

电磁流体表面推进机理与效果分析*

刘宗凯 周本谋[†] 刘会星 刘志刚 黄翼飞

(南京理工大学瞬态物理重点实验室, 南京 210094)

(2010年7月21日收到; 2010年10月13日收到修改稿)

电磁流体表面推进是在推进单元周围的导电流体中(海水、等离子体等)激励出电磁体积力,并利用电磁体积力的反作用力达到推进的目的. 基于电磁场和流体力学的基本控制方程,采用有限体积法对电磁流体表面推进的效果进行了数值模拟研究,分析了在不同姿态(攻角)和不同电磁体积力的作用下,航行器周围流场结构的变化规律和推力的变化特点. 研究表明:沿航行器表面分布的电磁体积力可以有效地改变流体边界层的结构,并能向流体边界层传输动量与能量,从而使航行器获得所需的推力. 流体对航行器的黏性阻力和压差阻力的影响随作用参数的增大而减弱,且推力系数和作用参数的关系渐由非线性趋于线性,航行器所获得的推力大小主要取决于电磁体积力的强度. 在航行器有攻角运行的情况下,电磁流体表面推进方式还能有效地提升航行器的升力. 因此,将航行器表面设计为推进单元的工作面,对航行器整体结构的优化设计和推进效率的提高有一定意义.

关键词: 表面推进, 航行器, 推进单元, 电磁体积力

PACS: 47. 65. - d, 47. 85. L -

1. 引言

浸入弱导电流体(海水、等离子体等)中的物体,由于周围诱导磁场和电场比较微弱,必须施加外加电场和磁场才能使其在近壁面激发出一种沿法向迅速衰减且能直接反映体积分布特征的电磁体积力(electromagnetic body forces)^[1,2]. 电磁体积力也称为“电磁彻体力”或“洛伦兹力”. 电磁流体力学(EMHD)研究了这种具有改变和调控流场形态与结构的电磁体积力的作用机理. 对于此,前人实验研究并数值模拟了电磁体积力对湍流边界层的控制作用. 文献[3—6]讨论了电磁减阻及其效率. Weier等^[7,8]阐述了不同雷诺数和方向的电磁体积力对平板和翼型体绕流的主动控制效果,表明流向电磁体积力能很好地向近壁流场传输能量,促进近壁流体的运动并能显著提高翼型的升力,抑制流动分离. Sam等^[9]分析了电磁体积力对平板绕流和流体静力学压力的影响因素. 此外,电磁体积力还具有消涡、降噪、减振、调控流场结构和提高推进效果等作用^[10—18]. 当电磁体积力大于阻力时,它足以对航行器起到推进作用^[19],这就是电磁流体推进研究的

基础.

磁流体推进通常分为内磁传导式、内磁感应式、外磁传导式和外磁感应式四类. 将航行器表面作为推进器的工作面是一种新型的推进方式,它具有占用空间小、无机械装置、安静无噪声等优点,此外它还能够很好地避免螺旋桨推进系统所产生的空泡效应和效率瓶颈,并且较一般的机械控制装置具有更长的寿命和更高的可靠性. 随着超导技术的发展,磁流体推进越来越受到人们的关注^[20,21].

本文通过数值实验分析了电磁流体表面推进的机理及其效果,讨论了在不同强度的电磁体积力作用下航行器周围场强的分布和变化情况,并研究了其所受的压差阻力、黏性阻力随时间的变化关系. 结果表明,航行器表面施加的流向电磁体积力能有效地降低航行器的压差阻力,增加周围流场的流向动能,从而使其获得前进的动力.

2. 控制方程与基本参数

2.1. 航行器的设计

推进单元由交错排布的电极与磁极组成,这样

* 国家自然科学基金(批准号:10572061)和南京理工大学科研发展基金(批准号:XKF09058)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: bmzhou@mail.njust.edu.cn

可以在推进单元表面的导电流体中激励出正向(流向)电磁体积力. 将推进单元排布包裹于航行器表面, 就构成了所要研究的航行器, 如图 1 所示.

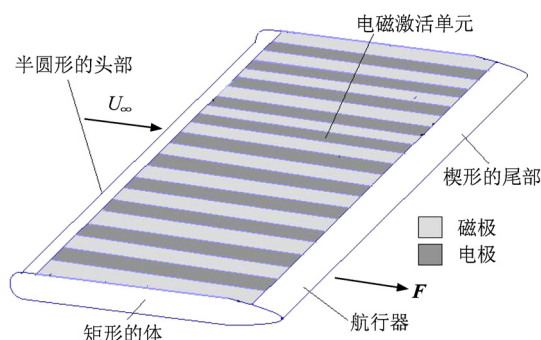


图 1 包裹电磁推进单元的航行器

2.2. 基本的控制方程

电磁体积力 F 是由电流密度矢量 j 和磁感应强度 B 相互作用产生的, F 可以表示为

$$F = j \times B. \quad (1)$$

由欧姆定律得

$$j = \sigma(E + u \times B), \quad (2)$$

其中 E, u, σ 分别表示电场强度、流体流动速度和电导率. 由于电解液流动和磁场所激励的电流相对于电场产生的电流要弱得多, 所以 $\sigma u \times B$ 项可以忽略不计. 因此, 方程(2)可以简化为

$$j = \sigma E. \quad (3)$$

将时间 t 除以 c/U_∞ 定义为无量纲时间 t^* 、并定义 $2(p - p_0)/(\rho U_\infty^2)$ 为无量纲压力(其中 p_0 为标准大气压)、 j/J_0 和 B/B_0 分别为无量纲电流密度和磁感应强度(其中 J_0 和 B_0 分别表示特征电流密度和磁感应强度)、 u/U_∞ 为无量纲速度, 则二维不可压缩流无量纲形式的控制方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} - Nf = 0. \quad (4)$$

这里

$$U = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} u^2 + p \\ uv \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} vu \\ v^2 + p \end{bmatrix},$$

$$F_v = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} u_x \\ v_x \end{bmatrix},$$

$$G_v = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} u_y \\ v_y \end{bmatrix},$$

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu},$$

$$N = \frac{\pi J_0 B_0 c}{4 \rho u_\infty^2},$$

$$f = e^{-\pi(c/a)d'},$$

其中 N 为作用参数(表示电磁体积力强度), f 表示壁面电磁体积力的分布^[22], p 为压力, U_∞ 为来流速度, c 为弦长, a 为电磁极带宽度, d' 为距壁面的距离.

2.3. 网格生成与坐标变换

计算网格采用自适应贴体 C 型网格, 计算时通过正交变换将其转化为矩形网格, 网格数为 240×40 . 迭代计算采用带压力修正的半隐式算法(semi-implicit method for pressure linked equations, 简记为 SIMPLE 格式)^[23,24].

将物理坐标平面中的坐标 (x, y) 通过 $\xi = \xi(x, y)$ 和 $\eta = \eta(x, y)$ 变换为相应计算平面中的坐标 (ξ, η) , 如图 2 所示. 图 2(a) 为 C 型物理坐标网格示意图, 图 2(b) 为矩型计算坐标网格示意图.

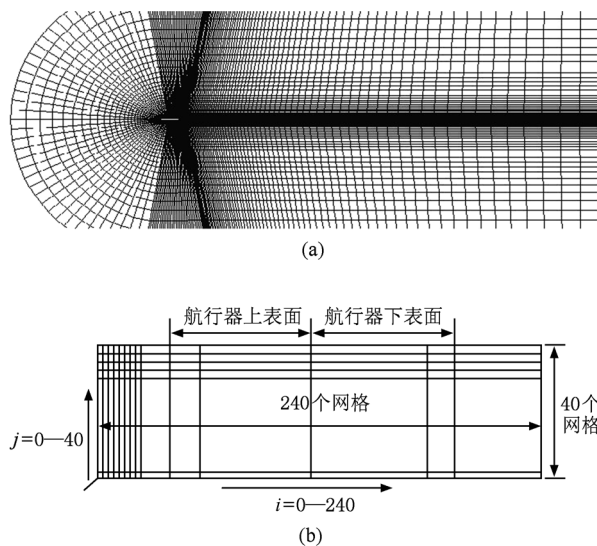


图 2 航行器周围的 C 型网格及其展开后的矩形网格 (a) 物理坐标网格, (b) 计算坐标网格

在计算平面 (ξ, η) 中, 网格点的坐标可以表示为

$$\xi_i = \xi_{\min} + i\Delta\xi \quad (i = 0, 1, \dots, M_x),$$

$$\eta_j = \eta_{\min} + j\Delta\eta \quad (j = 0, 1, \dots, M_y).$$

在 ξ 方向和 η 方向上的网格点数分别为 $M_x + 1$ 和 $M_y + 1$, $\Delta\xi$ 和 $\Delta\eta$ 为常数, 航行器表面和远场边界分别对应于 $\eta = \eta_{\min}$ 和 $\eta = \eta_{\max}$, 切割边分别对应于 ξ_{\min} 和 ξ_{\max} , 则经由坐标变换

$$\begin{aligned}
 &(\xi_i, \eta_j) \Leftrightarrow (x_{i,j}, y_{i,j}) \\
 &(i = 1, \dots, M_x - 1; j = 1, \dots, M_y - 1); \\
 &J = \begin{vmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{vmatrix} \\
 &= x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi,
 \end{aligned}$$

将控制方程转换为

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial(JU)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial\xi} \{ J[(F - F_v)\xi_x + (G - G_v)\xi_y] \} \\
 &+ \frac{\partial}{\partial\eta} \{ J[(F - F_v)\eta_x + (G - G_v)\eta_y] \} - Nf = 0.
 \end{aligned} \tag{5}$$

2.4. 控制方程的离散

不同变量在控制体上的储存方式如图 3 所示.

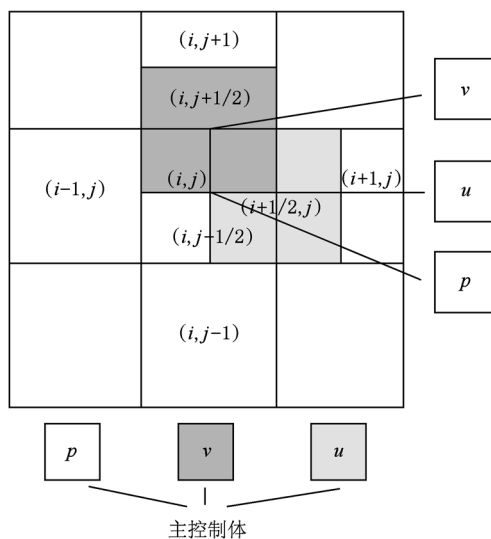


图 3 基于交错网格的控制体及变量的储存位置

令

$$\begin{aligned}
 E' &= F - F_v, \\
 F' &= G - G_v,
 \end{aligned}$$

在矩形网格中方程(5)转化为

$$\begin{aligned}
 &J \frac{\partial U}{\partial t} + J \frac{\partial(E')}{\partial\xi} \xi_x + J \frac{\partial(F')}{\partial\xi} \xi_y \\
 &+ J \frac{\partial(E')}{\partial\eta} \eta_x + J \frac{\partial(F')}{\partial\eta} \eta_y - Nf = 0.
 \end{aligned}$$

在 u 动量控制体 $(i + 1/2, j)$ 上对上式进行离散, 同时进行时间项的离散, 在时间方向上采用隐式离散

方案

$$\begin{aligned}
 &J \frac{u_{i+1/2,j}^{n+1} - u_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} \Delta\xi \Delta\eta + J\xi_x (E_{i+1,j}^{n+1} - E_{i,j}^{n+1}) \Delta\eta \\
 &+ J\xi_y (F_{i+1,j}^{n+1} - F_{i,j}^{n+1}) \Delta\eta \\
 &+ J\eta_x (E_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - E_{i+1/2,j-1/2}^{n+1}) \Delta\xi \\
 &+ J\eta_y (F_{i+1/2,j+1/2}^{n+1} - F_{i+1/2,j-1/2}^{n+1}) \Delta\xi - Nf = 0.
 \end{aligned}$$

在 u 控制体上对通量 E' 和 F' 项进行离散, 则 E' 和 F' 可以写成对流项和扩散项之和的形式

$$\begin{aligned}
 E' &= C_x + D_x + p, \\
 F' &= C_y + D_y,
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 C_x &= u^2, \\
 C_y &= uv, \\
 D_x &= -\frac{1}{Re} \frac{\partial u}{\partial x}, \\
 D_y &= -\frac{1}{Re} \frac{\partial u}{\partial y}.
 \end{aligned}$$

将对流项 C_x 和 C_y 采用二阶迎风格式进行离散, 扩散项 D_x 和 D_y 采用中心差分格式进行离散.

变量在 v 控制体上的离散方法与在 u 控制体上的离散方法类似.

对源项的离散,

$$Nf \Rightarrow Ne^{-\pi(c/a)^d} S_e.$$

式中 S_e 为二维控制体的面积.

采用带压力修正的半隐算法对控制方程组进行迭代求解.

2.5. 数值模拟与实验研究

电磁体积力作用下航行器绕流流场结构随时间的变化特点和流场的结构数据是数值模拟分析的基础, 在此基础上讨论分析航行器的受力(压差阻力、黏性阻力和推力等)情况. 因此, 对电磁体积力控制下攻角 $\theta = 10^\circ$ 的航行器绕流进行了实验研究和数值模拟.

实验采用高锰酸钾微管标示流体流动轨迹, 导电流体采用硫酸铜溶液模拟海水. 实验条件为导电流体密度 $\rho = 1003 \text{ kg/m}^3$, 电导率 $\sigma = 10 \text{ S/m}$, 加在电极上的电压为 8 V , 电流密度 $j_{0\max} = 1210 \text{ A/m}^2$, 弦长雷诺数 $Re = 2000$, 实验过程中时间 t 的单位为 s . 数值模拟所选取的参数如下: 雷诺数 $Re = 2000$, 来流速度 $U_\infty = 1 \text{ m/s}$, 翼型弦长 $c = 0.1 \text{ m}$.

图 4(a) 和图 5(a) 分别为未加力时的涡量和脉线分布, 图 4(b) — (f) 和图 5(b) — (f) 为施加电磁

力后的涡量和脉线分布. 在逆压梯度的作用下前缘附近的流体开始从航行器表面分离, 从而在航行器的背风面产生顺时针的前缘涡. 在主流的拉动下, 前缘涡向下游移动并最终脱体, 且它的产生与脱体呈现周期性变化. 电磁体积力作用后, 由于边界层

的厚度大于电磁体积力的渗透深度, 电磁体积力作用初期只能使边界层底层区域加速, 底部边界层沿壁面的动能迅速提升, 推动着新涡向下游移动并最终脱体, 前缘不再有新涡街生成 (图 4 (f) 和图 5 (f)). 数值模拟能反映流场结构变化.

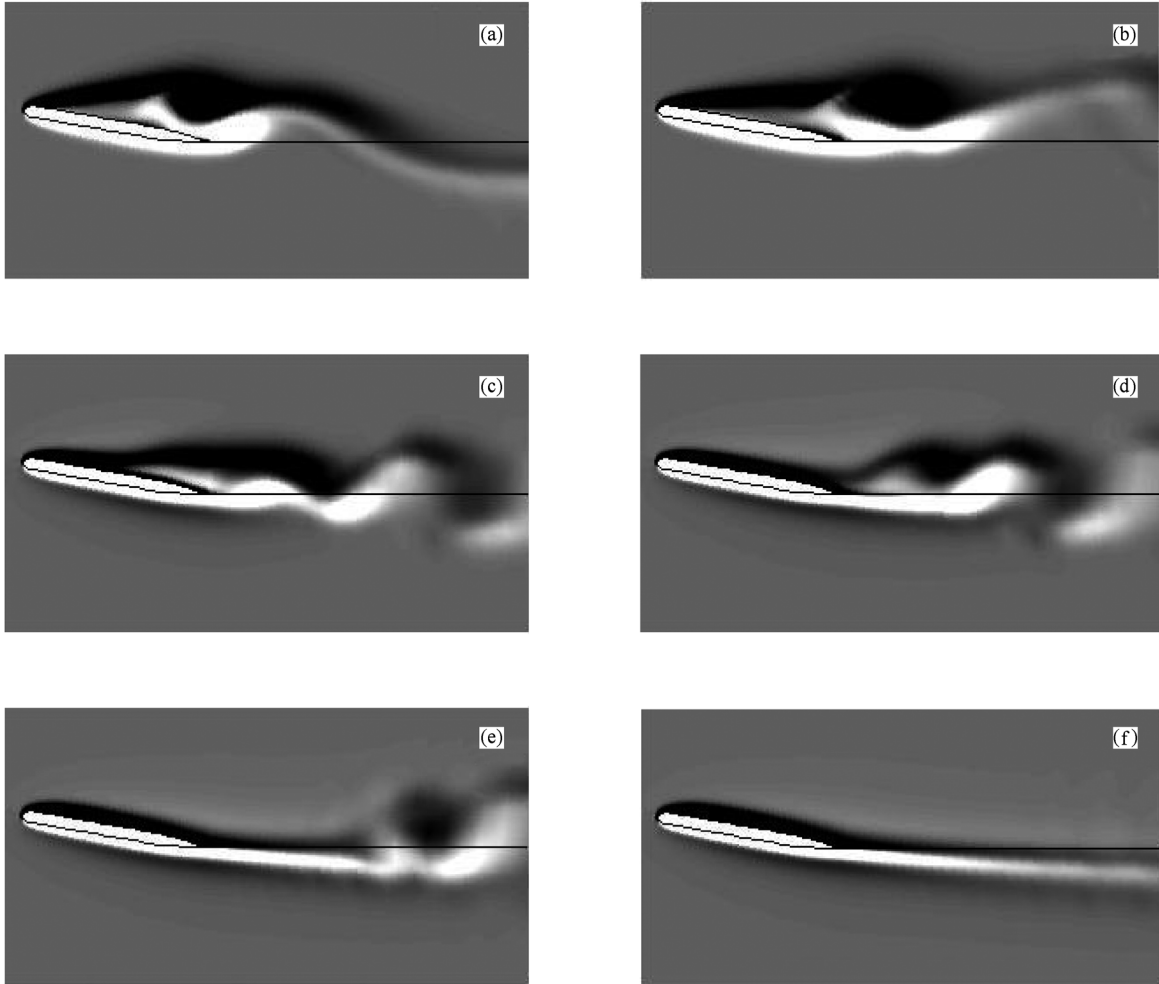


图4 计算得到流向电磁体积力作用下 $\theta = 10^\circ$ 时航行器绕流的流场涡量分布 (a) $t^* = 0.4$, (b) $t^* = 0.6$, (c) $t^* = 1.4$, (e) $t^* = 1.6$, (f) $t^* = 1.8$

3. 航行器绕流流场结构变化特征

3.1. 航行器周围压力分布

图 6 所示为 $\theta = 0^\circ$ 时航行器绕流在 $N = 0, 50, 100, 150$ 的电磁体积力控制下的无量纲压力分布. 电磁体积力作用区间为 $t^* = 1-2$ (下同). 在来流的冲击下航行器尖端压力约为 0.3, 尾缘处压力约为

-0.069, 如图 6 (a) 和 (b) 所示. 电磁体积力作用后, 流体的流向动能沿航行器上下表面迅速提升, 流体向尾缘汇集. 前后压差迅速减小甚至为负, 前缘周围负压区域范围不断扩展, 尾缘处压力由 -0.069 分别升高到 0.054 ($N = 0$), 0.339 ($N = 50$) 和 0.488 ($N = 150$). 电磁体积力作用强度较弱的航行器前缘负压区和尾缘正压区范围均较小, 因此流向电磁体积力能有效地降低航行器的压差阻力, 并能够使压差力成为航行器的动力之一.

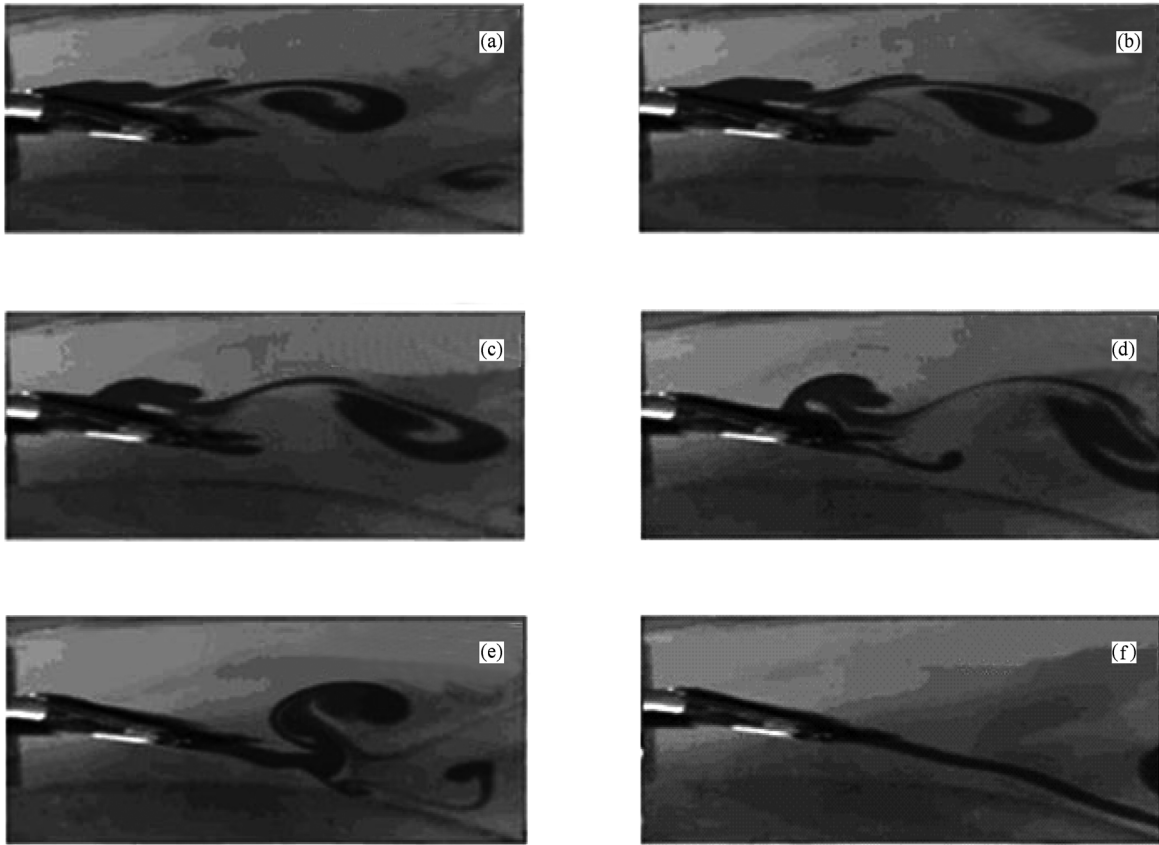


图5 实验得到流向电磁体积力作用下 $\theta = 10^\circ$ 时飞行器绕流的脉线分布 (a) $t = 6$ s, (b) $t = 8$ s, (c) $t = 11$ s, (d) $t = 16$ s, (e) $t = 20$ s, (f) $t = 33$ s

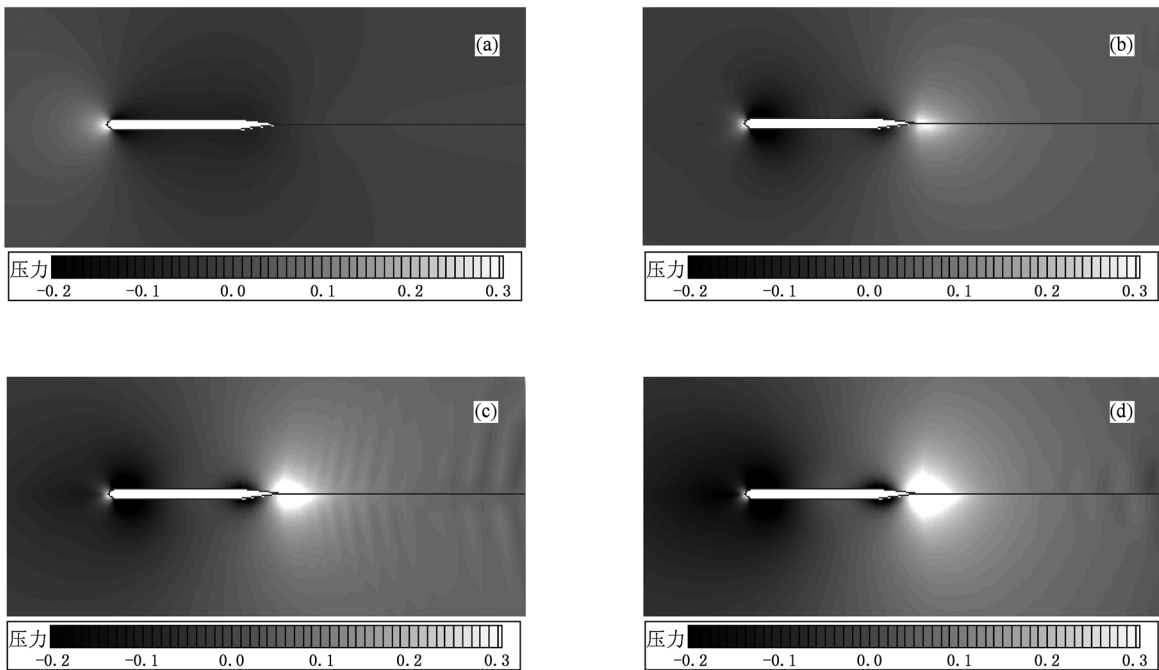


图6 $\theta = 0^\circ$ 时飞行器在电磁体积力稳定作用后周围的无量纲压力分布 (a) $N = 0$, (b) $N = 50$, (c) $N = 100$, (d) $N = 150$

图 7 所示为 $\theta = 10^\circ$ 时航行器绕流在 $N = 0, 50, 100, 150$ 的电磁体积力控制下的无量纲压力分布. 未加电磁体积力时航行器背风面负压区范围和强度较小, 如图 7(a) 所示. 当 $N = 50$ 的流向电磁体积力作用后, 航行器周围的流场在电磁体积力的推动下沿表面向后缘加速, 尾缘处压力增大,

背风面负压区前移. 随着电磁体积力强度的不断提高, 来流由于受到航行器后缘的阻挡, 下表面的压力由前缘向尾缘逐渐升高, 正、负压区域覆盖范围不断扩展, 尾部流场有周期性压力振荡的产生, 如图 7(c) 和(d) 所示. 上下壁面的压差增大, 航行器的升力增加.

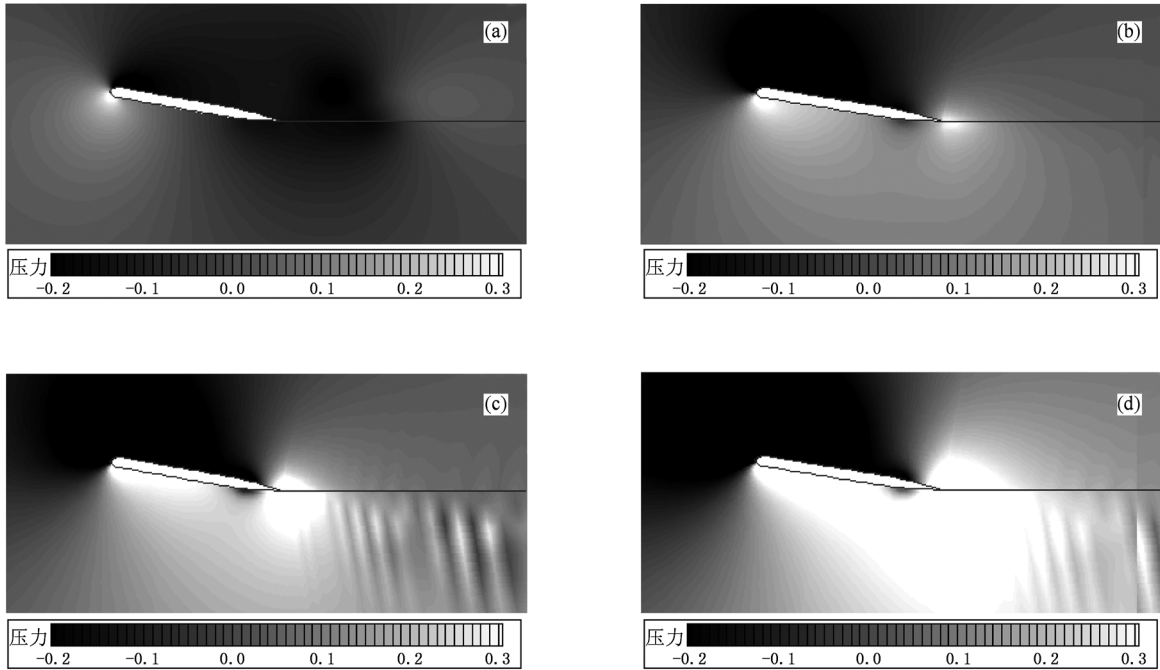


图 7 $\theta = 10^\circ$ 时航行器在电磁体积力稳定作用后周围的无量纲压力分布 (a) $N = 0$, (b) $N = 50$, (c) $N = 100$, (d) $N = 150$

图 8 所示为当 $\theta = 10^\circ$ 时航行器绕流在 $N = 50$ 的电磁体积力控制条件下不同时刻的无量纲压力分布曲线. 时间 $t^* = 0.5$ 时未加力, 迎风面的前缘上表面压力为正, 背风面压力为负. 电磁体积力作用后背风面前缘上表面的压力极值由 $t^* = 0.5$ 时的 $2(p - p_0)/(\rho U_\infty^2) = -0.5$ 变化到 $t^* = 1.2$ 时的 $2(p - p_0)/(\rho U_\infty^2) = -1.32$; 迎风面前缘处压力极值由 $t^* = 0.5$ 时的 $2(p - p_0)/(\rho U_\infty^2) = 0.42$ 变化到 $t^* = 1.2$ 时的 $2(p - p_0)/(\rho U_\infty^2) = 0.45$. 压力越接近后缘变化幅度越缓, 说明电磁体积力对航行器前缘背风面的影响更为显著. 这是由于攻角的存在使得航行器绕流在迎风面具有更高的速度, 背风面流体绕流产生的压力差使近壁流体脱体甚至回流, 因此相同强度的流向电磁体积力对背风面较高速度流动的导电流体的作用效果更为显著.

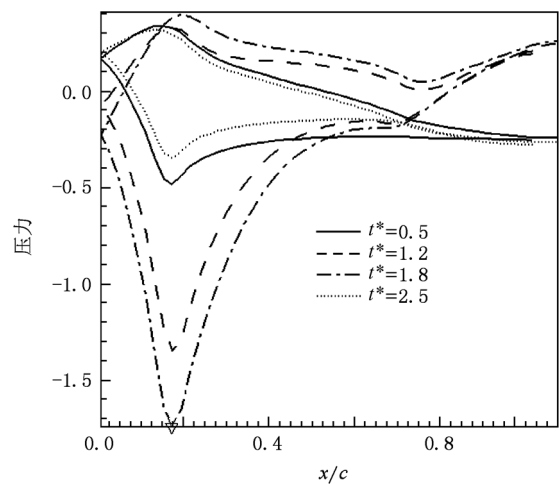


图 8 不同时刻航行器近壁无量纲压力分布曲线 ($\theta = 10^\circ$)

3.2. 航行器周围速度分布

图 9 所示为当 $\theta = 10^\circ$ 时航行器近壁流场流向

速度的变化. 从图 9 可以看出, 电磁体积力未作用时, 航行器尖端流向速度为 0.75, 来流绕过半圆形尖端后速度提升到 1, 流速沿航行器上表面不断衰减, 直至尾部的 0.2. 随着电磁体积力作用强度的提

高,流向速度由前缘向后不断提升,速度最大值由前缘向后缘移动,在后缘处流速的最大值分别达到 1.7 ($N = 50$) 和 2.5 ($N = 100$).

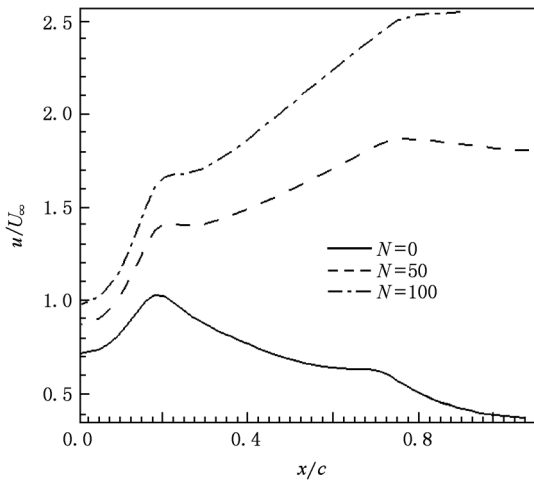


图9 航行器近壁流场流向速度的变化($\theta = 10^\circ$)

图 10 所示为当 $\theta = 0^\circ$ 时航行器中心沿法线方向的流向速度分布曲线,其中 l 为航行器厚度,且 $d'' = d'/l$. 从图 10 可以看出:当无电磁体积力作用时,由于黏性边界层的影响,近壁 ($d'' = 0.1$) 流向速度趋于零,随着法向距离 d' 的增加,流速不断提升并趋于来流速度. 当不同强度的电磁体积力作用后,近壁速度分别达到 $u/U_\infty = 1.52$ 和 1.98 ,并随着壁面距离的增加不断衰减,当 $d'' = 4$ 时, u/U_∞ 分别为 1.05, 1.1 和 1.18. 当 $d'' > 18$ 时 u/U_∞ 趋于来流速度.

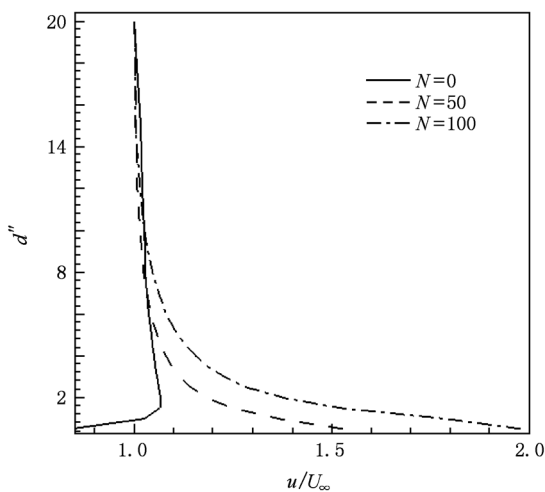


图 10 航行器中心处沿法线方向的流向速度分布曲线 ($\theta = 0^\circ$)

4. 航行器受力的变化特征

4.1. 受力分析

航行器在导电流体中航行主要受到压差阻力、黏性阻力和电磁体积力的影响. 图 11 为航行器的受力分析图. 航行器的阻力主要是由压差阻力沿 x 方向的分量 f_{prx} 和黏性阻力沿 x 方向的分量 f_{shx} 组成. 电磁体积力对航行器产生的沿 x 方向的反作用力 f_{lorx} 为推进力.

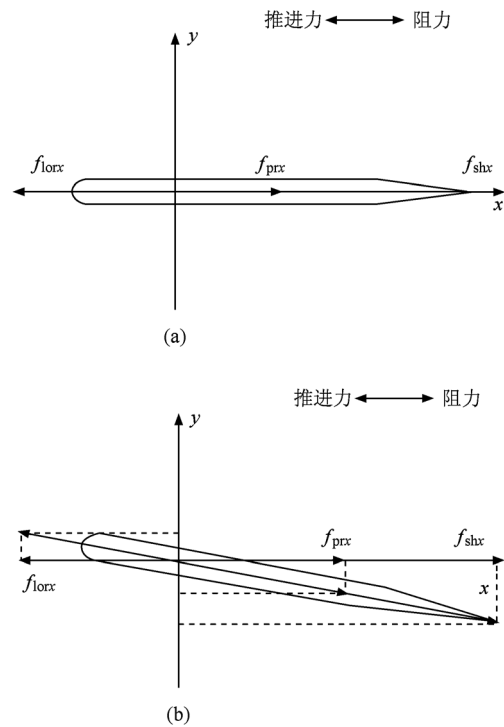


图 11 航行器的受力分析 (a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 10^\circ$

当 $\theta = 0^\circ$ 时航行器绕流在 $N = 50$ 的电磁体积力控制下, x 方向的压差阻力 f_{prx} 、黏性阻力 f_{shx} 和航行器受到的总阻力 f_t ($f_t = f_{prx} + f_{shx}$) 以及电磁体积力的反作用力 f_{lorx} 随时间 t^* 的变化关系如图 12 和图 13 所示.

图 12 所示为 f_{prx} 和 f_{shx} 随时间 t^* 的变化关系. 从图 12 可以看出:电磁体积力作用前, $f_{prx} = 0.0018$, $f_{shx} = 0.004$. 电磁体积力作用后流体流向动能增加, 此时 $f_{prx} = 0.0006$, $f_{shx} = 0.013$. 尾缘处压力增大使得 f_{prx} 减小, 近壁流速的提高使得 f_{shx} 增大.

图 13 所示为 f_t 和 f_{lorx} 随时间 t^* 的变化关系. 从图 13 可以看出:电磁体积力作用前, $f_t = 0.0059$, 电

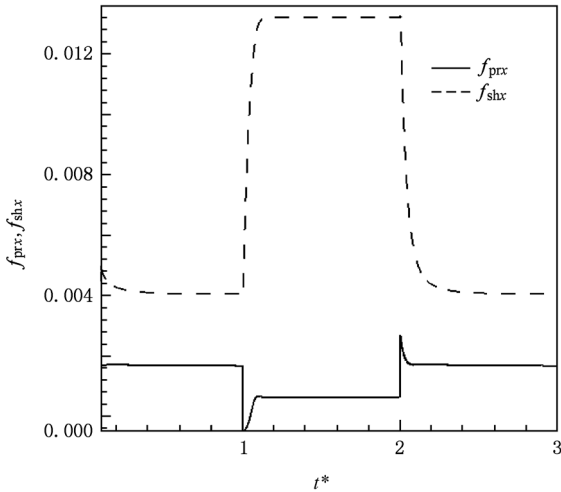


图 12 当 $\theta = 0^\circ, N = 50$ 时,在电磁体积力的作用下 f_{prx} 和 f_{shx} 随时间 t^* 的变化关系

磁体积力在 x 方向的分量为零. 当电磁体积力作用后, 由于 f_{shx} 的提高, f_t 提升至 0.0136, f_{lorx} 达到 0.055, 方向沿 x 的负方向, f_t 在合力中所占的比重为 34.15%.

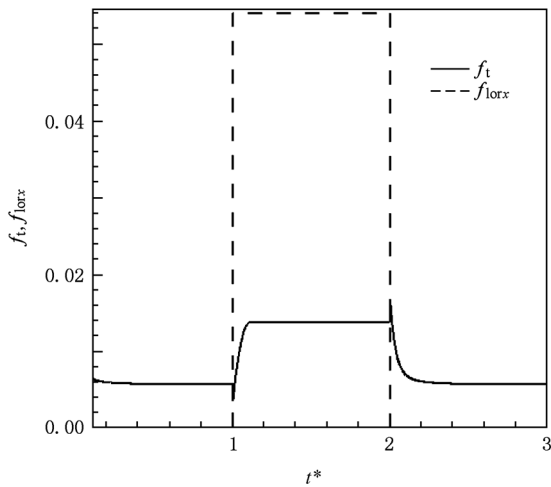


图 13 当 $\theta = 0^\circ, N = 50$ 时,在电磁体积力的作用下 f_t 和 f_{lorx} 随时间 t^* 的变化关系

当 $\theta = 10^\circ$ 时, 航线器绕流在 $N = 50$ 的电磁体积力控制下 $f_{\text{prx}}, f_{\text{shx}}$ 和 f_t, f_{lorx} 随时间的变化关系如图 14 和图 15 所示.

图 14 所示为 f_{prx} 和 f_{shx} 随时间 t^* 的变化关系. 从图 14 可以看出: 由于攻角的存在, 电磁体积力作用前流体在逆压梯度的作用下, 背风面有较强的顺时针涡街形成, f_{prx} 和 f_{shx} 的变化幅度较大, 涡街相继不规则的脱体诱导了振动. 当流场稳定后, 航行器表面微小涡街的不断脱体导致了 f_{prx} 和 f_{shx} 微弱的波

动. 电磁体积力作用后, 近壁流场沿壁面加速, 尾缘压力增加, f_{shx} 提高到 0.01, 而 f_{prx} 稳定时刻略微提升到 0.007. 由于电磁体积力对流体流向动能的提升作用, 从而增加了流体抵抗压差力的能力, 抑制了流动分离同时起到了消涡的作用, 因此电磁体积力作用期间 f_{prx} 和 f_{shx} 的波动明显减弱.

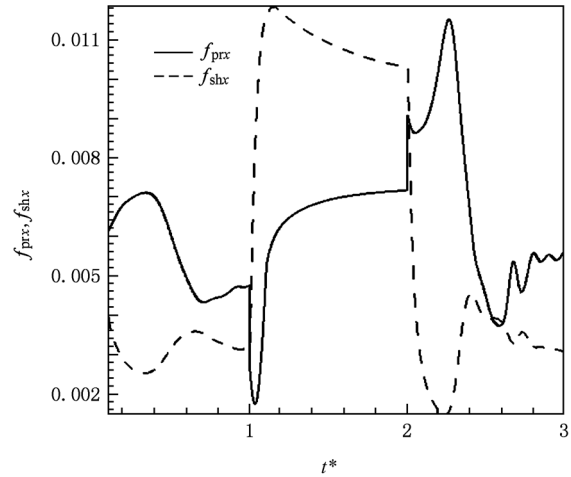


图 14 当 $\theta = 10^\circ, N = 50$ 时,在电磁体积力的作用下 f_{prx} 和 f_{shx} 随时间 t^* 的变化关系

图 15 所示为 f_t 和 f_{lorx} 随时间 t^* 的变化关系. 从图 15 可以看出: 未加力时阻力 f_t 稳定在 0.0082, $f_{\text{lorx}} = 0$. 当电磁体积力作用后, f_t 迅速提升至 0.017, f_{lorx} 为 0.054, 阻力在合力中所占的比重为 45.94%, 较无攻角时大.

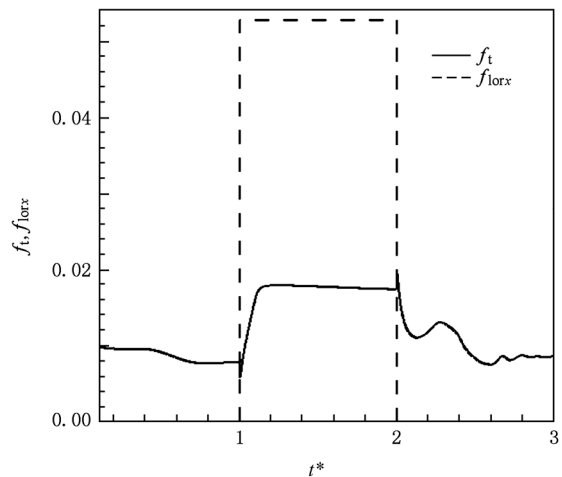


图 15 当 $\theta = 10^\circ, N = 50$ 时,在电磁体积力的作用下 f_t 和 f_{lorx} 随时间 t^* 的变化关系

如图 12—图 15 所示, f_{prx} 在加力初期先下跃到最低峰值又迅速回升趋于平稳, 撤消力的瞬间有类

似的上跃和回落现象,存在攻角时最为显著.这主要是由流体的惯性所造成,加力初期电磁体积力向周围低速流场迅速传输动能,此时周围低速流场动能变化最为剧烈,诱导了加力瞬间 f_{prx} 的下跃,但随着电磁体积力的持续作用近壁流场速度提升,动能变化趋于稳定从而使 f_{prx} 保持稳定.当撤销力瞬间 f_{prx} 的反向跳跃也同样是流体惯性造成的.

4.2. 推力系数与电磁体积力强度的关系

推力系数 C_{pro} 与作用参数 N 的关系曲线如图16和图17所示. C_{pro} 与电磁体积力的反向作用力 f_{lox} 以及 f_t 的关系为

$$C_{\text{pro}} = \frac{f_{\text{lox}} - f_t}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c}$$

当 $\theta = 0^\circ$ 时 C_{pro} 随 N 的变化关系如图16所示.从图16可以看出:当 $N = 1$ 时 C_{pro} 为 -0.1 ,推力小于阻力.随着 N 的增大 C_{pro} 值上升,当 $N = 6$ 时航行器受到的阻力和电磁体积力基本相当, C_{pro} 趋于零.

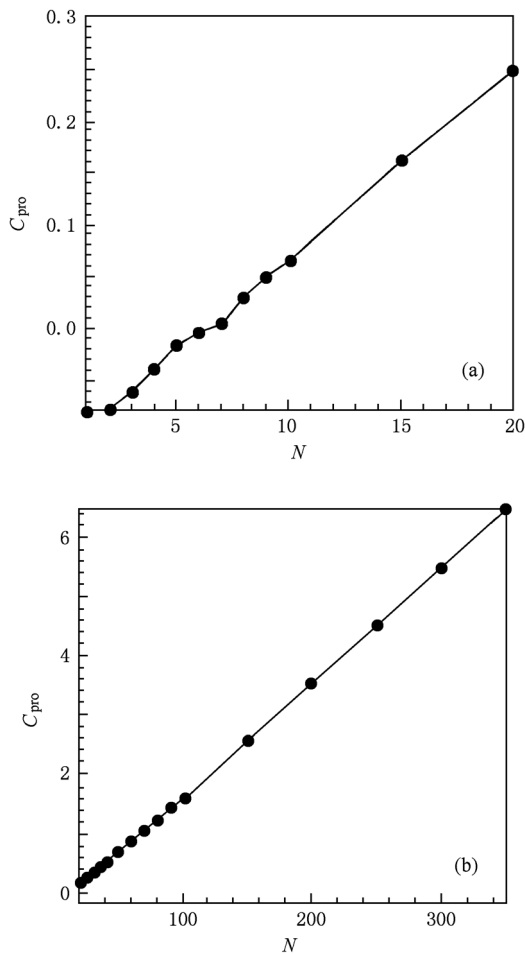


图16 当 $\theta = 0^\circ$ 时, C_{pro} 随 N 的变化关系 (a) $N < 20$, (b) $N > 20$

流体在电磁体积力的作用下沿流向加速,近壁边界层受到的扰动增强,同时 f_t 增加,但其增幅远远低于电磁体积力的增幅.当 $f_{\text{lox}} < f_t$ 时, C_{pro} 为负值.当 $f_{\text{lox}} > 10f_t$ 时,黏性阻力和压差阻力对航行器的影响随电磁体积力的增强而减弱.

图17所示为 $\theta = 10^\circ$ 时 C_{pro} 随 N 的变化关系.从图17可以看出:由于攻角的存在,航行器受到扰动较大,电磁体积力较小时黏性阻力和压差阻力对航行器影响较为显著,因此当 $N < 20$ 时 C_{pro} 随 N 的非线性变化较无攻角时显著.当 $N < 9$ 时 C_{pro} 为负值,当 $N > 100$ 时阻力对航行器的影响小于10%,阻力对 C_{pro} 的影响可以忽略,从而 C_{pro} 随 N 的变化趋势由曲线趋于直线,此时航行器获得的推力主要取决于电磁体积力的强度.

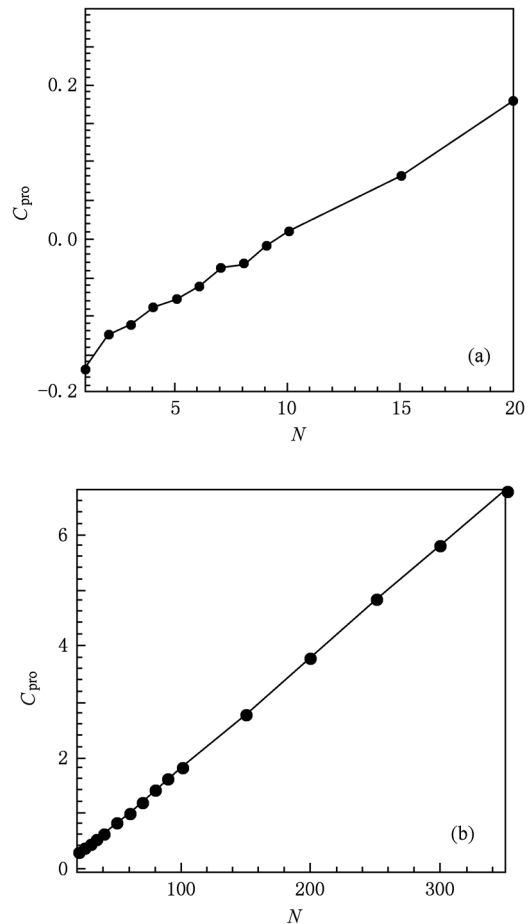


图17 当 $\theta = 10^\circ$ 时, C_{pro} 随 N 的变化关系 (a) $N < 20$, (b) $N > 20$

5. 结 论

采用不同强度的流向电磁体积力对攻角 θ 为 0° 和 10° 航行器的边界层以及其周围流场的调控和

推进效果不同. 电磁体积力越强, 其向流体边界层注入的能量就越多, 流体边界层流向动能增加就越显著, 飞行器所获得的推力也越大. 随着电磁体积力的增大, x 方向的黏性阻力、压差阻力对飞行器的影响逐渐减弱. 当攻角 θ 为 10° 时, 电磁体积力作用后, 飞行器下表面近壁正压区域增大, 上表面负压

区域也不断扩展, 致使升力增加. 流向电磁体积力小于阻力时, 推力系数小于零, 随着电磁体积力强度的增加推力系数由负变为正, 当电磁体积力大于十倍的阻力时, 阻力对推力系数的影响可以忽略, 此时飞行器获得的推力大小主要取决于电磁体积力的强度.

- [1] Kim S J, Lee C M 2000 *Exp. Fluids* **28** 252
- [2] Engel A, Friedrichs R 2002 *Am. J. Phys.* **70** 4
- [3] Shatrov V, Gerbeth G 2007 *Phys. Fluids* **19** 035109
- [4] McCamley M, Henoch C 2006 *AIAA Flow Control Conference* (Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics) p3191
- [5] Lantzsch R, Gerbeth G 2007 *J. Cryst. Growth* **305** 249
- [6] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2010 *Comput. Fluids* **39** 1261
- [7] Weier T 2003 *Flow Turbul. Combust.* **71** 5
- [8] Weier T, Gerbeth G 2004 *Eur. J. Mech. B* **23** 835
- [9] Sam L P, Rao B N 1995 *Acta Mech.* **113** 1
- [10] Sathyakrishna M 2001 *Acta Mech.* **150** 67
- [11] Dousset V, Alban P 2008 *Phys. Fluids* **20** 017104
- [12] Chen Y H, Fan B C, Chen Z H, Zhou B M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 648 (in Chinese) [陈耀慧、范宝春、陈志华、周本谋 2008 物理学报 **57** 648]
- [13] Kim S J, Lee C M 2001 *Fluid Dyn. Res.* **29** 47
- [14] Bityurin V A, Bocharov A N 2005 *AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technology* (Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics) p3225
- [15] Chen Z H, Fan B C, Zhou B M, Li H Z 2007 *Chin. Phys.* **16** 1027
- [16] Qiu X M, Tang D L, Sun A P, Liu W D, Zeng X J 2007 *Chin. Phys.* **16** 186
- [17] Yang J, Su W Y, Mao G W, Xia G Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6494 (in Chinese) [杨涓、苏纬仪、毛根旺、夏广庆 2006 物理学报 **55** 6494]
- [18] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2010 *Eur. J. Mech. B* **29** 53
- [19] Smolentsev S, Abdou M 2005 *Appl. Math. Model.* **29** 215
- [20] Molokov S 2007 *Magnetohydrodynamics Historical Evolution and Trends* (Berlin: Springer) p295
- [21] Baaziz D 2009 *Magnetohydrodynamics* **45** 281
- [22] Mutschke G, Gerbeth G, Albrecht T, Grundmann R 2006 *Eur. J. Mech. B* **25** 137
- [23] Joel H F, Milovan P 2002 *Computational Methods for Fluid Dynamics* (Berlin: Springer-Verlag) pp157—240
- [24] Ren Y X, Chen H X 2006 *The Basics of Computational Fluid Dynamics* (Beijing: Tsinghua University Press) p93 (in Chinese) [任玉新、陈海昕 2006 计算流体力学基础 (北京: 清华大学出版社) 第93页]

The analysis of effects and theories for electromagnetic hydrodynamics propulsion by surface*

Liu Zong-Kai Zhou Ben-Mou[†] Liu Hui-Xing Liu Zhi-Gang Huang Yi-Fei

(Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 21 July 2010; revised manuscript received 13 October 2010)

Abstract

The electromagnetic hydrodynamics (EMHD) propulsion by surface is performed through the reaction of electromagnetic body force, which is induced in conductive flow fluid (such as seawater, plasma and so on) around the propulsion unit. Based on the basic governing equations of electromagnetic field and hydrodynamics, by numerical simulations obtained by the finite volume method, the characteristics of flow field structures near the navigating and the strength variation of propulsion force are investigated at varying positions (the angle of attack). The results show that surface electromagnetic body force can modify the structure and the input energy of flow boundary layer, which enables the navigation to obtain the thrust. With the increase of interaction parameter the effect of viscous resistance and pressure drag to navigating decrease and the nonlinear relationship between propulsion coefficient and interaction parameter tends to be linear gradually. The strength of propulsion force depends mainly on the electromagnetic body force. The lift force can be improved effectively through the EMHD propulsion by surface at an angle of attack for navigating. The navigating surface can be designed as working space of propulsion units, which is of certain significance for optimizing the whole struction and improving the efficiency.

Keywords: propulsion by surfaces, navigating, propulsion unit, electromagnetic body force

PACS: 47.65.-d, 47.85.L-

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10572061) and the Scientific Research Development Foundation of Nanjing University of Science and Technology, China (Grant No. XKF09058).

[†] Corresponding author. E-mail: bmzhou@mail.njust.edu.cn