

文章编号:1000-8055(2013)03-0573-10

高超声速等截面磁流体发电机性能研究

黄 浩¹, 黄护林¹, 张义宁², 刘振德²

(1. 南京航空航天大学 高新技术研究院, 南京 210016;

2. 中国航天科工集团 第 31 研究所

高超声速冲压发动机技术重点实验室, 北京 100074)

摘 要: 采用三维低磁雷诺数磁流体动力学五方程模型, 对等截面管道法拉第型分段电极磁流体发电机内的流动进行数值模拟, 研究了负载系数、磁场强度、电极-绝缘壁宽度比对发电通道性能的影响。结果表明: 当负载系数为 0.50 时电功率密度达到最大, 并且随着负载系数的增大发生器的减速能力降低; 当磁场强度为 8 T 时, 500 mm 的管道长度即可将来流马赫数从 6 降低到 3 以下, 温度保持在 800 K 以下, 并且每立方米的管道发电量能够达到兆瓦级的水平。

关 键 词: 高超声速; 等截面管道; 磁流体 (MHD) 发电机; 分段电极; 三维模型

中图分类号: V235.21

文献标志码: A

Performance investigation of hypersonic rectangular MHD generator

HUANG Hao¹, HUANG HU-lin¹, ZHANG Yi-ning², LIU Zhen-de²

(1. Academy of Frontier Science,

Nanjing university of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. Science and Technology on Scramjet Laboratory, The 31st Reserch Institute,
China Aerospace Science and Industry Corporation, Beijing 100074, China)

Abstract: Three dimensional magnetohydrodynamics (MHD) five-equation model associated with low magnetic Reynolds assumption was used to simulate the flow phenomenon for a rectangular Faraday type MHD generator with segmented electrode, and the effects of load factors, intensity of magnetic field and the width of the electrodes on the performance of the generator were investigated. The results show that, the electrical power density reached its maximum value when the loading factor is 0.50, and with the increase of the load factor, the slowing capacity of the generator is reduced. At the magnetic field strength of 8 T, the 500 mm long generator can reduce the Mach number from 6 to 3 below, the temperature could be kept below 800 K, and power generation can reach the amount of megawatt-scale of per cubic meter of the duct.

Key words: hypersonic; rectangular duct; magnetohydrodynamics (MHD) generator; segmented electrode; three-dimensional model

收稿日期: 2012-04-04

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130326.1743.201303.573_015.html

基金项目: 高超声速冲压发动机技术重点实验室基金(20110101010); 江苏高校优势学科建设工程资助

作者简介: 黄浩(1987—), 男, 安徽砀山人, 硕士生, 主要从事磁流体流动与传热的研究。

通讯作者: 黄护林(1968—), 男, 江西波阳人, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事磁流体、太阳能等的研究。

E-mail: hlhuang@nuaa.edu.cn

超燃冲压发动机只有在设计马赫数范围内才能高效运行,此时燃烧室中的燃料和空气能够充分混合并稳定燃烧,因此,燃烧室入口的马赫数要限制在一定范围之内。传统进气道通过激波压缩气流的方法在实现速度控制的同时必然导致静温升高,并且随着飞行马赫数的增大,来流的动能不断转化为内能,速度下降到相同程度时温升更加显著。过高温度将可能超过发动机材料的耐温限度,并且燃料喷入高温气流将产生强烈的热分解,导致巨大的总压损失和熵增,使得发动机性能降低。因此,如何在降低高超声速来流速度的同时最大程度限制温升,已经成为超燃冲压发动机进气道研究的主要问题之一。能量旁路概念的提出为该问题的解决提供了很好的手段。能量旁路概念首先由俄罗斯人^[1]提出,其实质为:利用磁场与来流的相互作用降低来流的速度并进行发电,把高热来流气体的动能以电能的形式提取出来,以最大幅度地控制温度的升高;同时所发出的电能用于磁流体加速器、机载设备和用于维持高电导率所需要的电离能量。

目前国内外对磁流体技术在高超声速飞行器上的相关应用已经进行了大量的研究,研究主要集中在流场主动控制^[2-3]、高超声速热防护^[4-5]、磁流体发电^[6-9]、磁流体加速器等。国内的郑小梅等^[10-11]对磁控进气道进行了二维数值模拟,研究了磁场对斜激波控制、磁流体(MHD)加速控制以及磁流体能量旁路的可行性。吕浩宇等^[12]研究了霍尔效应对磁流体管道特性的影响。田正雨等^[13]考察了 MHD 作用区域形状、位置、电导率和磁场强度对斜激波的控制效果。鲍文等^[14]建立了一维的数学模型,研究了通道的截面积变化率对流动的影响。

本文在已有研究成果的基础上,对三维等截面管道分段电极发电通道进行了数值计算,详细研究了不同电极布置形式和几何参数、不同负载系数 K 、不同磁场强度 B 等情况下磁流体发电通道内的流动特征及发电性能。

1 模型及边界条件

1.1 物理模型

为了避免斜激波干扰所诱导的二次流对发电通道性能的影响,采用矩形管道在流向和横向均不压缩,而为了提高燃烧室入口气流的压强,在发生器出口处进行横向压缩,高超声速磁流体发电

通道的物理模型如图 1 所示。等离子体在磁场中运动时受到洛伦兹力作用,电子和阴离子往负极板聚集,阳离子往正极板聚集,最终在正负极板间产生恒定的电动势,形成稳定的电压和电流。流动方向为 x 正方向,磁场的方向沿 y 轴的正方向且均匀分布,其强度沿 x 轴也为定值。计算区域对应于 x, y, z 轴的坐标范围分别为 $(0, 0.5000)$, $(-0.0225, 0.0225)$, $(-0.0225, 0.0225)$, 单位为 m 。

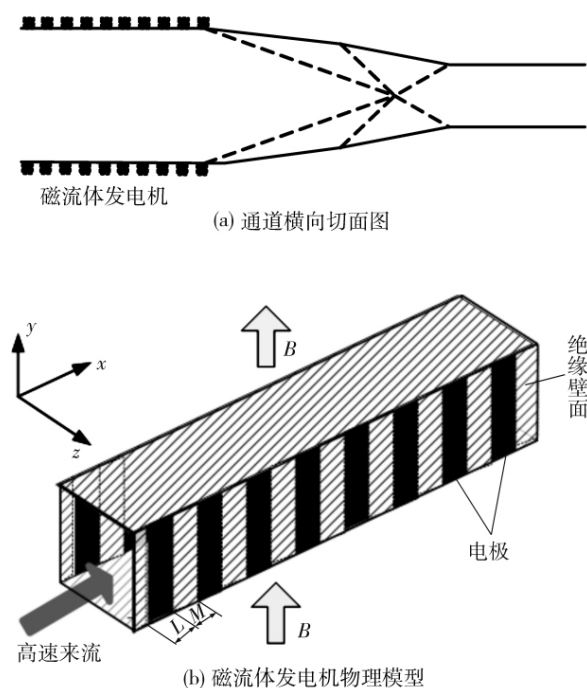


图 1 高超声速磁流体发电通道物理模型

Fig. 1 Sketch of physical model of hypersonic MHD generator

由于分段电极能够在很大程度上降低霍尔效应的影响,且磁流体能量旁路超燃冲压发动机内的流动一般都是低磁 Reynolds 数流动,诱导磁场非常小,所以计算中忽略霍尔效应、感应磁场大小的影响。在本计算中,由于环境温度不能达到理想的电离水平,必须借助外部电离设备进行辅助电离,而电子束电离在理论上是最有效的电离方法,当空气密度为 0.5 kg/m^3 时电子枪注入 1 MW 的能量,可以获得 20 S/m 的电导率。为了简化计算,本文假设电导率 σ 恒定为 20 S/m ,并且在管道中均匀分布,计算的 3 组不同参数如下表 1 所示,其中 K 为负载系数, B 为磁场强度, S 为电极宽度与绝缘壁宽度的比值。

表1 计算变量表

Table 1 Variables of numerical simulation

K	B/T	S
B=1, S=1	S=1, K=0.50	B=1, K=0.50
0	1	1
0.05	3	2
0.2	5	4
0.5	8	
0.8	10	

1.2 数学模型

对于高超声速黏性气体流动,考虑 MHD 源项的三维非稳态可压缩黏性流体流动的 Navier-Stokes 方程如下:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}_v}{\partial z} + \mathbf{S} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} e \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} (e+p)u \\ \rho w \\ \rho w u \\ \rho w v \\ \rho w^2 + p \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} (e+p)v \\ \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p \\ \rho v w \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} (e+p)u \\ \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u w \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \\ 0 \\ -J_z B \\ 0 \\ J_x B \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = - \begin{bmatrix} u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \lambda_e \frac{\partial T}{\partial x} \\ 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G}_v = - \begin{bmatrix} u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \\ 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zy} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{H}_v = - \begin{bmatrix} u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \lambda_e \frac{\partial T}{\partial y} \\ 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

其中 B 是沿 y 轴正方向的磁场强度; e 为单位体积气体的总能; E 为电场强度矢量; J 为电流密度矢量; p 为压力; T 为气体静温; ρ 为密度, t 为时间; u, v, w 分别为 x, y, z 方向的速度分量; x, y, z 分别指向流动方向、磁场方向、法拉第电流方向; τ 为黏性应力张量。

$$\begin{cases} \tau_{xx} = \lambda_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu_e \frac{\partial u}{\partial x} \\ \tau_{yy} = \lambda_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu_e \frac{\partial v}{\partial y} \\ \tau_{zz} = \lambda_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu_e \frac{\partial w}{\partial z} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_e \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu_e \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \mu_e = \mu_l + \mu_t, \nu_e = \nu_l + \nu_t, \\ \lambda = \lambda_l + \lambda_t, \nu_l = -\frac{2}{3}\mu_l \end{cases} \quad (3)$$

其中 λ 为热导率; μ 为动力黏度; ν 为运动黏度; 下标 e, l, t 分别表示有效值、层流值、湍流值。

本文采用了在高超声速中广泛应用的 Spalart-Allmaras(S-A)湍流,其可表示成如下形式:

$$\frac{\partial(\rho\nu_t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\nu_t \mathbf{V}) = \frac{1}{\sigma_{\nu_t}} [\nabla \cdot \{(\tilde{\mu} + \rho\nu_t) \nabla \nu_t\} + C_{b2} \rho (\nabla \nu)^2] + G_\nu - Y_\nu \quad (4)$$

式中 ν_t 为湍流运动黏度, $\tilde{\mu}$ 为分子黏度, G_ν 为湍流黏度的产生项, Y_ν 为湍流黏度的耗散项, σ_{ν_t} 和 C_{b2} 为常数。

磁流体发电机是在电磁场的共同作用下进行工作的,磁流体动力学方程组包含三维稳态 Maxwell 方程组,电流连续性方程,广义欧姆定律。

Maxwell 方程组

$$\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = q \quad (8)$$

其中 $\mathbf{D}$ 为电感应强度矢量, $\mathbf{B}$ 为磁场强度矢量, μ 为磁导率. 在磁流体发电机中, 流体的速度比光速小得多, 所以 Maxwell 方程组中的位移电流项 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 可以忽略不计. 在低磁 Reynolds 数条件下, 可以忽略诱导磁场产生的影响, 此时, 若外加磁场为恒定磁场强度, 则 $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$. 由 Maxwell 方程组可以得到结果

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

广义欧姆定律

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

式中 $\mathbf{V}$ 为速度矢量, $\mathbf{b}$ 为诱导磁场矢量.

由公式 $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ 可以得到

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$

式中 ϕ 为电势. 再根据公式 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 和式(9)可以得到

$$-\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) + \sigma [\nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \beta \nabla \cdot \mathbf{V}] = 0 \quad (10)$$

方程(10)为需要求解的电势方程. 求出电势之后再由广义欧姆定律可求出电流, 进而求出流体所受到的磁场力和发电性能参数等, 电流密度公式为

$$J_x = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \cdot [(E_x + vB_z) - \beta(E_y - uB_z)] \quad (11)$$

$$J_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} \cdot [(E_y - uB_z) + \beta(E_x + vB_z)] \quad (12)$$

$$J_z = \sigma E_z \quad (13)$$

在本计算中由于忽略霍尔效应的影响, 所以霍尔参数 β 在以上各公式中均为 0.

1.3 边界条件

计算中管道入口采用压力进口边界条件, 马赫数为 6, 静压为 5 529 Pa, 静温为 216 K, 总温为 1 773 K; 出口为压力出口边界条件. 对于 Navier-Stokes 方程组, 管道壁面均设为等温无滑移壁面边界条件, 壁温恒定为 600 K; 电极为压降为零的良导体, 满足 $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$; 计算中通过负载系数大小给定电极表面电势大小, 壁面为理想绝缘壁面, 电流密度满足无穿透条件, 即 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$, $\mathbf{n}$ 表示壁面的单位法向量.

2 网格及计算方法

对于高速流动的导电流体在磁场作用下的流

动特性, 必须对进出口和边界层进行精确的求解, 因此在计算中首先对进出口进行网格加密, 对近壁区进行边界层网格划分, 并且为了减少网格的数量和计算时间, 采用非均匀交错网格对控制方程进行空间离散. 计算采用耦合、显式求解格式, 控制方程的空间离散采用有限体积方法, 扩散项用中心差分格式离散, 对流项采用 2 阶迎风格式离散, 电势方程通过用户自定义的标量(UDS)输运方程求解.

3 计算结果分析

3.1 程序验证

高超声速气体的流动存在复杂流动现象, 为了验证计算程序的精确性, 本文与 Hoffmann^[15] 的半球体物理模型的数值模拟进行了比较, 计算来流条件均与文献相同, 采用 S-A 湍流模型, 电导率为 501 S/m, 计算对比了磁场强度为 2.7 T, 相互作用参数为 6 时的流动情况. 图 2 为 $N=6$ 时沿滞止线的压力分布对比, 图 3 为 $N=6$ 时沿滞止线的温度分布对比. 由图 2、图 3 对比结果可知, 本程序的计算结果与文献结果基本吻合, 计算程序在计算高超声速流动时是可靠的.

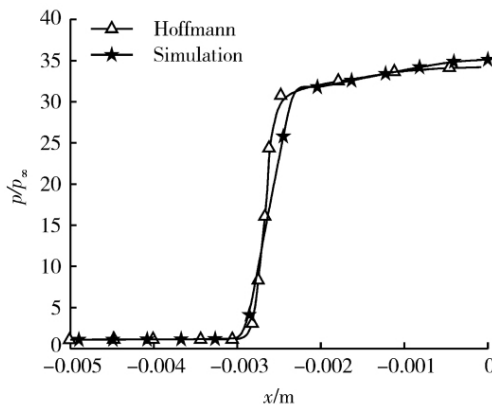


图 2 $B=2.7 \text{ T}, N=6$ 时压力沿滞止线的分布

Fig. 2 Pressure distribution along the stagnation streamline when $B=2.7 \text{ T}, N=6$

3.2 管内电流线分布

图 4 为不同电极与绝缘壁宽度比 S 时, 理想法拉第型分段电极发电通道内的电流线分布, 可以看出在忽略霍尔效应影响时电流线有规律地从电极的负极板流向正极板, 并且绝缘壁面处的诱导电流全部绕流到电极内; 同时电流线的分布不随电极的布置形式而改变, 均有规律的从负极板流向正极板, 但电流密度的大小与极板的布置形

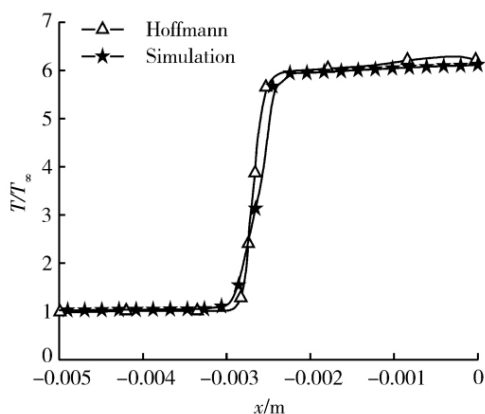
图3 $B=2.7\text{ T}$, $N=6$ 时温度沿滞止线的分布

Fig. 3 Temperature distribution along the stagnation streamline when $B=2.7\text{ T}$, $N=6$

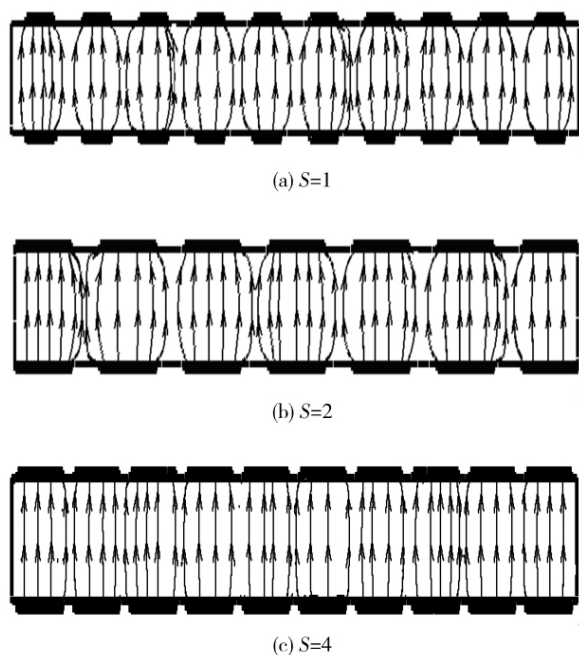
图4 电流线在 $y=0\text{ m}$ 截面的分布

Fig. 4 Current distribution at cross section of $y=0\text{ m}$

式有密切联系. 通过计算结果可知 S 值越大, 电流密度越均匀, 电极与绝缘壁之间电流密度大小的波幅越小, 反之波幅越大. 图5为电极处横截面内的电流线分布, 从图可以看出, 在发电通道内部电流从负极流向正极, 符合电源内电流流动规律.

3.3 负载系数与磁场强度的影响

本小节首先假定参数 S 恒为1(图8为 $S=2$ 时的计算结果), 主要研究负载系数 K 和磁场强度 B 的影响, 图6和图7为流体的速度沿管道中

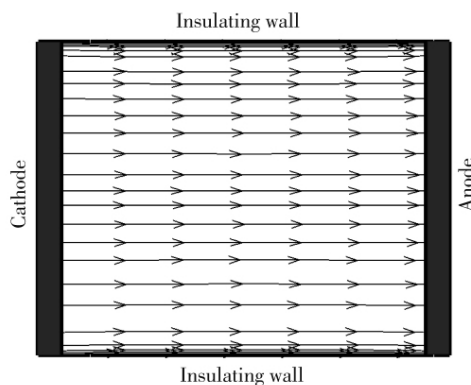
图5 电流线在 $x=0.225\text{ m}$ 截面处的分布

Fig. 5 Current distribution at cross section of $x=0.225\text{ m}$

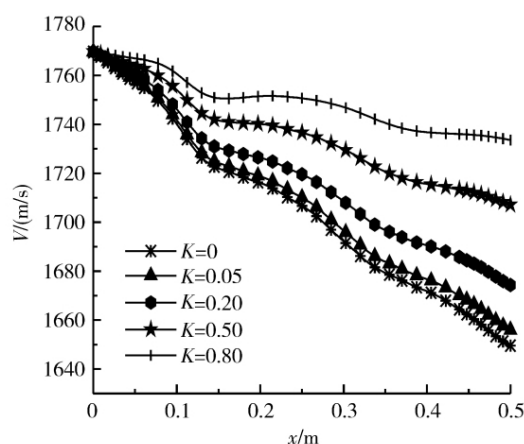


图6 负载系数对速度分布的影响

Fig. 6 Effect of varying loading factor on velocity

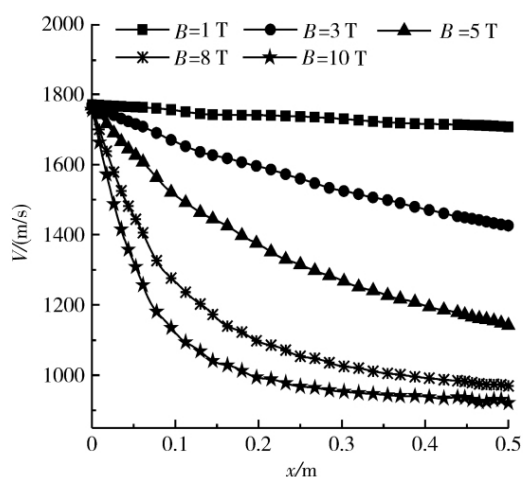


图7 磁场大小对速度分布的影响

Fig. 7 Effect of varying magnetic field on velocity

线的分布. 在磁流体发电通道中, 流体受到的洛伦兹力与流体流动方向相反, 流体在该力的作用下速度降低. 对于分段电极法拉第发电通道, 电磁场所产生的洛伦兹力可以表示为 $F = J \times B = (1 - K)\sigma u B^2$, 由此可以推出, 随着负载系数的增大, 磁场对流体的减速效果降低, 如图 6 所示. 随着磁场强度的增大, 磁场对流体的减速效果增大, 如图 7 所示. 洛伦兹力的大小与负载系数成反比, 与磁场强度成正比.

从以上计算结果可以看出, 计算结果和理论分析是吻合的. 当管道入口速度为 1770 m/s, 电导率为 20 S/m, 磁场强度为 8 T 时, 管道出口处流体速度可降低到 1000 m/s 以下, 如果增加流体的电导率, 将能达到更好的减速效果. 图 8 为管道前 3 对电极之间的马赫数分布.

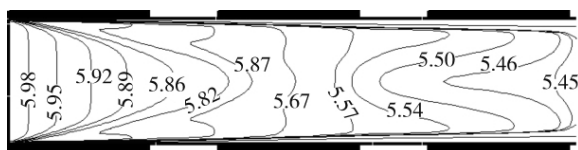


图 8 $B=1, K=0.50, S=2$ 时 $y=0$ m 截面的马赫数 Ma 分布

Fig. 8 Mach distribution at cross section of $y=0$ m when $B=1$ T, $K=0.50, S=2$

从温度(图 9)和压力(图 10)变化曲线可以看出, 在等截面管道中, 由于气体受到磁场力的压缩而产生功, 气体的动能一部分转变为电能被提取, 另一部分则变为气体内能而使气体温度升高, 并

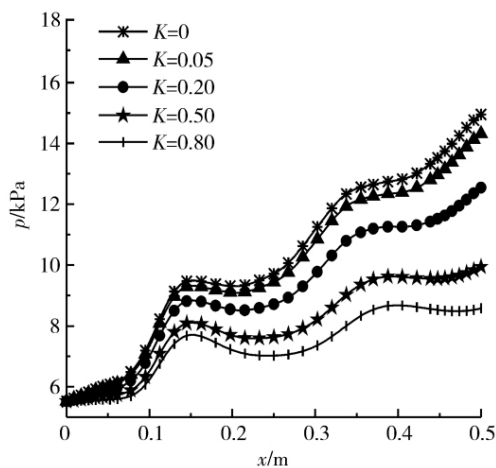
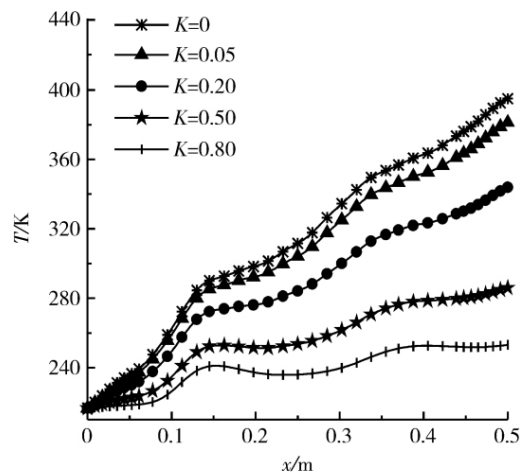
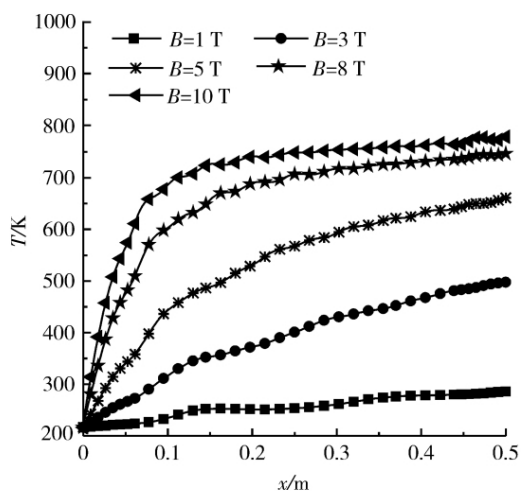


图 9 压力沿管道中线分布

Fig. 9 Effect of varying loading factor on pressure



(a) 负载系数对温度的影响



(b) 磁场对温度的影响

图 10 温度沿管道中线分布

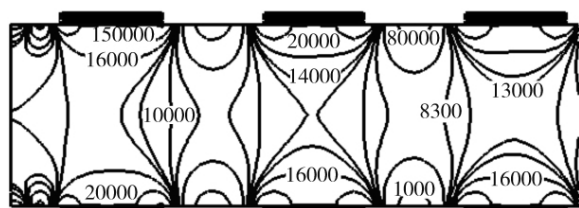
Fig. 10 Temperature distribution along the centerline of the duct

且随着磁场强度增大压缩效应将更加明显, 压力、温度升高更大. 随着负载系数增大压缩效应降低, 压力、温度升高幅度减小.

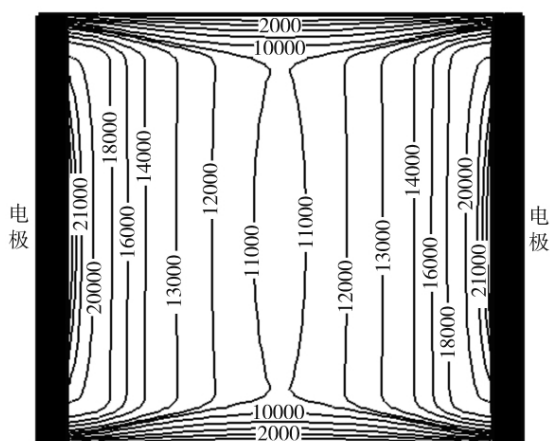
等截面磁流体发电机进气道与传统进气道一样, 减速的同时都将导致温度、压力的升高, 但前者在速度降低的同时能够很大程度上控制温升并进行发电, 且通过调节负载系数和磁场强度大小可以大幅度地降低温升.

流体内能的增加是由于吸收了来自流体内部焦耳热耗散的能量. 焦耳热流密度的大小主要受负载系数大小的影响, 当负载系数较小时, 焓提取率较低, 电磁制动所做的功主要以焦耳热的形式耗散掉, 所以提高负载系数可以降低焦耳热耗散, 以控制温度的升高. 图 11 为焦耳热在管道内的分布, 从图可以看出电极所受的热负荷比较大, 所以

在实际设计过程要考虑对电极的主动冷却.



(a) $y=0$ m 截面



(b) $x=0.225$ m 截面

图 11 $B=1$ T, $K=0.50$, $S=1$ 时管内的
焦耳热流密度 Q_j 分布 (单位: kW/m^3)

Fig. 11 Q_j distribution in the duct when $B=1$ T,
 $K=0.50$, $S=1$ (unit: kW/m^3)

发电通道内部的电流密度主要和外部负载大小有关,当总电压一定时,外部负载越大,回路中电阻越大,则总电流通量越小.从理论上分析,分段电极法拉第发电通道的电流密度求解公式为 $J=(1-K)\sigma uB$,管道内电流密度的大小与外部负载大小、磁场强度等有关.当外部负载较大时,也就是 K 值较大时,电流密度的数值将较低,磁场强度越大,电流密度越大,并且随着速度的减小电流密度减小.从图 12、图 13 所示数值计算结果可以看出,计算结果与理论分析一致.

电功率密度、电磁制动功率、焦耳热流密度、洛伦兹力等参数沿流向均呈波浪形变化,这主要是因为它们均是电流密度的函数,受电流分布形式的影响.电流呈现波浪形的原因主要是绝缘壁面之间的电流绕流到电极壁面中,导致电流在电极对之间比较集中.由于电流这样分布,导致了电功率密度在电极壁面之间较大,在绝缘壁面之间较小,并且在绝缘壁与电极交界处的电极上达到最大.在理论上,提取出能量的比功率为 $q=$

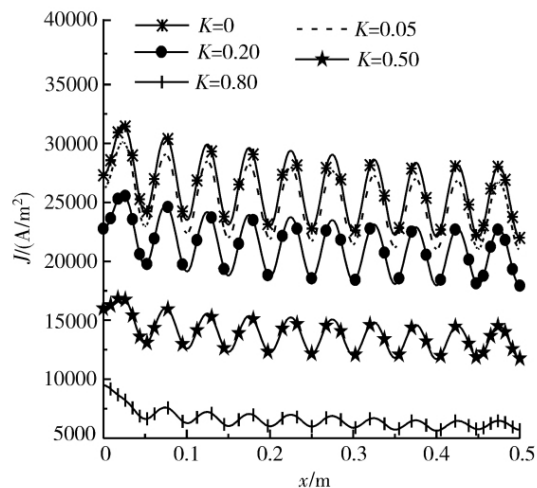
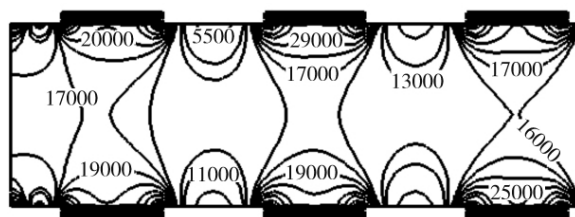
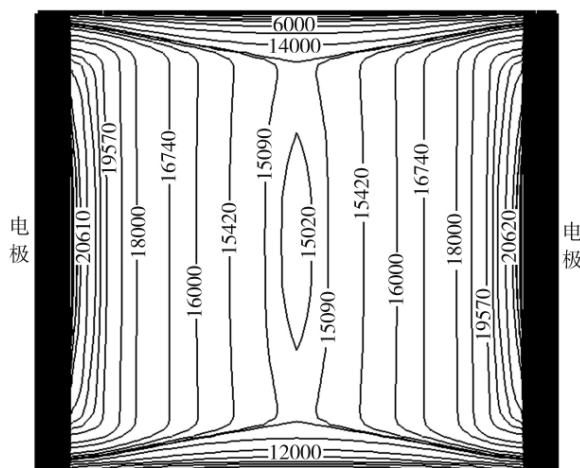


图 12 负载系数对电流密度分布的影响

Fig. 12 Effect of varying loading factor on
current density



(a) $y=0$ m 截面



(b) $x=0.225$ m 截面

图 13 $B=1$, $K=0.50$, $S=1$ 时管内的
电流密度 J 分布 (单位: A/m^2)

Fig. 13 J distribution in the duct when $B=1$ T,
 $K=0.50$, $S=1$ (unit: A/m^2)

$-J \cdot E = K(1-K)\sigma u^2 B^2$, 因此,电功率为负载系数 K 的开口向下的二次函数,对称轴为 $K=0.50$.图 14、图 15 为电功率密度分布,从图中可以

看出,当 K 取 0.5 时电功率密度达到最大值,单位体积能够达到兆瓦级的功率密度。洛伦兹力对流体做功大小与速度、磁场强度、电流密度密切相关,而在管道入口处速度最大,并且沿流动方向速度逐渐减小,所以电功率密度、电流密度、焦耳热流密度的最大值均出现在管道入口处的第一对电极之间,如图 11、图 15 所示。

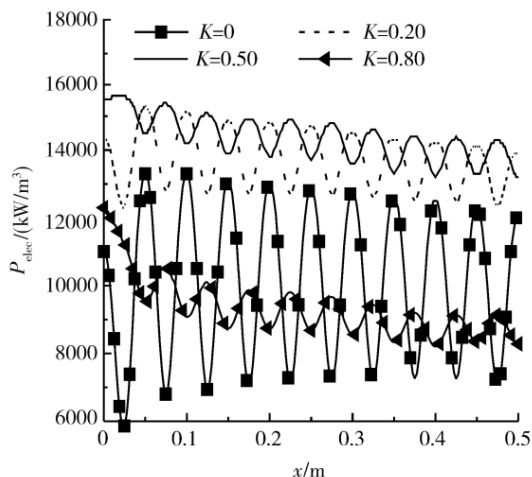


图 14 负载系数大小对电功率密度 P_{elec} 的影响

Fig. 14 Effect of varying loading factor on P_{elec}

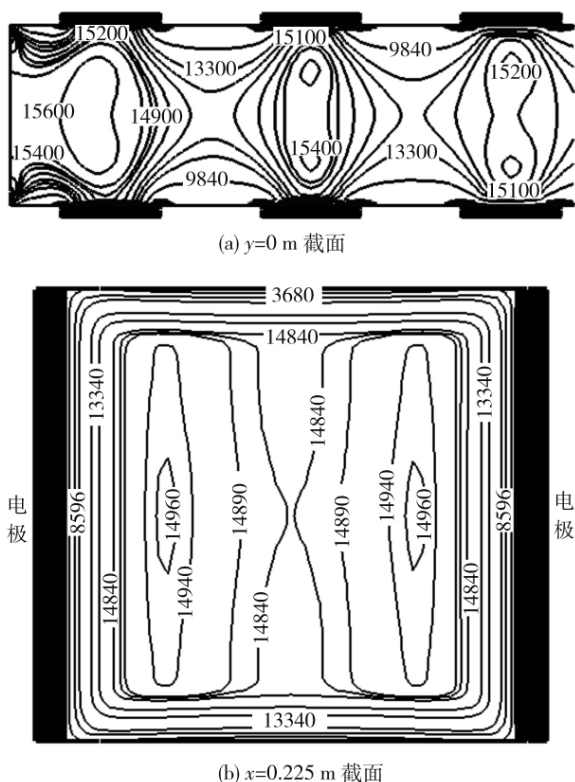


图 15 $B=1\text{ T}$, $K=0.50$, $S=1$ 时管内的电功率密度 P_{elec} 分布(单位: kW/m^3)

Fig. 15 P_{elec} distribution in the duct when $B=1\text{ T}$, $K=0.50$, $S=1$ (unit: kW/m^3)

随着磁场强度的增大电功率密度增大;随着速度的减小电功率密度降低。当负载系数为 0.50 时,电功率密度达到最大值,焓提取量也达到最大。由于流体的焓值是温度的单值函数,所以对应着流体总温下降也将达到最大,并且在负载系数恒定时磁场强度增大能够促进对来流焓的提取量,如图 16、图 17 所示。

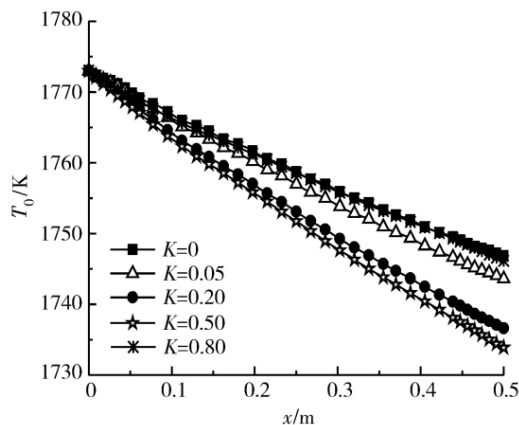


图 16 负载系数大小对总温分布的影响

Fig. 16 Effect of varying loading factor on total temperature

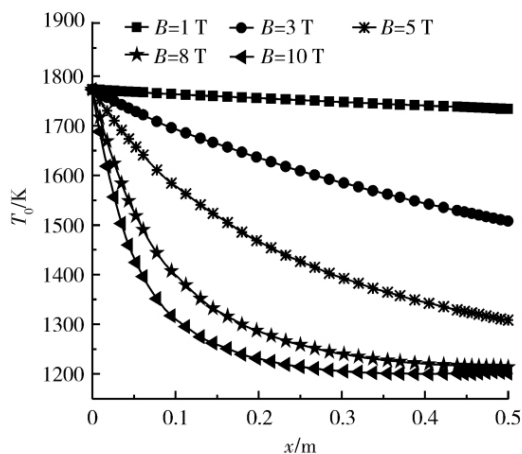


图 17 磁场对总温分布的影响

Fig. 17 Effect of varying magnetic field on total temperature

3.4 电极布置形式的影响

采用法拉第型分段电极,对外电路来说霍尔电流不能形成回路,即 $J_x=0\text{ A/m}$,可以提高发电通道性能。但是实际情况下又不能对电极进行无限细分,所以在实际应用中电极布置的疏密,电极和绝缘壁的宽度比对实际应用有着直接的影响。

本文研究了三种形式的电极布置方案,用 S 表示电极宽度与绝缘壁宽度的比值,分别设置了 S 为 1, 2, 4 三种形式. 在计算中负载系数均取 0.50, 磁场强度均为 1 T, 忽略霍尔效应的影响. 对计算结果分析可知, 当电极布置较疏时, 随着 S 值的增大, 通道的电功率密度增大(如图 18 所示), 但焦耳热耗散也增大(如图 19 所示), 而焦耳热过大将降低焓提取率和发电性能, 并且不能避免霍尔效应的影响. 增加电极密度能够提高发电通道的减速能力和发电性能, 通过计算分析得出, $S=1$ 为最佳值, 但要尽量增加电极布置密度以防止发电效率和减速能力的降低.

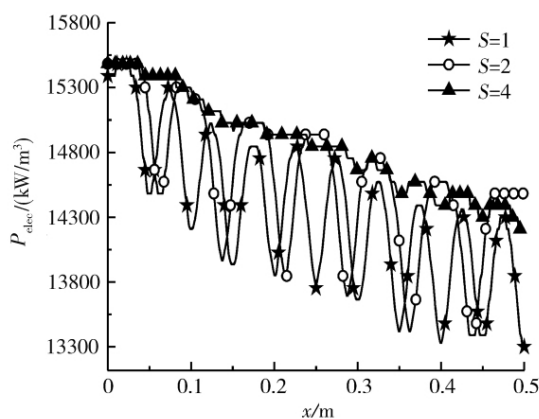


图 18 S 对电功率密度 P_{elec} 的影响

Fig. 18 Effect of varying S on P_{elec}

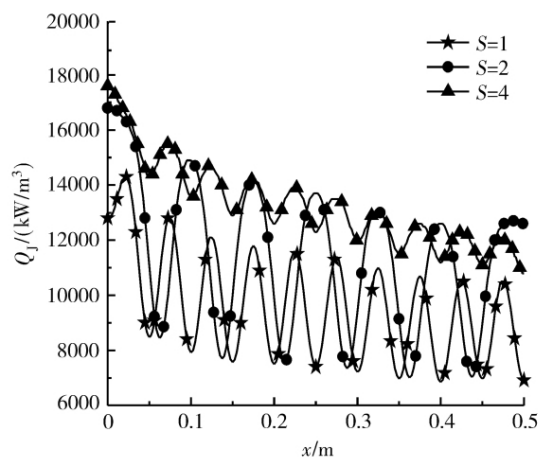


图 19 S 对焦耳热流密度 Q_J 的影响

Fig. 19 Effect of varying S on Q_J

4 结 论

本文忽略霍尔效应等因素的影响, 对三维磁流体发电通道的性能进行了计算, 分析了磁场强

度、负载系数等参数对来流温度、压力和速度等流动参数的控制效果, 得出如下结论:

1) 当入口速度为 1770 m/s, 电导率为 20 S/m, 负载系数为 0.50, 磁场强度为 8 T 时即可把来流速度降低到 1000 m/s 以下, 同时温度不超过 800 K. 发电通道对流体的减速能力随着负载系数的增加而降低, 随着磁场强度的增加而升高. 如果增加流体的电导率, 将能达到更好的减速效果.

2) 当负载系数为 0.50 时, 发电通道的电功率密度为最大, 单位体积内能够达到兆瓦级的发电量. 提高磁场强度大小能够促进对来流焓的提取率, 增加负载系数大小能够降低焦耳热耗散, 并且来流的总温随着焓提取率的增大而减小, 在一定程度上控制了流体的熵增.

3) 电功率密度、电流密度、焦耳热流密度的最大值均出现在管道入口处的第一对电极之间. 在壁面区域, 最大电流密度和焦耳热流密度均发生在电极与绝缘壁交界处的电极壁面上.

4) 当 $S=1$ 时焦耳热流密度最小, 最有利于对来流焓值的提取, 但要增加电极布置密度, 以防止减速能力和发电性能的降低.

参考文献:

- [1] Kuranov A L, Sheikin E G. MHD control by external and internal flows in scramjet under "AJAX" concept [R]. AIAA-2003-0173, 2003.
- [2] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Nonequilibrium magnetohydrodynamic control of turbojet and scramjet inlets [R]. AIAA-2002-2251, 2002.
- [3] Murray R C, Zaidi S H, Carrar M R, et al. Observation of MHD effects with non-equilibrium ionization in cold supersonic air flows [R]. AIAA-2004-1025, 2004.
- [4] Hirota O, Atsushi M, Takashi A, et al. Feasibility study on the flight demonstration for a reentry vehicle with the magnetic flow control system [R]. AIAA-2006-3566, 2006.
- [5] Knight D. A selected survey of magnetogasdynamic local flow control at high speeds [R]. AIAA-2004-1191, 2004.
- [6] Gotoh D, Takahashi T. Computational analysis of HVEPS scramjet MHD power generation [R]. AIAA-2007-4015, 2007.
- [7] Murase K, Ishikawa M. Secondary flow induced in coal-fired Faraday MHD generator at IEE [R]. AIAA-2002-2150, 2002.
- [8] Gaitonde D V. Three-dimensional flow-through scramjet simulation with MGD energy-bypass [R]. AIAA-2003-172, 2003.
- [9] Nagakubo Y, Yamashita T. Comparison of generator performance of small-scale diagonal and Faraday MHD generators [R]. AIAA-2010-4302, 2010.

- [10] 郑小梅,吕浩宇,徐大军,等. 二维超燃冲压发动机磁控进气道的数值模拟[J]. 推进技术, 2010, 31(1): 12-17.
ZHENG Xiaomei, LÜ Haoyu, XU Dajun, et al. Numerical simulation of a two-dimensional scramjet MHD controlled inlet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(1): 12-17. (in Chinese)
- [11] 郑小梅,徐大军,蔡国飙. 磁控进气道二维性能计算[J]. 航空动力学报, 2009, 24(3): 581-587.
ZHENG Xiaomei, XU Dajun, CAI Guobiao. Numerical simulation of the two-dimensional magnetohydrodynamic controlled inlet[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(3): 581-587. (in Chinese)
- [12] 吕浩宇,李椿萱. Hall效应对磁流体压缩管道电磁流动特性的影响[J]. 中国科学, 2010, 55(12): 1182-1188.
LÜ Haoyu, Lee C H. Influence of hall effects on characteristics of magnetohydrodynamic converging channel[J]. Science China, 2010, 55(12): 1182-1188. (in Chinese)
- [13] 田正雨,张康平,潘沙,等. 磁流体动力学斜激波控制数值模拟分析[J]. 力学季刊, 2008, 29(1): 72-77.
TIAN Zhengyu, ZHANG Kangping, PAN Sha, et al. Numerical investigation and analysis for MHD oblique shock control[J]. Chinese Quarterly of Mechanics, 2008, 29(1): 72-77. (in Chinese)
- [14] 鲍文,常军涛,牛文玉,等. 超燃冲压发动机磁控进气道设计影响因素分析[J]. 航空动力学报, 2005, 20(3): 368-372.
BAO Wen, CHANG Juntao, NIU Wenyu, et al. Influence factor analysis of the MHD controlled scramjet inlet design[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(3): 368-372. (in Chinese)
- [15] Hoffmann K A. An integrated computational tool for hypersonic flow simulation[R]. AFOSR GRANT # F49620-00-1-0219, 2004.