



电磁力控制下的翼型绕流和升力

陈耀慧, 范宝春*, 陈志华, 李鸿志

南京理工大学瞬态物理国家重点实验室, 南京 210014

* 联系人, E-mail: bcfan@mail.njust.edu.cn

收稿日期: 2008-06-24; 接受日期: 2009-05-17

摘要 对电磁力控制下的翼型绕流和升力的初始响应过程和变化规律进行了实验和数值研究. 实验和计算中, 均采用示踪粒子方法, 使流场可视化. 引进边界涡通量的概念, 推导了电磁力与边界涡通量以及升力的定量关系, 根据边界涡通量的分布, 对绕流流场对升力的影响进行了分析, 初步揭示了翼型绕流电磁控制的机理. 结果表明, 未加电磁力时, 翼型绕流和升力呈周期性变化. 在流向电磁力作用下, 翼面上的旋涡消失点以一定的规律向后缘移动, 最终以涡对的形式脱离翼面, 流场也因此趋于定常. 电磁力可以改变流场, 提高流场的负边界涡通量的强度, 有利于升力的提高. 但同时电磁力也使翼面压力增加, 使升力下降. 由于使升力提高的因素起主要作用, 故上翼面的流向电磁力可提高升力, 且电磁力愈大, 升力提高愈多. 覆盖在上翼面局部位置的电磁力也能抑制流动分离和提高升力, 电磁力作用于后部效果更好.

关键词

电磁力
翼型绕流
流体控制

在工程应用领域, 流动分离现象往往不是人们所预期的流动特性, 例如, 在航空领域, 翼面的流动分离会使升力下降、阻力增加, 乃至出现失速现象. 因此, 人们一直寻求有效的流动控制方法, 来抑制流动分离, 提高推进效率和飞行的稳定性.

20 世纪初, Prandtl^[1]利用狭缝抽吸方法, 首次实现了圆柱绕流分离脱体的控制. 其后, 人们提出各种流动控制方法, 如吸气、吹气、肋条以及聚合物等等^[2-7]. 20 世纪中叶, Gailitis 和 Lielausis^[8]通过电磁力来控制流体边界层, 以延缓层流向湍流的转捩. Henoch 和 Stace^[9]在海水中, 对电磁力控制平板湍流边界层的现象进行了实验研究, 结果显示电磁力可减小边界层的厚度和抑制湍流, 从而增加平板表面摩擦力和推力. Breuera 和 Park^[10]对管道湍流的电磁力控制进行

了实验研究, 结果表明, 最大阻力降可达 10% 左右. Berger 等^[11]对低雷诺数下的管道流的电磁减阻进行了数值模拟, 发现雷诺数为 100 时, 减阻的效果可达 40% 左右. Weier 和 Gerbeth 等^[12]利用流向电磁力, 对海水中一定攻角的平板和翼型的流动分离抑制进行了实验研究, 结果表明, 电磁力可以有效抑制分离, 提高升力. Weier 和 Fey^[13]等还通过实验, 研究了流向电磁力对弱导电液体中, NACA-0017 翼型的动力特性的影响, 结果表明, 电磁力能提升翼型升力和减小阻力, 特别在大攻角(达到失速)时, 升力提升幅度可达到 90%. 对此还进行了数值模拟的验证. Mutschke 和 Gerbeth 等^[14]对海水中翼型的绕流控制进行了研究, 结果表明振荡电磁力的控制效果比稳定的电磁力要好. Pang 等^[15]对展向震荡电磁力的边界层减阻进

引用格式: 陈耀慧, 范宝春, 陈志华, 等. 电磁力控制下的翼型绕流和升力. 中国科学 G 辑, 2009, 39(8): 1141—1150

Chen Y H, Fan B C, Chen Z H, et al. Flow pattern and lift evolution of hydrofoil with control of electro-magnetic forces. Sci China Ser G, 2009, 52(9): 1364—1374, doi: 10.1007/s11433-009-0172-4

行实验研究, 最大减阻效果可达 40%. 另外, Kim等^[16]讨论了电磁力对圆柱绕流的控制. 我们^[17,18]对包覆电磁场激活板的圆柱绕流进行了实验和数值研究, 讨论了电磁力对涡量以及阻力和升力的影响, 并对翼型绕流的电磁控制进行了实验研究^[19,20].

对于以一定的攻角置于流动的弱电解质溶液中的翼型, 当包覆在上翼面的电磁板被激活时, 在上翼面附近形成的流向电磁力可以抑制流体的分离, 使流动趋于稳定. 现有的研究大都集中于电磁力作用下稳定后的流场结构及升力与阻力的变化, 而对电磁力作用下的非定常的初始响应过程极少关注, 但该过程的研究对于探讨电磁力作用的机理和闭环优化控制是有意义的. 人们最为关注的是电磁力作用下的升力变化, 但对于升力与流场结构的关系以及电磁力导致升力变化的本质却缺少明确的定量分析. 而这种分析将有助于电磁板的设计和实际应用.

我们通过实验和数值计算, 讨论了电磁力作用下的初始响应过程. 由于实验是通过示踪粒子来显示流场结构的, 故计算时, 也采用了示踪粒子方法. 这不但使实验与计算具有可比性, 而且使计算的流场结构更清晰. 为了讨论流场与升力的关系, 本文引进边界涡通量的概念, 推导了边界涡通量和电磁力与升力变化的定量关系, 并用它作为由流场结构判断升力升降的判据. 我们对电磁力作用下的升力变化以及电磁力大小和作用位置对升力和绕流流场的影响进行了实验和数值计算方面的研究, 并根据边界涡通量的分布对这些问题中涉及的绕流流场与升力的关系问题作了系统的理论分析.

1 实验研究

翼型绕流的电磁控制实验在图 1 所示的水槽中进行. 水槽高 350 mm、外径和内径分别为 2000 和 1000 mm. 由三相齿轮变速电机驱动, 最低流速为 0.0023 m/s. 水槽上方的调整器, 用于调整翼型的插入位置、深度和攻角. 水槽中装有硫酸铜液体, 其电导率和密度与海水相近.

实验采用 NACA0012 翼型, 如图 2 所示. 宽度为 180 mm, 流向长度为 100 mm, 上表面(suction side)用磁极和电极形成的激活板包覆. 磁极和电极的宽度都是 10 mm, 永久磁铁的磁场强度是 1 T, 正负极的

电源电压是 6~10 V, 形成的平均电流密度 j_0 为 143~300 A/m², 调整电极电压, 可得到不同强度的电磁力. 利用图 2 所示的连接杆, 将翼型悬挂在调整器上, 并按要求将翼型浸入硫酸铜液体中, 如图 3 所示. 翼型前端为流场显示装置, 它将高锰酸钾溶液缓缓注

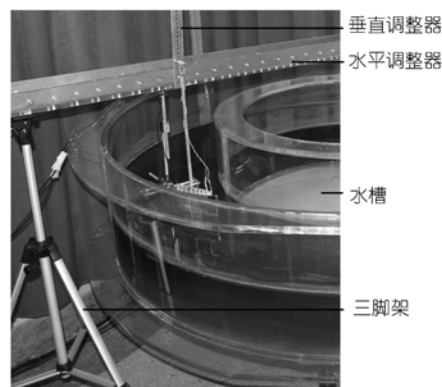


图 1 实验水槽图

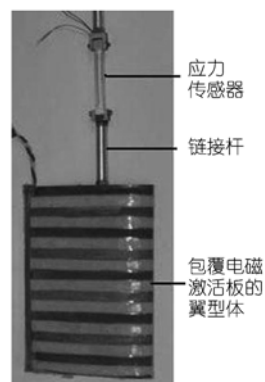


图 2 装有电磁激活板的翼型图

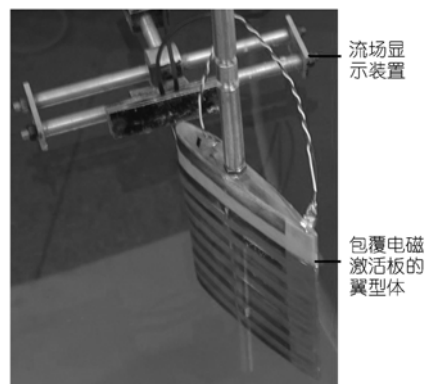


图 3 插入翼形体并带有流场显示装置的水槽

入流体中, 由此产生的红线可直观描述翼型绕流的形态.

翼型受到来自流体的作用力, 平行于来流方向的称为阻力, 垂直方向为升力. 为测示翼型受力的变化, 在连接杆的中段装有以应变片为主的应力测示系统, 该系统在力的作用下变形, 输出电信号, 其大小与受力大小有关.

利用该实验系统, 本文对翼型绕流的电磁控制进行了实验研究. 主要实验参数为: 流体密度 = 1030 kg/m³, 弦高雷诺数 $Re = 103$, 流体的电导率 $\sigma = 10$ S/m, 翼型攻角为 17°.

2 数值模拟

电磁场中, 弱电解质溶液的无量纲的流动控制方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} - \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + S. \quad (2)$$

其中, $\mathbf{V} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$ 为速度矢量; 无粘通量项

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} u^2 + \frac{p}{\rho} \\ uv \\ uv \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} uv \\ v^2 + \frac{p}{\rho} \\ v^2 + \frac{p}{\rho} \end{pmatrix}, \quad p \text{ 为压力, } \rho \text{ 为密度;}$$

$$\text{扩散通量项 } \mathbf{F}_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ v_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} u_y \\ v_y \\ v_x \end{pmatrix}, \quad \text{脚标表示}$$

偏导, 雷诺数 $Re = \frac{u_\infty c}{\nu}$, ν 为流体运动学黏性系数, c

为翼型的弦长, u_∞ 为来流速度; $S = \frac{f_L c}{\rho u_\infty^2}$ 为与电磁力有关的源项:

$$f_L = \sigma(\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0) = \frac{\pi}{4} j_0 B_0 e^{-\pi(c/w)y^*} \mathbf{e}_t^*. \quad (3)$$

其中, $j_0 = \sigma \mathbf{E}_0$ 为平均电流密度, σ 为电解液的电导率, $\mathbf{E}_0$ 为平均电场强度, $\mathbf{B}_0$ 为平均磁场强度, y^* 为翼型表面法向距离, w 为磁极和电极的宽度, $\mathbf{e}_t^*$ 为翼型表面单位切向向量.

令 $N = \frac{\pi j_0 B_0 c}{4 \rho u_\infty^2}$, 称为作用参数^[14], 于是

$$s = N g(y^*) \mathbf{e}_t^*, \quad (4)$$

其中 $g(y^*) = e^{-\pi(c/w)y^*}$ 为电磁力分布函数.

对(1)和(2)式进行贴体坐标变换, 引进压力的虚拟时间导数^[21], 从而得到贴体坐标中的拟压缩流动的守恒方程:

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{D}}}{\partial \hat{t}} = -\hat{\mathbf{R}} + \hat{\mathbf{S}}, \quad (5)$$

其中, “^”表示贴体坐标,

$$\hat{\mathbf{D}} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} p \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{\mathbf{F}} \\ \hat{\mathbf{S}} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{R}} = \frac{\partial}{\partial \hat{\xi}} (\hat{\mathbf{f}} - \hat{\mathbf{f}}_v) + \frac{\partial}{\partial \hat{\eta}} (\hat{\mathbf{g}} - \hat{\mathbf{g}}_v), \quad \hat{\mathbf{f}} = \begin{pmatrix} \beta U / J \\ \hat{\mathbf{F}} \end{pmatrix};$$

$$\hat{\mathbf{g}} = \begin{pmatrix} \beta U / J \\ \hat{\mathbf{G}} \end{pmatrix}; \quad \hat{\mathbf{f}}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{\mathbf{F}}_v \end{pmatrix}; \quad \hat{\mathbf{g}}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{\mathbf{G}}_v \end{pmatrix}$$

该方程可迭代求解, 其中动量守恒方程用二阶精度的三点向后差分格式离散, 连续性方程用隐式有限差分离散^[21].

计算时采用 C 型网格, 如图 4 所示. 计算的边界条件为: 翼型表面上采用无滑移边界条件($u=0, v=0$), 进口处 $u=0.91, v=0.42$, 出口处, $(\mathbf{n} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{u} = 0$ 和 $p=0$, 其中 $\mathbf{n}$ 代表边界的法向向量. 计算参数为: 弦长 c 为 100 mm, 电极宽度 w 为 10 mm, 磁场强度 $\mathbf{B}_0$ 为 1 T, 为讨论电磁力大小对流动影响时, 计算中取作用参数 N 分别取 3, 5 和 7, 弦高雷诺数为 $Re=96$, 攻角 $\alpha = 17^\circ$.

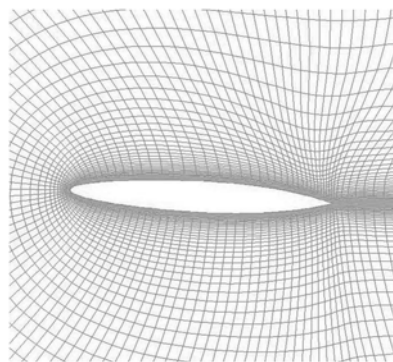


图 4 翼型计算网格

3 结果讨论

3.1 翼型绕流

3.1.1 绕流流场

实验时, 利用流场显示装置, 不断向流场注入示踪粒子(即高锰酸钾溶液), 用示踪粒子的瞬间位置来描述流场, 使流场可视化, 称此图像为脉线图. 图 5(a) 为攻角 17° , 弦高雷诺数 102 时, 翼型绕流脉线的系列实验照片. 为与实验结果比较, 计算时, 同样采用示踪粒子方法, 即在流场对应位置上, 不断投入对流场无干扰的、无质量的、随流场运动的粒子. 根据计算, 可得到所有投放的示踪粒子在某一瞬间的空间分布, 进而绘制流场的计算脉线图, 如图 5(b)所示.

图 5 描述了周期变化的, 以脱体和涡街为主要特征的翼型绕流. 流体在钝缘某处形成顺时针旋转的前缘涡(负向涡), 分离点的位置随 Re 数的大小而变化. 翼型后部尖缘处, 则形成逆时针旋转的后缘涡(正向涡), 分离点始终位于后缘尖点上. 在图 5(a1)和图 5(b1)中, 由前缘涡和后缘涡形成的涡对, 正离开翼型进入涡街, 新的前缘涡和后缘涡正在生成, 两者

之间为剪切边界层, 其间零星分布着顺时针和逆时针涡. 随着涡的发展, 前缘涡和后缘涡逐渐靠近, 在后缘涡作用下, 前缘涡向翼面逼近, 强度略有增加(如图 5(a2), 5(a3), 5(b2), 5(b3)). 然后, 在主流体作用下, 前缘涡和后缘涡以涡对的形式逐渐离开翼型(如图 5(a4)~5(a7), 5(b4)~5(b7))进入涡街. 而新的二次涡则先后在前、后缘再次生成, 从而使绕流完成一个周期的变化(如图 5(a8), 5(b8)).

3.1.2 翼面升力

翼型升力基本来自上下翼面的压力. 攻角的变化和体积力的加入都会导致翼面压力分布的变化, 从而导致升力的变化. 为了更好的讨论翼型升力的周期变化, 以及电磁力对升力的影响, 作如下推导.

方程(2)写成向量形式

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla p - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{S}.$$

于是, 翼面压力

$$\nabla p = -\mu \nabla \times \boldsymbol{\Omega} + S_b. \quad (6)$$

其中, $\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \mathbf{V}$ 表示涡量(vorticity), S_b 为壁面的切

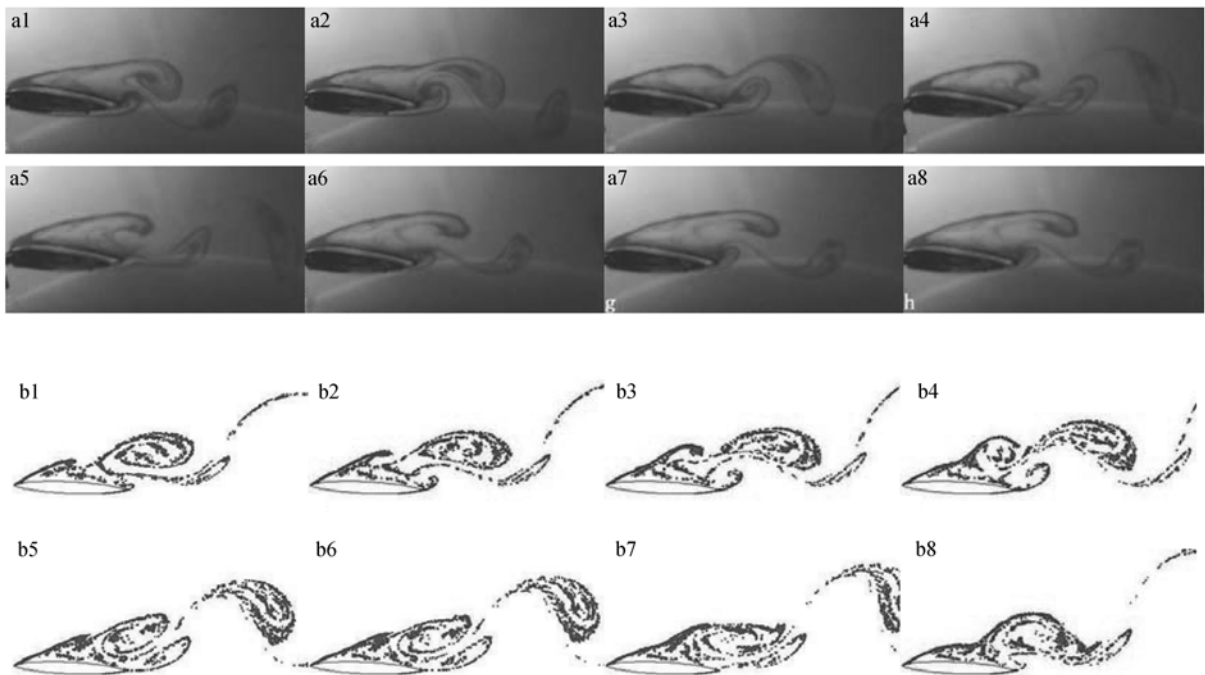


图 5 磁力作用时, 翼型绕流的流场脉线图

(a) 实验结果; (b) 计算结果

向电磁力.

在贴体坐标中,

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{h_\xi}{h_\eta} \Sigma + h_\xi S_b, \quad (7)$$

$$\text{其中, } h_\xi = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2} \text{ 和 } h_\eta = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2}$$

为拉梅系数(Lame coefficient), $\Sigma = -\mu \frac{\partial \Omega}{\partial \eta}$ 为边界涡通量(boundary vortex flux).

因此, 翼面压力分布由边界涡通量 σ 和壁面的切向电磁力 S_b 决定. 由于

$$\Sigma = \begin{cases} > 0, & \text{如果 } \Omega > 0, \\ < 0, & \text{如果 } \Omega < 0, \end{cases} \quad (8)$$

考虑到上下翼面(suction and pressure side) ξ 增加的方向不同, 因此, 无论上翼面还是下翼面, 负涡量总有助于升力的提高, 而正涡量使升力下降. Σ 愈强, 对升力的影响愈大.

图 6 为计算绘制的, 无流动控制的翼面升力变化图. 图中 a~h 各点对应于图 5(b1)~5(b8)图. 结果表明, 随着绕流的周期变化, 升力也随之周期变化. 这里仅讨论 b, d, f 和 h 四种典型时刻. 图 7 为上下翼面的边界涡通量分布图, 图 8 为上下翼面的压力分布图. 由图可见, b 时刻, 前缘涡强度最大, 为负向涡, 有助于升力的提高. f 时刻, 后缘涡对翼面的影响最小, 故上下翼面的边界涡通量也最小, 升力最大. 对于 d 和 h 时刻, 前缘涡强度较弱, 后缘涡对翼面的影响较强, 故翼面升力较小. 总之, 前缘涡有助于升力的提高, 后缘涡导致升力的下降, 且后缘涡对升力的影响较

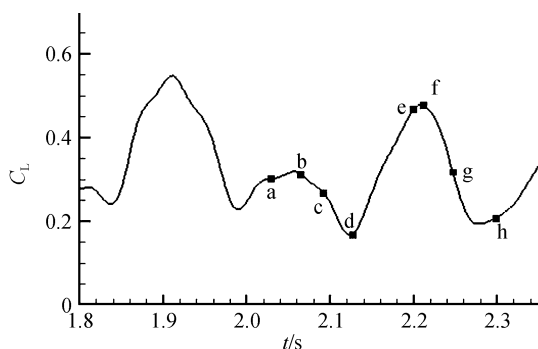


图 6 无电磁力作用时翼型升力变化图

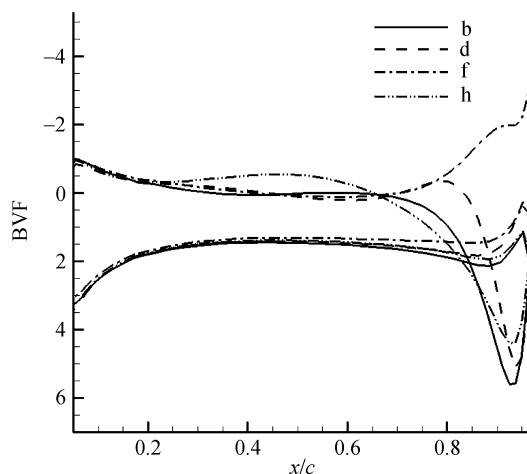


图 7 无电磁力作用时, 上下翼面的边界涡通量分布

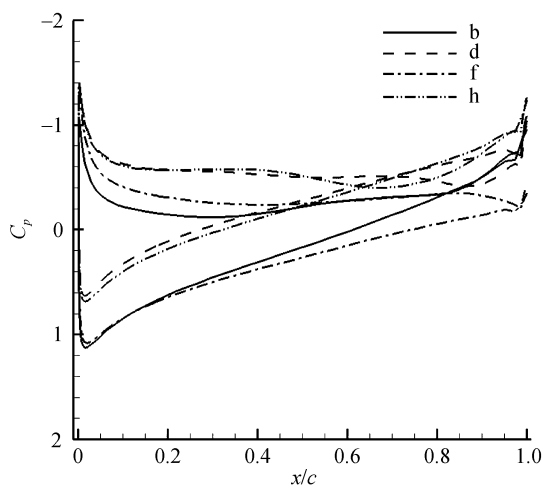


图 8 无电磁力作用时, 上下翼面的压力分布

大. 随着前缘涡与后缘涡以先后顺序, 周期性地生成和脱体, 翼面升力也随之呈周期变化. 这与库塔-儒科夫斯基定理所给出的关于升力变化的结论应当是一致的, 因为负向涡的增强有利于环量的增加, 而正向涡的增强使环量减小.

3.2 翼型绕流的电磁控制

3.2.1 电磁控制下的流场变化

电磁板被激活时, 在上翼面附近的边界层中形成流向的电磁力, 它使得壁面附近的流向动量增加, 从而抑制流体的分离. 图 9(a)为实验照片, 图 9(b)为流场计算脉线图, 两者具有一致的变化规律. 结果表明, 尽管电磁板在激活瞬间, 可在上翼面附近流场内,

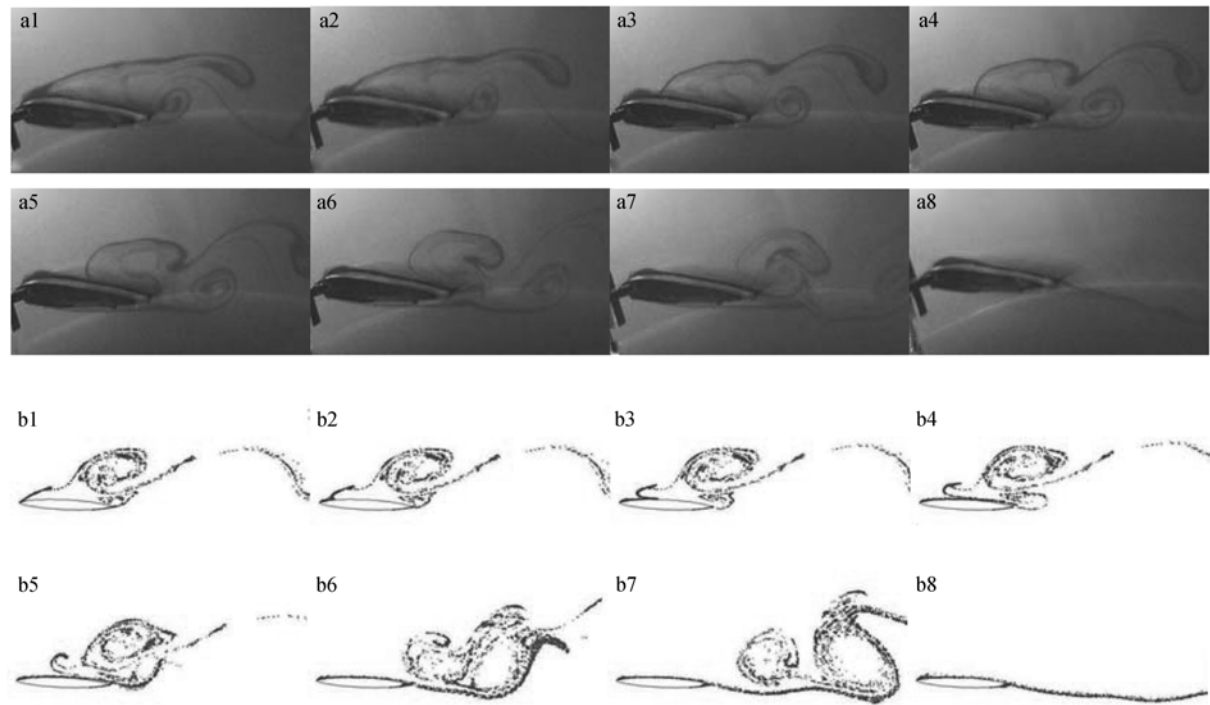


图 9 电磁力作用下, 翼型绕流的流场脉线图
(a) 实验结果; (b) 计算结果

同时形成大小、方向和衰减规律相同的电磁力, 但上翼面的涡并不因此而同时消失, 经历了从前缘向后缘的逐步消失过程. 当翼面附近的脱体涡消失后, 流场基本处于稳定状态.

图 10 为电磁力作用下, 上翼面旋涡消失点的移动轨迹, 其中实线为实验测试曲线, 虚线为计算曲线.

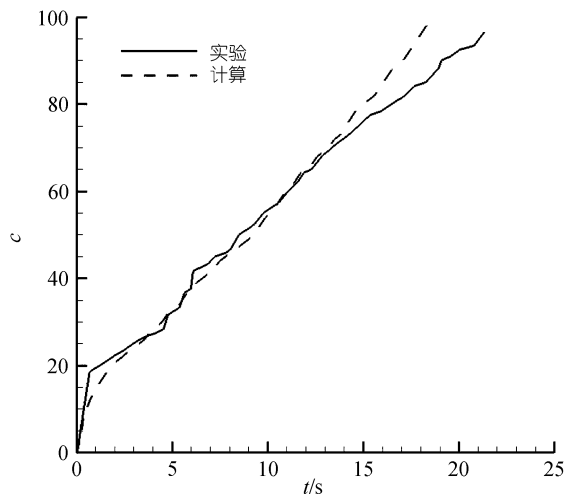


图 10 电磁力作用下, 上翼面旋涡消失点的移动轨迹

开始阶段, 消失点的移动速度较快, 其后, 移动速度趋于定值.

3.2.2 电磁控制下的升力变化

电磁力的大小是通过电源电压来控制的. 电磁板未激活前, 升力随着绕流的周期变化而振荡, 电磁力作用后, 升力则显著提高. 图 11 为同大小的电磁力作用下, 升力变化曲线, 其中图 11(a)为实验结果, 图 11(b)为计算结果.

图 12 为翼型表面边界涡通量的分布图, 实线表示未加电磁力的情形, 虚线为磁力作用后的值. 电磁力使边界层内的流体在流向加速, 从而获得流向的动量, 考虑到壁面无滑移条件, 故电磁力使翼型上表面的负向涡加强, 正向涡减弱. 因此, 图中, 上翼面的 Σ 保持为负值, 且强度大大提高. 上翼面边界层的结构变动, 使下翼面的流场受到影响, 负向涡得到加强. 这些都有利于升力的提高. 电磁力的作用还直接导致上翼面的压力增加, 这导致升力的下降, 可参见 (7) 式. 因此, 电磁力作用于流体边界层时, 对于升力存在矛盾的两方面的影响. 一方面使壁面压力增加,

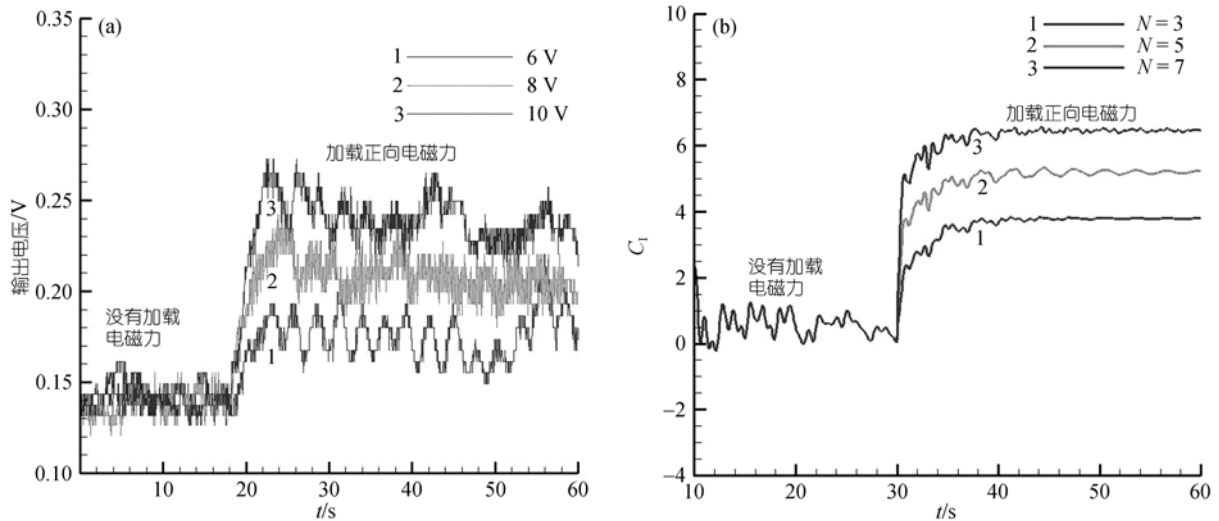


图 11 不同大小的电磁力作用下, 升力变化曲线

(a) 实验结果; (b) 计算结果

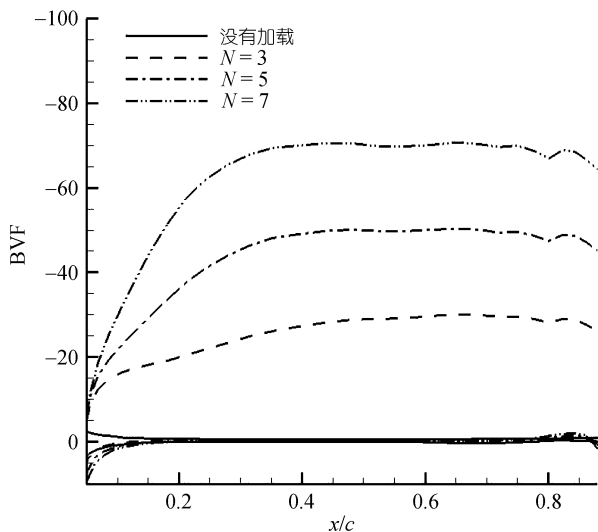


图 12 不同大小的电磁力作用下翼型表面的边界涡通量分布图

不利于升力提高; 另一方面, 使边界层的流场结构发生变化, 有利升力提高. 实验和计算结果表明, 流场改变所导致的升力提高是矛盾的主要方面, 故电磁力的作用有利于提高升力.

图 11 还表明电磁力愈大, 升力愈大. 其主要原因是, 电磁力作用下, 由于流场结构的变化, 翼型表面的边界涡通量的绝对值愈大.

3.3 电磁力位置的影响

用弦的中心线将翼型上表面分为两部分, 靠前缘的称为前部, 靠后缘的称为后部. 电磁激活板或者只覆盖翼型的前部或者仅在后部, 如图 13 所示.

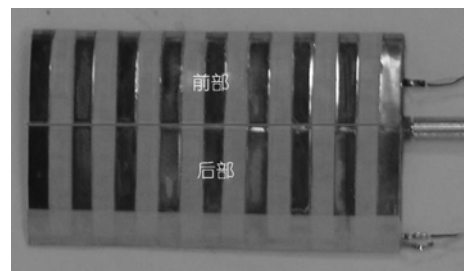


图 13 电磁板覆盖不同位置的翼型

3.3.1 电磁力位置对绕流的影响

图 14 为前部电磁力作用下, 翼型绕流的实验图片和计算结果, 两者具有一致的变化规律. 与电磁力作用在整个翼型上表面的情形相似, 作用在前部的电磁力也能抑制流动的分离. 为便于比较, 图 14(b)与图 9(b)的各分图的对应时刻完全相同. 对于图 14, 由于电磁力仅作用在翼型的前部, 故翼型后部表面的正向涡在作用初始阶段未能得到很好的抑制, 仍对向上游发生影响, 这导致后缘涡贴着壁面发展, 而

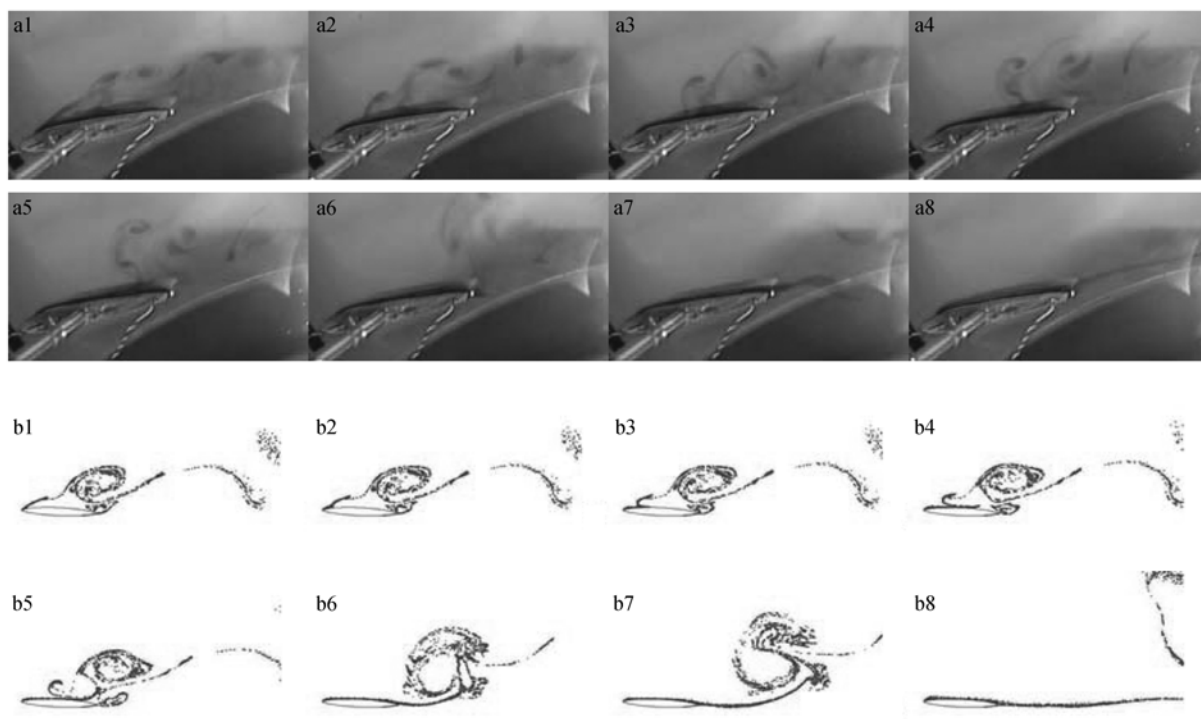


图 14 前部电磁力作用下, 翼型绕流的流场脉线图

(a) 实验结果; (b) 计算结果

前缘涡不能重新靠近壁面, 于是骑在后缘涡上, 最终以上下涡对的形式离开翼型. 而图(9)中, 由于后部电磁力有助于翼型后部表面上负向涡的形成, 故前缘涡和后缘涡以左右涡对的形式离开翼型.

图 15 为后部电磁力作用下, 翼型绕流流场的实验和计算结果, 两者具有一致的变化规律. 图 15(b)与图 9(b)的各分图的对应时刻完全相同. 对于图 15, 由于电磁力仅作用在翼型的后部, 前缘的分离脱体一直未被抑制, 但后部电磁力的作用可使该脱体流动在壁面再附, 形成所谓“泡”, 最后离开翼面的主要是后缘涡.

3.3.2 电磁力位置对升力的影响

图 16 为不同位置的电磁力作用下, 升力变化曲线, 其中图 16(a)为实验结果, 图 16(b)为计算结果. 结果表明, 局部包覆在上翼面的电磁板可以使翼型的升力提高, 但在提高升力方面, 包覆在后部的比包覆在前部更有效.

图 17 为不同位置的电磁力作用下, 翼型表面的

边界涡通量分布曲线, 其中, 实线为未加电磁力的情形, 虚线为磁力作用后的值. 该图表明, 电磁力作用于翼型前部时, 前部表面上的边界涡通量为负值, 且强度增加, 有利于升力的提高, 但翼型后部, 边界涡通量为正值, 说明后缘的正向涡未能完全被抑制. 而对于后部电磁力, 前缘与后缘的剪切边界层内出现正向涡, 说明前缘涡的脱体未能完全被抑制. 因此, 与全包覆电磁板相比, 局部包覆电磁板对升力的影响较小. 而电磁板包覆在后部的比包覆在前部更有效, 因为后缘涡对升力影响较大.

4 结论

在翼型上表面附近形成电磁场, 可以改变翼型绕流的形态及升力. 本文的数值与实验研究结果表明:

(i) 未加电磁力时, 以前缘涡、后缘涡以及脱体涡街为主要特征的翼型绕流呈周期性变化. 由于前缘涡与后缘涡交替的生成、发展和脱体, 从而导致翼型升力的周期性变化.

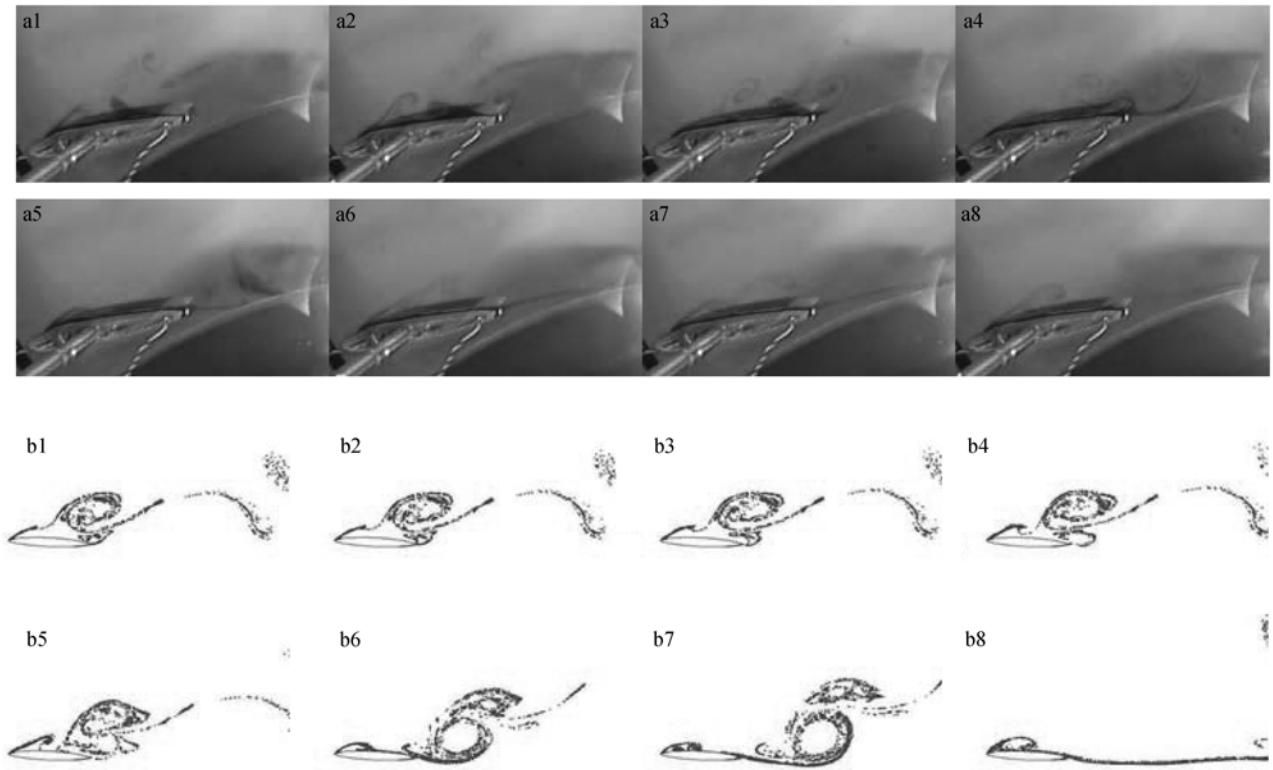


图 15 前部电磁力作用下,翼型绕流的流场脉线图

(a) 实验结果; (b) 计算结果

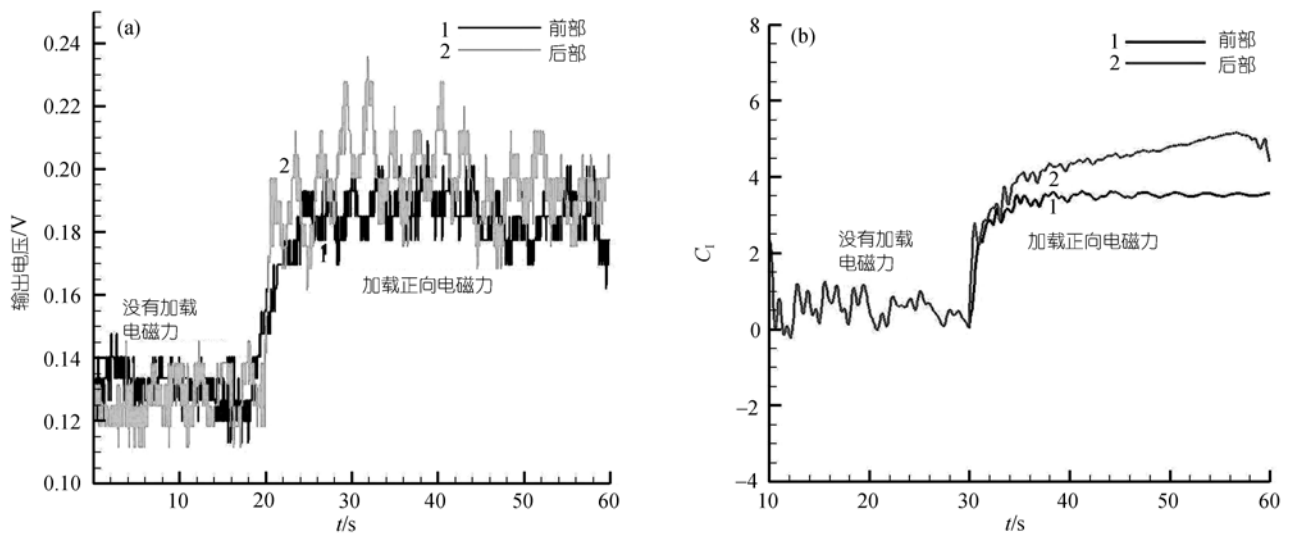


图 16 不同位置的电磁力作用下降升力变化曲线

(ii) 流向电磁力的作用下,翼面上的旋涡被逐渐推向后缘,旋涡消失点以一定的规律向后缘移动,

最终以左右涡对的形式脱离翼面,流场也因此趋于定常.电磁力导致的流场变化,提高了负边界涡通量

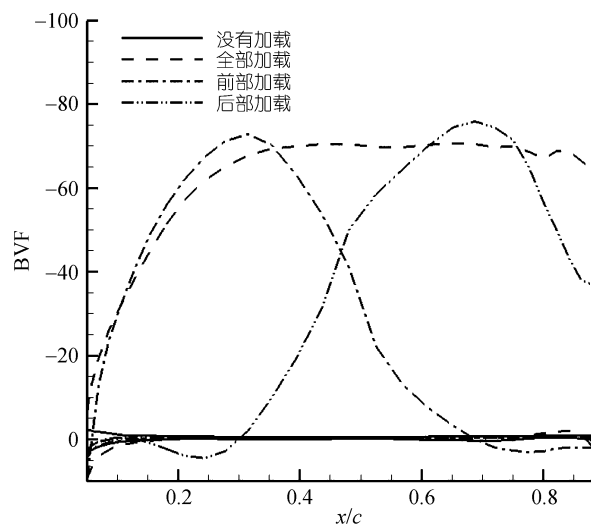


图 17 不同位置的电磁力作用下翼型表面的边界涡通量分布图

的强度, 有利于升力的提高, 而电磁力导致的翼面压力增加, 则使升力下降. 在这对矛盾中, 使升力提高的因素起主要作用, 故上翼面的流向电磁力可提高升力, 且电磁力愈大, 升力提高愈多.

(iii) 覆盖在上翼面局部位置的电磁板被激活后, 也能抑制分离和提高升力. 作用在翼面前部的电磁力虽不能有效抑制后缘涡, 脱体绕流仍受到一定程度的抑制, 旋涡以上下涡对的形式被推出翼面. 翼面前部的负边界涡通量的强度在电磁力作用下得到提高, 从而使升力提高. 作用于后部的电磁力, 使脱体的前缘涡在壁面再附. 由与后缘涡的彻底抑制, 其升力的提高大于前部电磁力作用的情形. 此外, 覆盖在整个翼型表面的电磁力对分离的抑制和升力的提升都较局部电磁力作用的效果好.

参考文献

- 1 Prandtl L. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. Verh III Intern Math Kongr, 1904: 484—491
- 2 Choi K S. European drag-reduction research—Recent developments and current status. Fluid Dyn Res, 2000, 26(5): 325—335 [\[DOI\]](#)
- 3 Tardu S. Active control of near-wall turbulence by local oscillating blowing. J Fluid Mech, 2001, 439: 217—235
- 4 Ferrante A, Elghobashi S. On the physical mechanisms of drag reduction in a spatially developing turbulent boundary layer laden with microbubbles. J Fluid Mech, 2004, 503: 345—355 [\[DOI\]](#)
- 5 Lee S T, Jang Y G. Control of flow around a NACA 0012 airfoil with a micro-riblet film. J Fluids Struct, 2005, 20(5): 659—672 [\[DOI\]](#)
- 6 Kumar V, Aloï F S. Efficient control of separation using microjets. AIAA Paper, 2005, 2005-4879
- 7 Min T, Yoo J Y, Choi H, et al. Drag reduction by polymer additives in a turbulent channel flow. J Fluid Mech, 2003, 486: 213—238 [\[DOI\]](#)
- 8 Gailitis A, Lielausis O. On a possibility to reduce the hydrodynamic resistance of a plate in an electrolyte. Appl Magnetohydrodynamics, 1961, 12: 143—146
- 9 Heno C, Stace J. Experimental investigation of a salt water turbulent boundary layer modified by an applied streamwise magnetohydrodynamic body force. Phys Fluids, 1995, 7(6): 1371—1383 [\[DOI\]](#)
- 10 Breuer K S, Park J. Actuation and control of a turbulent channel flow using Lorentz forces. Phys Fluids, 2004, 16(4): 897—907 [\[DOI\]](#)
- 11 Berger W, Kim J, Lee C, et al. Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force. Phys Fluids, 2000, 12(3): 631—649 [\[DOI\]](#)
- 12 Weier T, Gerbeth G, Mutschke G, et al. Control of flow separation using electromagnetic forces. Flow Turbul Combust, 2003, 71(1-4): 5—16 [\[DOI\]](#)
- 13 Weier T, Fey U, Gerbeth G, et al. Control of flow separation from a Hydrofoil using Lorentz Forces. In: Division of Fluid Dynamics Meeting, New Orleans, LA. Maryland: American Physical Society, 1999
- 14 Mutschke G, Gerbeth G, Albrecht T, et al. Separation control at hydrofoil using Lorentz forces. Eur J Mech-B/Fluids, 2006, 25(2): 137—152 [\[DOI\]](#)
- 15 Pang J, Choi K, Aessopos A. Control of Near-wall Turbulence for drag reduction by spanwise oscillating Lorentz force. AIAA Paper, 2004, 2004-2117
- 16 Kim S, Lee C. Investigation of the flow around a circular cylinder under the influence of an electromagnetic force. Exp Fluids, 2000, 28(3): 252—260 [\[DOI\]](#)
- 17 张辉, 范宝春, 陈志华, 等. 电磁场中圆柱绕流的开环和优化控制. 科学通报, 2008, 53(9): 1026—1031
- 18 周本谋, 范宝春, 陈志华, 等. 流体边界层上电磁力的控制效应研究. 力学学报, 2004, 36(4): 472—478
- 19 陈耀慧, 范宝春, 陈志华, 等. 翼型绕流电磁控制的实验和数值研究. 物理学报, 2008, 57(2): 648—653
- 20 陈耀慧, 范宝春, 周本谋, 等. 翼型绕流的电磁控制. 力学学报, 2008, 40(1): 121—127
- 21 Rogers S E, Kwak D. Upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier-Stokes equations. AIAA J, 1990, 28(2): 253—262 [\[DOI\]](#)