

文章编号:1000-6893(2010)02-0223-08

MHD 加速器模式磁控进气道的优化设计

郑小梅, 吕浩宇, 徐大军, 蔡国飙

(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191)

Optimization of Accelerator Mode MHD Controlled Inlet

Zheng Xiaomei, Lu Haoyu, Xu Dajun, Cai Guobiao

(School of Astronautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics Beijing 100191, China)

摘要: 为提高超燃冲压发动机进气道在非设计状态下的性能,对磁控进气道进行了研究。采用二维磁流体动力学(MHD)模型对加速器模式的磁控进气道进行了数值模拟和参数优化。分析了电磁作用使空气流率增加的原因,选取了一组优化的设计参数进行数值模拟,确定了磁流体关键参数与进气道主要性能参数的匹配原则。分析表明磁场的大小和方向以及电磁作用的位置对进气道性能有重要影响;唇口附近及上方的电磁作用对增加空气流率起到了关键的作用,磁流体加速器可以显著增加进气道的空气捕获率和压缩比,但由于不可逆效应总压恢复系数会减小。研究结果表明,当飞行马赫数小于设计马赫数时加速器模式的磁控进气道可以提高进气道的性能。

关键词: 超燃冲压发动机; 磁流体动力学; 磁控进气道; 磁流体加速器

中图分类号: V235.21⁺1 **文献标识码:** A

Abstract: a magnetohydrodynamic (MHD)-controlled inlet is adopted in order to improve the scramjet inlet performance in off-design conditions. The two-dimensional MHD controlled inlet in the accelerator mode is numerically simulated, and the influence of some key parameters on the performance of the inlet is analyzed. The results show that the magnitude and direction of magnetic induction and the position of the MHD interaction region have important influence on the performance of the inlet. The analysis shows that the increase of mass capture and pressure is mainly due to the MHD interaction near and up the cowl lip region. A considerable improvement of the inlet air mass capture and pressure rise is obtained while the loss of total pressure is limited to a reasonable extent. It can be concluded that the accelerator mode MHD-controlled inlet can improve the inlet performance when the flight Mach number is lower than the design value.

Key words: scramjet; magnetohydrodynamics; MHD-controlled inlet; MHD accelerator

近年来,磁流体动力学(MHD)技术在高超声速飞行器上的应用越来越受到各航空航天大国的重视,为此开展了一系列理论、数值和实验方面的研究,取得了一定的进展。研究的主要方向包括磁控进气道、磁流体能量旁路超燃冲压发动机、磁流体强化燃烧技术,以及在高超声速飞行器前体应用磁场的作用来控制高热流等。

常规超燃冲压发动机进气道的设计通常设定一个设计马赫数 Ma_d 以满足激波-唇口(Shock-on-Lip, SOL)原则,然而当飞行马赫数 Ma_0 偏离设计马赫数时,发动机性能会急剧降低,从而限制了发动机的工作范围。当飞行马赫数大于设计马赫数时,激波会进入进气道内部并且不断地反射,导致进气道内的气流极不均匀,还会引起边界层分离甚至发动机不启动;当飞行马赫数小于设计

马赫数时,气流在唇口位置产生溢流,导致发动机性能降低。

研究表明,磁控进气道的应用很有可能解决上述难题^[1-3]。当飞行马赫数大于设计马赫数时,可在进气道上游的压缩楔板处安装 MHD 发生器,利用洛伦兹力的减速效应对流体进行控制。文献[4-9]表明该方法可以有效调整激波位置,使激波回到唇口处。当飞行马赫数小于设计马赫数时,可以采用 MHD 发生器模式或 MHD 加速器模式的磁控进气道对流动进行控制。俄罗斯的高超声速系统研究所(HSRI)研究了 MHD 发生器模式的磁控进气道性能^[4-5],所采用的磁场有平行和垂直于流动两个方向的分量。研究结果表明,在一定的磁流体关键控制参数下可使进气道的空气流率增加。美国 Princeton 大学的 M. N. Shneider 等则认为该方法使空气流率增加的原因是进气道唇口附近热能注入和洛伦兹力共

同作用的结果^[10]。同时他们还对 MHD 加速器模式的磁控进气道进行了初步的研究,认为这种模式的磁控进气道不但会使总压减小,而且由于焦耳热反而会使空气流率减小^[10]。得到这样的结论是由于在他们的模型中磁场只有垂直于流动方向的分量,而且没有对电磁作用区域进行合适的选择,只是选取了一组参数进行了计算。

本文对 MHD 加速器模式的磁控进气道进行参数研究,磁场有垂直和平行于流动两个方向的分量。重点研究电磁作用区域和位置的选择以及磁场的方向对磁控进气道性能的影响,并进行优化设计,深入分析 MHD 加速器使流率增加的原因。

1 MHD 加速器模式磁控进气道模型及原理

为了解决飞行马赫数小于设计马赫数时的溢流问题,采用 MHD 加速器模式的磁控进气道。图 1 给出了该类发生器的原理图,其中 \mathbf{u} 为流体的速度向量, \mathbf{B} 为磁感应强度,有垂直和平行于流动的两个方向的分量,由大小 B 和方位角 α 决定。在垂直与 Oxy 平面向外的方向施加电场强度 \mathbf{E} 使该方向上产生电流密度 \mathbf{j} 。磁场作用在电流上产生的洛仑兹力 \mathbf{F}_e , 其分量 $F_{e,x}$ 和 $F_{e,y}$ 分别对流体进行压缩。

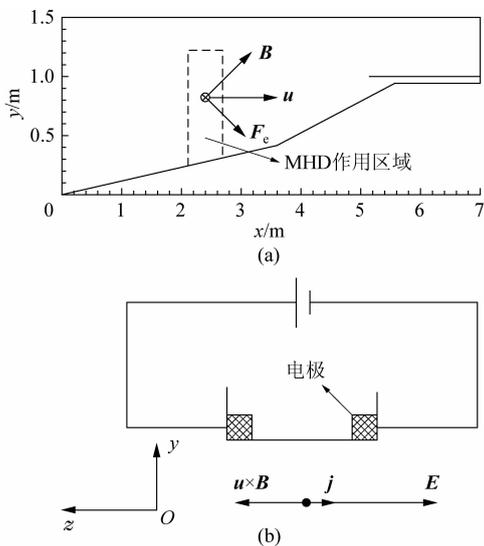


图 1 $Ma_0 < Ma_d$ 时 MHD 加速器模式磁控进气道原理图

Fig. 1 Schematic of MHD-controlled inlet in accelerator mode

MHD 作用区域中的等离子体由非平衡电离提供,本文将采用电子束电离的方法。该方法已

被证实具有能耗小、效率高的特点,并被国外研究广泛使用。电导率和电子密度分别为^[11]

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{e^2 n_e}{m n k_e} \\ n_e &= \sqrt{\frac{q_i}{\omega_i k_{dr}}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中: q_i 为单位时间往单位体积的流体中导入的电离能量,在本文中假设 q_i 为恒定值且均匀分布; e 为单个电子的电量; m 为电子的质量; n 为中性粒子的密度; k_e 为电子扩散率常数,取 $2.0 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$; k_{dr} 为离散结合率常数,取 $1.5 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$; ω_i 为使中性粒子电离所需要的能量,为 34 eV。

2 二维数值计算模型方程

应用于高超声速飞行器的磁控进气道具有很强的三维特性,黏性效应在进气道的设计中有着重要的影响。然而在概念设计和可行性研究阶段,二维无黏模型具有简单快捷的特点,可为下一步的研究提供有力参考。二维无黏磁流体动力学方程组由加入了电磁源项的欧拉方程组、理想气体状态方程、麦克斯韦方程组以及广义欧姆定律所组成。

(1) 欧拉方程组

在忽略磁流体各组分变化的条件下,包含电磁源项的欧拉方程组可写成

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} &= F_{e,x} \\ \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} &= F_{e,y} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(e_i + p)u}{\partial x} + \frac{\partial(e_i + p)v}{\partial y} = E_e \quad (4)$$

式(2)~式(4)分别为质量、动量和能量守恒方程。式中: p 为压力; ρ 为气体密度; F_e 为洛仑兹力,表示外加电磁场对流体微团所施加的电磁力; E_e 为由于电磁作用流体微团和外界的能量交换; $e_i = \rho[c_v T + (u^2 + v^2)/2]$ 为流体的内能,其中, c_v 为比定容热容, u 和 v 分别为流体速度在 x 轴和 y 轴的分量, T 为温度。

(2) 理想气体状态方程

$$p = \rho R T \quad (5)$$

式中: R 为气体常数。

(3) 麦克斯韦方程组

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \frac{e n_e}{\epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中: 磁场强度 $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu$, μ 为磁介质的磁导率; 电位移矢量 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, ϵ 为电介质的介电常数。在应用于高超声速飞行器的磁流体通道中, 流体的速度比光速要小得多, 所以由剩余电荷引起的电位移和电流要比由电磁感应产生的电场和传导电流小得多。这样, 麦克斯韦方程组中所包含的位移电流项 $\partial \mathbf{D}/\partial t$ 可以忽略不计。由于磁控进气道中磁雷诺数 (Rm , 反映磁场的畸变程度^[12]) 很小, 由电流引起的感应磁场比外加磁场小得多, 可以忽略不计, 而且外加磁场往往固定不变, 即 $\partial \mathbf{B}/\partial t = \mathbf{0}$ 。这样, 麦克斯韦方程组可以简化为

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad \text{和} \quad \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

(4) 广义欧姆定律

$$\mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} - \beta (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \alpha_i (\mathbf{j} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})] \quad (7)$$

式中: β 为霍尔参数; α_i 为离子潜行系数。在本文中假设 MHD 通道的电极为理想分段的法拉第电极, 忽略霍尔效应和离子潜行的影响。广义欧姆定律简化为

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

在本文中, 由于假设采用理想分段电极, 且忽略霍尔效应和离子潜行, 电场强度可以表达为

$$\mathbf{E} = -k \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

式中: k 为负载系数, 对于 MHD 加速器 $k > 1$ 。由式(9)求出 \mathbf{E} , 再由式(8)求出 \mathbf{j} 。

同样是由于磁控进气道中剩余电荷极小, 由它引起的电流可以忽略不计, 洛伦兹力可简化为

$$\mathbf{F}_e = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho_e \mathbf{E} \approx \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (10)$$

式中: ρ_e 为剩余电荷密度。

外部电源往 MHD 通道中加入能量的电功率为 $q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$, 这样能量方程中的电磁源项为

$$E_e = q_t + q \quad (11)$$

外部加入的电功率一部分对流体做功, 功率为 $q_t = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$; 一部分转化为焦耳热 $q_j = j^2/\sigma$; 它们之间的关系为 $q = q_t + q_j$ 。对于 MHD 加速

器, 局部电效率定义为 $\eta_{\text{elocal}} = q_t/q$, 可以证明 $\eta_{\text{elocal}} = 1/k$ 。也就是说负载系数越接近于 1, 则局部电效率越大。但是由于技术条件的限制, 加速器的电效率通常不超过 0.8, 也就是说负载系数的取值通常取 $k \geq 1.25$ 。

采用 Fluent 隐式耦合求解器求解, 选取二阶迎风差分格式。电磁参数由 Fluent 的用户自定义函数(UDF)表达和计算; 动量守恒和能量守恒方程中电磁力所表达的项 F_e 和 E_e 由 UDF Define-Source 引入。

3 计算方法的验证

3.1 哈脱曼流动的计算

在原理上, 磁流体发生器内部流动属磁流体哈脱曼流动^[13], 该流动是磁流体力学中具有解析解的重要基本流动之一。因此, 可作为数值方法与计算程序的典型验证算例^[14]。本文的验证算例采用的通道尺寸为 $20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, 三维网格的尺寸为 $20 \times 10 \times 50$, 雷诺数和磁雷诺数分别取为 $Re = 100$ 和 $Rm = 1.5 \times 10^{-4}$ 。在该磁雷诺数下, 感应磁场强度和外加磁场强度的比值只有 10^{-5} 的量级, 因此可以忽略。为使流动充分发展, 采用周期性边界条件。图 2 给出不同哈脱曼数 Ha 下速度型的数值模拟结果和解析解的对比, 显然, 二者完全吻合。

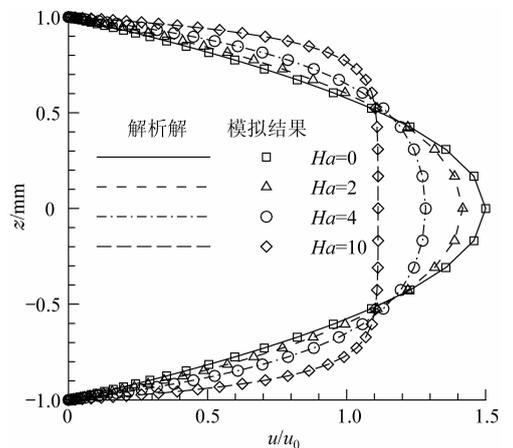


图 2 不同哈脱曼数时速度型的分布

Fig. 2 Velocity profile at different Hartmann numbers

3.2 和实验数据的比较

俄罗斯的 Ioffe 研究所和美国约翰霍普金斯大学合作, 采用稀有气体为工质, 实验证明了采用 MHD 来有效控制激波结构的可能性^[1-3]。由于

实验中的电极压降相当大,因此外加电场的方向必须和电动势方向相同才能使流体明显减速。

采用文献[2]中的参数进行计算以验证本文的计算模型:工质为氮, $Ma_0 = 4.3$, $T_0 = 1\ 550\text{ K}$, $\rho_0 = 6.45 \times 10^{-2}\text{ kg/m}^3$, $\sigma_0 = 1\ 200\text{ S/m}$, $u_0 = 2.1 \times 10^3\text{ m/s}$ 。由于不需要考虑电极压降,取电压 $V_3 = V_4 = V_5 = V_6 = 6\text{ V}$ 。模型的几何尺寸参照文献[1]给出,但是文献中没有给出电极和绝缘壁的宽度,这里只能按照文献中的图大致给出。

图3中给出了计算结果和实验结果的比较。 $B=0, V=0$ 时电磁作用位置 $x_c = 42\text{ mm}$,和实验值保持一致。由于实验中的外加电场方向和电动势方向相同,即 $j = -\sigma(E + uB)$,因此其减速的效果更明显一些。在计算模型中,外加电场方向和电动势方向相反, $j = -\sigma(-E + uB)$ 。当 $B=0\text{ T}$ 时,焦耳热以及能量的加入使流体减速;当 $B=0.1\text{ T}$ 时,通道上游为发生器模式对流体减速,下游为加速器模式对流体加速,因此 $x_c|_{B=0.1\text{ T}} > x_c|_{B=0\text{ T}}$,继续增加 B 则整个通道都为发生器模式对流体进行减速。

由于缺乏电极布置的详细参数,外加电场的方向不同,以及实验中很多参数的不确定性,数值模拟的结果和实验值存在一定的差距。但整体趋势是一致的,即随着磁感应强度的增加,激波交点的位置向前移动。

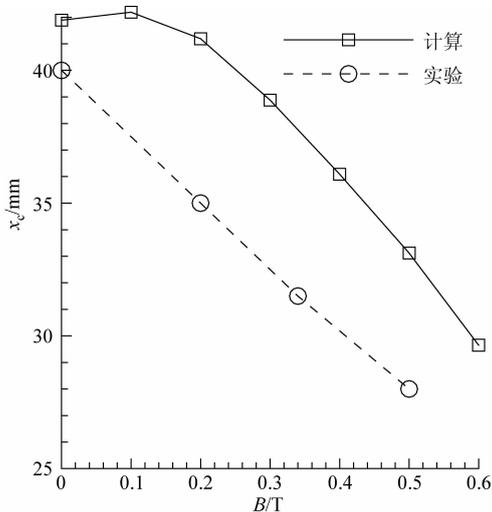


图3 激波相交点的位置随磁感应强度的变化

Fig. 3 Position of shock intersection point vs induction of applied magnetic field

4 流场及参数分析

以 $Ma_d = 10$ 设计超声速进气道外形,飞行高

度为 29 km 。在该设计马赫数下数值模拟所得进气道马赫数分布如图4所示,可以看出头部激波在唇口处汇聚,反射激波和肩部的转折点相交,使得激波被膨胀波完全吸收。

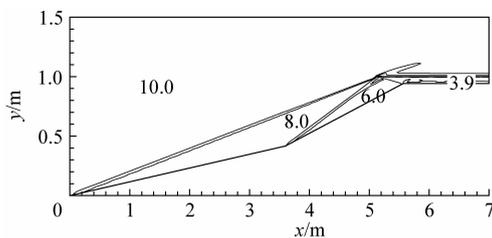


图4 $Ma_0 = Ma_d = 10$ 时的马赫数分布

Fig. 4 Mach number contours at $Ma_0 = Ma_d = 10$

为了研究飞行马赫数低于设计马赫数时磁控进气道的特性,在该设计飞行器外形下,将飞行马赫数调整为 $Ma_0 = 8$,为保持动压不变将飞行高度降至 26 km 。在该飞行马赫数下,对进气道进行数值模拟,马赫数分布如图5所示。从中可见气流在进气道唇口处发生溢流,导致进气道性能降低。

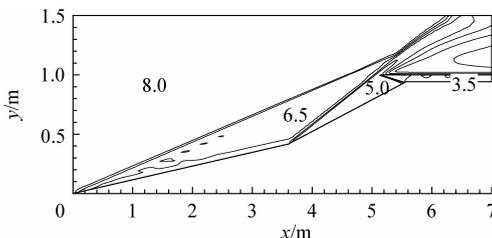


图5 $Ma_0 = 8$ 时的马赫数分布

Fig. 5 Mach number contours at $Ma_0 = 8$

表1列出了不同飞行马赫数下采用二维计算模型得到的进气道性能参数比较。从中可见在设计马赫数下流量系数为 $\varphi = 0.986$,压缩比 k_p 为 100.8 ,总压恢复系数 k_{pt} 为 0.311 ;而当飞行马赫数减小到 8 时,流量系数减小到 0.770 ,压缩比也减小到 67.8 ,总压恢复系数升高到 0.405 ,这必将使发动机性能急剧降低。 Ma_2 和 T_2 分别为进气道出口马赫数和出口温度。

表1 飞行马赫数为10和8时进气道的性能参数

Table 1 Inlet performance at $Ma_0 = 10$ and $Ma_0 = 8$

Ma_0	Ma_2	T_2/K	φ	k_p	k_{pt}
10	3.90	1 175.2	0.986	100.8	0.311
8	3.32	962.8	0.770	67.8	0.405

为了提高飞行马赫数小于设计马赫数时进气道的流量系数、压缩比等参数,提高非设计马赫数

下进气道的性能, 本文将采用 MHD 加速器模式的磁控进气道对进入进气道的流动进行控制。影响该类进气道特性的关键控制参数包括磁场大小、磁场方向、电磁作用的位置及其区域大小。本文将研究磁控进气道的参数优化特性, 确定上述关键参数与进气道主要性能参数的匹配原则。

图 6 给出了磁流体作用区域的示意图。方形区域 $y_1 \leq y \leq y_2, (x_c - r) \leq x \leq (x_c + r)$ 为磁流体作用区域(图中位置仅为示意)。初始设置为: $x_c = 4 \text{ m}$, 电磁作用区域宽度 $r = 0.2 \text{ m}$, 电磁作用区域作用深度 $y_1 = 0 \text{ m}, y_2 = 1.3 \text{ m}$, $B = 2.0 \text{ T}$, $\alpha = 45^\circ, q_1 = 1.0 \times 10^6 \text{ W/m}^3, k = 2$ 。其中 $y_1 = 0$ 表示 MHD 作用区域从压缩楔面开始向上延伸。

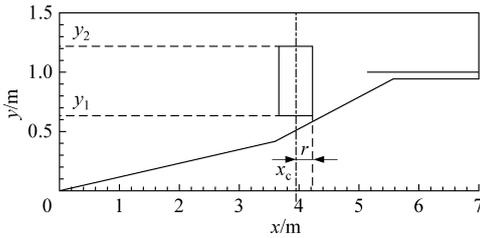


图 6 二维进气道外形示意图

Fig. 6 Schematic of two-dimensional MHD controlled inlet

4.1 磁场的影响

首先考虑其他参数不变时磁感应强度大小的变化对磁控进气道性能的影响。图 7 给出了流量系数、压缩比和总压恢复系数随 B 变化的曲线图, 可以看出随着 B 的增加, φ 和 k_p 均增加, 而 k_{pt} 减小。总压恢复系数减小是由于热量加入(包括 q_j 和 q_i)所带来的不可逆效应引起的。从图中可见, B 增加到一定程度之后, φ 随 B 增加的趋势变缓, 而 k_{pt} 却随 B 的增加急剧减小, 因此, B 的取值不可过大。

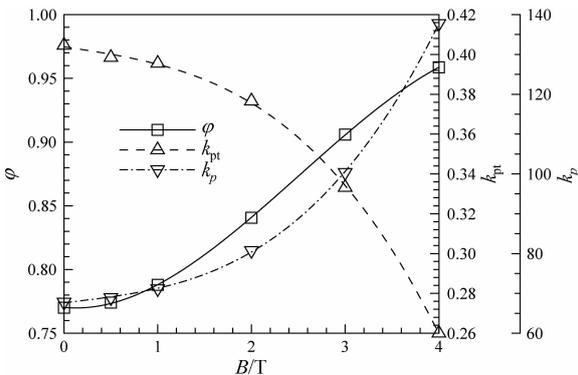
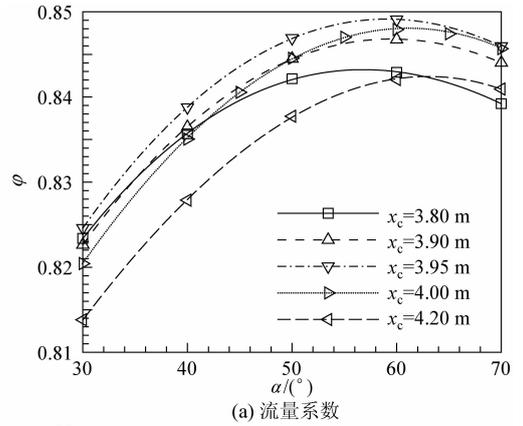
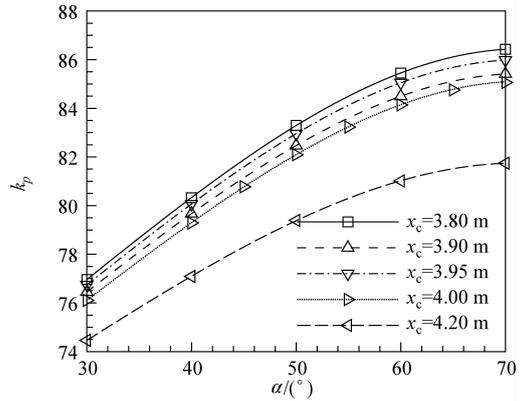


图 7 磁感应强度的大小变化对磁控进气道性能的影响
Fig. 7 Influence of B on inlet performance

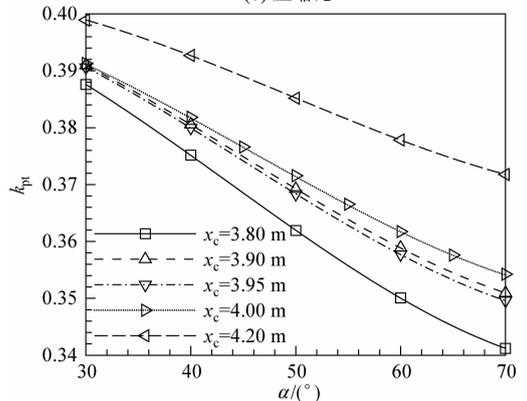
在不同的 MHD 作用位置, α 变化对磁控进气道性能的影响如图 8 所示。从图中可看出, 随着 α 的增加, φ 先增加后减小, k_p 增加, k_{pt} 减小。很明显, 若以 φ 为优化目标, 则 α 的取值存在最优值 α_{opt} , 并且对于不同的 x_c 值, α_{opt} 的值也不同。计算表明, B 取不同值时, α_{opt} 的值也会变化。当 $B = 3.0 \text{ T}, x_c = 3.95 \text{ m}$ 时, $\alpha_{opt} = 50^\circ$, 对应的 $\varphi = 0.904$ 。



(a) 流量系数



(b) 压缩比



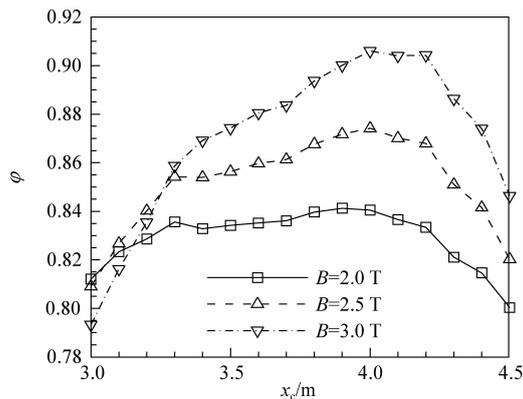
(c) 总压恢复系数

图 8 不同 x_c 时 α 变化对磁控进气道性能的影响
Fig. 8 Influence of α on inlet performance

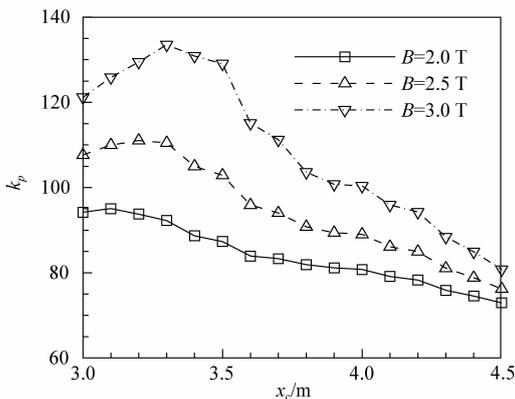
4.2 电磁作用位置和宽度的影响

不同磁感应强度时电磁作用的位置对磁控进

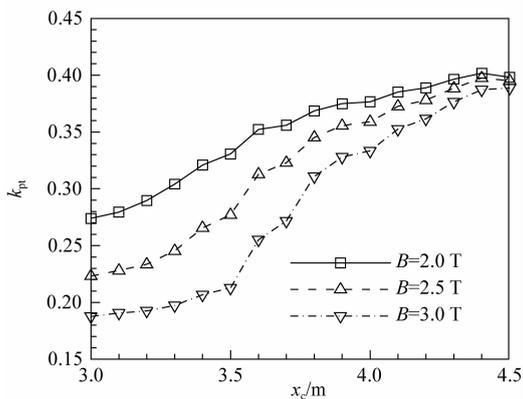
气道性能的影响如图 9 所示。随着 x_c 的增加, φ 先增加后减小, 存在一个最大值, 对于图中所示的 3 种情况最大值都在 $x_c = 4.0$ m 附近; 在最大值附近存在一个平台区, 在这个区域中 φ 几乎不变, $B = 2.0$ T 时平台区较宽, $B = 3.0$ T 时平台区较窄。随着 x_c 的增加 k_p 也是先增加后减小, 存在最大值, B 值不同时取得最大值的位置不一样, 但是都在 $x_c = 3.3$ m 附近。 k_{pt} 随着 x_c 的增加而增加, 在 $x_c = 4.5$ m 附近取得最大值。



(a) 流量系数



(b) 压缩比



(c) 总压恢复系数

图 9 电磁作用的位置变化对磁控进气道性能的影响

Fig. 9 Influence of x_c on inlet performance

电磁作用区域的宽度对磁控进气道性能的

影响如图 10 所示。从图中可看出, 随着 r 的增加, 电磁作用的强度增加, 故而 φ 和 k_p 增加, k_{pt} 减小。

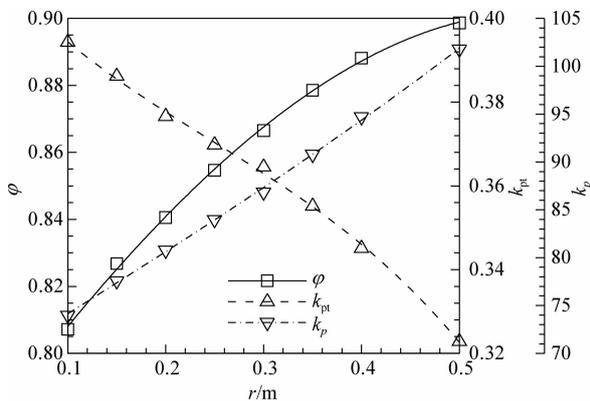


图 10 电磁作用区域宽度的变化对磁控进气道性能的影响

Fig. 10 Influence of r on inlet performance

4.3 MHD 作用深度的影响

MHD 作用区域的深度对磁控进气道性能的影响如图 11 所示。可以看出, φ , k_p 以及 k_{pt} 随 y_2 的变化趋势一致, 均是先随 y_2 的增加而增加, 然后保持不变。这是因为 MHD 作用区域下方的流体即使经过该区域也不会进入到进气道中, 因此 y_2 没有必要取太大。值得注意的是当 $y_2 < 0.95$ m 时, 流量系数小于没有电磁作用时的 0.77, 这表明当 $y_2 < 0.95$ m 时 MHD 的作用没有起到正面的作用, 反而使流量系数减小了。所以, 采用 MHD 加速器模式的磁控进气道必须使作用区域延伸到一定的深度。

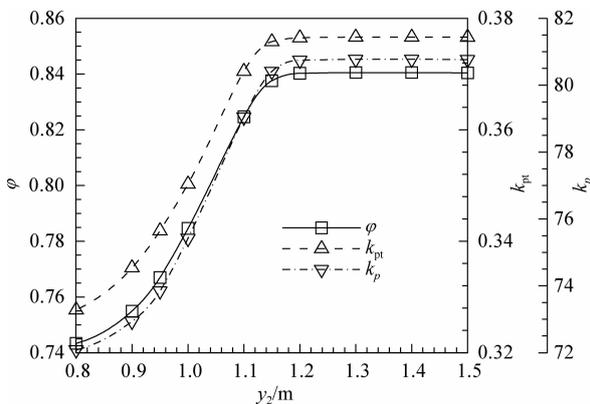


图 11 电磁作用区域作用深度 y_2 变化对磁控进气道性能的影响

Fig. 11 Influence of y_2 on inlet performance

为了从理论上分析 MHD 作用区域中不同位

置的电磁作用所起到的效果,假设 MHD 作用区域可离开压缩楔面,即 $y_1 > 0.60$ 。 y_1 对磁控进气道性能的影响如图 12 所示(其他参数为初始值不变)。可见随着 y_1 的增加, φ 先增加后减小,存在最佳值,对于本例 $y_{1\text{opt}} \approx 0.87$ m,这表明该位置以上的 MHD 作用没有起到正面的作用。值得注意的是,随着 y_1 的增加, k_{pt} 先增加, $y_1 > 0.87$ m 之后保持不变,曲线后端的大部分值都大于没有 MHD 作用时的 0.405; k_p 则是先减小,然后保持不变。从上面的分析可以看出来,MHD 加速器模式的磁控进气道使流量增加主要是由于唇口附近及上方的 MHD 作用,该区域的 MHD 作用不但可以使空气流量系数和压缩比增加,总压恢复系数也得到增加。

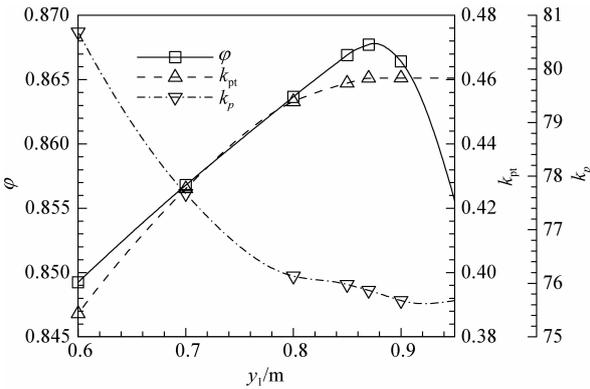


图 12 电磁作用区域作用深度 y_1 变化对磁控进气道性能的影响

Fig. 12 Influence of y_1 on inlet performance

4.4 优化的磁控进气道流场分析

由上述分析可知,对于不同的磁感应强度大小和不同的作用位置,磁场的方向存在最优值;对于不同的磁感应强度,MHD 的作用位置也存在最优值。以空气捕获率为目标对磁控进气道进行优化,选取如下参数计算进气道性能: $x_c = 4.0$ m, $r = 0.2$ m, $y_1 = 0$ m, $y_2 = 1.3$ m, $B = 3.0$ T, $\alpha = 45^\circ$, $q_1 = 1.0 \times 10^6$ W/m³, $k = 2$ 。计算得到 $\varphi = 0.906$, $k_p = 100.35$, $k_{\text{pt}} = 0.333$,比较表 1 可知,应用 MHD 加速器模式的磁控进气道之后,流量系数和压缩比显著增加,由此带来的总压损失也在适当的范围之内。图 13 所示的是磁控进气道的马赫数分布和流线图,其中图 13(b)中还显示了电导率的分布。洛伦兹力以及焦耳热的分布如图 14 所示,图 14(a)中显示的是洛伦兹力的大小的分布,箭头标明其方向;图 14(b)为焦耳热的分布。

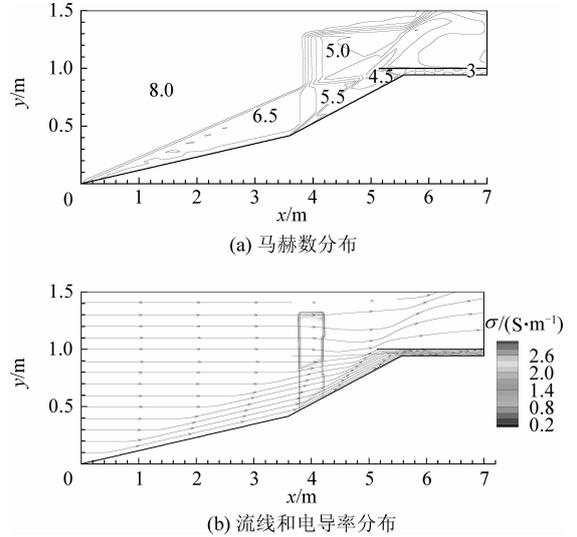
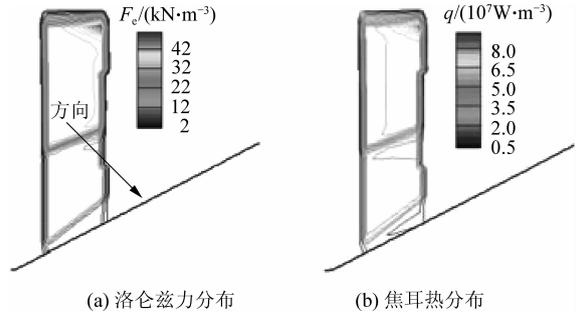


图 13 马赫数、流线和电导率的分布

Fig. 13 Mach contours, flow streamlines and σ distribution of optimized MHD controlled inlet



(a) 洛伦兹力分布

(b) 焦耳热分布

图 14 洛伦兹力以及焦耳热的分布

Fig. 14 Lorentz force and Joule heating distribution of optimized MHD controlled inlet

5 结论

- (1) 若以质量流率最大为优化目标,则磁场的方向和电磁作用位置存在最优值;电磁作用区域必须达到一定的深度才能使空气流率增加。
- (2) 唇口附近及上方的 MHD 作用对增加空气流率起到了关键的作用。
- (3) MHD 加速器可以显著增加进气道的空气捕获率和压缩比,并使总压损失控制在合理的范围之内。

参考文献

- [1] Bobashev S V, Golovachov Y P, van Wie D M. Deceleration of supersonic plasma flow by an applied magnetic field [R]. AIAA-2002-2247, 2002.
- [2] Bobashev S V, Erofeev A V, Lapushkina T A, et al. Experiments on MHD control of attached shocks in diffuser [R]. AIAA-2003-169, 2003.

- [3] Bobashev S V, Erofeev A V, Lapushkina T A, et al. Recent results on MHD flow control at loffe institute[R]. AIAA-2006-8012, 2006.
- [4] Kuranov A L, Sheikin E G. Magnetohydrodynamic control on hypersonic aircraft under "Ajax" concept[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2005, 40(2): 174-182.
- [5] Sheikin E G, Kuranov A L. MHD control in hypersonic aircraft[R]. AIAA-2005-1335, 2005.
- [6] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Magnetohydrodynamic control of hypersonic flows and scramjet inlets using electron beam ionization[J]. AIAA Journal, 2002, 40(1): 74-81.
- [7] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Comparative analysis of MHD and plasma methods of scramjet inlet control[R]. AIAA-2003-170, 2003.
- [8] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Analysis of Magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [J]. AIAA Journal, 2004, 42(11): 2303-2310.
- [9] Shneider M N, Macheret S O. Modeling of plasma virtual shape control of ram/scramjet inlet and isolator[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(2): 447-454.
- [10] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Nonequilibrium magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [R]. AIAA-2002-2251, 2002.
- [11] Kuranov A L, Sheikin E G. MHD control on hypersonic aircraft under "Ajax" concept-possibilities of MHD generator[R]. AIAA-2002-490, 2002.
- [12] 居滋象, 吕友昌, 荆伯弘. 开环磁流体发电[M]. 北京:北京工业大学出版社, 1998.
Ju Zixiang, Lu Youchang, Jing Bohong. Open cycle MHD power generation[M]. Beijing: Publisher of Beijing University of Technology, 1998. (in Chinese)
- [13] Sutton G W, Sherman A. Engineering magnetohydrodynamics[M]. New York: Mcgraw-Hill Book Company, 1965.
- [14] 吕浩宇, 李椿萱, 董海涛. 三维超声速磁流体发生器的流动特性[J]. 中国科学 G 辑: 物理学力学天文学, 2009, 39(3): 435-445.
Lu Haoyu, Lee Chunxian, Dong Haitao. Characterization of three-dimensional supersonic flow for MHD generator [J]. Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy, 2009, 39(3): 435-445. (in Chinese)

作者简介:

郑小梅(1982—) 女, 博士研究生。主要研究方向: MHD 技术
在高超声速飞行器上的应用。

Tel: 010-82338591

E-mail: cherry@sa.buaa.edu.cn

(编辑: 赵利)