

圆柱绕流尾迹转捩电磁力控制研究*

黄亚冬¹⁾ 王智河²⁾ 周本谋^{3)†}

1) (江苏大学, 国家水泵及系统工程技术研究中心, 镇江 212013)

2) (南京大学, 物理学院, 南京 210093)

3) (南京理工大学, 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

(2022 年 7 月 8 日收到; 2022 年 8 月 15 日收到修改稿)

圆柱绕流是典型的振荡器流动, 扰动在空间固定位置随时间增长, 诱导尾迹转捩, 从而增大柱体振动与流场噪声. 本文通过在圆柱迎流面、背流面以及全圆柱表面放置电磁激活板产生流向电磁力, 调控二维基态流, 降低尾迹中扰动增长率, 实现转捩模态改变. Floquet 稳定性分析发现, 迎流面控制中转捩模态 A 和 B 的增长率变化较小, 而背流面和全圆柱控制中两种模态的增长率均随电磁力控制参数的增大而减小. 分析椭圆不稳定和双曲不稳定诱导的无黏增长率发现, 迎流面控制中尾迹高无黏增长率与无控制时相似, 而背流面和全圆柱控制中均随电磁力作用参数的增大而减小. 三维直接数值模拟发现圆柱尾迹三维形态在背流面控制和全圆柱控制中由模态 B 转变为模态 A, 与 Floquet 稳定性分析结果吻合. 此外, 当圆柱尾迹形态发生变化后, 背流面控制和全圆柱控制下圆柱所受的阻力分别降低了 15.2% 和 14.4%.

关键词: 圆柱尾迹, 流向电磁力, 转捩控制, 流动稳定性**PACS:** 47.20.-k, 47.27.Cn, 47.85.L-**DOI:** 10.7498/aps.71.20221357

1 引言

圆柱绕流因其工程常用且模型简单, 一直是流体力学中被广泛研究的经典流动模型, 其尾迹特性由雷诺数 Re ($Re = U_\infty d / \nu$, 其中 U_∞ 为自由流速度, d 为圆柱直径, ν 为运动黏性系数) 决定^[1]. 当雷诺数较小时, 尾迹中不出现周期性卡门涡街. 尾迹发生二维失稳的临界雷诺数为 45.403^[2], 当雷诺数大于 188.5 后, 圆柱尾迹中的三维扰动出现指数增长, 诱发转捩形成三维结构. 其空间特征主要表现为转捩模态 A 和模态 B^[3]. 当雷诺数介于 188.5—259 时, 尾迹主要表现为转捩模态 A; 当雷诺数大于 259 时, 尾迹主要表现为转捩模态 B. 此外, 研究人员在出现转捩模态 A 和 B 的雷诺数区间发现

了亚谐波转捩模态 C^[4]. 随着雷诺数的继续增大, 尾迹中会出现转捩模态 B+^[5]. 当雷诺数超过 1000 后, 圆柱尾迹在强剪切作用下出现复杂多尺度涡结构.

无论是二维尾迹还是三维尾迹, 其不稳定结构会诱发柱体振动、增大柱体阻力与系统噪声, 因此研究人员不断寻找高效实用的控制方法, 控制尾迹形态, 实现减阻降噪. Xu 等^[6] 在圆柱下游放置多孔材料, 使柱体附近的湍流再层流化, 并有效降低壁面压力脉动. Gao 等^[7] 在圆柱前后驻点处安装分隔板, 减弱圆柱前驻点附近流动冲击, 阻碍尾迹中分离流相互作用, 成功降低柱体阻力. Del Guercio 等^[8] 采用表面吹吸方法降低二维尾迹中扰动能量增长. Xu 等^[9] 将圆柱表面设为行波壁面, 改变边界涡通量, 从而抑制尾迹中不稳定涡结构. Mao 等^[10]

* KJW 创新项目 (批准号: NLG1221991210829) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bmzhou@njust.edu.cn

基于非线性最优开环控制策略, 通过吹吸诱导的体积力调控圆柱二维和三维尾迹, 实现二维、三维涡结构的完全抑制, 并获得较高的减阻率. 近年来, 为了提高控制效率, 越来越多的研究人员将人工智能引入主动控制^[11], 并结合稳定性分析^[12], 实现圆柱尾迹不稳定涡结构的高效抑制. 无论哪种控制, 控制区域对控制效果有较大影响. Marquet 等^[13]通过敏感性分析发现, 在圆柱背流面附近施加体积力可更加有效地降低流场扰动增长率, 这一结果与 Khodkar 等^[14]的相分析结果相似, 即最优控制体积力沿圆柱流向分布, 而此分布特性恰巧与流向电磁力空间分布相似.

Albrecht 等^[15]在关于弱导电流体流动控制的综述文章中描述了电磁激活板的排列方式, 主要有两种: 瓦片式和条状式, 其中条状式排列的电磁激活板可激励出流向电磁力. 他们基于大量研究者研究结果将电磁力在流动控制中的应用分为三种: 湍流边界层减阻、层流-湍流转捩延迟及流动分离抑制. 早期 Kim 等^[16]的研究表明流向电磁力可将圆柱绕流分离点后移, 降低圆柱阻力. 尹纪富等^[17]通过流向电磁力控制柱体表面的湍流边界层, 发现电磁力可延缓湍流边界层流动分离, 降低柱体阻力时均值及其升力脉动幅值. Zhang 等^[18–20]采用流向电磁力调控固定圆柱、单自由度以及两自由度圆柱尾迹, 发现流向电磁力可有效降低柱体受到的阻力并成功抑制涡致振动. 此外, 流向电磁力被用于潜艇圆柱光电桅杆的消涡减振^[21].

作者前期采用圆柱整体加力方式, 实现了圆柱尾迹转捩模态的有效调控, 并初步定性分析了转捩模态变化的诱因^[22], 但量化分析有待进一步完成. 同时, 不同加力区域对转捩控制效果的影响规律也有待进一步揭示. 因此, 本文将详细讨论不同加力区域下电磁力对圆柱尾迹的转捩控制效果, 对扰动增长率变化诱因进行量化分析, 进一步揭示电磁力改变圆柱尾迹转捩模态的诱因.

2 计算与分析方法

本文控制模型如图 1 所示, d 为圆柱直径, 电磁极沿展向交替排布于圆柱表面, 产生流向电磁力, 此时流动满足以下控制方程:

$$\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_L, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{u}$, p 为流体速度与压力, t 是时间, $\mathbf{f}_L$ 是流向

电磁力, 其表达式为

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

其中 $\mathbf{j}$ 为电流密度, $\mathbf{B}$ 为磁感应强度. 电流密度又可写成:

$$\mathbf{j} = \sigma_e (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

式中 σ_e 是流体电导率, $\mathbf{E}$ 是电场强度. 由于 $\|\mathbf{E}\|_2 \gg \|\mathbf{u} \times \mathbf{B}\|_2$ ($\|\cdot\|_2$ 表示 2 范数), 所以电流密度可简化为 $\mathbf{j} = \sigma_e \mathbf{E}$. 通过求解 Maxwell 方程可得到电场强度和磁感应强度, Berger 等^[23]详细阐述了流向电磁力的计算过程. 电磁力的空间分布如图 1 所示, 可以发现电磁力大小沿展向 (z 轴方向) 周期性变化. 当将电磁力作展向平均后, 发现电磁力大小沿着壁面法线方向呈指数衰减. 为了便于研究, 研究人员通常将流向电磁力作近似表达为指数形式^[24], 本文中将电磁力近似表达为 $N \exp(-5\pi r)$, 其中 N 是电磁力作用参数, 表示电磁力与惯性力的比值, r 表示到电磁激活板表面的距离. 本文中, 电磁力控制方式分为 3 种: 全圆柱控制、迎流面控制和背流面控制. 在全圆柱控制中, 电磁力控制区域为整个圆柱表面; 在迎流面控制中, 电磁力只施加于圆柱前半段; 在背流面控制中, 电磁力作用于圆柱后半段.

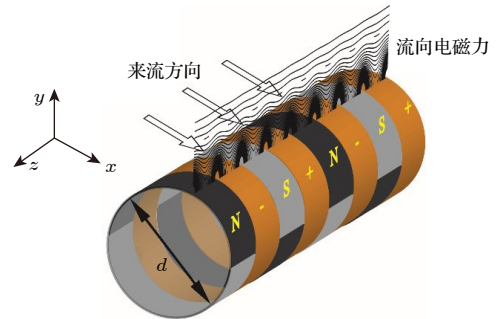


图 1 控制模型

Fig. 1. Control model.

若将方程 (1) 中流场变量写成基态流与扰动和的形式: $(\mathbf{u}, p) = (\mathbf{U}, P) + (\mathbf{u}', p')$, 则方程 (1) 变为

$$\begin{aligned} & \partial_t (\mathbf{U} + \mathbf{u}') + (\mathbf{U} + \mathbf{u}') \cdot \nabla (\mathbf{U} + \mathbf{u}') \\ &= -\nabla (P + p') + Re^{-1} \nabla^2 (\mathbf{U} + \mathbf{u}') + \mathbf{f}_L, \end{aligned} \quad (4)$$

由于基态流满足:

$$\partial_t \mathbf{U} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla P + Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{f}_L, \quad (5)$$

将方程 (4) 减去方程 (5) 得到:

$$\partial_t \mathbf{u}' = -\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{u}' - \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{U} - \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}' - \nabla p' + Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}', \quad (6)$$

忽略方程中高阶小量 $\mathcal{O}(\mathbf{u}'^2)$, 得到线性扰动方程:

$$\partial_t \mathbf{u}' = -[\mathbf{U} \cdot \nabla + (\nabla \mathbf{U})^T] \cdot \mathbf{u}' - \nabla p' + Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u}', \quad (7)$$

对方程 (7) 两边取散度, 由于 $\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0$, 则扰动压力 p' 可用扰动速度 $\mathbf{u}'$ 表示, 此时线性扰动方程 (7) 可进一步写成算子形式:

$$\partial_t \mathbf{u}' = \mathcal{L}(\mathbf{u}'). \quad (8)$$

由于圆柱二维尾迹基态流 $\mathbf{U}$ 是周期性流动, 因此算子 $\mathcal{L}$ 也是周期性的, 满足 Floquet 型. 考虑算子 $\mathcal{L}$ 的特征系统, 其特征值为 λ_j , 对应的特征矢量为 $\tilde{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x})$, 且满足:

$$\mathcal{L} \tilde{\mathbf{u}}_j = \lambda_j \tilde{\mathbf{u}}_j, \quad (9)$$

那么, 扰动从 t_0 时刻经过一个周期 τ 到 $t_0 + \tau$ 时刻的变化可以表达为

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_0 + \tau) = \sum_{j=0}^{\infty} \exp(\lambda_j \tau) \tilde{\mathbf{u}}_j(\mathbf{x}, t_0) + c.c., \quad (10)$$

方程中特征值 $\lambda_j = \sigma_r + i\omega$, 其中 σ_r 是扰动增长率, ω 为频率. $\tilde{\mathbf{u}}_j$ 是特征矢量, 可看作扰动模式.

3 网格划分与验证

本文采用高精度谱元法^[25]求解 $Re = 300$ 下的流场结构, 图 2 展示了基态流计算及线性稳定分析的计算区域和网格划分. 来流入口距圆柱中心 20 个圆柱直径, 出口距圆柱中心 40 个圆柱直径, 上下边界距圆柱中心 20 个圆柱直径. 空间区域被划分为 1144 个四边形 h 型网格, 网格尺寸大小与流场形态有关. 由于圆柱近壁区域存在流动分离, 且这一区域为加力控制区域, 所以近壁网格被加密, 圆柱壁面被划分为 20 个 h 型网格, 如图中部放大图所示.

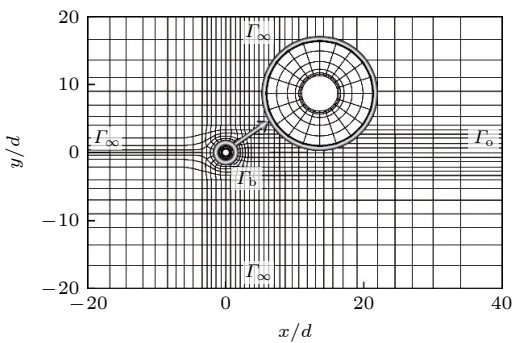


图 2 计算区域网格划分

Fig. 2. Mesh of the calculation domain.

在谱元法中, 每个 h 型单元网格通过单元插值被进一步划分, 本文中单元插值函数及单元节点变量展开的形函数均为 Gauss-Lobatto-Legendre Lagrange 多项式系统. 流场中的边界条件根据求解流场的性质设置. 在基态流求解时, 入口及上下边界 Γ_∞ 和圆柱壁面 Γ_b 均设为 Dirichlet 边界条件, 即 $(u = 1, v = 0)$ 和 $(u = 0, v = 0)$; 出口边界 Γ_o 设为 Neumann 边界条件, 即 $(\nabla_n u = 0, \nabla_n v = 0)$; 除了出口边界 Γ_o 外, 其他所有边界上的压力均设为高阶 Neumann 边界条件^[26], 而边界 Γ_o 上的压力设为 0. 在进行 Floquet 稳定性分析时, 边界条件的设置与基态流求解时相似, 只是出口边界与圆柱壁面上的扰动均设为 0. 时间离散采用三步分裂法^[26], 在 Floquet 稳定性分析时采用时间步方法、Krylov 子空间方法以及 QR 矩阵分解法求解方程 (9) 中特征值问题, 同时将三维扰动写成如下形式:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{u}}(x, y, z) = (\hat{u}(x, y) \cos \beta z, \hat{v}(x, y) \cos \beta z, \\ \quad -\hat{w}(x, y) \sin \beta z, \\ \tilde{p}(x, y, z) = \hat{p}(x, y) \cos \beta z. \end{cases} \quad (11)$$

详细的特征值求解过程, 读者可参考 Barkley 等^[27] 的研究文章.

由于本文 h 型网格数量多于 Barkley 等^[3] 研究中的网格数量, 因此在收敛性验证中主要讨论插值阶数对收敛性的影响. 表 1 展示了不同插值阶数 $\mathcal{K}$ 下的计算收敛性, 计算时间步长均为 0.001, 采用 2 阶格式时间离散. $\bar{C}_d$ 是无电磁力控制时, 基态流中圆柱受到的平均阻力系数 (包含压差阻力和摩擦阻力), 表达式为 $\bar{C}_d = \int_T \int_{\Gamma_b} \frac{(f_{px} + f_{vx})}{\rho U_\infty^2 T d} d\Gamma_b dt$, 其中 f_{px} 和 f_{vx} 分别是流向压应力和黏性应力, ρU_∞^2 为流体动压, ρ 是流体密度, T 为尾迹周期; σ_r 表示无电磁力控制时展向扰动波数 $\beta = 7.60$ 时扰动的指数增长率. 可以看到, 当插值阶数 $\mathcal{K} \geq 6$ 时, 相对差值的量级小于 $\mathcal{O}(10^{-4})$, 这表明采用 8 阶插值可以使得求解结果达到非常高的精度.

表 1 不同插值阶数下的计算收敛性

Table 1. Convergence for different interpolation orders.

$\mathcal{K}$	$\bar{C}_d$ (%相对差值)	σ_r (%相对差值)
4	1.38497(-0.03)	0.14538(0.12)
6	1.38463(-0.01)	0.14549(0.04)
8	1.38440(0.01)	0.14555(0.00)
10	1.38450(—)	0.14555(—)

$Re = 300$ 时, 无电磁力控制下基态流圆柱尾迹的 Strouhal 数 $St = fd/U_\infty = 0.212$, 其中 f 为涡街脱落频率, 所以展向波数为 7.60 的三维扰动在经过一个周期的线性演化后, 其扰动幅值将变为初始扰动的 $\exp(0.14555/0.212) \approx 2$ 倍. 实际上, 圆柱尾迹变化频率随着雷诺数的增大而增大. 图 3 展示了采用 8 阶插值、时间步为 0.001 及 2 阶格式时间离散下计算得到的不同雷诺数下圆柱尾迹的 Strouhal 数. 可以看到, 尾迹中卡门涡的脱落频率随雷诺数变化曲线呈上凸状, 表明随着雷诺数增大, 涡街脱落频率的增长率逐渐减小. 图中不同符号代表不同参考文献的研究结果, 可以看到本文的数值计算结果与 Barkley 等^[3]、Williamson^[28] 及 Hammache 等^[29] 的研究结果吻合得较好, 这表明本文数值计算算法的可行性. 因此, 在接下来的计算分析中, 采用 8 阶插值, 计算时间步长为 0.001, 且采用 2 阶格式时间离散.

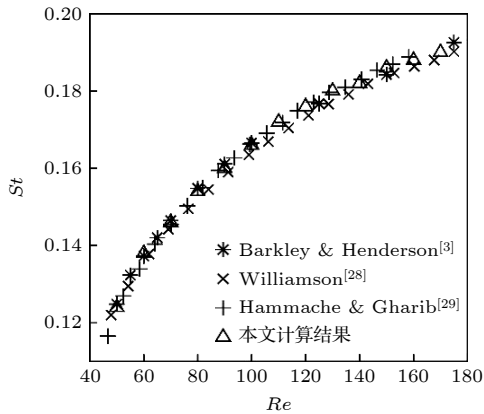


图 3 随雷诺数变化的圆柱尾迹 Strouhal 数

Fig. 3. The Strouhal number of the cylinder wake varying with the Reynolds number.

4 结果与讨论

4.1 转捩模态的增长率

本文采用流向电磁力改变二维基态流, 从而影响尾迹中三维扰动的增长率, 改变尾迹转捩模态. 图 4 展示了圆柱尾迹的 Strouhal 数随电磁力作用参数的变化规律. 在无电磁力控制时, 二维尾迹中涡街脱落频率为 0.212. 当施加流向电磁力后, 涡街脱落频率随着电磁力作用参数的增大而增大, 而增大的速度在全圆柱控制下最大. 在电磁力作用参数较小时 ($0.9 < N < 1.3$), 迎流面控制和背流面控

制中两条曲线重合, 即涡街脱落频率一样. 当电磁力作用参数大于 1.3 后, 背流面控制中涡街脱落频率随电磁力作用参数的增大速度明显高于迎流面控制中. 在电磁力作用参数 $N = 2$ 时, 迎流面控制中圆柱尾迹涡街脱落频率为 0.235, 背流面控制中这一值达到 0.252, 而全圆柱控制中涡街脱落频率到达 0.294. 由于流向电磁力控制下, 基态流尾迹仍呈周期性变化, 所以采用 Floquet 稳定性分析方法判断流向电磁力控制下三维扰动的稳定性.

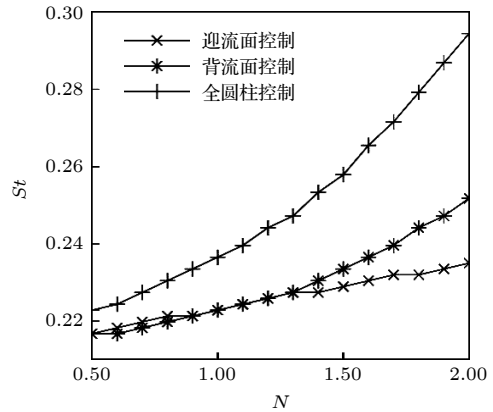


图 4 随电磁力作用参数变化的圆柱尾迹 Strouhal 数

Fig. 4. The Strouhal number of the cylinder wake varying with the control number.

图 5 展示了不同控制参数下转捩模态 B 的增长率随扰动波数的变化特性, 其中无曲线部分 σ_r 对应的 ω 不为 0, 其余部分 ω 均为 0. 可以看到在无电磁力作用下, 扰动的增长率随着扰动波数的增大而增大, 并在 $\beta = 7.58$ 时达到最大值, 然后随着波数的增大而单调递减. 在迎流面控制中, 不同电磁力作用参数下三维扰动的增长率随波数的变化趋势几乎一致, 扰动增长率峰值及对应的扰动波数随着作用参数的增大而增大, 但变化较小. 如 $N = 0.6$ 时, 峰值 $\sigma_r = 0.1498$ 位于 $\beta = 7.78$ 处, 而 $N = 1.0$ 时, 峰值 $\sigma_r = 0.1605$ 位于 $\beta = 7.92$ 处. 尽管增长率最大值随着电磁力作用参数的增大而增大, 但由于尾涡变化周期随电磁力作用参数增大而减小, 所以迎流面控制中一个周期内扰动增长率的峰值几乎不随电磁力作用参数变化. 背流面控制中, 不同电磁力作用参数下, 扰动增长率的变化比较明显. 可以看到, 在背流面控制中, 扰动增长率随扰动波数的变化趋势与迎流面控制中相同, 扰动增长率峰值随电磁力作用参数的增大而减小, 对应的扰动波数随之增大. 在 $N > 0.6$ 时, 背流面控制中扰动增长

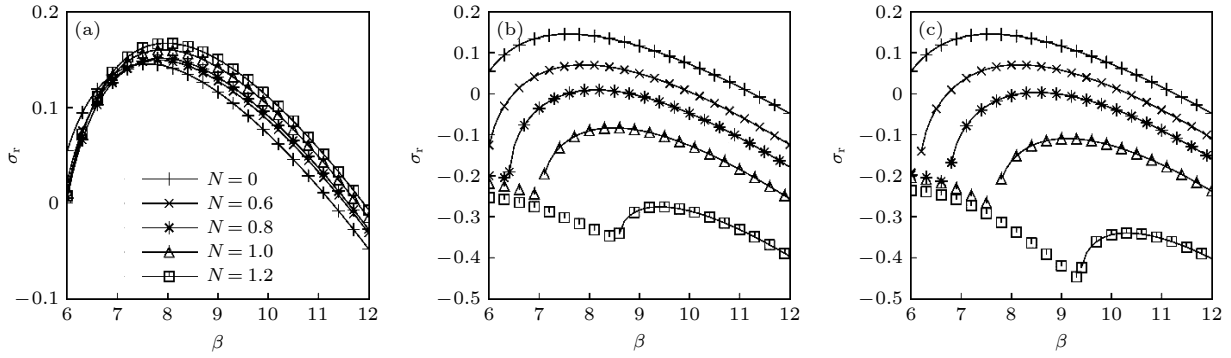


图 5 不同控制参数下随扰动波数变化的模式 B 增长率 (a) 迎流面控制; (b) 背流面控制; (c) 全圆柱控制

Fig. 5. The growth rates of Mode B varying with the spanwise wavenumber for different control numbers: (a) Windward control; (b) leeward control; (c) global control.

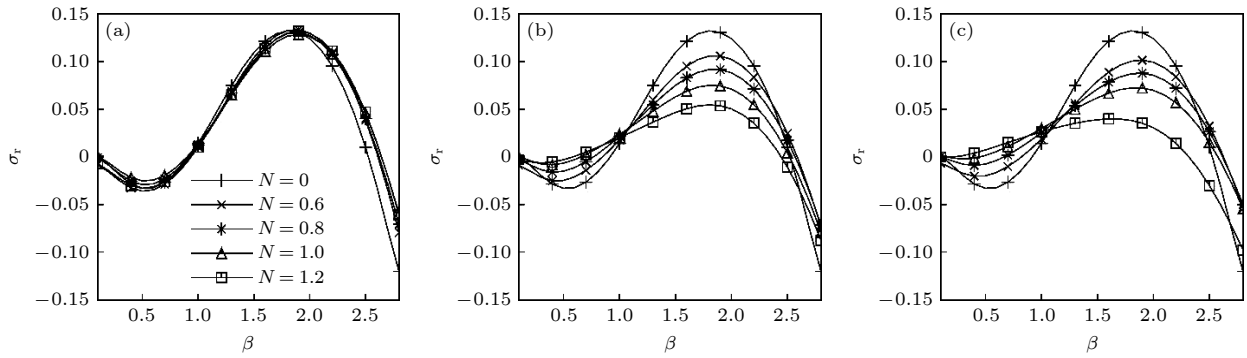


图 6 不同控制参数下随扰动波数变化的模式 A 增长率 (a) 迎流面控制; (b) 背流面控制; (c) 全圆柱控制

Fig. 6. The growth rates of Mode A varying with the spanwise wavenumber for different control numbers: (a) Windward control; (b) leeward control; (c) global control.

率小于 0, 表明背流面控制下这一量级的电磁力可以有效抑制小波长三维扰动的增长, 使得尾迹中不存在转捩模式 B.

尽管全圆柱控制从加力方式上可以看成迎流面控制和背流面控制之和, 但从控制效果来看, 全圆柱控制对扰动增长率的抑制效果大于前两种控制效果之和. 对比图 5(b) 和 (c) 中同一电磁力作用下的 σ_r 值, 可以发现, 同一电磁力作用参数下, 全圆柱控制三维扰动的增长率稍小于背流面控制中. 不但如此, 由于全圆柱控制中尾迹中涡街脱落频率大于背流面控制中, 所以扰动在线性演化一个周期后其扰动幅值的增长率更小于背流面控制中, 这表明整体控制并不是局部控制的简单叠加. 但从控制效率看, 背流面控制优于全圆柱控制, 因为圆柱绕流敏感性分析中, 背流面区域对控制力更敏感^[13].

图 6 展示了不同控制参数下模式 A 的增长率随扰动波数的变化规律. 在迎流面控制中, 流向电磁力对大波长扰动增长率的影响甚微, 不同电磁力作用下的曲线几乎重合, 这与小波长扰动变化情况

类似, 这表明迎流面控制对 $Re=300$ 时圆柱尾迹中三维扰动增长的抑制效果不佳. 相比于迎流面控制, 背流面控制和全圆柱控制对尾迹中三维扰动增长的抑制效果非常明显. 此外, 由图 6 可以看出, 最不稳定大波长扰动的波数对电磁力作用参数的变化不敏感, 波数都集中在 $\beta = 1.8$ 左右. 在电磁力作用参数 $N \leq 1.0$ 时, 背流面控制和全圆柱控制中的曲线变化相似, 在 $N = 1.2$ 时, 全圆柱控制中扰动增长率峰值小于背流面控制中, 这种情况与小波长扰动增长率随电磁力作用参数的变化相似, 进一步说明在不同控制参数下, 全圆柱控制中对扰动抑制效果最佳. 当然, 随着电磁力作用参数的继续增大, 背流面控制和全圆柱控制将完全抑制圆柱尾迹中所有波长扰动的增长, 使得圆柱尾迹中不存在转捩模式 A, 这样就完全抑制流动转捩.

图 7 展示了不同控制参数下最不稳定转捩模式的增长率, 即实 Floquet 乘子的模. 可以看到迎流面控制下, 最不稳定转捩模式的增长率随电磁力作用参数变化较小, 而在背流面控制和全圆柱控制

下随着作用参数的增大而迅速减小.

由图 5 和 6 可知, 在电磁力作用参数 $N = 1.0$ 时, 迎流面控制中圆柱尾迹转捩模态表现为模式 B, 而背流面控制及全圆柱控制中, 尾迹转捩模态表现为模式 A. 图 8 展示了这些最不稳定的转捩模态, 云图采用展向扰动涡量表示, 涡量值为 $-0.02 \sim 0.02$. 由于展向扰动分布与展向涡量分布相似, 因此图 8 可较好地展示转捩模态的空间分布特性. 作为对比, 图 8(a) 展示了无电磁力控制中最不稳定的模式 B, 其展向扰动波数为 7.58. 对比图 8(a) 和 (b), 可以发现模式 B 中的扰动分布相似, 主要集中在近尾迹中辫状区域. 模式 A(图 8(c) 和 (d)) 中的扰动主要集中在涡核区域. 绪论中提到, 振荡器流动系统中扰动呈现自维持振荡, 这些三维扰动

的空间分布与基态流尾涡有关, 随着基态流中涡强度的逐渐减小, 扰动强度也沿流向衰减. 从涡量幅值沿流向的衰减看, 模式 A 中扰动衰减比模式 B 缓慢.

4.2 椭圆与双曲不稳定

Williamson^[1] 和 Thompson 等^[30] 认为模式 A 和模式 B 中的扰动分布与增长分别与尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定有关. 他们通过对圆柱尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定区域增长率的分析, 成功得到了最不稳定的三维扰动的展向波长及增长率. 流动中椭圆不稳定与双曲不稳定区域由离心率 ζ 区分, ζ 定义为

$$\zeta = \|\mathbf{S}\| / \|\mathbf{\Omega}\|, \quad (12)$$

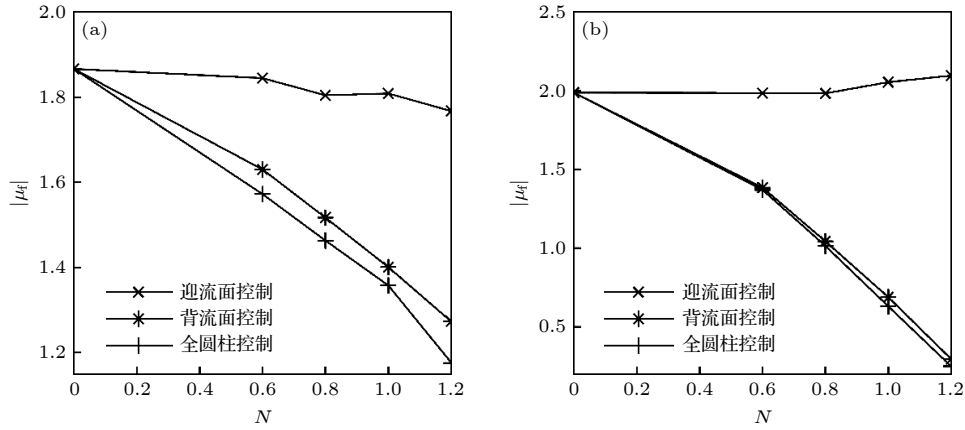


图 7 不同控制参数下最不稳定的转捩模态的增长率 (a) 模式 A; (b) 模式 B

Fig. 7. The growth rate of the most unstable transition mode for different control numbers: (a) Mode A; (b) Mode B.

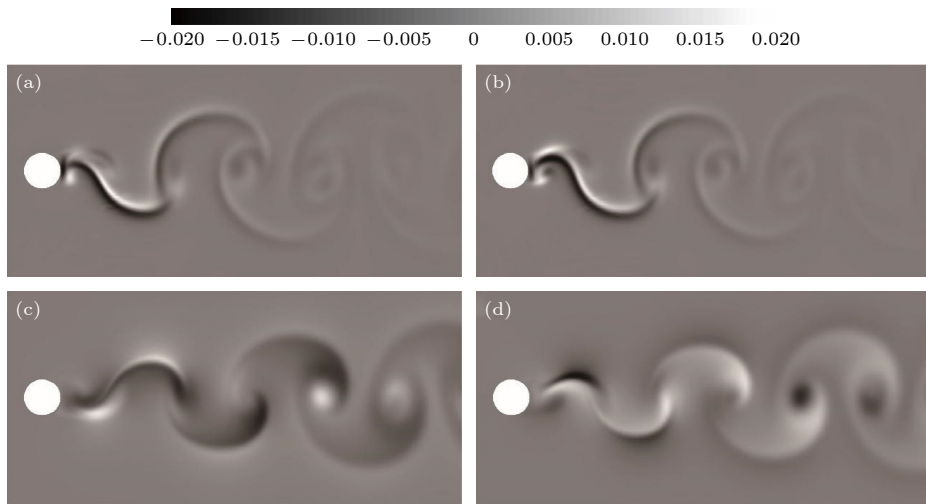


图 8 不同控制参数下的最不稳定的转捩模态 (云图为涡量) (a) 无控制; (b) 迎流面控制; (c) 背流面控制; (d) 全圆柱控制

Fig. 8. The unstable transition mode (the contour is the vorticity): (a) No control; (b) windward control; (c) leeward control; (d) global control.

其中 $\mathbf{S}$ 和 $\mathbf{\Omega}$ 分别为应变率和旋转率张量:

$$\begin{cases} \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) & 0 \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (13)$$

$\|\mathbf{S}\| = \sqrt{\text{tr}(\mathbf{S}\mathbf{S})}$ 是应变率幅值, $\|\mathbf{\Omega}\| = \sqrt{\text{tr}(\mathbf{\Omega}\mathbf{\Omega})}$ 表示涡量幅值. $\bar{\mathbf{S}}$ 和 $\bar{\mathbf{\Omega}}$ 分别表示各自的共轭转置, “tr”表示矩阵的迹. $0 < \zeta < 1$ 表示该流动区域主要存在椭圆不稳定, 而 $\zeta > 1$ 表示该流动区域主要存在双曲不稳定. 椭圆不稳定和双曲不稳定区域的增长率由两部分组成: 黏性增长率 σ_v 和无黏增长率 σ_i , 而黏性增长率相比于无黏增长率较小, 所以接下来将着重讨论这些区域在不同控制参数下的无黏增长率变化. 无黏增长率的表达式为 [30]

$$\frac{\sqrt{2}\sigma_i}{\|\mathbf{S}\|} \begin{cases} \frac{9}{16}(1 - \zeta^{2.811})^{0.3914} & (0 < \zeta < 1), \\ \sqrt{1 - \zeta^{-2}} & (\zeta > 1). \end{cases} \quad (14)$$

无电磁力控制中, 一个周期内圆柱尾迹中椭圆不稳定与双曲不稳定区域的无黏增长率随时间的变化如图 9 所示. 值得一提的是, 这里的增长率是积分所得增长率, 并且积分区域为高无黏增长率区域, 即椭圆不稳定区域的无黏增长率 $\sigma_{ie} > 0.3$, 双曲不稳定区域的无黏增长率 $\sigma_{ih} > 0.6$, 积分区域为 $0 \leq x \leq 8, -4 \leq y \leq 4$, 图中的“ T ”示尾迹中涡街脱落周期. 可以看到曲线整体成周期性变化, 变化周期是尾涡脱落周期的一半, 与基态流中圆柱所受阻力变化周期相同. 无黏增长率随时间周期性变化是因为尾涡的上半区域和下半区域交替演化. 可以看到无电力控制中椭圆不稳定区域的无黏增长率变化曲线的平均值为 1.04(黑点线), 纵坐标取值区间为 [0.89, 1.19]; 双曲不稳定区域的无黏增长率变化曲线的均值为 3.59, 纵坐标取值区间为 [3.39, 3.79], 无黏增长率的平均值大于椭圆不稳定区域的无黏增长率平均值. 对比两图可以发现, 椭圆不稳定区域的无黏增长率在半个尾迹周期内的变化不对称, 变化时长比约为 5 : 3, 而双曲不稳定区域的无黏增长率变化的对称性相对较高, 接近 1 : 1.

图 9 中标记的两个点分别代表各自不稳定区

域的无黏增长率峰值时刻, 图 10 所示为这两个时刻圆柱尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定区域的空间分布. 虚线表示涡量为 -2 的等值线, 实线表示涡量为 2 的等值线, 云图去掉了 $\sigma_{ie} < 0.5$ 及 $\sigma_{ih} < 1.2$ 区域. 图 10(b) 中, 圆柱尾迹中的高无黏增长率椭圆不稳定区域主要集中在涡核区域, 且初生涡核中椭圆不稳定区域的无黏增长率明显大于次生

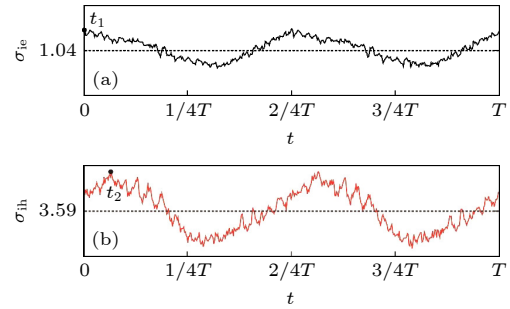


图 9 无控制中椭圆不稳定和双曲不稳定诱导的时变无黏增长率 (a) 椭圆不稳定诱导; (b) 双曲不稳定诱导

Fig. 9. Variations of the inviscid growth rates induced by the elliptic instability and hyperbolic instability: (a) Induced by the elliptic instability; (b) induced by the hyperbolic instability.

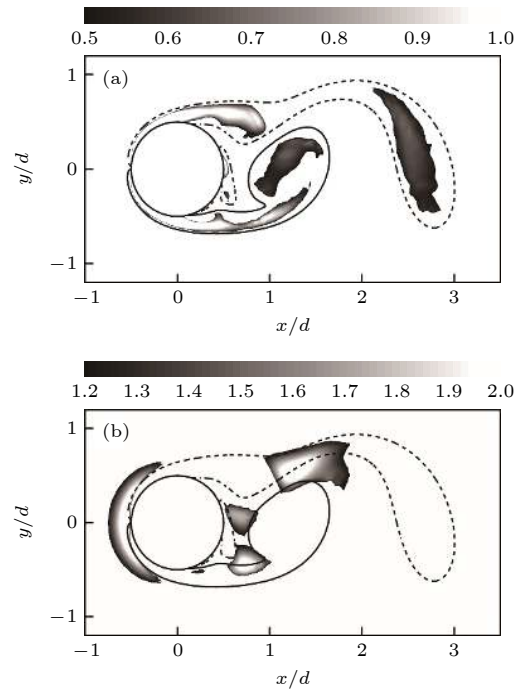


图 10 无控制中椭圆不稳定和双曲不稳定诱导的具有最大无黏增长率的区域 (云图为无黏增长率) (a) t_1 时刻椭圆不稳定诱导; (b) t_2 时刻双曲不稳定诱导

Fig. 10. Regions with the maximum inviscid growth rates induced by the elliptic instability and hyperbolic instability: (a) Induced by the elliptic instability at t_1 ; (b) induced by the hyperbolic instability at t_2 .

涡中. 图 10(a) 中, 尾迹中的双曲不稳定区域主要存在于 3 个区域: 初生涡涡腿、回流区以及连接初生涡与次生涡的辫状区域. 前面提到, 双曲不稳定主要与流动区域的应变有关, 初生涡生长过程中, 涡腿被拉伸, 使得这一区域出现双曲不稳定; 初生涡发展成次生涡过程中, 辫状区域也被拉伸, 从而这一区域也集中了双曲不稳定; 在回流区, 由于壁面的阻挡作用, 回流区流体受到挤压发生很大的形变, 从而也集中了双曲不稳定. 图 9 中, $t_2 < t_1$, 表明双曲不稳定区域的无黏增长率峰值出现时间稍滞后于椭圆不稳定区域的无黏增长率峰值时刻, 这是因为初生涡向下游演化过程中, 辫状区域被继续拉伸至次生涡脱落, 这一过程中辫状区域的双曲不稳定区域的无黏增长率增大, 从而其无黏增长率峰值出现时间滞后于椭圆不稳定区域的无黏增长率峰值时刻.

图 11 所示为全圆柱控制中一个周期内圆柱尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定区域的无黏增长率的变化. 积分区域及积分变量的取值范围与无电磁力控制下相同, 图中的“ T ”表示相应作用参数下尾涡脱落周期, 其值随电磁力作用参数的增大而减小. 图中椭圆不稳定和双曲不稳定区域的无黏增长率的纵坐标区间大小分别为 0.3 和 0.2. 可以发现, 随着电磁力作用参数的增大, 无论是椭圆不稳定还是双曲不稳定区域, 其无黏增长率在一个周期内的平均值逐渐减小. 不同电磁力作用参数下椭圆不稳定区域的无黏增长率变化曲线相似, 而双曲不稳定区域的无黏增长率在短时间间隔内的波动减小, 却在一个周期内的整体波动增强. 此外, 双曲不稳定区域的无黏增长率峰值出现的时间更加滞后于椭圆不稳定区域, 这是因为随着电磁力作用参数的增大, 流动分离被逐渐抑制, 在初生涡形成到次生涡脱落过程中, 辫状区域会被进一步拉伸, 从而两个峰值出现的时间间隔占涡脱落周期的比重就增大, 双曲不稳定区域的无黏增长率峰值时刻更加滞后. 短时间间隔内双曲不稳定区域的无黏增长率的波动是由初生涡摆动造成, 在电磁力作用下, 流动分离得到一定抑制, 初生涡的摆动也得到相应抑制, 这样双曲不稳定区域无黏增长率曲线的短时间间隔波动就会减弱. 曲线整体波动的加剧归因于涡脱落频率的增大, 使得上下两部分初生涡被交替拉伸的时间间隔变短, 这样双曲不稳定区域的无黏增长率在一个周期内的波动就会增大.

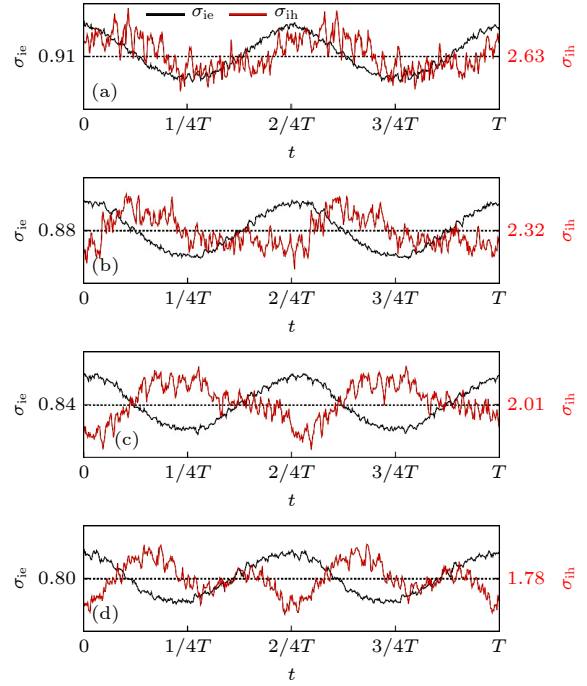


图 11 全圆柱控制中椭圆不稳定和双曲不稳定诱导的时变无黏增长率 (a) $N = 0.6$; (b) $N = 0.8$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 1.2$

Fig. 11. Variations of the inviscid growth rates induced by the elliptic instability and hyperbolic instability with the time: (a) $N = 0.6$; (b) $N = 0.8$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 1.2$.

图 12 所示为不同控制参数下圆柱尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定区域的无黏增长率在一个演化周期内的平均值, 这一平均值代表了不稳定区域在一个周期内的无黏增长率. 可以看到椭圆不稳定区域的无黏增长率平均值随着电磁力作用参数的增大而减小, 这是因为背流面控制和全圆柱控制时, 尾涡得到一定抑制, 涡强度降低, 从而涡核区域的椭圆不稳定区域的无黏增长率平均值减小. 图 12(a) 中, 同一电磁力作用参数下, 全圆柱控制中椭圆不稳定区域的无黏增长率平均值小于背流面控制中. 实际上, 图 12(a) 只展示了高无黏增长率区域, 对于一般或较低无黏增长率区域 (如涡核以外的积分区域), 其在全圆柱控制中较背流面控制中少, 所以确定积分区域和积分变量取值后, 全圆柱控制下无黏增长率的平均值较背流面控制中小. 与椭圆不稳定平均无黏增长率的变化相似, 背流面控制和全圆柱控制情况下双曲不稳定区域的平均无黏增长率随着电磁力作用参数的增大而减小. 在迎流面控制中, 双曲不稳定区域的平均无黏增长率随着电磁力作用参数的增大而增大, 但增量

很小. 可以看到, 背流面控制和全圆柱控制下的两条曲线很接近, 但在同一电磁力作用参数下, 背流面控制下双曲不稳定区域的平均无黏增长率小于全圆柱控制中. 这一现象归因于全圆柱控制中辫状区域的进一步拉伸, 从而双曲不稳定区域的平均无黏增长率稍增大.

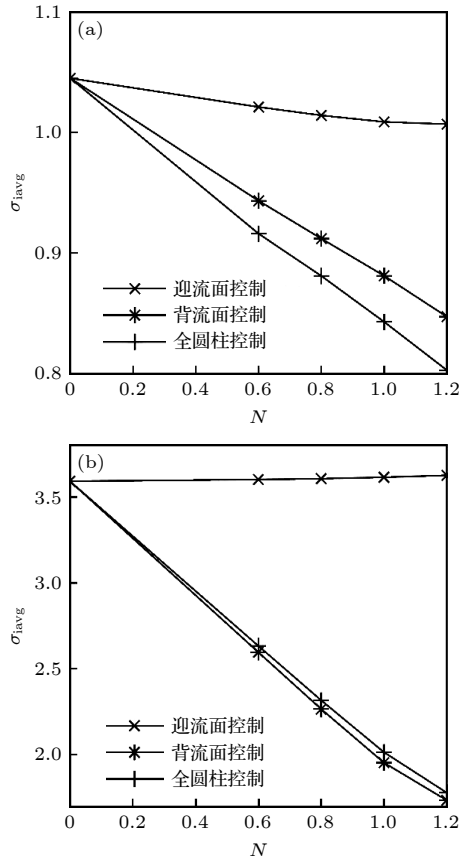


图 12 随电磁力作用参数变化的平均无黏增长率 (a) 椭圆不稳定诱导; (b) 双曲不稳定诱导

Fig. 12. Variations of the mean inviscid growth rates with the control numbers: (a) Induced by the elliptic instability; (b) induced by the hyperbolic instability.

对比图 12(b) 和图 7(b), 可发现 Floquet 稳定性分析中, 在同一电磁力作用参数下, 全圆柱控制中最不稳定转捩模式 B 的增长率小于背流面控制中, 而在双曲不稳定分析中, 这一趋势刚好相反 (图 12(b)). 该现象归因于两方面因素, 一方面图 12(b) 只代表高无黏增长率随电磁力作用参数变化的趋势, 且在双曲不稳定区域的无黏增长率分析时, 设定了积分区域及积分变量的取值范围, 从而只考虑了近尾迹中的高无黏增长率区域, 忽略了小无黏增长率区域; 另一方面, 前面已提到圆柱尾迹中不稳定区域的增长率由无黏增长率和黏性增

长率组成, 即 $\sigma = \sigma_i - \sigma_v$, 而图 12(b) 中只展示了无黏增长率的变化. 无论是哪种因素, 由于 Floquet 稳定性分析得到的是全局流场的三维扰动变化, 因此相同电磁力作用参数下, 全圆柱控制可使转捩模式获得最小的增长率. 图 7 和图 12 中曲线变化特性相似, 这进一步表明椭圆不稳定诱导了转捩模式 A 的增长, 而双曲不稳定诱导了转捩模式 B 的增长.

4.3 三维尾迹特性

通过对二维基态流的 Floquet 稳定性分析、尾迹区域椭圆不稳定与双曲不稳定诱导无黏增长率分析得到背流面控制及全圆柱控制下圆柱尾迹转捩模式变化的原因, 然而转捩模式增长率的变化只是线性稳定性分析的结果. 实际流动中, 扰动通过非线性演化形成湍流, 所以本文将采用三维直接数值模拟研究转捩模式的非线性演化以及此时流向电磁力的控制效果. 在计算转捩模式 A 的非线性演化时, 计算区域的展向尺寸为最不稳定转捩模式 A 对应展向扰动波长的 4 倍, 而在计算转捩模式 B 的非线性演化时, 三维计算区域的展向尺寸为最不稳定转捩模式 B 对应展向波长的 16 倍. 采用谱元法进行三维计算时, 变量在展向 (第三维方向) Fourier 展开, 展开平面数即是展向计算节点数. Fourier 模态关于模态指数 0 共轭对称的, 若选用整个 Fourier 模态进行变量展开, 混淆误差会使两个展开变量乘积的 Fourier 系数并不等于各自变量系数的乘积, 因此计算中展向平面个数设为偶数, 只选取 Fourier 模态指数不小于 0 的模态参与展开. 计算区域在展向均采用 192 个平面, 这样就有 96 个 Fourier 模态, 充分保证了流场刻画的分辨率. 初始流场为不同控制参数下的基态流场叠加最不稳定的转捩模式, 转捩模式中扰动能量与基态流能量的比值为 10^{-5} . 边界条件设置与二维基态流计算时相同, 展向边界设为周期性边界条件, 采用二阶格式的时间离散, 计算时间步长为 0.001.

图 13 展示了三维直接数值模拟中不同控制参数下主 Fourier 模态 (最不稳定模态) 的能量 $\mathcal{E} = \frac{1}{2\mathcal{A}} \int_{\Omega} \hat{\mathbf{u}}^* \cdot \hat{\mathbf{u}} d\Omega$ 随时间的变化, 电磁力作用参数为 0.6. $\mathcal{A}$ 是二维计算域面积, $\hat{\mathbf{u}}$ 是 Fourier 模态中速度变量, $\hat{\mathbf{u}}^*$ 是其共轭变量. 可以看到, 演化初期, 主模态能量变化曲线呈波动上升, 达到最大值后,

能量曲线稍稍下降直至准平衡状态. 达到能量平衡状态的主 Fourier 模态的能量随时间呈周期性变化, 变化周期约为二维尾迹周期的一半. 在无电磁力控制和迎流面控制中, 能量曲线一开始的增长率相似, 这与图 7(b) 结果相吻合, 不过由于非线性影响, 达到准平衡状态时迎流面控制下主 Fourier 模态的能量小于无电磁力控制中. 背流面控制和全圆柱控制中主 Fourier 模态的能量一开始增长缓慢, 这是由于黏性耗散引起的. 当主 Fourier 模态能量增大到一定量级后, 增长率增大. 当 $t > 20$ 后, 背流面控制下的主 Fourier 模态能量增长率稍大于全圆柱控制下, 这一趋势与图 7(b) 中结果相吻合.

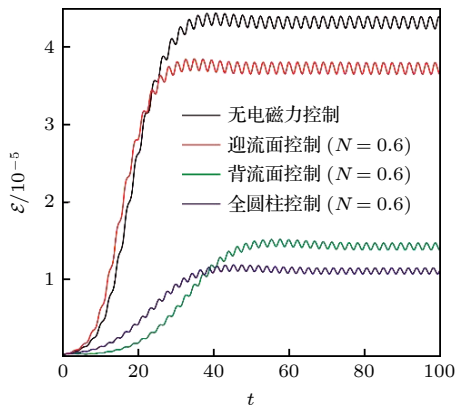


图 13 随时间变化的主 Fourier 模态能量

Fig. 13. The energy of the primary Fourier mode varying with the time.

图 14 展示了电磁力作用参数 $N = 1.0$ 时, 不同控制情形下的三维流动结构图, 这些流动结构均是由如图 8 所示的初始扰动演化形成, 涡结构采用 λ_2 判别准则^[31] 描述 ($\lambda_2 = -0.001$). 可以看到, 在给定初始扰动后, 圆柱尾迹中的扰动形成自维持振荡, 扰动能量随时间指数增长, 达到非线性饱和和临界值后, 由非线性主导流动转捩, 形成图 14 中三维结构. 图 14(a) 和 (b) 展示了由转捩模态 B 非线性演化形成的三维涡结构, 图 14(c) 和 (d) 展示了由转捩模态 A 非线性演化形成的三维涡结构. 可以发现圆柱三维尾迹中相邻的展向涡由流向涡对连接, 在由模态 B 非线性演化形成的三维流场中, 流向涡对的展向间距较小, 约为 0.8 个圆柱直径. 在由模态 A 非线性演化形成的三维流场中, 流向涡对的空间尺寸大于模态 B 中的流向涡对, 且其展向间距约为 3.4 个圆柱直径. 不难看出, 由转捩模态 A 形成的三维涡结构中, 展向涡出现形变, 从而每个流向位置处展向涡上的流向涡的旋转方向发生变化. 而由转捩模态 B 形成的三维涡结构中, 展向涡沿展向不变化, 所以经过每个展向涡的流向涡旋转方向不变. 在同一展向位置, 流向涡形成的流动结构好似在展向涡附近正弦振荡.

图 15 展示了不同控制参数下由模态 B 非线性演化形成的流场中不同流向位置处展向速度脉动沿法向的变化. 实线表示无电磁力作用时, 虚线、

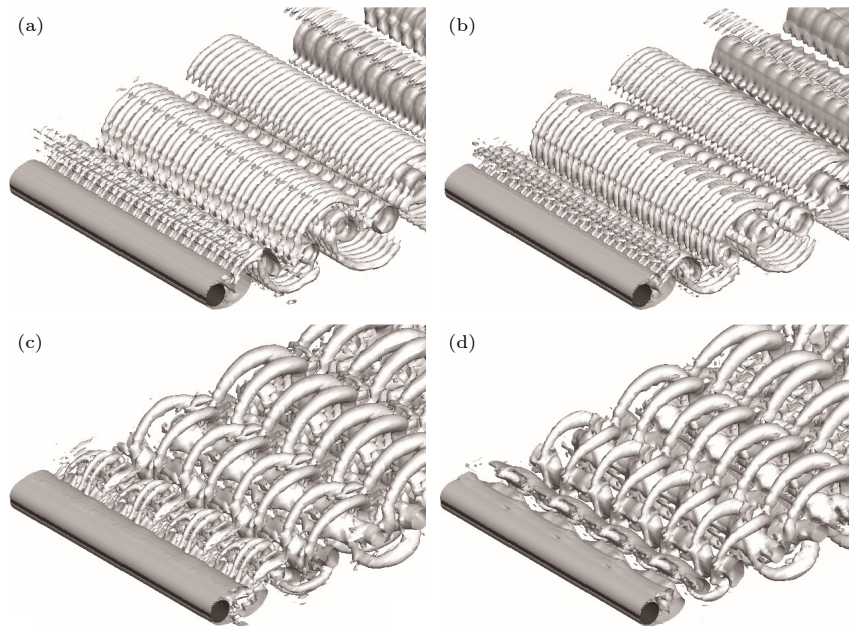


图 14 不同控制工况下的圆柱三维尾迹结构

Fig. 14. The three-dimensional structures of the cylinder wake for different control cases.

点划线和点线分别表示迎流面控制、背流面控制和全圆柱控制时. 可以看到无电磁力控制和迎流面控制中, 展向脉动速度沿法向变化相似, 而背流面控制和全圆柱控制中曲线空间变化趋势接近. 总的来看, 在同一法向位置, 无电磁力控制中的展向脉动速度最大, 而在全圆柱控制中最小, 这一现象归因于扰动能量的降低. 可以发现, 曲线关于 $y/d = 0$ 对称, 且存在两个峰值, 这是由于三维尾涡上下交替演化, 而大部分展向扰动存在于辫状区域, 所以辫状区域会出现展向速度脉动峰值. 由于基态流中涡街脱落过程中涡的振荡, 使得连接相邻涡核的辫状区域沿法向扩张, 所以图 8(a) 和 (b) 展示的模式 B 中的下游扰动逐渐沿法向扩张, 从而转换形成的三维涡结构图中流向涡对也沿法向扩张 (图 14(a)

和 (b)), 因此可以看到展向脉动速度峰值沿法向向两边移动. 此外, 圆柱绕流属于振荡器流动系统, 扰动在空间固定位置随时间呈指数增长, 尽管 Floquet 稳定性分析中模式 B 中的扰动在 $x/d = 1.2$ 处扰动较强, 当在其三维非线性演化中, 由于非线性影响, 这一位置的展向速度脉动较小. 在其下游位置, 速度脉动增强. 不过, 当 $x/d > 2.1$ 后, 展向速度脉动沿流向开始衰减, 这与 Floquet 模式展示的扰动强度分布类似.

图 16 展示了不同控制参数下由转换模式 A 非线性演化形成的流场中不同流向位置展向速度脉动沿法向的变化, 其中实线表示背流面控制, 虚线表示全圆柱控制, 电磁力作用参数为 1.0. 对比图 15 和图 16 可知, 由模式 A 非线性演化形成

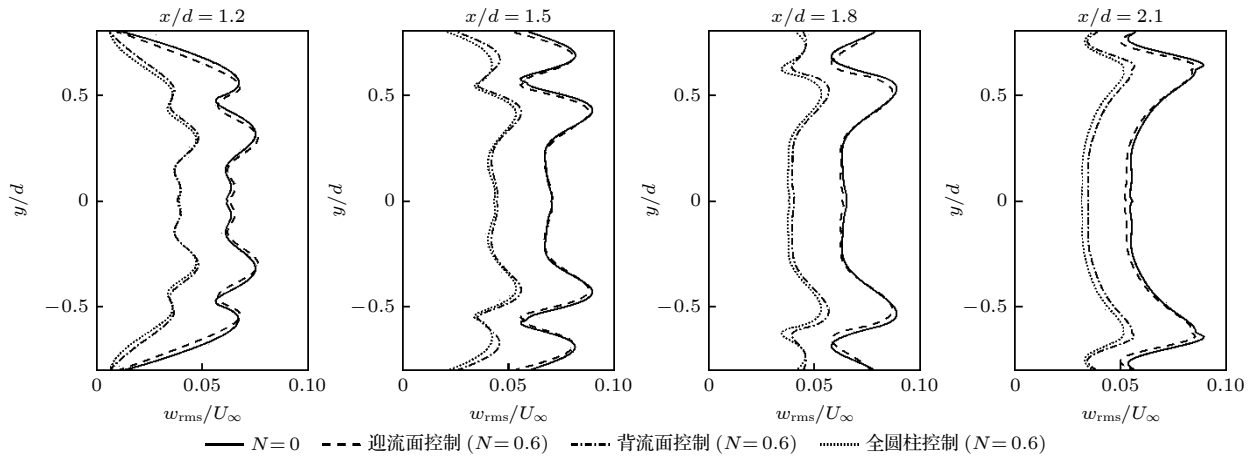


图 15 模式 B 转换形成的流场中流向不同位置展向速度脉动

Fig. 15. Distributions of the spanwise velocity pulsations along the wall-normalwise direction at different streamwise locations in the wake evolving from Mode B.

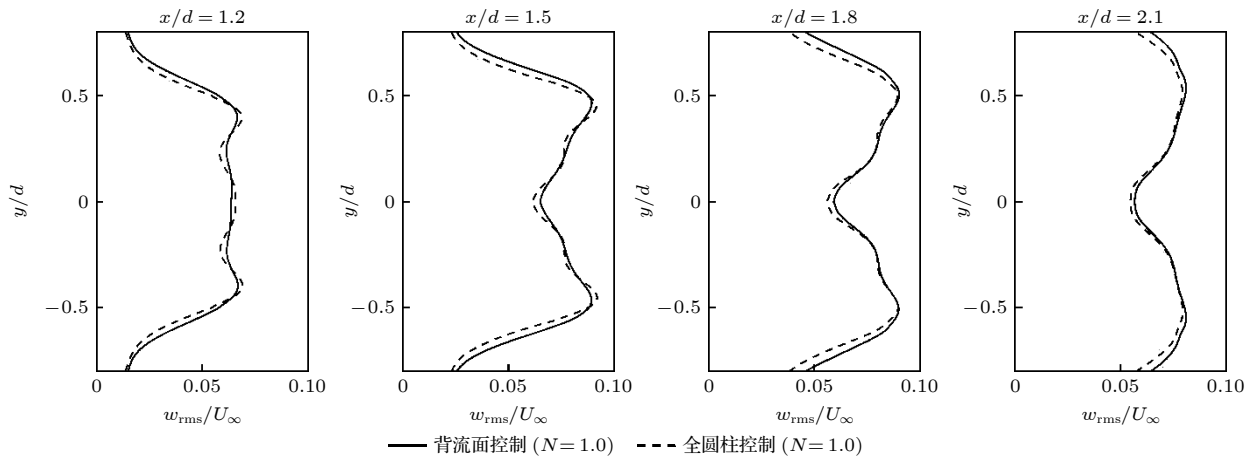


图 16 模式 A 转换形成的流场中流向不同位置展向速度脉动

Fig. 16. Distributions of the spanwise velocity pulsations along the wall-normalwise direction at different streamwise locations in the wake evolving from Mode A.

表 2 不同控制参数下圆柱所受平均阻力

Table 2. The average drag for different control numbers.

无电磁力控制	迎流面控制		背流面控制		全圆柱控制	
	$N = 0.6$	$N = 1.0$	$N = 0.6$	$N = 1.0$	$N = 0.6$	$N = 1.0$
0.6591	0.6588	0.6594	0.6153	0.5590	0.6188	0.5642

的三维流场中的展向速度脉动沿法向的变化与由模态 B 非线性演化形成的三维流动中展向速度脉动沿法向变化不一样. 尽管两种曲线都关于 $y/d = 0$ 对称, 都有两个峰值, 但可以看到由模态 B 非线性演化形成的三维流动结构中展向速度脉动在峰值附近波动较大, 而由模态 A 非线性演化形成的三维流场中, 该波动较小. 这一现象归因于扰动增长的诱因不同, 可以看到图 9(b) 中曲线在峰值附近的波动比图 11(c) 中黑线所示曲线波动剧烈, 而这种随时间的波动恰好也反映了不稳定在空间上的波动. 双曲不稳定与流动区域的应变有关, 而辫状区域伴随着初生涡生成次生涡、初生涡的生长以及次生涡的脱落, 双曲不稳定区域的无黏增长率在峰值附近波动剧烈, 使得转捩后流场中展向速度脉动在峰值附近波动剧烈. 而椭圆不稳定区域主要集中在涡核区域, 其无黏增长率与涡量强度有关, 而一个周期内圆柱尾涡的涡强度变化较规律, 所以椭圆不稳定区域的无黏增长率在峰值附近波动较小, 从而使三维流场中展向脉动速度在峰值附近波动较小.

表 2 展示了不同控制参数下圆柱所受平均阻力系数, 此时平均阻力系数计算采用面积分, 表达式为 $\bar{C}_d = \int_T \int_{S_b} (f_{px} + f_{vx}) ds dt / (\rho U_\infty^2 T d^2)$, 其中 S_b 代表圆柱表面. 对比表中数据可知, 迎流面控制中, 无论是 $N = 0.6$ 或 1.0 , 圆柱所受平均阻力几乎不变, 与无电磁力控制时相同. 而在背流面控制和全圆柱控制中, 圆柱所受阻力较无电磁力控制时降低, 且当电磁力作用参数由 0.6 增大到 1.0 后, 电磁力的减阻率增大. 在 $N = 1.0$ 时, 背流面控制和全圆柱控制下, 圆柱所受阻力较无电磁力控制时分别降低了 15.2% 和 14.4% .

5 结 论

本文通过在圆柱迎流面、背流面和全圆柱布置电磁激活板, 产生流向电磁力对 $Re = 300$ 时的圆柱尾迹转捩进行控制, 发现圆柱基态流尾迹的频率随电磁力作用参数的增大而增大. 迎流面控制中,

圆柱尾迹转捩模态 A 和模态 B 的增长率几乎不变. 在背流面控制和全圆柱控制中, 两种最不稳定转捩模态的增长率均随电磁力作用参数的增大而减小. 通过对比不同控制工况下尾迹中椭圆不稳定和双曲不稳定诱导的无黏增长率变化规律, 发现迎流面控制中高无黏增长率较无电磁力控制时变化较小, 而背流面控制和全圆柱控制中两种不稳定诱导的无黏增长率均随电磁力作用参数增大而减小. 这些变化趋势与 Floquet 稳定性分析结果吻合, 表明椭圆不稳定和双曲不稳定分别诱导了转捩模态 A 和模态 B 的增长. 最后, 对圆柱尾迹的三维直接数值模拟发现电磁力作用参数 $N = 0.6$ 时, 无论哪种控制工况, 圆柱尾迹中流向涡对的展向距离均为 0.8 个圆柱直径. 此时, 背流面控制和全圆柱控制中尾迹中展向脉动速度最小. 当电磁力作用参数增大到 1.0 后, 背流面控制和全圆柱控制中圆柱尾迹流向涡对的间距约为 3.4 个圆柱直径, 该结果与 Floquet 稳定性分析结果吻合. 由模态 A 非线性演化形成的三维结构中展向脉动速度在峰值附近波动较小, 而由模态 B 非线性演化形成的三维流场中展向脉动速度在峰值附近波动较大, 这与椭圆不稳定和双曲不稳定区域无黏增长率分析结果吻合. 此外, 迎流面控制并不能改变圆柱所受阻力, 而背流面控制和全圆柱控制可以减小圆柱所受阻力, 且减阻率随着电磁力作用参数的增大而增大, 在背流面控制和全圆柱控制中 $N = 1.0$ 时, 圆柱尾迹所受阻力被分别减小了 15.2% 和 14.4% . 总的来说, 3 种控制策略中, 背流面控制的效率最高.

参考文献

- [1] Williamson C H K 1996 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **28** 477
- [2] Jackson C P 1987 *J. Fluid Mech.* **182** 23
- [3] Barkley D, Henderson R D 1996 *J. Fluid. Mech.* **322** 215
- [4] Jiang H Y, Cheng L 2020 *Phys. Fluids* **32** 014103
- [5] McClure J, Pavan C, Yaruskevych S 2019 *Phys. Rev. Fluids* **4** 124702
- [6] Xu C, Mao Y J, Hu Z W 2019 *Aerosp. Sci. Technol.* **88** 233
- [7] Gao D L, Huang Y W, Chen W L, Chen G B, Li H 2019 *Phys. Fluids* **31** 057105
- [8] Del Guercio G, Cossu C, Pujals G 2014 *J. Fluid Mech.* **752** 572
- [9] Xu F, Chen W L, Bai W F, Xiao Y Q, Qu J P 2017 *Comput.*

- Fluids* **145** 52
- [10] Mao X R, Sherwin S 2015 *J. Fluid Mech.* **775** 241
- [11] Chen J L, Chen S Q, Ren F, Hu H B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 084701 (in Chinese) [陈蒋力, 陈少强, 任峰, 胡海豹 2022 物理学报 **71** 084701]
- [12] Li J C, Zhang M Q 2022 *J. Fluid Mech.* **932** A44
- [13] Marquet O, Sipp D, Jacquin L 2008 *J. Fluid Mech.* **615** 221
- [14] Khodkar M A, Taira K 2020 *J. Fluid Mech.* **904** R1
- [15] Albrecht T, Stiller J, Metzkes H, Weier T, Gerbeth G 2013 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **220** 275
- [16] Kim S, Lee C M 2001 *Exp. Fluids* **28** 252
- [17] Yin J F, You Y X, Li W, Hu T Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 044701 (in Chinese) [尹纪富, 尤云祥, 李巍, 胡天群 2014 物理学报 **63** 044701]
- [18] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2010 *Eur. J. Mech. B-Fluids* **29** 53
- [19] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Li H Z 2014 *J. Fluids Struct.* **48** 62
- [20] Zhang H, Liu M K, Han Y, Gui M Y, Li J, Chen Z H 2017 *Comput. Fluids* **159** 112
- [21] Liu Z K, Bo Y M, Wang J, Cui K 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 084704 (in Chinese) [刘宗凯, 薄昱明, 王军, 崔珂 2017 物理学报 **66** 084704]
- [22] Huang Y D, Zhou B M, Tang Z L 2017 *Appl. Math. Mech. Engl. Ed.* **38** 439
- [23] Berger T W, Kim J, Lee C, Lim J 2000 *Phys. Fluids* **12** 631
- [24] Du Y Q, Karniadakis G E 2000 *Science* **288** 1230
- [25] Blackburn H M, Lee D, Albrecht T, Singh J 2019 *Comput. Phys. Commun.* **245** 106804
- [26] Karniadakis G E, Israeli M, Orszag S A 1991 *J. Comput. Phys.* **97** 414
- [27] Barkley D, Blackburn H M, Sherwin S J 2008 *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **57** 1435
- [28] Williamson C H K 1989 *J. Fluid Mech.* **206** 579
- [29] Hammache M, Gharib M 1991 *J. Fluid Mech.* **232** 567
- [30] Thompsom M C, Leweke T, Williamson C H K 2001 *J. Fluid Struct.* **15** 607
- [31] Jeong J, Hussain F 1995 *J. Fluid Mech.* **285** 69

Transition control of cylinder wake via Lorentz force*

Huang Ya-Dong¹⁾ Wang Zhi-He²⁾ Zhou Ben-Mou^{3)†}

1) (National Research Center of Pumps, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

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

(Received 8 July 2022; revised manuscript received 15 August 2022)

Abstract

The flow around a cylinder is a typical flow acting as the oscillator, and the perturbations can grow with time at a fixed position. This phenomenon can induce the laminar-turbulent transition in the wake, thus increasing the vibrations of the cylinder as well as the noise in the flow system. There exist three control strategies, i.e. the streamwise Lorentz force from the electromagnetic actuator set on the windward surface named windward control, the leeward surface named leeward control, and the whole surface of cylinder named global control, which are adopted to modify the two-dimensional base flow, thereby reducing the growth rates of perturbations in the wake and changing the transition mode. According to the Floquet stability analysis, it is found that the growth rates of the transition modes A and B present small changes in the windward control, while the growth rates of the two modes decrease with the increase of the control number in the other two control cases. Comparing the inviscid growth rates induced by the elliptic instability and the hyperbolic instability with each other, it is observed that the high inviscid growth rate in the windward control can be similar to those without control, while the inviscid growth rates can decrease with the increase of control number in the other two control cases. Three-dimensional direct numerical simulations are performed to validate the control effects. The results shows that the three-dimensional shape of the wake is changed from mode B to mode A when the actuator is set on the leeward surface or the whole surface of the cylinder. This is consistent with the result from the Floquet stability analysis. In addition, the drag of the cylinder reduces 15.2% for the leeward control and 14.4% for the the global control.

Keywords: cylinder wake, streamwise Lorentz force, transition control, flow instability

PACS: 47.20.-k, 47.27.Cn, 47.85.L-

DOI: 10.7498/aps.71.20221357

* Project supported by the Innovation Project of KJW (Grant No. NLG1221991210829).

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

圆柱绕流尾迹转换电磁力控制研究

黄亚冬 王智河 周本谋

Transition control of cylinder wake via Lorentz force

Huang Ya-Dong Wang Zhi-He Zhou Ben-Mou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 224702 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221357

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221357>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

横向矩形微槽抑制高超声速第二模态扰动波的参数化研究

Parametrization of suppressing hypersonic second-mode waves by transverse rectangular microgrooves

物理学报. 2022, 71(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220851>

基于壁面压力反馈的圆柱绕流减阻智能控制

Artificially intelligent control of drag reduction around a circular cylinder based on wall pressure feedback

物理学报. 2022, 71(8): 084701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212171>

激光聚焦扰动作用下高超声速边界层稳定性实验研究

Influence of laser-generated perturbations on hypersonic boundary-layer stability

物理学报. 2018, 67(21): 214701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181192>

基于转捩模型及声比拟方法的高精度圆柱分离涡/涡致噪声模拟

High-order delay detached-eddy simulations of cylindrical separated vortex/vortex induced noise based on transition model and acoustic analogy

物理学报. 2018, 67(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172677>

高雷诺数双螺旋涡尾迹演化特性分析

Evolution characteristic analysis of double-helical vortex wake of high Reynolds number flow

物理学报. 2018, 67(5): 054701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171291>

低雷诺数下钝体三维尾迹中的涡量符号律

Vorticity sign law in three-dimensional wake of bluff body at low Reynolds number

物理学报. 2020, 69(3): 034701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191011>