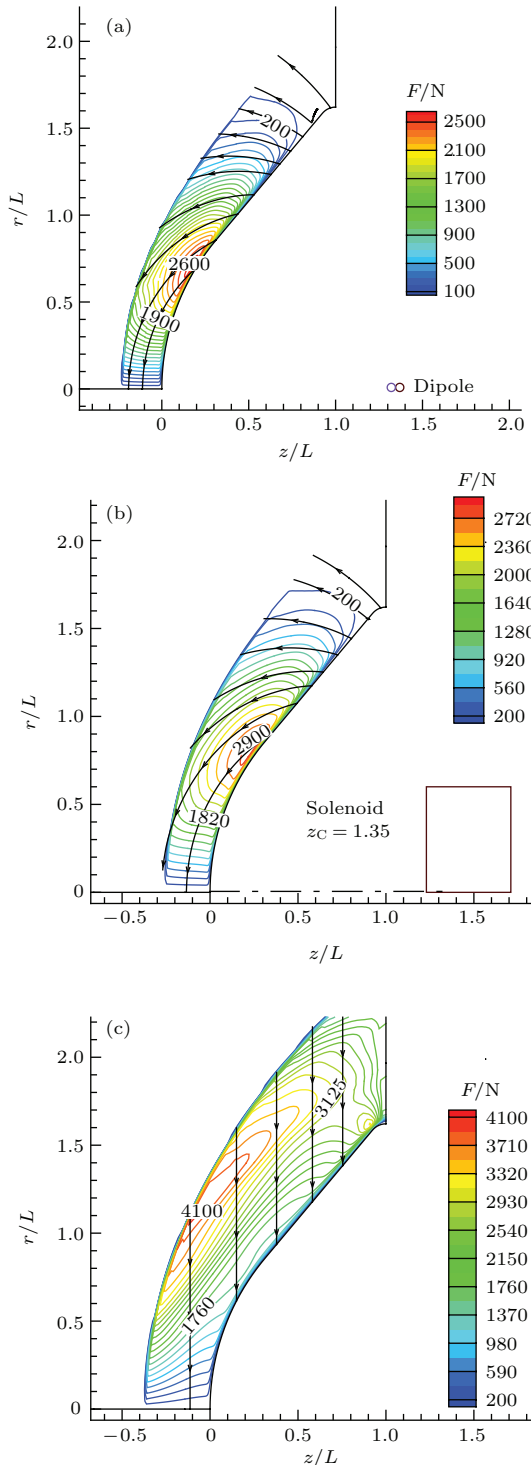


图 8 (网刊彩色) 三种磁场形态下洛伦兹力分布 (a) 磁偶极子磁场; (b) 螺线管磁场; (c) 均布磁场

Fig. 8. (color online) Lorentz force under three types of magnetic field types: (a) Dipole magnet; (b) solenoid magnet; (c) uniform magnet.

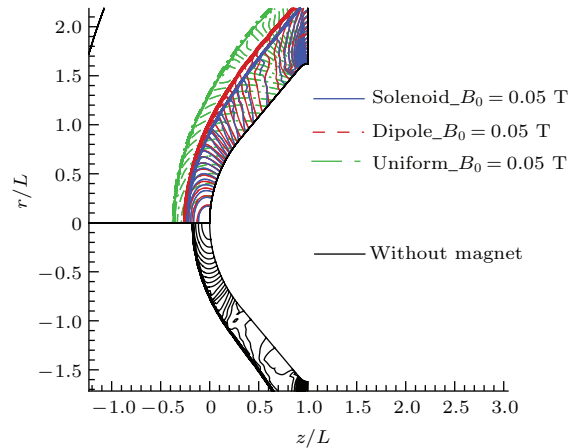


图 9 (网刊彩色) 三种磁场形态下压力等值线分布
Fig. 9. (color online) Pressure isolines under three types of magnetic field.

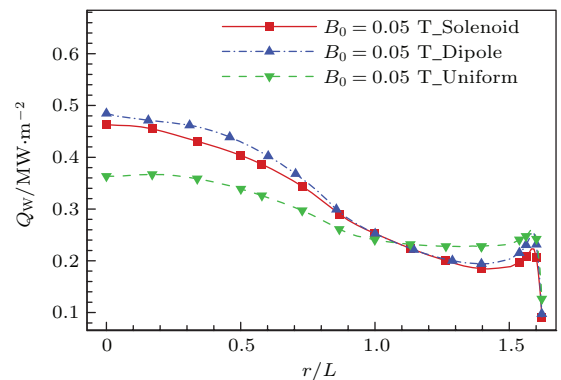


图 10 (网刊彩色) 三种磁场形态下表面热流分布
Fig. 10. (color online) Heat flux under three types of magnetic field.

7 螺线管几何参数对磁控热防护效果的影响

7.1 螺线管半径对磁控热防护效果的影响

从图 11 可以看出, 螺线管半径越大, 以 B_0 无量纲化的磁感应强度 B/B_0 沿壁面线越大. 可以预见, 相同驻点磁感应强度下, 螺线管半径越大, 磁控热防护效果越好. 从图 12 的洛伦兹力对比可以看出, 洛伦兹力峰值从 $r_M = 0.6$ 的 2700 N 增加

到了 $r_M = 1.0$ 时的 3700 N, 且峰值区域位置上移. 图 13 给出了不同螺线管半径下的表面热流分布. 可以看出, 相同驻点磁感应强度前提下, 在绝大部分区域 ($r/L < 0.9$ 或 $r/L > 1.4$), 螺线管半径越大, 壁面热流越低, 磁控热防护效果越好. 整体来看, 增大螺线管半径对提高磁控热防护效果是有利的.

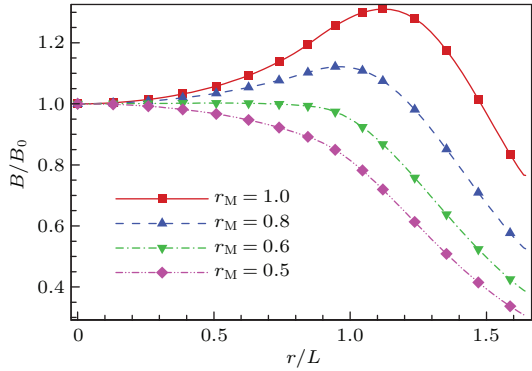


图 11 (网刊彩色) 不同螺线管半径下沿壁面的 B/B_0
Fig. 11. (color online) B/B_0 along the wall under different solenoid radii.

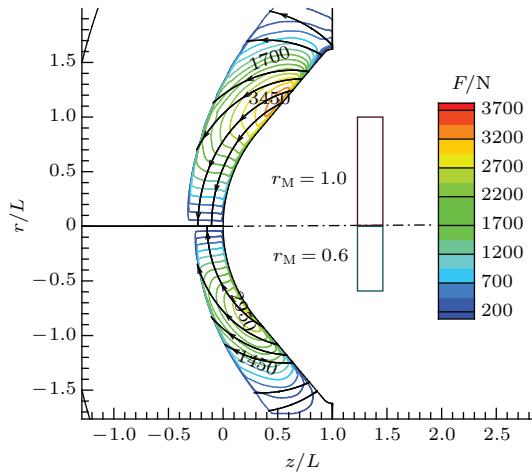


图 12 (网刊彩色) 洛伦兹力对比 ($r_M = 1.0$ vs. $r_M = 0.6$)
Fig. 12. (color online) Lorentz force comparison ($r_M = 1.0$ vs. $r_M = 0.6$).

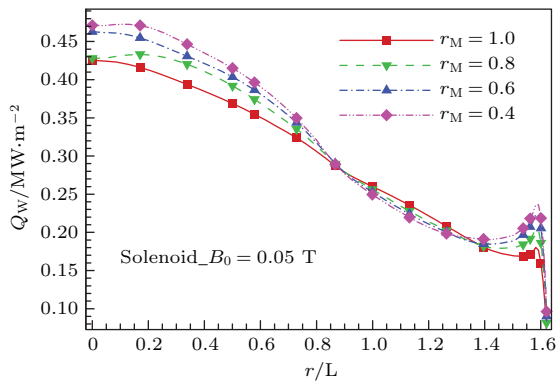


图 13 (网刊彩色) 不同螺线管半径下的表面热流分布
Fig. 13. (color online) Heat flux under different solenoid radii.

7.2 螺线管长度对磁控热防护效果的影响

从图 14 可以看出, 相同驻点磁感应强度前提下, 沿壁面无量纲磁感应强度分布曲线基本重合. 图 15 给出了不同螺线管长度下 ($b_M = 0.30$ vs. $b_M = 0.06$) 洛伦兹力的对比. 可以看出, 两种螺线

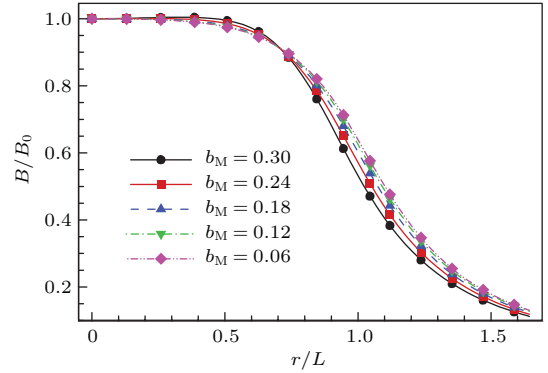


图 14 (网刊彩色) 不同螺线管长度下沿壁面的 B/B_0
Fig. 14. (color online) B/B_0 along the wall under different solenoid length.

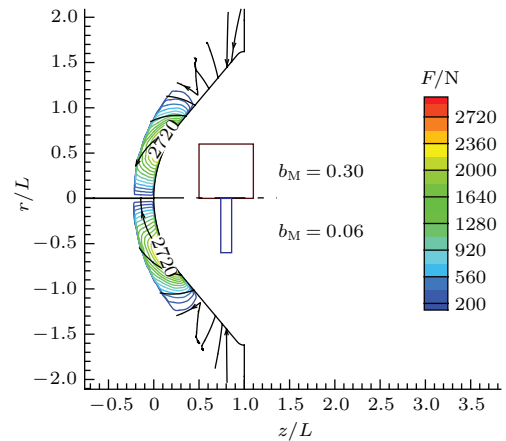


图 15 (网刊彩色) 洛伦兹力对比 ($b_M = 0.30$ vs. $b_M = 0.06$)
Fig. 15. (color online) Lorentz force comparison ($b_M = 0.30$ vs. $b_M = 0.06$).

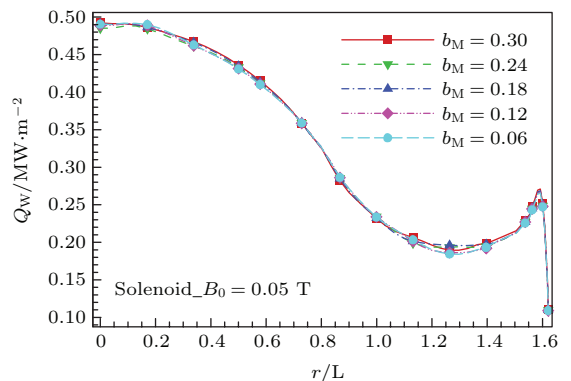


图 16 (网刊彩色) 不同螺线管长度下的表面热流分布
Fig. 16. (color online) Heat flux under different solenoid length.

管长度外加磁场得到的洛伦兹力分布也基本一致. 不同螺线管长度下的表面热流曲线也基本重合, 如图 16 所示. 可见, 相同驻点磁感应强度前提下, 螺线管长度对磁控热防护效果影响不大. 实际应用时可以只根据螺线管长度对励磁电流密度和导线质量的影响进行 b_M 的优化设计.

7.3 螺线管安装位置对磁控热防护效果的影响

图 17 给出了两种螺线管中心轴向坐标下 ($z_C = 0.5$ vs. $z_C = 1.35$) 的洛伦兹力分布的对比. 相对 $z_C = 1.35$, $z_C = 0.5$ 时尽管洛伦兹力峰值略微增加, 但在 $r/L > 1.0$ 区域出现了大面积指向壁面的洛伦兹力, 这不利于整体、特别是肩部区域的热防护.

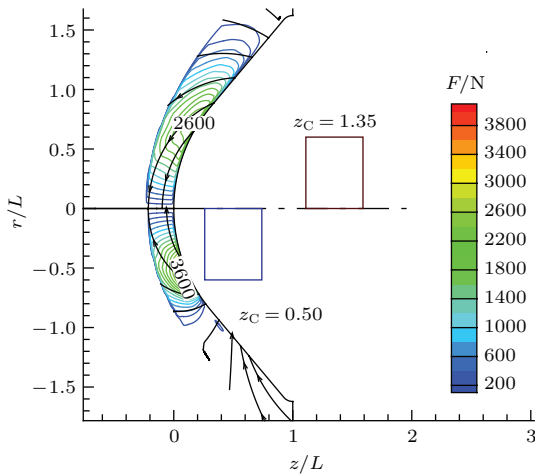


图 17 (网刊彩色) 洛伦兹力对比 ($z_C = 1.35$ vs. $z_C = 0.5$)
Fig. 17. (color online) Lorentz force comparison ($z_C = 1.35$ vs. $z_C = 0.5$).

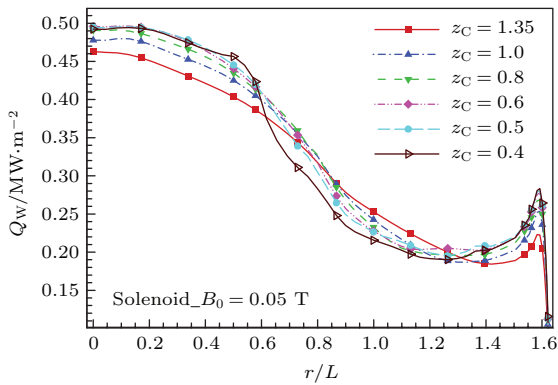


图 18 (网刊彩色) 不同螺线管轴向安装位置下的表面热流分布
Fig. 18. (color online) Heat flux under different axial positions of solenoid center.

图 18 给出了不同螺线管轴向安装位置下的表面热流分布. 相同的驻点磁感应强度下, 螺线管中心越靠近驻点, 驻点区域 ($r/L < 0.6$) 及飞行器肩部的表面热流越大, 到一定程度后 ($z_C < 0.6$ m), 热流逐渐趋于稳定. 还可以看出, 在 $0.6 < r/L < 1.3$ 这一半径范围内规律正好相反, 这是因为随着 z_C 的减小, 该区域物面附近磁感应强度变大, 减速流体的有效洛伦兹力峰值增加, 从而降低了该区域表面热流. 由此可知, 在相同驻点磁感应强度下, 缩短螺线管中心和驻点距离会使得整体热防护效果恶化, 特别是会使得驻点区和肩部热流增加.

8 结 论

1) 给定驻点磁感应强度 0.25 T, 驻点热流降低了 42.0%, 说明磁控系统的热防护效果良好. 磁场降低表面热流作用存在“饱和现象”, 一定磁场强度下, 磁场对近壁区域有比较显著的影响, 明显降低表面热流, 但到更高的磁场强度下 ($B_0 \geq 0.25$ T), 激波层厚度继续增加, 表面热流却不再继续降低.

2) 三种磁场形态下的激波脱体距离从小到大依次是: 磁偶极子、螺线管、均布磁场, $B_0 = 0.05$ T 时驻点磁感应强度相对于无外加磁场分别增加了 22.1%, 25.0%, 36.5%; 磁控热防护效果方面, 均布磁场最优, 其次是螺线管, 最后是磁偶极子.

3) 相同驻点磁感应强度下, 增大螺线管半径对提高磁控热防护效果是有利的; 螺线管长度对磁控热防护效果影响相对较小, 实际应用时可以只根据螺线管长度对励磁电流密度和导线质量的影响进行优化设计; 螺线管越靠近驻点越不利于整体, 特别是肩部区域的热防护, 实际应用时仍需要综合考虑螺线管和距驻点距离对励磁电流的影响以确定最优的螺线管安装位置.

参考文献

[1] Lu H B, Liu W Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 084401
 [2] Liu W Q, Nie T, Sun J, Lu H B, Rong Y S, Liu H P, Xie L Y 2013 *China Patent* ZL 201310112295.7 [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 201310112295.7]
 [3] Peng W G, He Y R, Wang X Z, Zhu J Q, Han J C 2015 *Chin. J. Aeronaut* **28** 121
 [4] Yin J F, You Y X, Li W, Hu T Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 044701 (in Chinese) [尹纪富, 尤云祥, 李巍, 胡天群 2014 物理学报 **63** 044701]

- [5] Zhao G Y, Li Y H, Liang H, Hua W Z, Han M H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 015101 (in Chinese) [赵光银, 李应红, 梁华, 化为卓, 韩孟虎 2015 物理学报 **64** 015101]
- [6] Bisek N J 2010 *Ph. D. Dissertation* (Michigan: University of Michigan)
- [7] Yu H Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 047502 (in Chinese) [于红云 2014 物理学报 **63** 047502]
- [8] 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]
- [9] Swati M, Iswar C M, Tasawar H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104701
- [10] Bityurin V A, Bocharov A N 2011 AIAA 2011-3463
- [11] Bityurin V A, Bocharov A N 2014 AIAA 2014-1033
- [12] Bisek N J, Gosse R, Poggie J 2013 *J. Spacecraft Rockets* **50** 927
- [13] Fujino T, Matsumoto Y, Kasahara J, Ishikawa M 2007 *J. Spacecraft Rockets* **44** 625
- [14] Yoshino T, Fujino T, Ishikawa M 2010 *41 st Plasmadynamics and Lasers Conference* Chicago, Illinois, June 1–28, 2010.
- [15] Cristofolini A, Borghi C A, Neretti G, Battista F, Schettino A, Trifoni E, Filippis F D, Passaro A, Baccarella D 2012 *18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference Tours* France, September 24–28 2012, AIAA 2012-5804
- [16] Gulhan A, Esser B, Koch U, Siebe F, Riehm J, Giordano D 2009 *J. Spacecraft Rockets* **46** 274
- [17] Lei Y Z 1991 *Axisymmetric Coil Magnetic Field Computation* (Beijing: China Measurement Publication) pp65–70 (in Chinese) [雷银照 1991 轴对称线圈磁场计算 (北京: 中国计量出版社) 第 65—70 页]
- [18] Lü H Y, Lee C H 2010 *Sci. China: Tech. Sci.* **40** 496 (in Chinese) [吕浩宇, 李椿萱 2010 中国科学: 技术科学 **40** 496]
- [19] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (New York: Springer-Verlag)
- [20] Miller C G 1984 NASA-TP-2334

Analysis of the magnetohydrodynamic heat shield system for hypersonic vehicles*

Li Kai[†] Liu Wei-Qiang

(College of Aerospace Science and Engineering, NUDT, Changsha 410073, China)

(Received 16 September 2015; revised manuscript received 19 November 2015)

Abstract

During hypersonic flight, the weakly-ionized plasma layer post shock can be utilized for flow control by externally applying a magnetic field. The Lorentz force, which is induced by the interaction between the ionized air and the magnetic field, decelerates the flow in the shock layer. Consequently, the thickness of the shock layer is increased and the convective heat flux can be mitigated. This so-called magnetohydrodynamic (MHD) heat shield system has been proved to be effective in heat flux mitigation by many researchers.

Different from the dipole magnet conventionally used in previous researches on MHD heat shield, a normal columned solenoid-based MHD thermal protection system model is built in this paper. The present numerical analysis is mainly based on the low magneto-Reynolds MHD model, which neglects the induction magnetic field. Hall effect and the ion-slip effect are also neglected here because an insulating wall is assumed. With these hypothesis, a series of axisymmetric simulations on the flow field of Japanese Orbital Reentry Experimental Capsule (OREX) are performed to analyze the influence of different externally applied magnetic fields on the efficiency of MHD thermal protection. First, based on the dipole magnet field, the influence of magnetic induction density is analyzed. Second, differences between the efficiency of MHD thermal protection under three types of magnetic field, namely dipole magnet, solenoid magnet, and uniform magnet field are compared. Finally, the influence of the geometric parameters of solenoid magnet on the MHD thermal protection is analyzed. Results show that, saturation effect exists in the process of MHD heat flux mitigation and it confines the effectiveness of MHD heat shield system. Thermal protection capabilities under three types of magnetic field are ranked from weak to strong as dipole magnet, solenoid magnet, and uniform magnet field. Under the same magnetic induction intensity at the stagnation point, first, the increase of solenoid radius improves its effectiveness in MHD thermal protection; second, the influence of solenoid length on the efficiency of MHD thermal protection is weak, indicating that the solenoid length can be optimized with the remaining two factors, namely the exciting current density and the total weight of solenoid magnet. Finally, the closer distance between the solenoid and stagnation point has negative influence on MHD thermal protection for the stagnation and the shoulder area of the reentry capsule.

Keywords: MHD flow control, hypersonic vehicle, thermal protection, solenoid magnet

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

DOI: 10.7498/aps.65.064701

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 13JJ2002), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90916018).

† Corresponding author. E-mail: LiKai898989@126.com