航 空 学 报
Acta Aeronautica et Astronautica Sinica

Dec. 25 2022 Vol. 43 No. S2
ISSN 1000-6893 CN 11-1929/V

http://hkxb.buaa.edu.cn hkxb@buaa.edu.cn

引用格式：罗凯，汪球，李进平，等. 基于高温真实气体效应的双锥磁流体流动控制[J]. 航空学报，2022，43(S2)：727718. LUO K，WANG Q，LI J P，et al. Magnetohydrodynamic flow control of double-cone under high temperature real gas effect[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica，2022，43(S2)：727718 (in Chinese). doi：10.7527/S1000-6893.2022.27718

基于高温真实气体效应的双锥磁流体流动控制

罗凯[1]，汪球[1,*]，李进平[1]，赵伟[1,2]

1. 中国科学院 力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室，北京 100190
2. 中国科学院大学 工程科学学院，北京 100049

摘 要：磁流体流动控制作为一种主动流动控制技术，通过外加磁场影响强激波后的等离子体流场运动，可有效改善高超声速飞行器的气动性能。通过数值模拟方法研究不同磁感应强度、磁体位置对双锥模型绕流流动结构及流场内关键参数分布的影响机理和规律。结果表明偶极子磁场下随磁感应强度增加，逆流向洛伦兹力始终主导流场内的三波点位置、分离区大小及壁面热流和压力的峰值状态，同时洛伦兹力的存在还将改变激波后电子密度分布；磁体位置前移时，洛伦兹力的分量及峰值位置的变化会导致其对分离激波的作用加强，这有利于进一步控制分离区结构及壁面热流和压力的分布。

关键词：磁流体；流动控制；双锥流动；高温真实气体效应；洛伦兹力

中图分类号：V411.3 **文献标识码**：A **文章编号**：1000-6893(2022)S2-727718-13

新一轮的高超声速技术对飞行器在“极端”环境和“极端”动力条件下的飞行提出了新的挑战，它面临降热、减阻、控制、通讯等一系列难题。对于包含高温真实气体效应的高超声速飞行，激波后的高温气体形成了弱导电性的等离子体流场，电离的气体环境为磁场的应用提供了直接的“工作”环境，磁场影响离子和电子的运动规律，进而可有效改善飞行器的气动性能。磁流体流动控制在飞行器气动力操控、气动热环境管理、“电磁舵面”飞行姿态控制、磁流体发电和电磁窗口减弱黑障等方面均具有广阔的应用前景[1]。

磁流体控制技术早在20世纪50年代即被提出[2-3]，但早期受限于高强磁铁技术的应用，磁场流动控制技术进展缓慢。近年来随超导材料及电磁技术的发展，磁场对高超声速流动控制的研究重新引起了较大的研究热潮，已在理论、试验及数值模拟等方面取得了一定进展。Poggie和Gaitonde[4]在2002年利用理想的边界层理论与数值模拟相结合的方法讨论了磁场作用下的驻点热流变化规律；Otsu[5]、Fujino[6]等利用数值方法研究了再入飞行器在不同飞行高度及不同磁场强度下的磁流体控制效果，分析了磁场强度对驻点热流的影响，计算结果表明在再入高度为70 km时施加强度为2 T的磁场能使驻点热流降幅超过50%，热防护效果显著；2009年Gülhan等[7]首次采用红外热相仪的方法测量球头模型表面温度和热流，结果表明施加外磁场后模型表面热流环境得到了明显改善，其选择的两类模型热流可分别降低46%和85%。

综合来看，目前磁流体流动控制技术的研究

收稿日期：2022-06-30；**退修日期**：2022-07-27；**录用日期**：2022-08-17；**网络出版时间**：2022-09-01 13:18
网络出版地址：https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2022/V43/IS2/727718
基金项目：国家自然科学基金(12072352)；中国科学院青年创新促进会项目(2021020)
* **通信作者**. E-mail: wangqiu@imech.ac.cn

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

主要针对球、柱等典型钝头模型，但在高超声速领域飞行器除在头部强激波后会产生严重的热烧蚀现象外，激波/边界层作用下的局部峰值热流破坏也是高超声速飞行的研究重点，尤其对于高焓流动来说激波/边界层相互作用导致的局部热点问题更加突出且不易预测，Davis 和 Sturtevant[8]、洪启臻[9]在对高焓流场内激波/边界层干扰现象的研究中指出，分离长度、热化学非平衡效应及流动分离引起的不稳定性等多种因素均会造成局部峰值热流变化，这对该类飞行器的热防护提出了极高的要求。基于此，目前有学者采用多种方法对激波/边界层干扰进行控制，包括利用电弧放电等离子体激励[10]、喷流干扰[11]等影响干扰区参数的分布，将磁流体流动控制应用至激波/边界层干扰作为一种新控制思路也引起了研究者们的兴趣，Nagata 等[12]将该技术应用至双锥模型流动中，分析了施加磁场后的分离区及驻点热流变化规律，验证了磁流体流动控制在复杂流场下的可行性，但对于磁场在流场内的控制机理并没有深入分析。另外对于强非平衡的流动结构，靳鹏[13]分析认为流场内激波前后的热化学反应状态对流动结构存在显著影响。磁流体流动控制的作用效果与流场内的组分分布状态相关，当流动结构改变后磁场作用下热化学反应状态与电磁力控制的耦合及其对流动结构的影响规律值得深入分析。

高超声速条件下双锥模型流场包含激波/激波相互作用、激波/边界层相互作用、流动分离等诸多复杂的流动现象，也是高超声速高温非平衡流研究的典型流动模型。本文深入分析磁场流动控制下的双锥模型流场特性，通过改变磁场的强度和分布位置研究其对分离结构的影响规律。

1 计算方法和物理模型

1.1 计算方法

1.1.1 控制方程

低磁雷诺数简化假设下可将流体力学与电磁场方程解耦计算，在考虑磁场后给出高温真实气体效应下的轴对称磁流体（Magnetohydrodynamics，MHD）控制方程：

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial y}+\frac{1}{y}\boldsymbol{H}=\frac{\partial \boldsymbol{E}_{\mathrm{v}}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{F}_{\mathrm{v}}}{\partial y}+\frac{1}{y}\boldsymbol{H}_{\mathrm{v}}+\boldsymbol{S}_{\mathrm{Flow}}+\boldsymbol{S}_{\mathrm{MHD}} \tag{1}$$

式中：$\boldsymbol{Q}$ 为守恒变量；t 为时间；$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{F}$ 分别为轴向和径向的对流通量；x 和 y 分别为轴向和径向坐标；$\boldsymbol{E}_{\mathrm{v}}$ 和 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{v}}$ 分别为轴向和径向的黏性通量；$\boldsymbol{H}$ 和 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{v}}$ 为轴对称假设引起的修正项；$\boldsymbol{S}_{\mathrm{Flow}}$ 为振动源项；$\boldsymbol{S}_{\mathrm{MHD}}$ 为电磁场源项。这些矢量矩阵分别表示为[14-15]

$$\begin{cases}
\boldsymbol{Q}=\left[\rho_s,\rho u,\rho v,\rho e_{\mathrm{t}},\rho e_{\mathrm{v}}\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{E}=\left[\rho_s u,\rho u^2+p,\rho uv,(\rho e_{\mathrm{t}}+p)u,\rho e_{\mathrm{v}}u\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{F}=\left[\rho_s v,\rho uv,\rho v^2+p,(\rho e_{\mathrm{t}}+p)v,\rho e_{\mathrm{v}}v\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{H}=\left[\rho v,\rho uv,\rho v^2,(\rho e_{\mathrm{t}}+p)v,\rho e_{\mathrm{v}}v\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{E}_{\mathrm{v}}=\left[j_{\mathrm{D}x,s},\tau_{xx},\tau_{xy},u\tau_{xx}+v\tau_{xy}-q_x,q_{\mathrm{v},x}\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{F}_{\mathrm{v}}=\left[j_{\mathrm{D}y,s},\tau_{xy},\tau_{yy},u\tau_{yx}+v\tau_{yy}-q_y,q_{\mathrm{v},y}\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{H}_{\mathrm{v}}=\left[j_{\mathrm{D}y,s},\tau_{xy}-\frac{2}{3}y\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu v}{y}\right),\tau_{yy}-\tau_{\theta\theta}-\right.\\
\quad\left.\frac{2}{3}\cdot\frac{\mu v}{y}-\frac{2}{3}y\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu v}{y}\right),u\tau_{yx}+v\tau_{yy}-\frac{2}{3}\cdot\frac{\mu v^2}{y}-\right.\\
\quad\left.\frac{2}{3}y\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu v^2}{y}\right)-\frac{2}{3}y\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu uv}{y}\right)-q_y,q_{\mathrm{v},y}\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{S}_{\mathrm{Flow}}=\left[\dot{\omega}_s,0,0,0,S_{\mathrm{v}}\right]^{\mathrm{T}}\\
\boldsymbol{S}_{\mathrm{MHD}}=\left[0,(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B})_x,(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B})_y,\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E},\frac{\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{J}}{\sigma}\right]^{\mathrm{T}}
\end{cases} \tag{2}$$

式中：$s=1,2,\cdots,n_{\mathrm{s}}$，其中 n_{s} 为混合气体中的组分个数；ρ 和 ρ_s 分别为混合气体和组分 s 的密度；$j_{\mathrm{D}x,s}$ 和 $j_{\mathrm{D}y,s}$ 分别为 x 和 y 方向上的扩散通量，$j_{\mathrm{D}x,s}=\rho D_s X_{sx}$，$j_{\mathrm{D}y,s}=\rho D_s X_{sy}$，其中 D_s 为组分 s 的扩散系数，X_{sx} 和 X_{sy} 分别为 x 和 y 方向的质量分数梯度；u 和 v 分别为轴向和径向速度；p 为压力；e_{t} 为单位质量混合气体的总能；τ_{xx}、τ_{xy}、τ_{yx}、τ_{yy} 和 $\tau_{\theta\theta}$ 为剪切应力项；e_{v} 为单位质量混合气体的振动能；μ 为黏性系数；$\dot{\omega}_s$ 为 s 组分的质量生成率；S_{v} 为振动源项；$\boldsymbol{J}$ 为电流密度；$\boldsymbol{B}$ 为磁感应强度；σ 为电导率；q_x、q_y 和 $q_{\mathrm{v},x}$、$q_{\mathrm{v},y}$ 分别为 x、y 方向上的总热流和振动热流，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

真实气体效应下的热流需考虑组分扩散项带来的影响，表达式为

$$\begin{cases} q_x = k\dfrac{\partial T}{\partial x} + k_{\mathrm{v}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{v}}}{\partial x} + \sum_{s=1}^{n_s} h_s j_{\mathrm{D}x,s} \\ q_y = k\dfrac{\partial T}{\partial y} + k_{\mathrm{v}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{v}}}{\partial y} + \sum_{s=1}^{n_s} h_s j_{\mathrm{D}y,s} \\ q_{\mathrm{v},x} = k_{\mathrm{v}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{v}}}{\partial x} + \sum_{s=\mathrm{mol}} e_{\mathrm{v}s} j_{\mathrm{D}x,s} \\ q_{\mathrm{v},y} = k_{\mathrm{v}}\dfrac{\partial T_{\mathrm{v}}}{\partial y} + \sum_{s=\mathrm{mol}} e_{\mathrm{v}s} j_{\mathrm{D}y,s} \end{cases} \tag{3}$$

式中：k为平动、转动的热传导系数；k_{v}为振动的热传导系数；T和T_{v}分别为平动和振动温度；h_s为组分s的焓值；mol为分子组分；$e_{\mathrm{v}s}$为组分s的振动能量。

由式(2)可看出动量方程增加了电磁力$\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}$，能量方程中则需增加考虑电磁后的电磁能量源项$\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E}$，电磁能量源项可展开为流动功与耗散焦耳热之和：

$$\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E} = (\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B})\cdot\boldsymbol{U} + \frac{1}{\sigma}\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{J} \tag{4}$$

式中：$\boldsymbol{U}$为合速度矢量。

忽略霍尔效应、离子滑移效应及双极效应带来的影响，电磁能量源项退化为0，此时流动功全部转化为焦耳热耗散，即$\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E}=0$。流场中的电流$\boldsymbol{J}$可以由欧姆定律求得：

$$\boldsymbol{J} = \sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B}) \tag{5}$$

式(5)中电导率简化为标量，轴对称流动结构下激波层内的感应电流密度分布只有周向分量J_θ分布：

$$J_\theta = \sigma(uB_y - vB_x) \tag{6}$$

式中：B_x和B_y分别为x和y方向磁感应强度分布。

在二维轴对称模型假设下，采用7组分(N_2、O_2、N、O、NO、NO^+、e^-)、18个基元反应的Dunn-Kang化学反应模型进行计算[16]。考虑热非平衡双温模型[17]，当流动处于热力学非平衡时，由于弹性和非弹性产生的能量交换模式主要有平动-振动能量交换、振动-振动能量交换、平动-电子能量交换和振动-电子能量交换[14]。反映流场内气体输运特性的黏性系数、热传导系数及扩散系数等采用Blottner等[18]与Wilke[19]发展的半经验公式计算。

1.1.2 电导率模型

流场内的电导率直接影响磁流体控制效果，尤其是在高超声速飞行过程中，由于飞行速度的提高，流场内电导率的分布会受流场结构和气动加热的影响，很难一次或多次通过试验测量整体得到，需通过合适的计算模型提供可靠的电导率分布。采用电离组分迁移碰撞的电导率模型[20]评估流场中的电导率分布，该模型是基于分子运动碰撞理论的，考虑电子、离子在等离子体中碰撞和迁移得到混合气体电导率。利用有效动量传输碰撞频率进行计算，该方法依赖于玻尔兹曼方程解的拟合曲线。相比于传统拟合经验公式方法，该模型更贴近于等离子体混合气体导电作用机理，还能综合考虑混合气体的物理状态分布等多种因素，拟合碰撞频率电导率模型为

$$\sigma = \frac{n_{\mathrm{e}} e^2}{m_{\mathrm{e}} \sum_{s\neq \mathrm{e}} v_{\mathrm{e},s}^m} \tag{7}$$

式中：n_{e}为电子数密度；m_{e}为电子质量；e为电子电荷；$v_{\mathrm{e},s}^m$为电子与气体s组分的有效动量传输碰撞频率，其表达式可写为

$$v_{\mathrm{e},s}^m = \begin{cases} \dfrac{4}{3}\sigma_{\mathrm{e},s}^m n_s \sqrt{\dfrac{8k_{\mathrm{b}}T_{\mathrm{v}}}{\pi m_{\mathrm{e}}}} & s = \mathrm{ions} \\ 6\pi\left(\dfrac{e^2}{12\pi\varepsilon_0 k_{\mathrm{b}} T_{\mathrm{v}}}\right)^2 \ln\left[12\pi\left(\dfrac{\varepsilon_0 k_{\mathrm{b}}}{\mathrm{e}^2}\right)^{1.5}\sqrt{\dfrac{T_{\mathrm{v}}^3}{n_{\mathrm{e}}}}\right]\cdot \\ \qquad n_s\sqrt{\dfrac{8k_{\mathrm{b}}T_{\mathrm{v}}}{\pi m_{\mathrm{e}}}} & s \neq \mathrm{ions} \end{cases} \tag{8}$$

式中：k_{b}和ε_0分别为玻尔兹曼常数和真空介电常数；$\sigma_{\mathrm{e},s}^m$为电子与中性离子的有效能量碰撞截面，可根据拟合曲线得

$$\sigma_{\mathrm{e},s}^m = a_s + b_s T_{\mathrm{v}} + c_s T_{\mathrm{v}} \tag{9}$$

式中：a_s、b_s、c_s为拟合系数，具体可参照文献[14]。

1.1.3 数值方法

采用有限差分方法对控制方程进行离散求解，其中对流项离散采用AUSMPW+格式(Advection Upstream Splitting Method by Pressure-Based Weight Functions)[21]，黏性项离散采用中心差分格式，时间离散为LU-SGS

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(Lower-Upper Symmetric Gauss Seidel)隐式方法[22]。同时采用基于MPI(Message Passing Interface)模型的二维热化学非平衡流并行计算方法,并行程序通过多网格块之间的界面信息交互实现主程序对各子区域计算数据的收集及归约操作。

1.1.4 计算方法验证

首先按文献[23]中的双锥试验结果对高焓流动下双锥计算方法进行验证,试验是在美国卡尔斯本大学布法罗研究中心(CUBRC)的膨胀管风洞中开展的,按本文计算方法得到的壁面热流和压力曲线与试验结果[23]的对比如图1所示,可看出数值模拟结果与试验结果吻合较好,数值模拟中流动分离的结构也能与试验中的结果基本对应,表明本文的计算方法对双锥模型中的复杂流动是适用的。

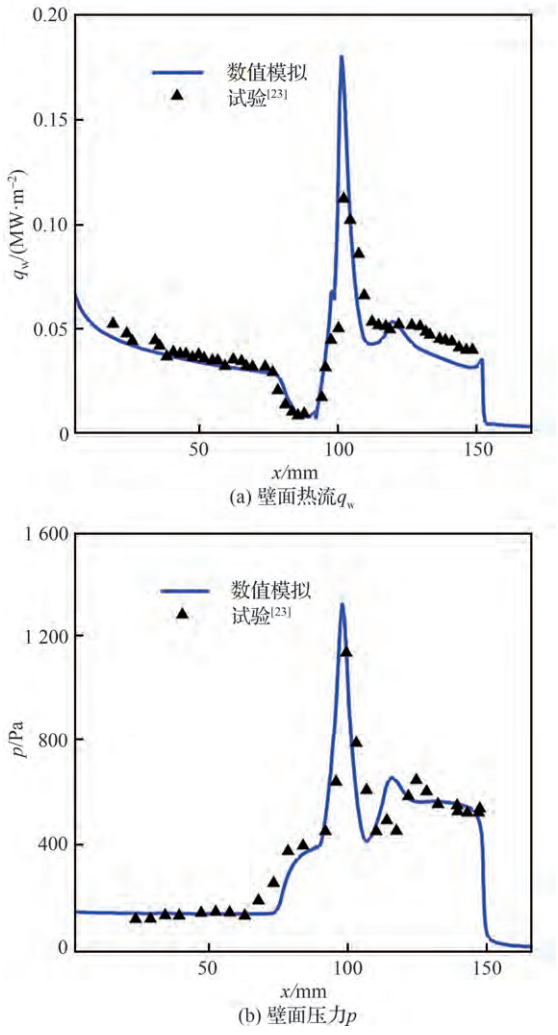

图1 数值模拟结果与CUBRC试验结果[23]对比

Fig. 1 Comparison between numerical simulation results and CUBRC experimental results[23]

1.2 物理模型

图2为双锥模型中磁流体流动控制示意图,通过在双锥模型内部布置磁体可改变激波后的等离子体流动结构,从而实现对流场参数的有效控制,这就是磁流体流动控制的思路。

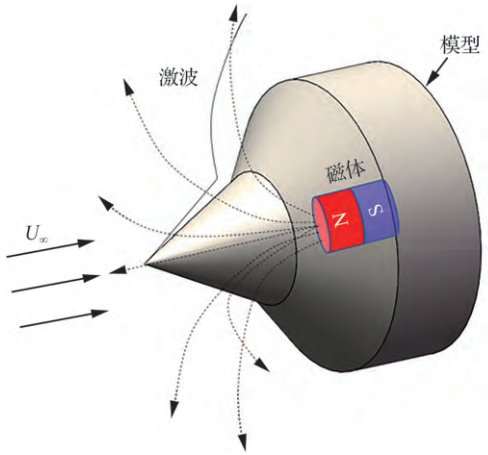

图2 双锥模型的磁流体流动控制

Fig. 2 Magnetohydrodynamic flow control of double cone model

计算所选的双锥模型几何尺寸为25°/55°双锥,如图3所示,双锥为尖前缘,前半锥角为25°,后半锥角为55°,模型总长度为0.011 7 m,最大半径为0.01 m,保证计算域在出口边界处始终满足超声速条件。

数值模拟结果已进行网格无关性验证,图4为不同网格尺寸得到的计算结果,可见当网格数为251×101时能满足计算要求,流向网格在前锥和后锥的交点处进行加密,法向网格在壁面附近加密。选取的来流参数如表1[8]所示。磁场布置如图5所示,图中B为磁感应强度,选取磁偶极子磁场作用于流场中,可表示为

$$\boldsymbol{B}=\frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{3r(r\boldsymbol{m})-r^2\boldsymbol{m}}{r^5} \tag{10}$$

式中:μ_0为真空磁导率;r为以磁体的中心位置为坐标原点的变量,磁体的中心位置表示为(x_m,

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

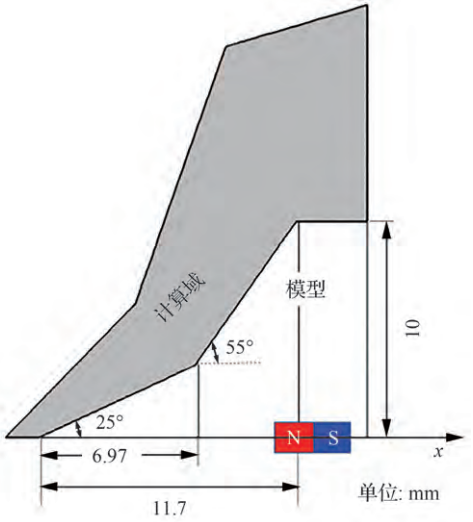

图3 双锥计算模型

Fig. 3 Double cone computational model

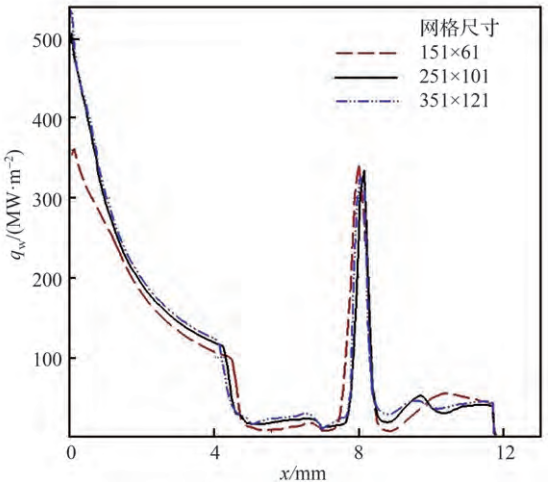

图4 网格无关性验证

Fig. 4 Grid-independence verification

0)；控制磁场强度的变量 $\boldsymbol{m}$ 可表示为

$$\boldsymbol{m}=[-F_{\mathrm{m}}m_0,0]^{\mathrm{T}} \tag{11}$$

式中：F_{m} 为无量纲参数；m_0 为与磁场位置相关的

表1 自由来流参数[8]

Table 1 Freestream parameters[8]

参数	数值
u/(km·s^{-1})	12.07
T/K	6 114
Ma	5.68
p/kPa	7.221
ρ/(kg·m^{-3})	0.002 5

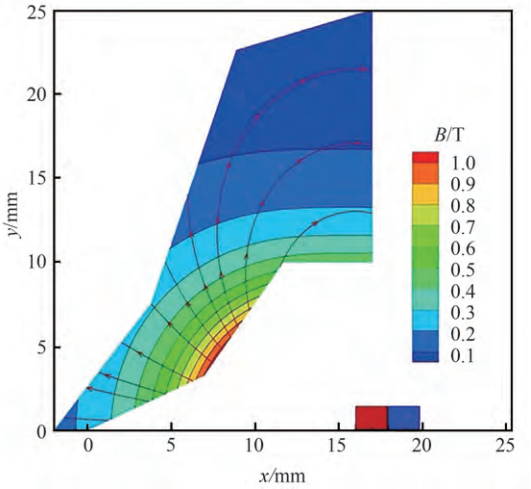

图5 $F_{\mathrm{m}}=1$ 时的磁场分布

Fig. 5 Magnetic field distribution at $F_{\mathrm{m}}=1$

控制变量。

通过调整 m_0 控制磁场在双锥肩点处的磁场强度，如控制 m_0 使其满足当 $F_{\mathrm{m}}=1$、$x_{\mathrm{m}}=0.016$ m 时双锥肩点处的磁感应强度 $B=1$ T。选取 $F_{\mathrm{m}}=0\sim1$、$x_{\mathrm{m}}=0.01\sim0.02$ m 的不同状态分析不同磁感应强度和磁体位置对流动分离结构及壁面参数的影响。

2 结果与分析

2.1 磁感应强度的影响

图6为典型双锥模型流场结构，可见25°楔面前会产生一道贴近物面的斜激波，55°的第2楔会产生第2道激波，第2道强激波后由于温度、压力较高，振动能开始激发，气体组分发生离解、电离并出现较大的亚声速区，此时前缘激波和脱体激波的相互作用（激波/激波相互作用）产生了复杂的波系结构，当波后压力大时逆压梯度前传就导致了图6中的分离结构。分离激波与脱体激波相互作用形成的三波点位置会投射出一道激波到壁面处，该激波作用至壁面处后会产生较高的热流，如图1所示的壁面热流、压力分布就存在明显的峰值。对于飞行器来说，较高的热流峰值会对飞行器局部造成严重破坏，从而影响飞行安全。

图7为磁场布置在 $x_{\mathrm{m}}=0.016$ m 时不同磁感应强度下的压力分布云图，可见在施加磁场后磁

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

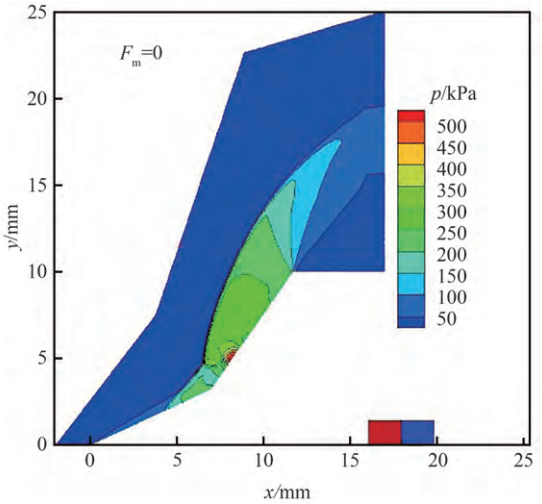

图6 无磁场状态的压力分布云图

Fig. 6 Contour diagram of pressure distribution without magnetic field

场对双楔模型的分离结构产生明显控制作用。磁场强度越大，分离区区域的增大越明显，三波点位置也会逐渐向远离壁面的方向移动，且由于分离激波与再附激波逐渐远离壁面，也会对壁面的热流分布造成影响。图8为不同磁场强度下的壁面热流和压力分布，可看出分离区增加导致壁面处低热流区延长，同时由于三波点向上游的移动，透射激波到达壁面处的强度改变，壁面峰值热流及峰值压力下降，且峰值位置也将向下游位置移动。

结合流场内的洛伦兹力分布进一步对流动结构及壁面参数的变化进行解释，选取F_m=0.5的工况进行说明。图9(a)为该工况下洛伦兹力F_L的分布状态，可看出偶极子磁场的加入将导致流场内洛伦兹力的出现，洛伦兹力主要分布在分离激波、脱体激波及分离区之间，其中洛伦兹力峰值接近三波点靠下游位置。洛伦兹力F_L整体指向对称轴方向，可表示为

$$F_L = \sigma u B^2 \sin\theta_{uB} \tag{12}$$

式中：θ_{uB}为流体介质的运动方向与磁感应方向间的夹角。

根据式(12)中的定义，影响洛伦兹力分布的参数除流场内电导率分布外，流体介质的运动速度、磁感应强度及它们之间的夹角也将影响洛伦兹力。在前锥位置处由于斜激波的强度较弱，产生的电离环境十分有限，电导率往往较小，如

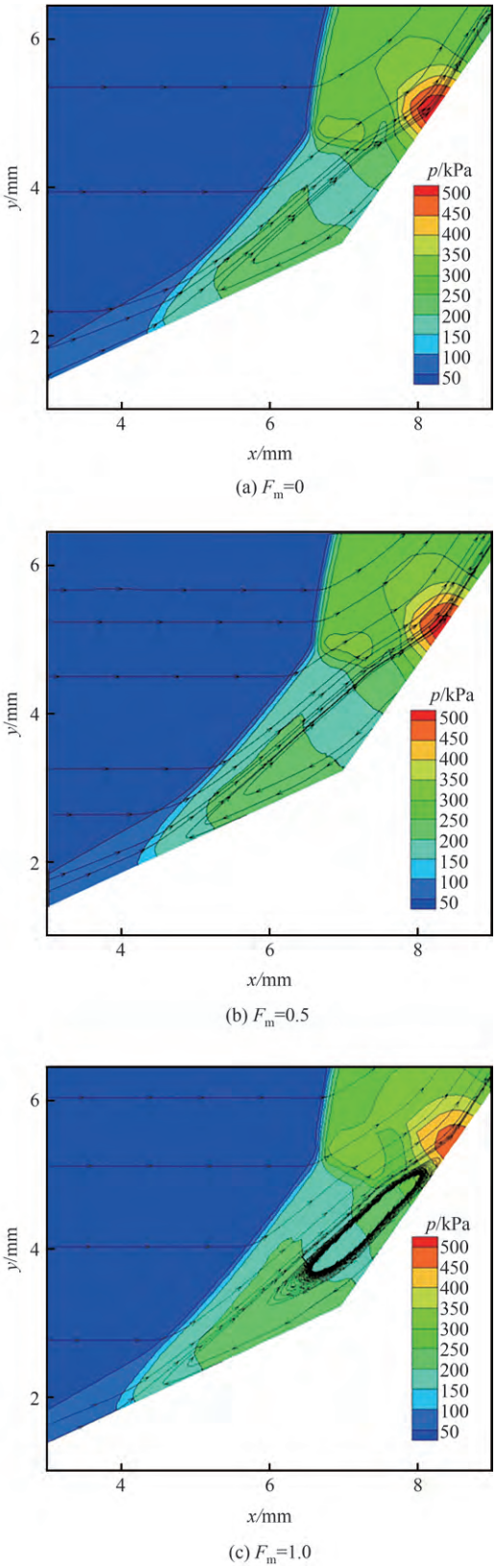

图7 不同磁场强度下的分离区结构分布云图

Fig. 7 Contour diagram of separation zone structure distribution under different magnetic intensities

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

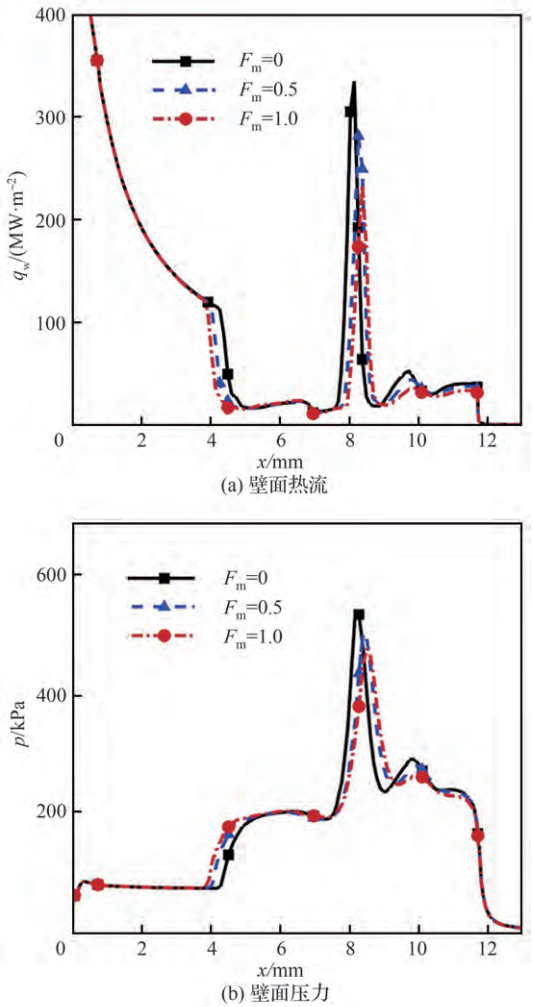

图8 不同磁场强度下参数分布

Fig. 8 Distribution of parameters under different magnetic intensities

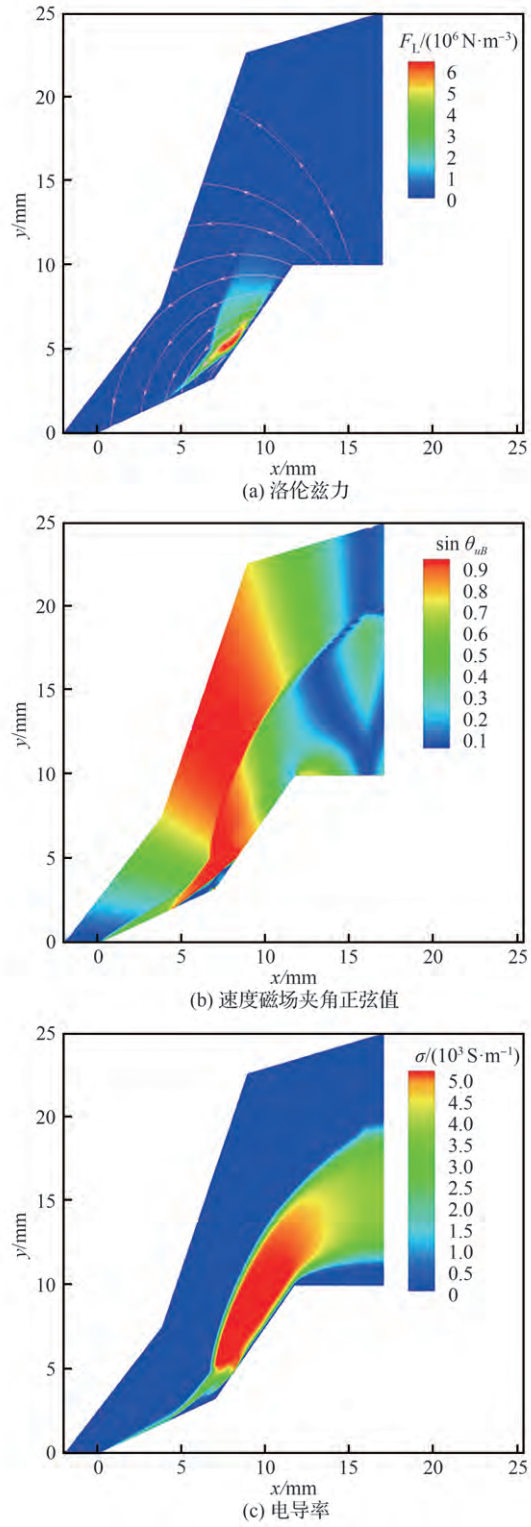

图9 流场内参数分布

Fig. 9 Parameter distributions in flow field

图9(c)所示,且磁感线与流动速度更接近于共线状态,因此不足以产生较大的环向电流,导致斜激波后的洛伦兹力较小,难以对流动产生影响,此时仍以流动的惯性力占主导。但在肩部区域,随分离激波与再附激波的产生,激波后温度急剧上升,电导率也将进一步升高,结合当地流动速度与磁场夹角的正弦分布可知,此区域容易产生更大的洛伦兹力。双锥流场下游区域由于激波强度的衰减,流场内电导率进一步下降,尽管可能出现磁场与流动速度垂直的流动区域,但此时的洛伦兹力仍较小。总体来看在该磁场分布状态下流场内电导率主导了最终洛伦兹力的分布状态。

为进一步分析洛伦兹力对激波/边界层的控制机理,将全场洛伦兹力按当地流动方向及其垂直方向进行分解,则可得关于法向(垂直流向)及

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

逆流向的洛伦兹力分量：

$$\begin{cases} F_{\mathrm{Ln}} = \sigma u B^2 \sin\theta_{uB} \cos\theta_{uB} \\ F_{\mathrm{Lu}} = \sigma u B^2 \sin^2\theta_{uB} \end{cases} \tag{13}$$

容易看出逆流向洛伦兹力主要导致流动减速，而法向洛伦兹力不做功，只会导致流动介质的偏转。

流场内的逆流向洛伦兹力分量的分布基本与洛伦兹力合力分量的分布一致，这表明该磁场分布下的洛伦兹力始终是逆流向洛伦兹力分量占主导，在分离区及再附区附近，由于逆流向洛伦兹力分量导致流动减速，在满足流动截面处质量守恒的条件下，分离激波及脱体激波将向上游移动，以此得到更大的流动区域。法向洛伦兹力分量的分布与逆流向洛伦兹力分量有所不同，如图10(a)所示，再附区内法向洛伦兹力分量指向激波方向，而在分离区域法向洛伦兹力分量主要指向壁面方向，无论是指向壁面还是指向激波方向，其值都远比逆流向洛伦兹力分量小。田正雨[24]在对钝头模型的磁控机理分析中表明，法向洛伦兹力分量对钝头体肩部区域的壁面热流的控制起主导作用，本文的洛伦兹力分布规律一定程度上与这一结论一致，可看出在透射激波附近由于法向洛伦兹力分量的存在，壁面峰值热流将较无磁场状态明显减小，同时这一规律也将随磁场强度的增加而愈发明显。

图11为不同磁场强度下流场内的电子密度分布，可看出电子密度分布与电导率分布状态接近，都是在脱体激波后的区域内出现高电子密度区域，但不同磁场强度下的电子密度分布出现差异。磁场强度越大，流动区域内的电子密度覆盖区域越大，但流场内的峰值电子密度变化不大。由于磁感应强度的增加会导致分离点向上游移动，再附点向下游移动，因此流场内的电子密度分布随磁感应强度增加将整体向下游有所偏移。同时分离激波长度的增加导致经分离激波之后的电离反应区域增加，将有更多的自由电子流向下游。同样地对于其他组分来说，分离激波及脱体激波的结构变化进一步影响流场内的离解及复合反应在下游的反应程度，从而对流动结构产生影响。

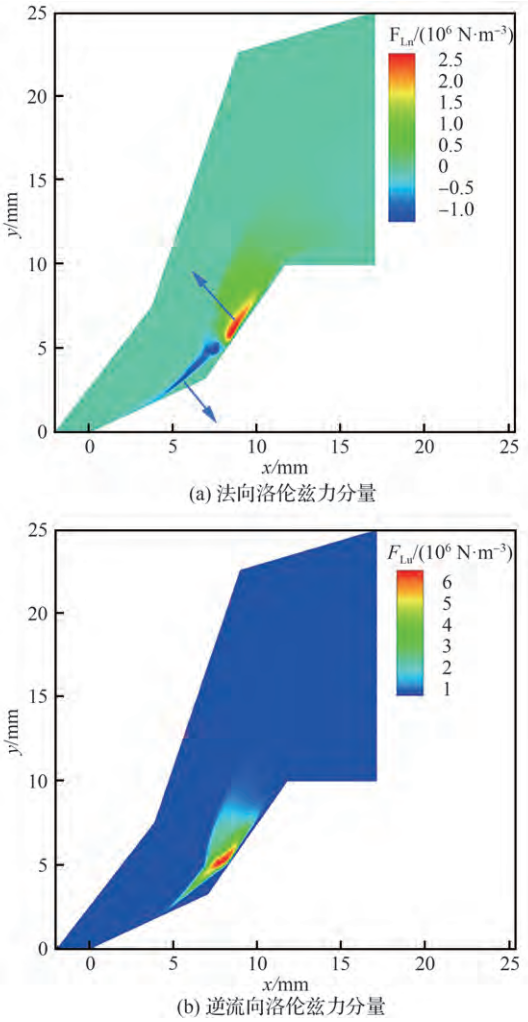

图10 流场内洛伦兹力分量分布

Fig. 10 Distributions of Lorentz force components in flow field

2.2 磁体位置的影响

针对不同的磁场结构，磁场的控制效果也将出现差异，保证在肩部点磁感应强度一致（均为1 T）的前提下，将磁体位置从x_{m}=0.016 m移动至x_{m}=0.010 m，磁场在流场内的分布状态将发生改变，如图12所示，此时洛伦兹力的峰值位置发生变化。图13为磁体安装在x_{m}=0.016 m及x_{m}=0.010 m时局部洛伦兹力F_{L}分布状态，可看出洛伦兹力峰值将从三波点靠近下游位置改变至三波点的上游位置，此时流场内的峰值洛伦兹力略有减小。结合电导率及流动速度与磁场夹角余弦变化进一步分析洛伦兹力的变化规律，如图14所示，将磁场位置前移对全场电导率状态分

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

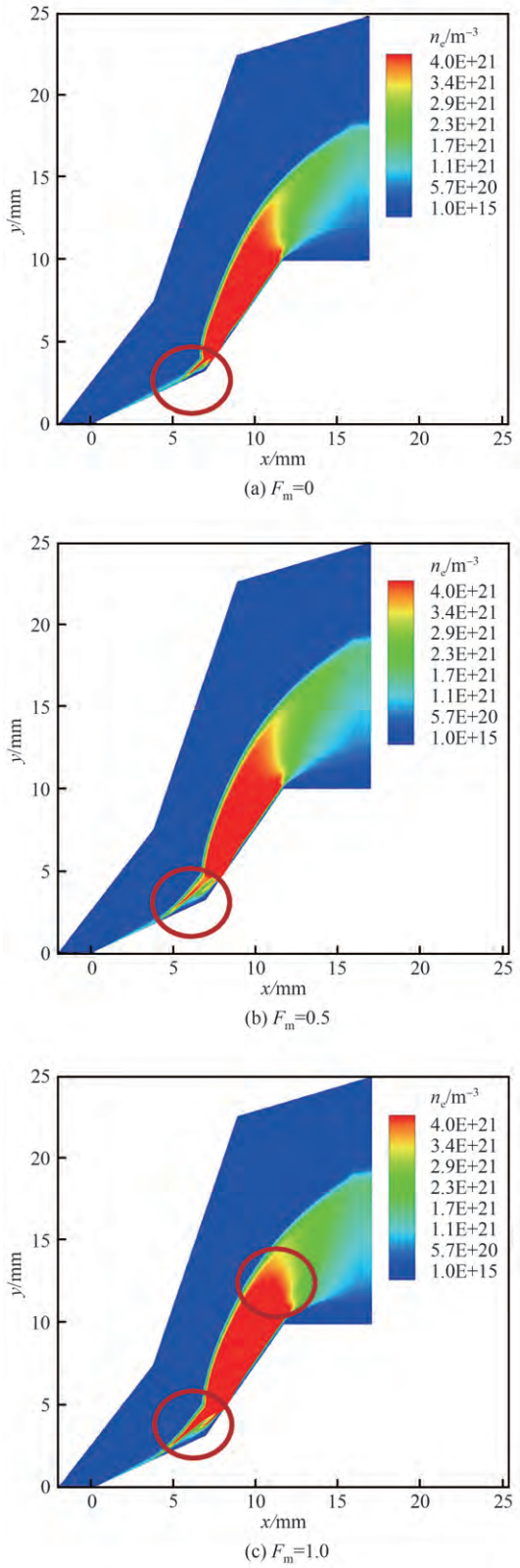

图 11 不同磁场强度下的电子密度分布

Fig. 11 Electron density distributions under different magnetic intensities

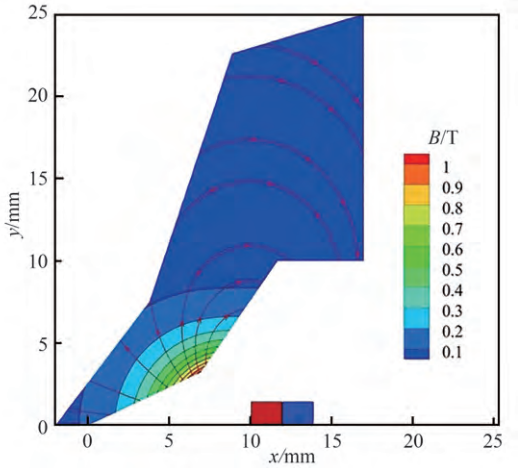

图 12 x_m=0.010 m时的磁场分布

Fig. 12 Magnetic field distribution at x_m=0.010 m

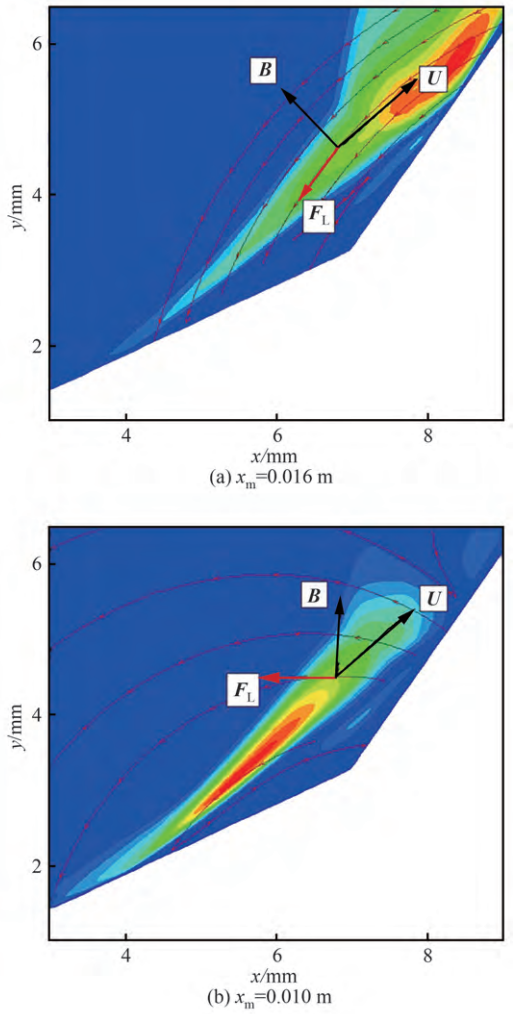

图 13 不同磁场位置处的洛伦兹力分布

Fig. 13 Lorentz force distributions at different magnetic field positions

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

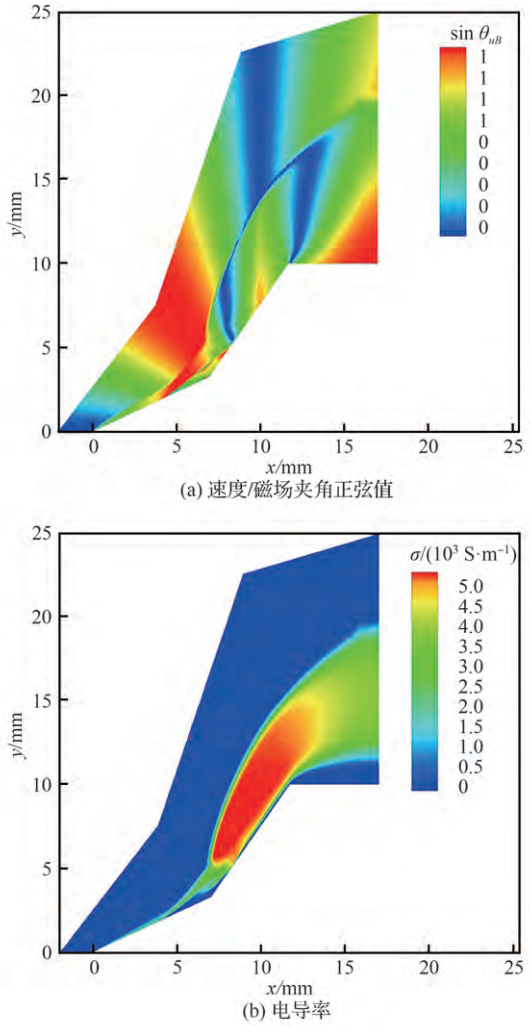

图14 不同磁场位置处的流场内参数分布

Fig. 14 Parameter distributions in flow field at different magnetic field positions

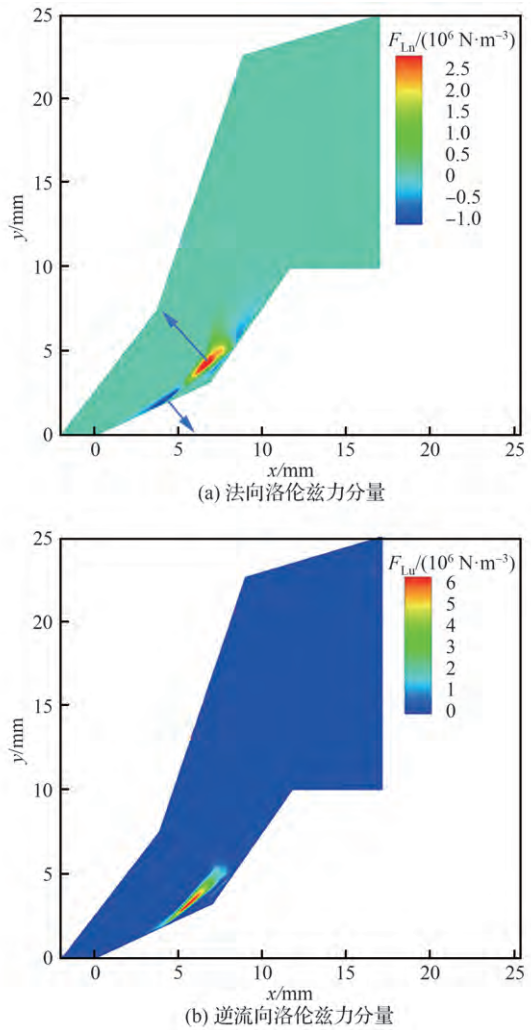

图15 x_m=0.010 m时流场内洛伦兹力分量分布

Fig. 15 Distributions of Lorentz force components in flow field at x_m=0.010 m

布的影响较小，其主要通过改变磁场与流动介质运动方向之间的夹角进一步影响洛伦兹力的分布状态，与x_m=0.016 m时的夹角余弦分布相比，sin θ_{uB}在x_m=0.010 m时的峰值将往上游方向移动，这也促使了峰值洛伦兹力向分离激波位置处的转移。

如图15所示，虽然x_m=0.010 m时流场内的洛伦兹力峰值位置发生变化，流场内的洛伦兹力合力仍是逆流向洛伦兹力分量占主导，且其分布状态与洛伦兹力合力分布基本一致，但其峰值大小相较于x_m=0.016 m时略有减小。由于流动介质在分离激波处的速度略高于脱体激波后，磁场位置改变后的法向洛伦兹力分量在x_m=0.010 m时略有增加。洛伦兹力分布形式及分布位置的改变对分离结构及壁面峰值热流、压力等都有影响，结合图16可看出洛伦兹力对分离激波的控制作用明显优于对脱体激波的控制效果，在x_m=0.010 m时能得到更大的分离区、更低的壁面峰值热流及压力。分析其原因是洛伦兹力对上游强度较弱分离激波的控制会比控制脱体激波更容易，且指向激波方向的法向洛伦兹力分量增加将更有利于分离区结构的增大，分离区结构的增大将导致透射激波长度增加，到达壁面处的强度减弱，因此该位置处对壁面热流的控制效果要比x_m=0.016 m处更好。但洛伦兹力的前移将导致对第二锥面下游的壁面参数控制

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

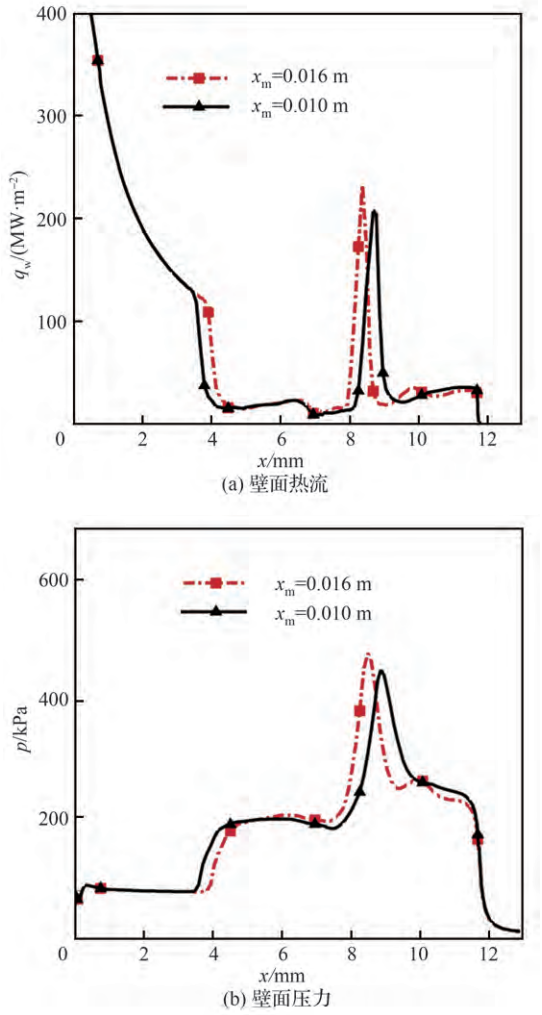

图 16 不同磁场位置处的参数分布

Fig. 16 Parameter distributions at different magnetic field positions

减弱，可看出磁场位置移动至 x_m=0.010 m 时其热流及压力都有少量增加。

3 结 论

采用高温热化学非平衡模型对施加磁场后的激波/边界层干扰流动进行了数值模拟研究，讨论了不同磁感应强度及磁场布置方式对磁流体流动控制效果的影响机理和规律，得到主要结论如下：

1）偶极子磁场分布下随磁感应强度的增加，逆流向洛伦兹力分量的主导作用将导致三波点向上游移动、分离区增大、壁面峰值热流及峰值压力降低。

2）磁感应强度的增加会改变流场内电子密度的分布，也会进一步影响流场内的非平衡状态。

3）洛伦兹力对三波点上游分离激波的控制作用增强，有利于进一步控制分离区结构及壁面峰值热流和压力分布。

参 考 文 献

[1] 罗凯，汪球，李逸翔，等．基于高温气体效应的磁流体流动控制研究进展[J]．力学学报，2021，53(6)：1515-1531.
LUO K，WANG Q，LI Y X，et al. Research progress on magnetohydrodynamic flow control under test conditions with high temperature real gas effect[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics，2021，53(6)：1515-1531 (in Chinese).

[2] BUSH W B. Magnetohydrodynamic-hypersonic flow past a blunt body[J]. Journal of the Aerospace Sciences，1958，25(11)：685-690.

[3] RESLER E L JR，SEARS W R. The prospects for magneto-aerodynamics[J]. Journal of the Aerospace Sciences，1958，25(4)：235-245.

[4] POGGIE J，GAITONDE D V. Magnetic control of flow past a blunt body：Numerical validation and exploration[J]. Physics of Fluids，2002，14(5)：1720-1731.

[5] OTSU H，ABE T，FUNAKI I. Application of electrodynamic heat shield system to super-orbital reentry vehicles [J]. Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences，2006，54(628)：181-188.

[6] FUJINO T，ISHIKAWA M. Numerical simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in Earth reentry flight[J]. IEEE Transactions on Plasma Science，2006，34(2)：409-420.

[7] GÜLHAN A，ESSER B，KOCH U，et al. Experimental verification of heat-flux mitigation by electromagnetic fields in partially-ionized-argon flows[J]. Journal of Spacecraft and Rockets，2009，46(2)：274-283.

[8] DAVIS J P，STURTEVANT B. Separation length in high-enthalpy shock/boundary-layer interaction[J]. Physics of Fluids，2000，12(10)：2661-2687.

[9] 洪启臻．高温热化学非平衡流动的精细模拟研究[D]．北京：中国科学院大学，2022.
HONG Q Z. Study on detailed simulation of high temperature thermochemical nonequilibrium flow[D]. Beijing：University of Chinese Academy of Sciences，2022 (in Chinese).

[10] 张传标，梁华，郭善广，等．高能电弧等离子体激励控制双压缩拐角激波/边界层干扰实验研究[J]．推进技术，2022，43(10)：213-228.
ZHANG C B，LIANG H，GUO S G，et al. Experimental

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

study on double compression ramp shock wave/boundary layer interaction controlled by high-energy streamwise pulsed arc discharge array[J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(10): 213-228 (in Chinese).

[11] 侯淋, 王登攀. 不同喷流对激波/边界层干扰控制特性对比[J]. 气体物理, 2022, 7(3): 38-44.
HOU L, WANG D P. Comparison of shock/boundary interaction control with different types of jets[J]. Physics of Gases, 2022, 7(3): 38-44 (in Chinese).

[12] NAGATA Y, YAMADA K, ABE T. Hypersonic double-cone flow with applied magnetic field[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2013, 50(5): 981-991.

[13] 靳鹏. 高焓风洞中激波边界层相互作用流动的数值重建与机理分析[D]. 长沙: 国防科技大学, 2018.
JIN P. Numerical rebuilding and mechanism analysis of shock/boundary-layer interaction in high-enthalpy tunnel [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2018 (in Chinese).

[14] GNOFFO P, GUPTA R, SHINN J. Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium: NASA TP-2867[R]. Washington, D. C.: NASA, 1989.

[15] LI X D, HU Z M, JIANG Z L. Numerical investigation on the thermal protection mechanism for blunt body with forward-facing cavity[J]. Science China Technological Sciences, 2016, 59(7): 1120-1129.

[16] DUNN M, KANG S. Theoretical and experimental studies of reentry plasmas: NASA CR-2232[R]. Washington, D. C.: NASA, 1973.

[17] PARK C. Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1989, 3(3): 233-244.

[18] BLOTTNER F, JOHNSON M, ELLIS M. Chemically reacting viscous flow program for multi-component gas mixtures: SC-RR-70-754[R]. Albuquerque: Sandia Laboratories, 1971.

[19] WILKE C R. A viscosity equation for gas mixtures[J]. The Journal of Chemical Physics, 1950, 18(4): 517-519.

[20] 丁明松, 刘庆宗, 江涛, 等. 高温气体效应对高超声速磁流体控制的影响[J]. 航空学报, 2020, 41(2): 82-94.
DING M S, LIU Q Z, JIANG T, et al. Impact of high temperature gas effect on hypersonic magnetohydrodynamic control[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(2): 82-94 (in Chinese).

[21] KIM K H, KIM C, RHO O H. Methods for the accurate computations of hypersonic flows: I. AUSMPW+scheme[J]. Journal of Computational Physics, 2001, 174(1): 38-80.

[22] JAMESON A, YOON S. Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations[J]. AIAA Journal, 1987, 25(7): 929-935.

[23] NAGATA Y, WASAI K, MAKINO H, et al. Test flow conditions for the expansion tube experiment[C]// 10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. Reston: AIAA, 2010: 2010-4786.

[24] 田正雨. 高超声速流动的磁流体力学控制数值模拟研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008.
TIAN Z Y. Numerical investigation for hypersonic flow control by magnetohydrodynamics methods[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2008 (in Chinese).

（责任编辑：王娇，王小辰）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Magnetohydrodynamic flow control of double-cone under high temperature real gas effect

LUO Kai[1], WANG Qiu[1,*], LI Jinping[1], ZHAO Wei[1,2]

1. *State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*
2. *School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Abstract: As an active flow control technique, magnetohydrodynamic flow control can effectively improve the aerodynamic performance of hypersonic vehicles by influencing the motion of the plasma flow field after strong excitation through an applied magnetic field. In this paper, the influence of different magnetic induction intensity and magnet positions on the flow structure and distribution of key parameters in the double-cone model are studied by numerical simulation. The results show that the countercurrent Lorentz force always dominates the position of the three wave points, the size of the separation region and the peak value of wall heat flux and pressure in the flow field with the increase of magnetic induction intensity. Meanwhile, the existence of Lorentz force will also change the electron density distribution behind the shock wave. In addition, when the magnet position moves forward, the change of the component and peak position of Lorentz force will strengthen the effect on the separation shock wave, which is conducive to further control the structure of the separation region and the distribution of wall heat flux and pressure.

Keywords: magnetohydrodynamic; flow control; double-cone flow; high temperature gas effect; Lorentz force

Received: 2022-06-30; **Revised**: 2022-07-27; **Accepted**: 2022-08-17; **Published online**: 2022-09-01 13:18
URL: https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2022/V43/IS2/727718
Foundation items: National Natural Science Foundation of China (12072352); The Fundation of Youth Innovation Promotion Association, CAS (2021020)
* **Corresponding author.** E-mail: wangqiu@imech.ac.cn

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net