

电磁力控制湍流边界层分离圆柱绕流场特性数值分析*

尹纪富 尤云祥[†] 李巍 胡天群

(上海交通大学, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

(2013年9月29日收到; 2013年11月11日收到修改稿)

在亚临界区高雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 下, 采用脱体涡模拟结合湍流分离的方法对弱电解质中电磁力作用下湍流边界层分离圆柱绕流场及其升(阻)力特性进行了数值模拟和分析. 结果表明, 电磁力可以提高圆柱体湍流边界层内的流体动能, 延缓圆柱体湍流边界层的流动分离, 减弱圆柱体湍流绕流场中在流向和展向上大尺度漩涡的强度, 减小圆柱体阻力时均值及其升力脉动幅值. 当电磁力作用参数大于某个临界值后, 湍流边界层流动分离消失, 在圆柱体尾部产生射流现象, 从而电磁力对圆柱体产生净推力作用, 出现负阻力现象, 而且升力脉动幅值接近于零, 出现圆柱体升力消失现象.

关键词: 圆柱绕流, 湍流分离, 电磁力, 流动控制

PACS: 47.65.-d, 47.85.L-, 47.85.lb, 47.27.ek

DOI: 10.7498/aps.63.044701

1 引言

在海洋工程(如海洋立管、输油气管道和浮式平台立柱等)中, 圆柱型结构应用广泛. 海流对圆柱型结构产生的阻力是其结构强度分析需要考虑的重要外载荷之一, 而海流导致的圆柱型结构涡激振动现象对其疲劳损伤会产生重要影响. 因此, 如何有效地控制圆柱型结构的流动分离, 减小圆柱型结构阻力并抑制其升力具有重要的学术和工程意义^[1]. 对圆柱型结构流动控制的方法主要有被动式和主动式两类^[2]. 被动式控制方法不必向外部流场提供能量, 但需要附加狭缝板和肋条等装置, 对外部流场变化的自适应性较差^[3,4]. 主动控制方法需要向流场输入能量, 对外部流场的自适应性较强^[5-11]. 主动控制方法主要包括等离子体技术、合成射流技术、表面吸吹气方法以及电磁力作动方式等.

电磁力作动方式作为一种主动式控制方法, 由于具有无运动部件、可靠性高、易实现和响应速度

快等特点, 因此在工程应用上具有独特的优势. 在最近二十几年中, 利用电磁力控制圆柱绕流场特性等问题已成为国际上的研究热点之一. 研究表明, 电磁力可以抑制圆柱绕流场的流动分离, 改变其尾涡结构, 还可以减小圆柱体阻力并抑制其升力脉动^[12-15], 但电磁极包覆范围、宽度及其位置等对圆柱绕流场分离点位置、涡量场以及升(阻)力特性等均有明显影响^[16-22].

由于受实验室实验条件及相关数值模拟条件的限制, 在上述文献中所考虑的雷诺数主要在 10^4 量级以内. 由于在该量级雷诺数范围内圆柱绕流场中边界层仍为层流分离, 因此目前文献主要研究电磁力控制层流边界层分离圆柱绕流场机理等问题. 对于实际海洋工程中的圆柱型结构, 其雷诺数一般在 10^5-10^7 量级范围, 在此高雷诺数下圆柱绕流场的边界层分离将为完全湍流分离(TS), 而且绕流场将具有明显的三维随机特性^[23,24]. 然而, 对高雷诺数下电磁力控制湍流边界层分离圆柱绕流场及其升(阻)力机理等问题迄今尚不清楚.

* 国家自然科学基金(批准号: 11272211)和上海交通大学海洋工程国家重点实验室研究基金(批准号: GP010819)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: youyx@shtu.edu.cn

由以上所述可知, 采用计算流体力学(CFD)方法对高雷诺数下电磁力控制圆柱绕流场特性进行研究将是一种有效的途径. 目前, 常用的圆柱绕流场CFD方法包括直接模拟(DNS)、雷诺平均模拟(RANS)、大涡模拟(LES)和脱体涡模拟(DES)等^[25-29]. 目前由于DNS和LES的计算量太大, 两者还只能限于低雷诺数的数值模拟. 在高雷诺数下, 由于圆柱绕流场中存在附面层和大范围流动分离等现象, 并受到目前湍流模式的限制, RANS也不是十分理想的方法. DES是一种介于LES与RANS之间的方法, 将该方法和TS等方法结合^[25]能够很好地处理具有附面层的大范围非稳态分离流动现象, 已成为当今圆柱绕流场数值模拟的有效手段之一.

本文利用Maxwell方程求解弱电解质中包覆

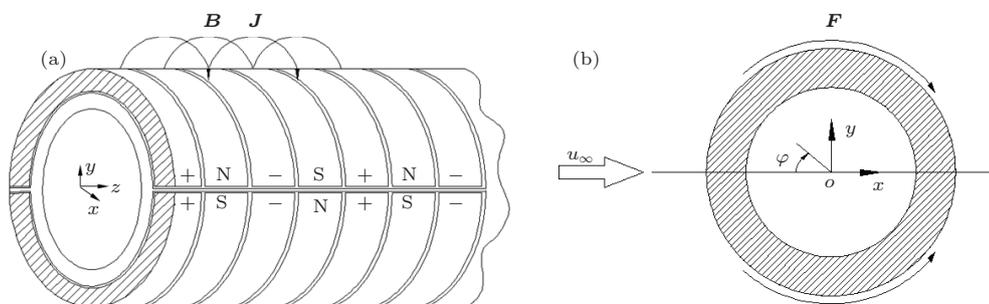


图1 表面覆盖电极和磁极的圆柱体及其表面电磁力作用方向示意图 (a) 圆柱体模型; (b) 圆柱体表面电磁力作用方向

将电磁力作为体积力加入动量方程中, 可得到不可压弱电解质的流动控制方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + f_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0,$$

式中, t 为时间; ρ 为电介质密度; ν 为运动黏度; $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$ 为流场瞬时速度矢量; x_1, x_2, x_3 为空间坐标, $(x_1, x_2, x_3) = (x, z, y)$; p 为扰动压力; $\mathbf{F} = (f_1, f_2, f_3)$ 为洛伦兹力.

在电磁场中流动的弱电解质受洛伦兹力作用,

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

式中, \mathbf{J} 为电流密度, \mathbf{B} 为磁感应强度.

电流密度由两部分组成, 一部分为电极产生的电流, 另一部分为流体以速度 \mathbf{u} 在磁场中运动时产生的感生电流. 当弱电解质为海水时, 其电导率 σ 值较小, 相应的感生电流项也很小, 在计算中可以忽略. 因此, 洛伦兹力可表示为

$$\mathbf{F} = \sigma(\mathbf{E} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

电极和磁极的圆柱体表面的三维电磁力分布, 并将其加入到流场控制方程的动量方程中. 在此基础上, 当亚临界高雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 时, 采用DES结合TS的方法, 进行电磁力对湍流边界层分离圆柱绕流场的影响机理及其对圆柱体升(阻)力特性的影响规律的数值模拟和分析.

2 数值模拟方法

将表面覆盖相间分布电极和磁极的圆柱体放置于弱电解质海水中, 如图1所示. 磁极为永磁体, 其产生的磁场大小和方向不随时间变化. 电极为导体, 通过对电极施加恒压电流以产生大小和方向不随时间变化的电场.

式中 \mathbf{E} 为电场强度.

本文采用DES方法对流场控制方程(1)进行数值模拟和分析, 这是一种把RANS的优点与LES的优点相结合以模拟钝体脱体涡的方法. 该方法的基本思想是在圆柱体附面层内采用RANS方法模拟小尺度的脉动运动, 而在远离圆柱体附面层的区域采用LES方法模拟大尺度的脱体分离涡. 由此可知, DES方法综合了RANS和LES两种方法在数值模拟方面的优势^[29].

LES方法是将所求解的物理量进行空间滤波的一种方法, 在该方法中采用空间滤波函数将所求解的物理量分解为大尺度的平均分量和小尺度分量两个部分, 前者是大涡模拟中需要直接计算的量, 而后者是需要模化的量. 在空间滤波后, LES方法的流场控制方程为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i,$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4)$$

式中, \bar{p} 为空间滤波后的动压力; $(\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3)$ 为空间滤波后的速度矢量; τ_{ij} 为亚格子尺度应力, 可由 Smagorinsky 亚格子模型确定^[30].

RANS 方法是将所求解的物理量进行时间平均的一种方法, 在该方法中将湍流运动的各种瞬时分量表示为时均值与脉动值之和, 对新增的附加雷诺应力项则通过湍流模式使流场控制方程封闭. 该方法只计算大尺度平均流动, 而所有湍流脉动对平均流动的作用则采用雷诺应力模型模拟.

在时间平均后, RANS 方法的流场控制方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right] + f_i, \\ & \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, \tilde{p} 为时均动压力, $(\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3)$ 为时均速度矢量, $-\overline{u'_i u'_j}$ 为雷诺应力. 根据 Boussinesq 湍黏假定, 雷诺应力与时均速度梯度的关系为^[30]

$$\begin{aligned} -\overline{\rho u'_i u'_j} &= \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, δ_{ij} 为 Kronecker δ 符号, μ_t 为湍动黏度, k 为湍动能. 由于雷诺应力主要由大尺度脉动贡献, 而与其与流动的几何参数和边界条件等密切相关, 因此不存在一个对所有流动都普遍适用的统一模型. 不同的流动需要采用不同的湍流模型对流场控制方程进行封闭, 其核心都是围绕如何模拟雷诺应力展开的. 剪切压力传输 (SST) k - ω 湍流模型能较好地解释湍流应力的输送, 并可对负压力梯度下的流动分离给出高精度的预测. 有鉴于此, 本文采用该湍流模型对圆柱绕流场进行数值模拟.

在 SST k - ω 湍流模型中, 假定湍动黏度 μ_t 、湍动能 k 、湍动频率 ω 三者之间有如下关系:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}. \quad (7)$$

在对 (7) 式进行一定的限制后, 可得到相应的两个输运方程 (k 方程和 ω 方程), 即

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \rho k}{\partial x_i} \\ &= P_k - \frac{\rho k^{3/2}}{l_{k-\omega}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\rho \nu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_i} \\ &= C_\omega P_\omega - \beta_\omega \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\rho \nu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ & + 2\rho(1 - F_1) \frac{1}{\sigma_\omega} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, P_k 和 P_ω 为湍流生成项, 湍动黏度 μ_t 的限制公式为

$$\mu_t = \frac{\rho \alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)}, \quad (10)$$

此模型中相关系数的取值参见文献^[30].

在 k 方程的耗散项中, 湍流尺度参数 $l_{k-\omega}$ 的表达式为

$$l_{k-\omega} = k^{1/2} / (\beta_k \omega), \quad (11)$$

式中 β_k 为模型常数 $\beta_k = 0.09$.

在 DES 方法中, RANS 和 LES 的分辨尺度 l_{DES} 由下式定义^[28]:

$$l_{DES} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES} \Delta). \quad (12)$$

为了防止过早发生亚格子应力模型引起附面层内雷诺应力的急剧下降, 导致非物理性质的分离, 产生网格诱导分离等现象, 本文取 $C_{DES} = 0.61$. 在 (12) 式中, Δ 是网格尺度, 对于非均匀网格有

$$\Delta = \max(\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3). \quad (13)$$

在紧贴物面的附面层区域, 由于 $l_{k-\omega} \leq C_{DES} \Delta$, 因此 $l_{DES} = l_{k-\omega}$. 这时在 DES 中的湍流模型为 RANS 中的 SST k - ω 湍流模型. 在其他区域, 由于 $l_{k-\omega} > C_{DES} \Delta$, 从而在 SST k - ω 湍流模型中生成源项和消散源项的 $l_{k-\omega}$ 均被替换为 $C_{DES} \Delta$. 当生成作用与消散作用达到平衡时, SST k - ε 湍流模型中的湍动黏度与 Smagorinsky 模型中的亚格子涡黏系数在形式上相似, 这时 DES 起到类似 LES 的作用

利用 Maxwell 方程, 采用有限元方法对表面包覆电极和磁极的圆柱体产生的三维电磁力分布进行数值计算. 在数值计算中, 永磁体的磁感应强度取为 0.35 T, 电极宽度和磁极宽度均为 $0.1D$, 其中 D 为圆柱体直径. 设 \mathbf{n} 为圆柱表面任意展向断面点 ($D/2, \varphi$) 处的法向矢量, r 为法线 \mathbf{n} 上的点到圆柱表面的距离, 定义无量纲参数 $\bar{r} = r/D$.

图 2 给出了圆柱体表面电磁力沿法向和展向分布的数值结果, 其中图 2(a) 为 $\varphi = \pi/2$ 时电磁力沿法向的分布, 图 2(b) 为某个展向截面上电磁力分布的等势线. 从图 2 可以看出: 电磁力方向沿圆

柱体壁面呈切向分布特征; 在圆柱体壁面边界层内电磁力较大, 并沿圆柱体壁面的法向呈现出指数衰减特性, 在距离圆柱体法向约0.3倍直径处电磁力基本衰减至零; 在圆柱体展向上电磁力呈周期性变化特征, 其最大值出现在电极与磁极交界处.

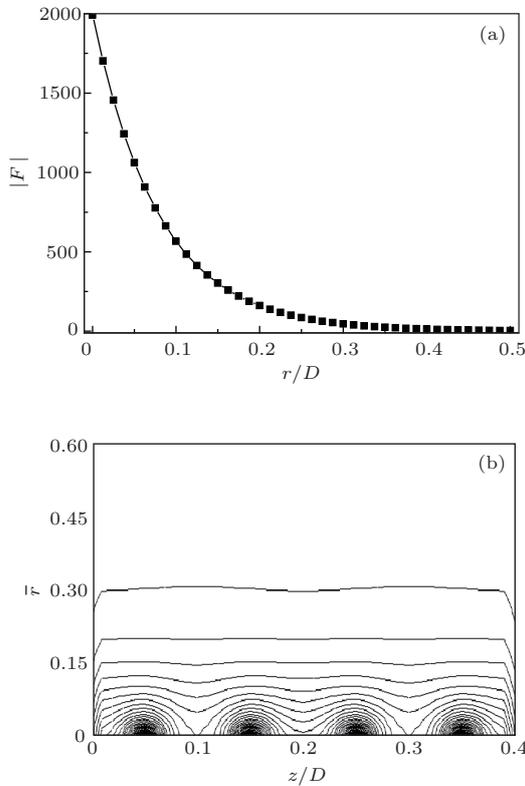


图2 圆柱体表面电磁力沿法向和展向分布的数值结果 (a) 当 $\varphi = \pi/2$ 时电磁力沿法向的分布; (b) 某个展向截面上电磁力分布的等势线

图3所示为流场数值模拟的计算区域示意图. 在流场数值模拟中, 来流速度为 u_∞ , 以圆柱中心轴线为基准, 在来流上游取 $15D$, 下游取 $45D$, 上下方均取 $15D$; 为了数值模拟湍流边界层分离导致的圆柱绕流场的三维特性, 将圆柱体展向长度 L 取为 $10D$; 入口边界为速度入口, 出口边界为自由出流条件, 上下边界均为壁面边界条件, 圆柱表面为无滑移边界条件; 计算的初始条件为给定进口边界条件.

利用商业软件 FLUENT 进行数值模拟及分析. 分别采用 O 型网和 H 型组合网格对流场控制区域进行结构化网格划分, 将圆柱体周向等分 240 份, 在圆柱体近壁面处进行局部加密. 为了让圆柱体壁面处的第一层网格满足 $y^+ \approx 1$, 采用下式估算第一层网格控制点离开壁面的距离 $\Delta\bar{y}$:

$$y^+ = 0.172\Delta\bar{y}Re^{0.9}/D,$$

式中雷诺数 $Re = u_\infty D/\nu$. 采用有限体积法离散动量和连续性方程, 其中对流项为三阶精度 QUICK 格式, 扩散项为二阶中心差分格式, 压力速度耦合迭代利用 SIMPLE 算法.

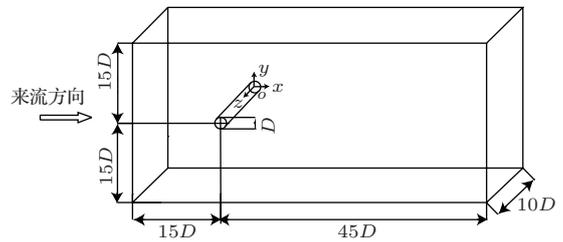


图3 流场数值模拟的计算区域示意图

3 结果与分析

定义圆柱体总升力系数 C_l 、总阻力系数 C_d 、电磁力作用参数 N 分别为

$$\begin{aligned} C_l &= \frac{2F_l}{\rho u_\infty^2 DL}, \\ C_d &= \frac{2F_d}{\rho u_\infty^2 DL}, \\ N &= \frac{j_0 B_0 D}{\rho u_\infty^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中, F_l 和 F_d 分别为圆柱体的总升力和总阻力; $j_0 = \sigma E_0$, 其中 E_0 为平均电场强度; B_0 为平均磁场强度.

在数值模拟中, 雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$, 计算网格总数为 2.4×10^6 , 流体密度为 1025 kg/m^3 , 电导率为 $\sigma = 5 \text{ S/m}$, 运动黏度 $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. 首先, 在没有电磁力作用时, 对圆柱绕流场进行数值模拟. 结果表明, 当 $t = 15 \text{ s}$ 时绕流场已达到稳定状态. 此时对圆柱体施加电磁力作用, 并继续对其绕流场进行数值模拟, 直到绕流场达到稳定状态.

雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 属于亚临界区, 但已接近临界区. 对于光滑表面圆柱体, 其绕流场中边界层仍为层流分离, 但尾流场已转变为完全湍流状态, 此时总阻力系数时均值约为 1.2. 对于表面粗糙圆柱体, 实验研究^[31]表明在该雷诺数下会发生所谓的阻力危机现象, 此时总阻力系数时均值会突然减小到 0.72 左右, 这意味着圆柱绕流场中边界层分离状态成为完全湍流状态.

本文研究电磁力控制湍流边界分离圆柱绕流场特性问题. 为此, 在数值模拟中采用 DES 和 TS 相结合的方法实现圆柱体湍流边界层分离. TS 是在数值模拟中当雷诺数较低时实现钝体边界层湍

流分离的一种方法, 具体实现的做法是在速度入口处将涡黏系数设置为分子黏度的五倍左右^[24].

3.1 无电磁力时绕流场特性

下面给出了没有电磁力作用时圆柱绕流场特性的数值结果, 并对本文所述的DES和TS相结合的方法有效性进行分析. 图4给出了当 $t = 15$ s时圆柱体的三维涡量场和总升(阻)力系数时历特性的数值结果.

由图4可知, 采用将DES和TS相结合的方法所得到的总阻力系数时均值约为0.72与文献^[31]中的实验结果一致, 即发生所谓的阻力危机现象. 这意味着圆柱体边界层中的流动分离已成为湍流分离状态, 由于边界层的湍流分离使分离点向下游推移, 导致总阻力系数时均值减小. 虽然雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 仍属于亚临界区, 但其已接近临界区. 由于边界层流动的不稳定性, 故通过增大进口边界处的涡黏系数, 使得流体一旦进入圆柱体边界层涡黏系数即快速地与周围速度场达成平衡, 从而边界层中的流动分离成为湍流分离.

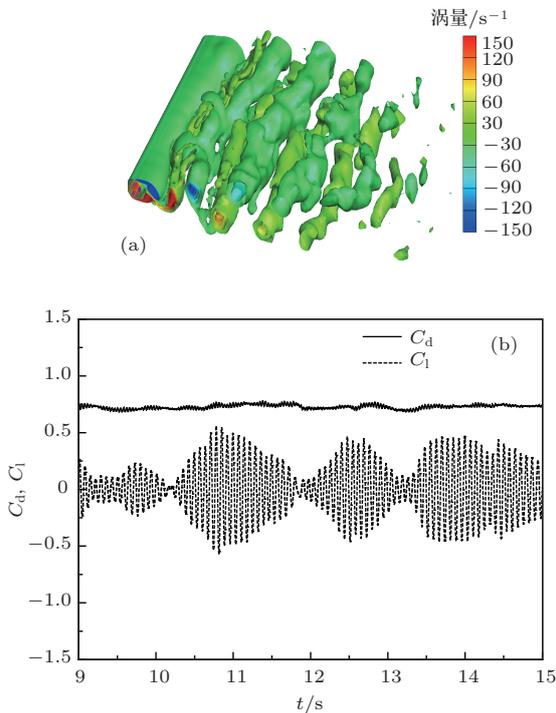


图4 (网刊彩色) 当 $t = 15$ s时, 圆柱体三维涡量场和总升(阻)力系数时历特性的数值结果 (a) 圆柱体三维涡量场; (b) 总升(阻)力系数时历特性

从图4(a)可以看出, 圆柱绕流场不仅在流向上有漩涡的卷起和脱落, 在展向上还有大尺度的脉动, 当漩涡从圆柱体表面脱落后, 漩涡呈现为扭曲

的近似涡管现象, 随着漩涡向下游发展, 在外流场的作用下漩涡逐渐破碎成小涡状分布. 从图4(b)可以看出, 圆柱体总升(阻)力系数时历具有很强的随机脉动特性, 其中总升力系数时历出现明显的拍现象, 但仍具有准周期特性. 这表明圆柱绕流场中的漩涡脱落不仅是准周期的, 而且还具有随机性. 总阻力系数脉动幅值相对于总升力系数脉动幅值要小很多, 而且总阻力系数在某个平均值附近脉动, 而总升力系数则在零值附近脉动.

设 \bar{f} 为总升力系数时历经傅里叶变换后所得到的频率, 称为平均涡泄频率; 定义 \overline{Sr} 为平均斯特劳哈尔数, $\overline{Sr} = \bar{f}D/u_\infty$; 记 \bar{C}_d 为总阻力系数时均值, $C_{l,rms}$ 为总升力系数均方差值, $\bar{\beta}$ 为平均分离角. 表1列出了本文 \overline{Sr} , \bar{C}_d , $C_{l,rms}$, $\bar{\beta}$ 计算结果与文献^[25—27, 31]相应结果的比较, 其中文献^[25—27]采用DES和LES等数值方法. 由表1可知, 本文计算结果与文献^[25—27, 31]相应结果符合得很好, 因此本文计算结果是合理可靠的.

表1 本文 \overline{Sr} , \bar{C}_d , $C_{l,rms}$, $\bar{\beta}$ 计算结果与文献^[25—27, 31]相应结果的比较

	\overline{Sr}	\bar{C}_d	$C_{l,rms}$	$\bar{\beta}$
本文计算结果	0.26	0.72	0.18	99.3
文献 ^[25] 计算结果	0.30	0.57	0.08	99
文献 ^[26] 计算结果	0.29	0.59	—	—
文献 ^[27] 计算结果	0.28	0.60	0.11	99
文献 ^[31] 实验结果	0.27	0.62—0.74	—	—

为了考察圆柱绕流场的三维特性, 记 S_i 为在 $z_i = iD$ 处圆柱体的展向断面, 其中 $i = 1, 2, \dots, 10$. 在展向断面 S_i 处, 沿圆柱体展向单位长度的升力系数 C_1^i 和阻力系数 C_d^i 分别定义为

$$C_1^i = \frac{2F_1^i}{\rho u_\infty^2 D},$$

$$C_d^i = \frac{2F_d^i}{\rho u_\infty^2 D}, \quad (15)$$

式中 F_1^i 和 F_d^i 分别为沿圆柱体展向单位长度的升力和阻力.

定义展向断面 S_i 处的流动分离角和涡泄频率分别为 β_i 和 f_i , 斯特劳哈尔数为 $Sr_i = f_i D/u_\infty$. 设 \bar{C}_d^i 为展向断面 S_i 处阻力系数时均值, $C_{l,rms}^i$ 为升力系数均方差值. 图5给出了当 $t = 15$ s时在不同展向断面处涡量场以及相应升(阻)力系数时历

特性的数值结果. 表2列出了不同展向断面处 \bar{C}_d^i , $C_{l,rms}^i$, β_i 和 Sr_i 的数值结果.

由表2和图5可知: 在圆柱体展向不同断面处, 流动分离角 β_i 之间的差异及斯特劳哈尔数 Sr_i 之间的差异并不明显, 阻力系数时均值 \bar{C}_d^i 略有差

异, 但升力系数均方差值 $C_{l,rms}^i$ 差异显著; 尾涡脱落形式、相位及其强度和各断面升(阻)力系数时历的随机脉动特性等均有明显差异, 但均仍存在准周期特性. 这表明圆柱绕流场具有显著的三维特性.

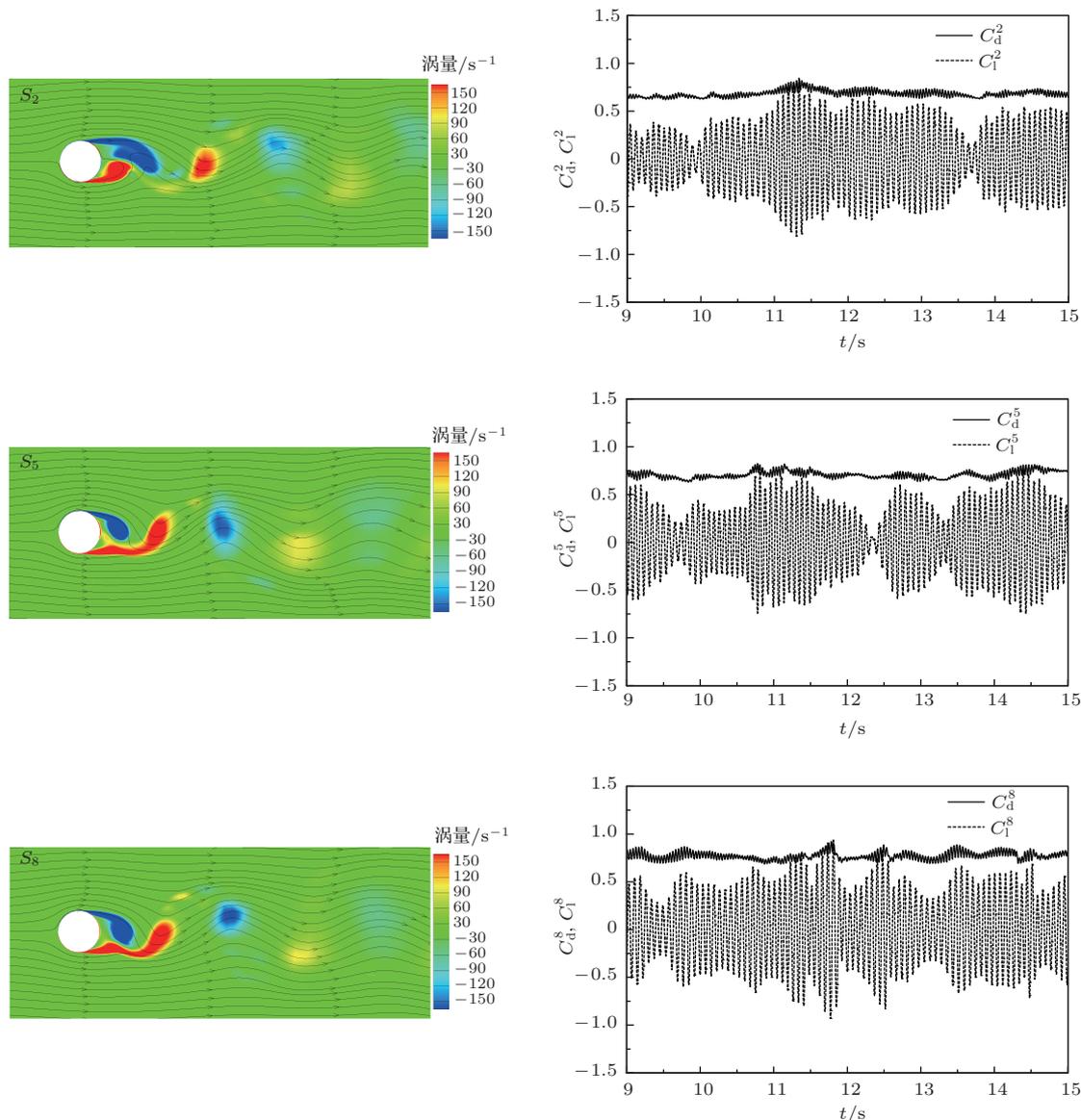


图5 (网刊彩色) 当 $t = 15$ s 时, 在不同展向断面处, 圆柱体涡量场和相应断面的升(阻)力系数时历特性的数值结果

3.2 电磁力对绕流场特性的影响

在逆向压力梯度等因素作用下, 圆柱体边界层内外的流体动能减小, 当流体动能减小到不足以抵抗逆向压力梯度的作用时, 流体开始脱离圆柱体表面产生流动分离现象. 因此, 控制圆柱体流动分离的本质应该是提高其边界层内的流体动能. 由于圆柱体近壁面切向速度的大小代表了边界层内外

流体动能的大小, 所以首先考虑电磁力对圆柱体近壁面处切向速度的影响. 当 $t = 20$ s 时, 在电磁力作用下圆柱体不同展向断面处切向速度沿线 \mathbf{n}' 变化特性的数值结果如图6所示, 其中, \mathbf{n}' 为圆柱体表面上点 $(0, \pi/2)$ 处的法向矢量, u_t 为沿线 \mathbf{n}' 的切向速度.

由图6可知, 当无电磁力作用时, 在圆柱体不同展向断面处 u_t 沿法向变化的极大值及其发生位

表2 各展向断面处 \bar{C}_d^i , $C_{1,rms}^i$, β_i 和 Sr_i 的数值结果

	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7	S_8	S_9	S_{10}
\bar{C}_d^i	0.74	0.69	0.73	0.72	0.71	0.71	0.74	0.77	0.77	0.72
$C_{1,rms}^i$	0.37	0.28	0.34	0.32	0.30	0.27	0.30	0.36	0.29	0.22
β_i	99.05	98.89	99.02	99.05	98.99	101.19	99.25	98.99	99.2	99.05
Sr_i	0.26	0.256	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.248	0.256

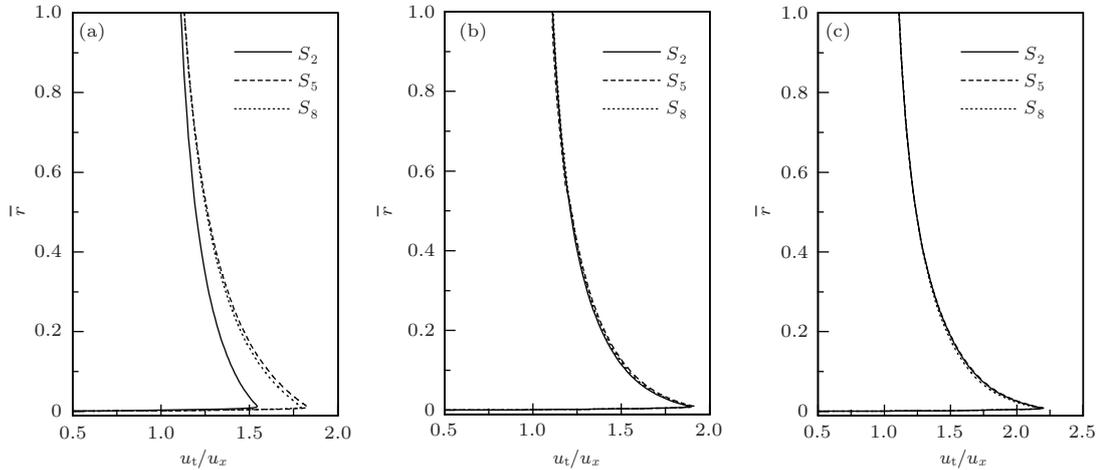


图6 当 $t = 20$ s 时, 在不同电磁力作用下圆柱体不同展向断面处切向速度 u_t 沿法向变化特性的数值结果
(a) $N = 0$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$

置均不同. 特别地, 在断面 S_5 和 S_8 处 u_t 沿法向变化的极大值要明显大于在断面 S_2 处 u_t 沿法向变化的极大值. 在有电磁力作用时, 圆柱体近壁面处 u_t 随电磁力作用参数 N 的增大而增大, 而在不同断面处 u_t 分布的差异则随 N 的增大而减小. 结果表明, 对于湍流边界层流动分离的情况, 电磁力依然可以显著增大圆柱体近壁面处的切向速度, 即显著增大湍流边界层内外的流体动能, 从而可以显著延缓甚至抑制圆柱体的湍流边界层流动分离.

电磁力对圆柱绕流场流动分离角 β 的影响如图7所示. 由图7可知, 圆柱体各展向断面处 β 随 N 的增大而增大, 并且它们之间的差异也随着 N 的增大而略有增加. 当 $N \leq 0.75$ 时, 各展向断面处 β 随 N 的增大近似呈线性增加, 但增加的速率较小. 当 $0.75 < N \leq 1.0$ 时, 随着 N 的增大, 各展向断面处 β 增加的速率显著变大. 当 $1.0 < N \leq 1.5$ 时, 各展向断面处 β 增加的速率突然变小. 当 $N \geq 1.5$ 时, 各展向断面处 β 增加的速率又突然变大, 在 $N \approx 2.0$ 时 β 增加到 142° 附近, 然后流动分离角 β 消失.

图8给出了 $t = 20$ s 时电磁力作用下圆柱体不同展向断面上涡量分布特性的数值结果. 图9给出了 $t = 20$ s 时电磁力作用下圆柱体三维涡量场特

性的数值结果. 由图8和图9可知, 电磁力可以显著抑制圆柱绕流场中漩涡的卷起和脱落, 减弱在展向上圆柱绕流场的大尺度脉动, 并改变在展向上漩涡的扭曲特性, 当电磁力作用参数超过某个临界值后, 还会在圆柱体后方产生射流现象.

从图8和图9可以看出, 在电磁力作用参数 N 不同的情况下, 在圆柱绕流场中涡量分布有如下的变化特性: 当 $N = 0.5$ 时, 在圆柱体不同展向断面上脱落漩涡的形态特征发生明显变化, 在流向上涡量场的扩展范围变小, 在圆柱体后方开始出现小涡, 但圆柱绕流场仍具有三维特征, 包括在流向上漩涡

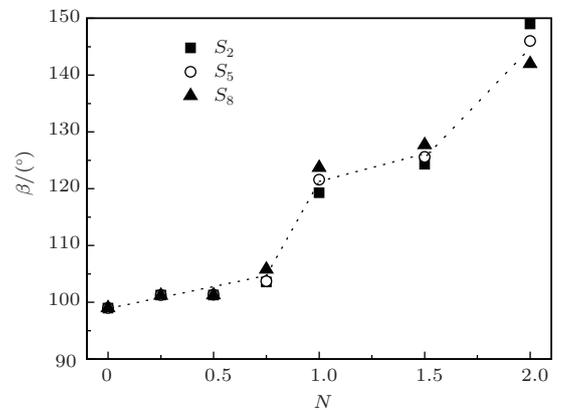


图7 在电磁力作用下圆柱体不同展向断面处流动分离角 β 变化特性的数值结果

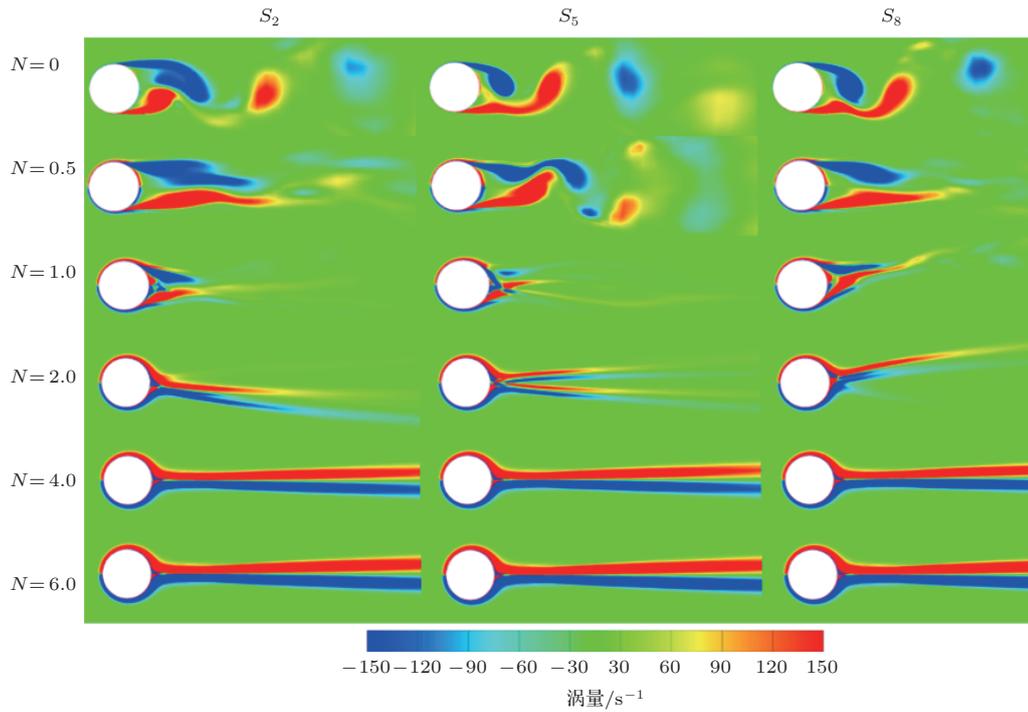


图8 (网刊彩色) 当 $t = 20$ s 时, 在电磁力作用下圆柱体不同展向断面上涡量场的数值结果

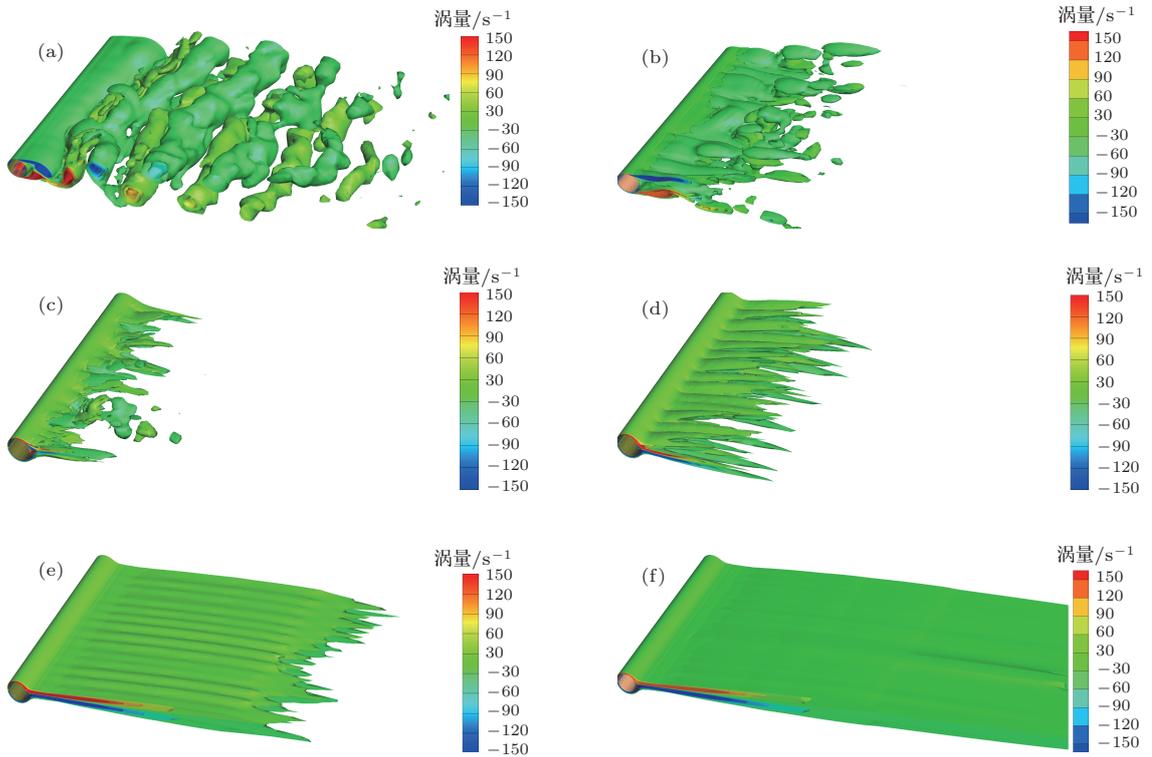


图9 (网刊彩色) 当 $t = 20$ s 时, 在不同电磁力作用下圆柱体三维涡量场的数值结果 (a) $N = 0$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$; (e) $N = 4.0$; (f) $N = 6.0$

的卷起和脱落及其在展向上的扭曲等. 当 $N = 1.0$ 时, 在不同展向断面处流动分离点明显向后驻点方向移动, 在流向和垂向上涡量场的扩展范围均明显

变小, 在圆柱体尾部产生一对明显的附着涡, 在流向上漩涡的卷起和脱落及其在展向上的扭曲明显减弱, 但在展向不同断面处漩涡脱落的相位和强度

等仍存在差异. 当 $N = 2.0$ 时, 在不同展向断面处的流动分离及涡脱落现象已被抑制, 在圆柱体后驻点附近形成稳定的附着涡, 并在圆柱体后方形成初始射流现象, 但电磁力还不足以使射流向下充分发展. 当 $N = 4.0$ 时, 流动分离角消失, 在不同展向断面处流动特征已趋于一致, 圆柱绕流场的三维特性已很弱, 附着涡已被抑制在后驻点附近区域, 并在圆柱体尾部产生明显的射流现象. 当 $N = 6.0$ 时, 射流现象愈加显著, 圆柱绕流场已变为近似二维的层流定常流动.

当雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 时, 在圆柱绕流场中存在明显的相干涡结构. 这种相干涡结构之间的相互作用对圆柱绕流场会产生明显的影响, 也是在圆柱绕流场湍流发展过程中尺度最大的流动结构, 而且对于湍动能的产生及其维持等具有决定性的作用. 在圆柱绕流场中相干涡结构的识别可以采用 Q 准则判别方法, 利用该准则可知流场中大尺度涡结构的演变过程, 其中 Q 定义为^[32]

$$Q = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \quad (16)$$

式中, W_{ij} 为旋转率,

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} - \frac{\partial u_j}{\partial y} \right);$$

S_{ij} 为应变率,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial u_j}{\partial y} \right).$$

当 Q 为正值时, Q 值越大表明旋转占有绝对优势. 图 10 给出了当 $t = 20$ s 时电磁力作用下 Q 值分布变化特性的数值结果. 由图 10 可以看出: 当 $N = 0$ 时, 在流向和展向上 Q 值分布均存在明显的大幅度脉动现象, 而且呈扭曲的管状分布特征, 表明在圆柱绕流场中存在明显的大尺度相干涡结构. 当 $N = 0.5$ 时, 在流向上 Q 值分布的扩展范围变小, 而且在展向上的扭曲现象变弱, 表明在圆柱绕流场中漩涡的相干性变弱. 当 $N = 1.0$ 时, Q 值分布的流向扩展范围及其脉动幅度均明显变小, 而且展向扭曲现象进一步减弱, 表明在圆柱绕流场中漩涡的相干性明显减弱. 当 $N = 2.0$ 时, Q 值分布的流向大幅度脉动及其展向扭曲现象已很弱, 表明在圆柱绕流场中大尺度相干漩涡结构已基本被抑制. 当 $N = 4.0$ 时, 在流向和展向上 Q 值分布的脉动已基本消失, 表明在圆柱绕流场中大尺度相干漩涡结构已基本消失, 而且绕流场的三维特性已很微弱. 当 $N = 6.0$ 时, 在流向和展向上 Q 值分布的脉动消失, 表明圆柱绕流场已变为近似二维的层流定常流动.

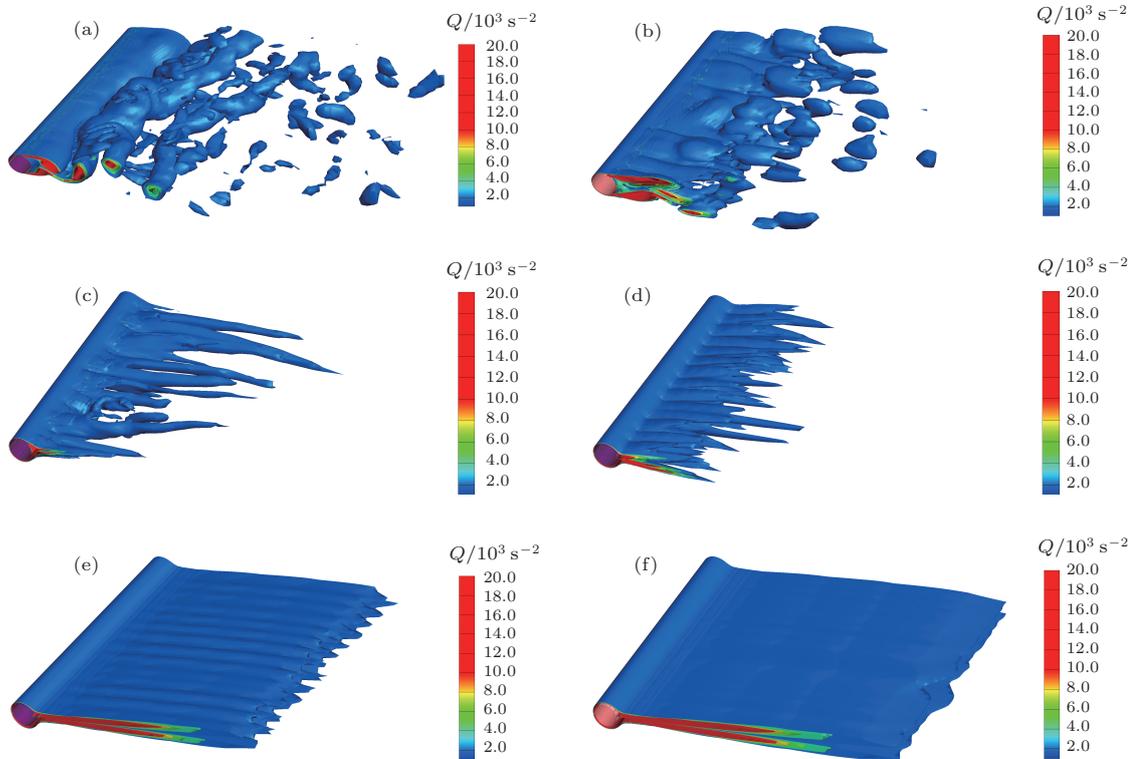


图 10 (网刊彩色) 当 $t = 20$ s 时, 在不同电磁力作用下 Q 值分布特性的数值结果 (a) $N = 0$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$; (e) $N = 4.0$; (f) $N = 6.0$

最后, 考察电磁力作用下在圆柱绕流场中无量纲湍动能 \sqrt{k}/u_∞ 分布的变化特性, 结果如图 11 所示. 由图 11 可以看出: 当 $N = 0$ 时, 漩涡从圆柱体表面脱落后, 在圆柱绕流场中形成大尺度相干涡结构, 在流向和展向上湍动能均存在明显的大幅度脉动现象. 当 $N = 0.5$ 时, 在圆柱绕流场中漩涡的相干性变弱, 在流向上湍动能分布的扩展范围变小, 而且脉动强度变小. 当 $N = 1.0$ 时, 在圆柱绕流场中漩涡的相干性明显减弱, 湍动能分布的流向扩展范围显著变小, 而且脉动强度减弱. 当 $N = 2.0$ 时, 在圆柱绕流场中大尺度相干漩涡结构已基本被抑制, 湍动能脉动强度已很小. 当 $N = 4.0$ 时, 在圆柱绕流场中大尺度相干漩涡结构已经很微弱, 湍动能脉动已基本消失. 当 $N = 6.0$ 时, 圆柱绕流场已变为近似二维的层流定常流动, 湍动能脉动现象消失.

3.3 电磁力对升(阻)力特性的影响

在圆柱绕流场中, 大尺度湍流涡结构不仅是其尾流能量的重要来源之一, 也是导致圆柱体升(阻)力系数发生大幅度脉动的原因之一. 上述结果表明, 在电磁力作用下圆柱绕流场中大尺度湍流涡特性会发生显著变化, 因此圆柱体升(阻)力特性也将

会发生改变. 下面首先考虑电磁力作用下圆柱体阻力系数时历的变化特性.

图 12 给出了在电磁力作用下圆柱体不同展向断面处阻力系数 C_d^i 时历特性的数值结果. 由上述研究成果和图 12 可知: 当 $N < 2.0$ 时, 在不同展向断面处流动分离角度 β 随着 N 的增大而增大, 漩涡的卷起、脱落及其扭曲幅度随着 N 的增大而减弱, 在各展向断面处的阻力系数时均值 \bar{C}_d^i 及其脉动幅值均随着 N 的增大而减小, 但圆柱绕流场仍具有三维特征, 因此在不同断面处 C_d^i 脉动特性仍有差异. 当 $N = 2.0$ 时, 圆柱绕流场中大尺度相干漩涡结构已基本被抑制, 湍动能脉动已很小, 在圆柱体后方形成初始射流现象, 在各展向断面处 \bar{C}_d^i 及其脉动幅值均接近于零. 在 $N > 2.0$ 后, 流动分离角 β 消失, 在圆柱体后方形成明显的射流现象, 绕流场逐渐变为近似二维的层流定常流动, 圆柱体受到电磁力产生的净推力作用, 出现负阻力现象.

图 13 显示了电磁力对圆柱体总阻力系数 C_d 的影响. 由图 13 可知, 随着电磁力作用参数 N 的增大, 总阻力系数时均值 \bar{C}_d 及 \bar{C}_d 的脉动幅值均显著减小, 而且在 $N > 2.0$ 后, 出现负总阻力现象, 当 $N \leq 1.5$ 时, \bar{C}_d 随电磁力作用参数 N 的增加呈指数下降的特征, 当 $N > 1.5$ 时, \bar{C}_d 随 N 的增加呈二次曲线下下降的特征.

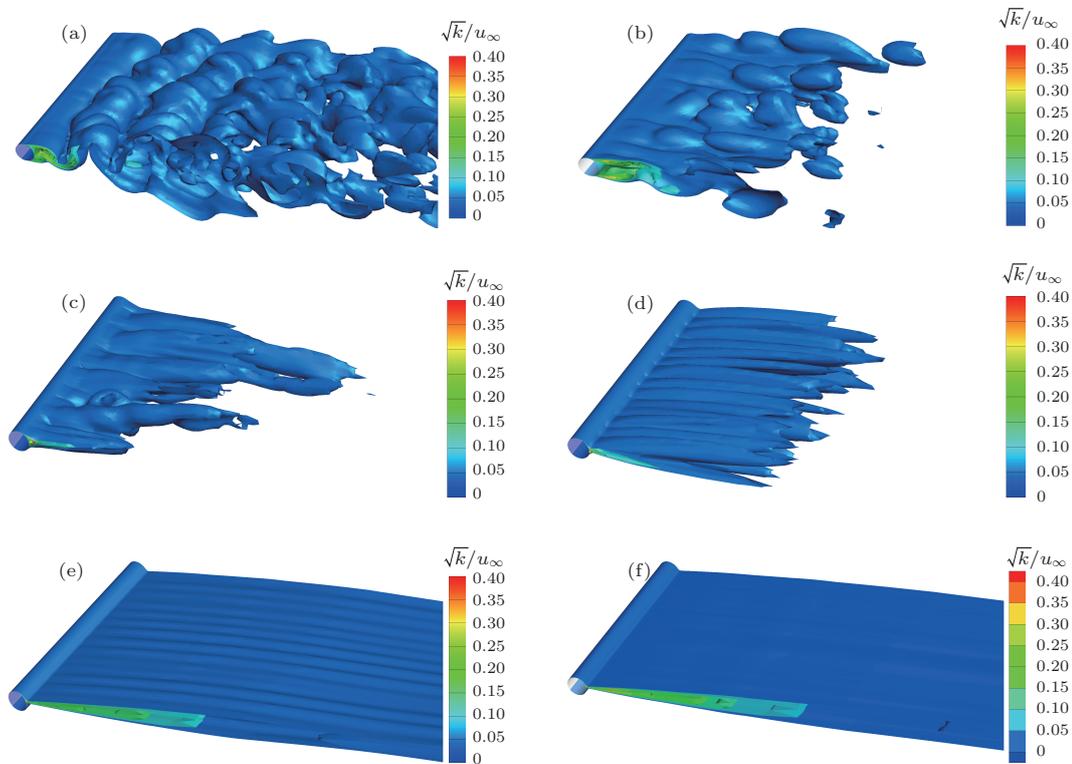


图 11 (网刊彩色) 当 $t = 20$ s 时, 在不同电磁力作用下无量纲湍动能 \sqrt{k}/u_∞ 分布变化特性的数值结果 (a) $N = 0$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$; (e) $N = 4.0$; (f) $N = 6.0$

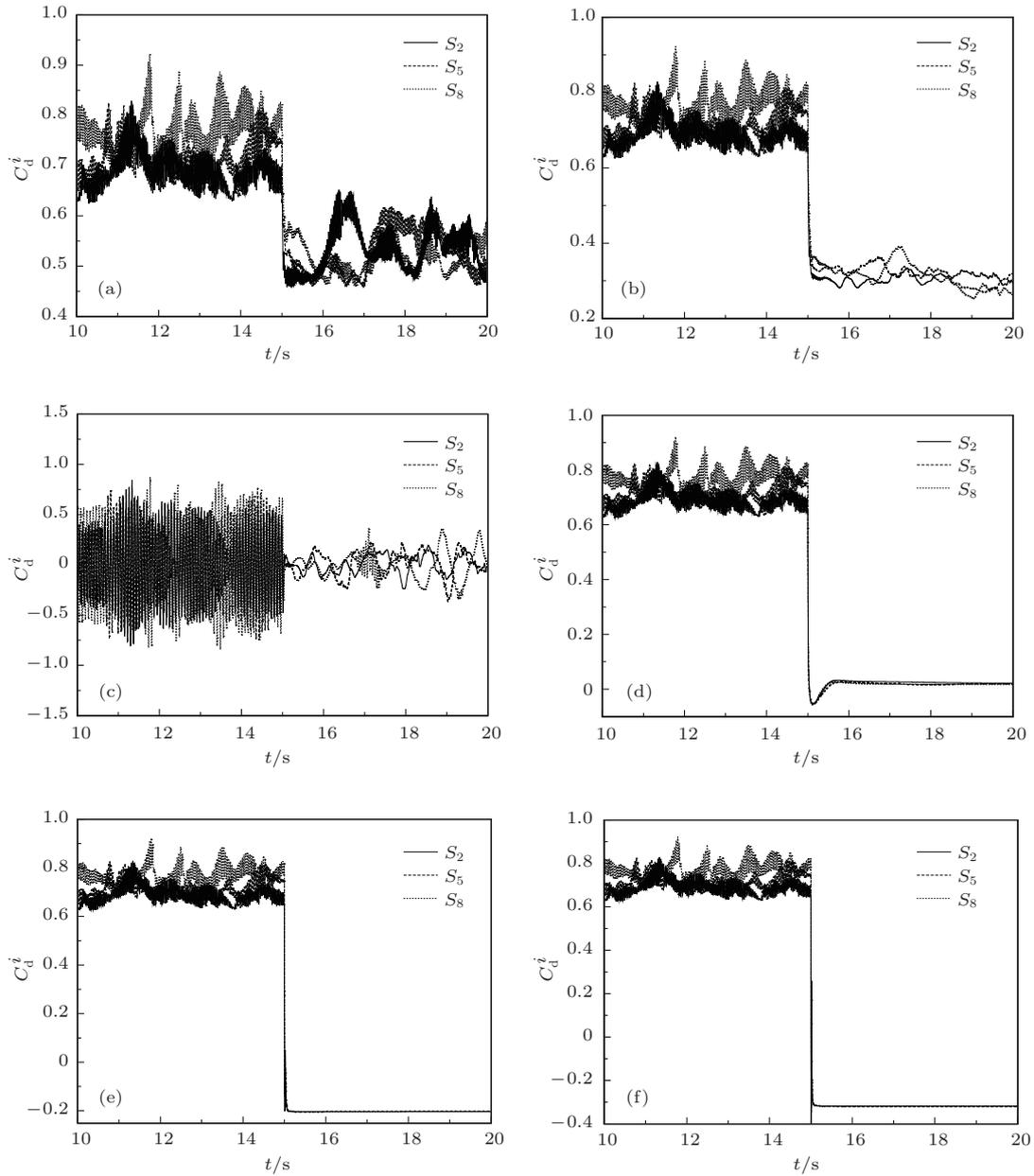


图 12 在不同电磁力作用下圆柱体不同展向断面处阻力系数 C_d^i 时历特性的变化 (a) $N = 0.25$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$; (e) $N = 4.0$; (f) $N = 6.0$

圆柱体总阻力由压差和摩擦阻力两个部分组成. 图 14 显示了电磁力对圆柱体压差阻力系数时均值 \bar{C}_p 和摩擦阻力系数时均值 \bar{C}_f 的影响. 由图 14 可以看出: 在电磁力作用下, 当 $N \leq 1.5$ 时, \bar{C}_p 随 N 的增大近似呈指数减小, 而 \bar{C}_f 则随 N 的增大近似呈线性增大. 当 $N > 1.5$ 时, \bar{C}_p 随 N 的增大近似呈二次曲线形式减小, 而 \bar{C}_f 则随 N 的增大仍近似呈线性增大, 但其增加速率有所减小. 当 $N = 2.0$ 时, \bar{C}_p 基本减小到零, 而 \bar{C}_f 则很小, 总阻力接近于零. 当 $N > 2.0$ 时, 圆柱体受到电磁力产生的净推力作用. 由于 \bar{C}_p 减小速率要大于 \bar{C}_f 增加速率, 因此总阻力系数时均值 \bar{C}_d 随着 N 的增大而

减小.

图 15 显示了电磁力对圆柱体不同展向断面处升力系数 C_l^i 时历特性的影响. 由图 15 可以看出: 当 $N = 0.25$ 时, 由于电磁力对圆柱体绕流场的影响较小, 因此 C_l^i 脉动幅值减小的幅度并不明显, 而且各断面处 C_l^i 相位及其脉动幅值有较大差异. 当 $N = 0.5$ 时, 在电磁力作用下, 流动分离角 β 增大, 流向涡量强度及展向涡量脉动幅度减弱, C_l^i 脉动幅值明显减小, 但各断面处 C_l^i 脉动幅值仍有一定的差异. 当 $N = 1.0$ 时, 电磁力虽然抑制了圆柱体近壁面处的湍流边界层分离, 但还不足以使外层流体向下游充分发展, 因此不同展向断面处 C_l^i 出

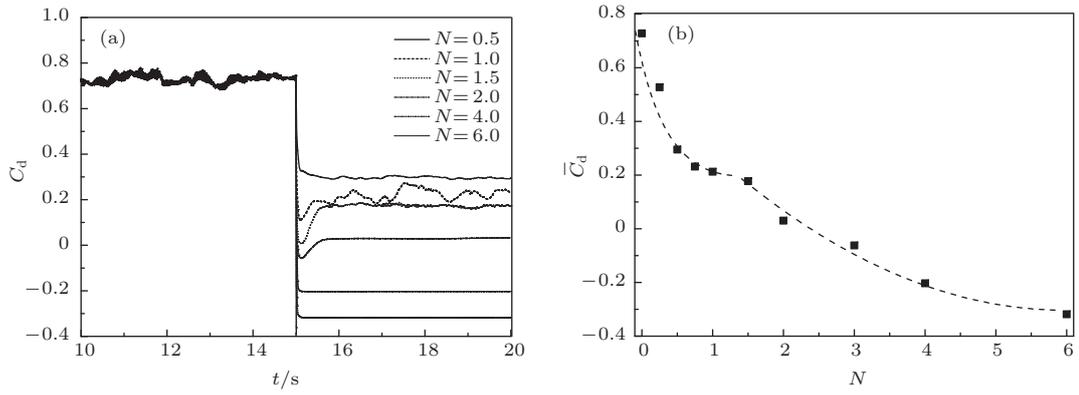


图13 电磁力对圆柱体总阻力系数 C_d 时历及其时均值 \bar{C}_d 的影响 (a) C_d ; (b) \bar{C}_d

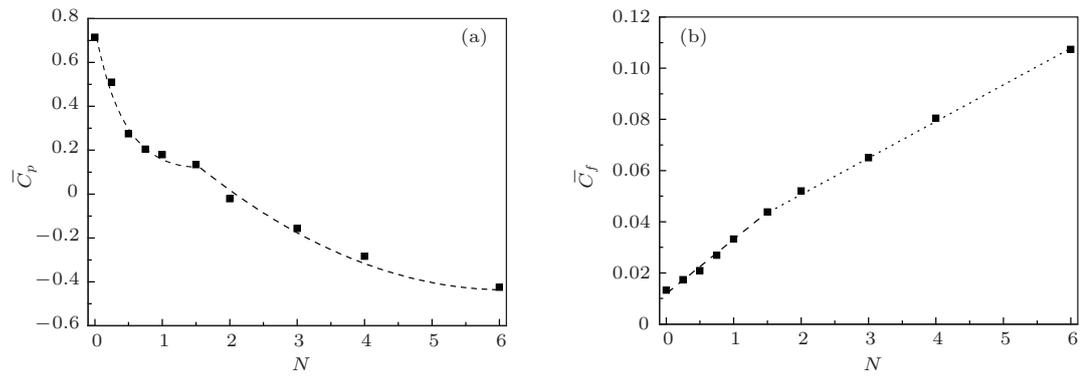


图14 电磁力对圆柱体压差阻力系数时均值 \bar{C}_p 和摩擦阻力系数时均值 \bar{C}_f 的影响 (a) \bar{C}_p ; (b) \bar{C}_f

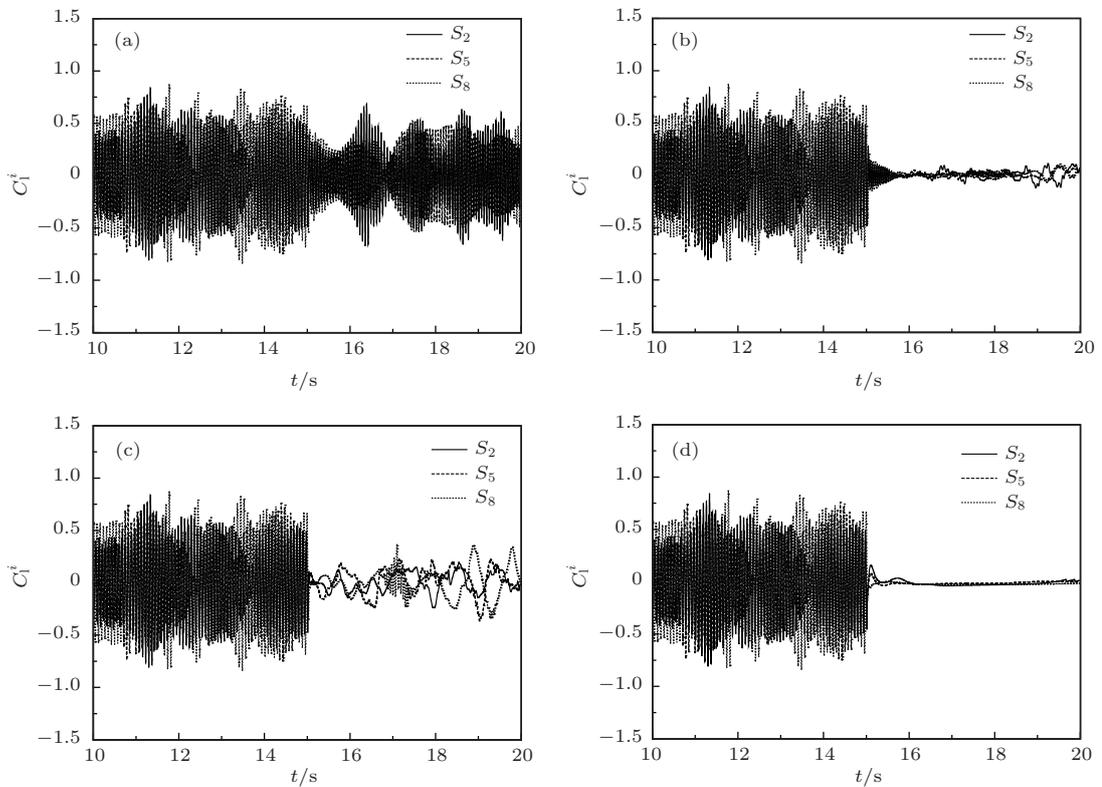


图15 电磁力对圆柱体不同展向断面处升力系数 C_l^i 时历特性的影响 (a) $N = 0.25$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$

现较大幅度波动的现象. 当 $N = 2.0$ 时, 在圆柱体壁面处的湍流边界层分离已被完全抑制, 在圆柱绕流场中大尺度相干涡结构已被基本抑制, 在圆柱体尾部产生射流现象, 此时 C_1^i 的脉动现象消失, 其均方差值接近于零.

图 16 显示了电磁力对圆柱体总升力系数 C_1 时历特性的影响. 由图 16 可以看出: 当 $N = 0.25$ 时, 电磁力对 C_1 脉动幅值的影响很小. 当 $N = 0.5$ 时, 在电磁力作用下 C_1 脉动幅值明显减小, 但仍有小幅度波动. 当 $N = 1.0$ 时, C_1 脉动幅值略有增大. 当 $N = 2.0$ 时, C_1 脉动幅值接近于零.

图 17 显示了电磁力对圆柱体不同展向断面处升力系数均方差值 $C_{1,rms}^i$ 及其总升力系数均方差值 $C_{1,rms}$ 的影响. 由图 17 可以看出: 当 $N < 0.5$ 时, $C_{1,rms}^i$ 和 $C_{1,rms}$ 均随电磁力作用参数 N 的增大而减小. 当 $0.5 \leq N < 2.0$ 时, $C_{1,rms}^i$ 和 $C_{1,rms}$ 明显减小, 但当 $0.5 \leq N \leq 1.0$ 时, $C_{1,rms}^i$ 和 $C_{1,rms}$ 随 N 的增大而略有增加, 而当 $1.0 < N < 2.0$ 时, $C_{1,rms}^i$ 和 $C_{1,rms}$ 随 N 的增大则略有减小. 当 $N \geq 2.0$ 时, $C_{1,rms}^i$ 和 $C_{1,rms}$ 均减小至接近于零, 出现圆柱体升力消失现象.

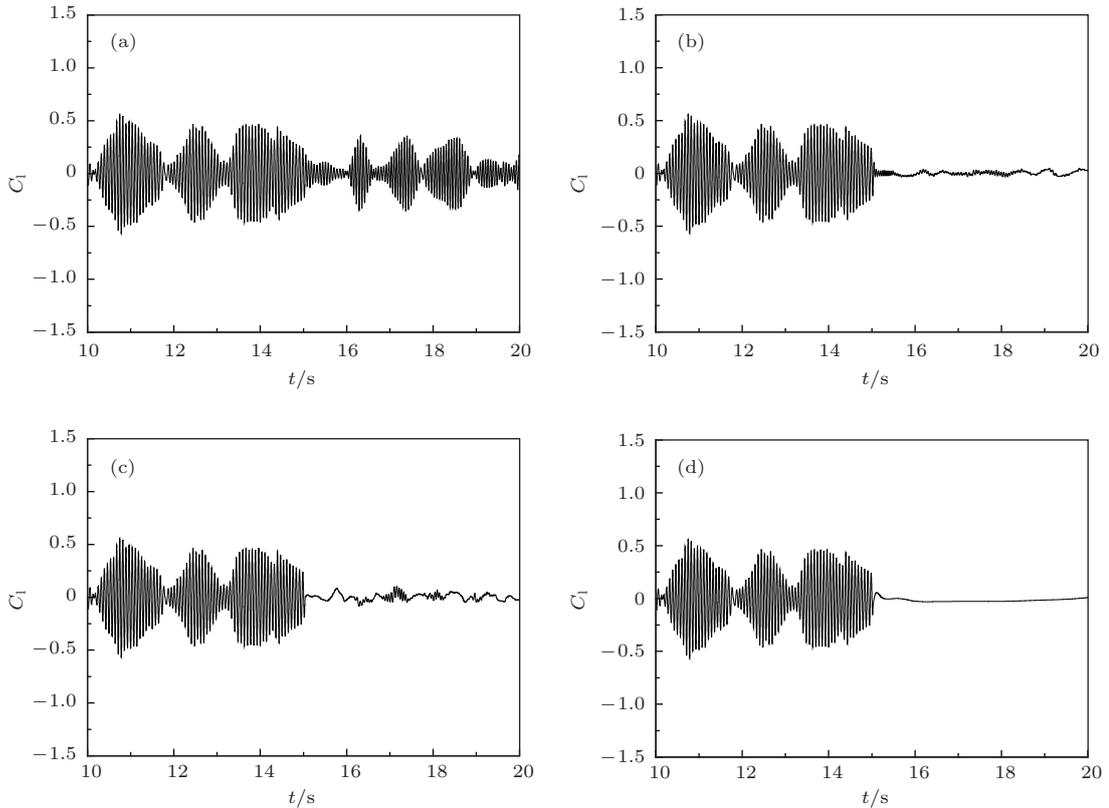


图 16 电磁力对圆柱体总升力系数 C_1 时历特性的影响 (a) $N = 0.25$; (b) $N = 0.5$; (c) $N = 1.0$; (d) $N = 2.0$

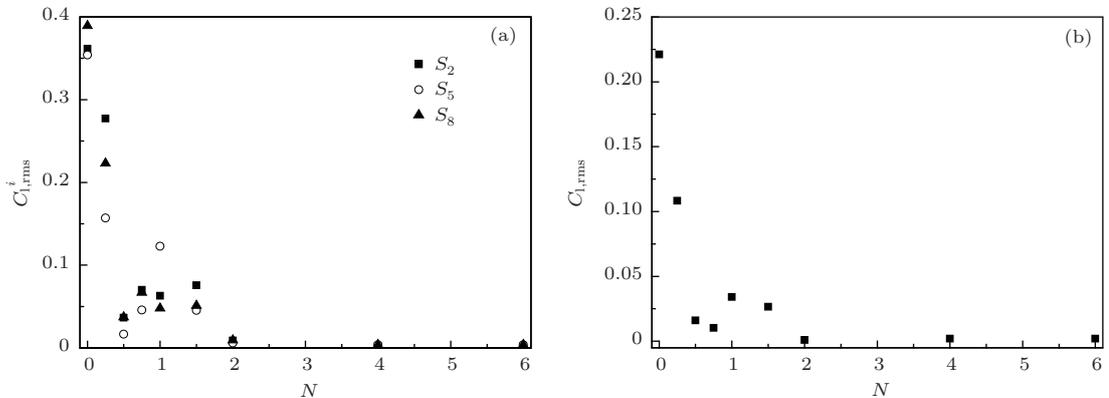


图 17 电磁力对圆柱体不同展向断面处升力系数均方差值 $C_{1,rms}^i$ 及其总升力系数均方差值 $C_{1,rms}$ 的影响 (a) $C_{1,rms}^i$; (b) $C_{1,rms}$

4 结 论

将包覆电极和磁极的圆柱体置于弱电解质的海水中, 利用 Maxwell 方程数值计算得到圆柱体表面产生的三维电磁力分布, 并将其加入到动量方程中, 在亚临界区高雷诺数 $Re = 1.4 \times 10^5$ 下, 采用 DES 结合 TS 的方法对电磁力作用下湍流边界层分离圆柱绕流场及其升(阻)力特性进行了数值模拟和分析. 结果表明, 当 $N < 2.0$ 时, 圆柱体湍流边界层内的流体动能及其流动分离角随着电磁力作用参数 N 的增大而增大, 绕流场中漩涡的相干性及其湍动能脉动强度则随着 N 的增大而减弱, 而阻力系数时均值及其脉动幅值和升力系数脉动幅值均随着 N 的增大而减小. 当 $N > 2.0$ 时, 圆柱体湍流边界层流动分离角消失, 在圆柱体尾部产生射流现象, 电磁力对圆柱体产生净推力作用, 出现负阻力现象, 而升力系数脉动幅值则接近于零, 出现圆柱体升力消失现象. 结果还表明, 对于湍流边界层流动分离的情况, 电磁力依然可以显著增大圆柱体湍流边界层内的流体动能, 从而显著延缓甚至抑制圆柱体湍流边界层的流动分离, 减弱圆柱绕流场中漩涡的相干性及其湍动能脉动强度, 进而达到减小圆柱体阻力并抑制其升力的目的. 因此, 电磁力将是海洋工程中柱型结构主动流动控制的有效手段之一.

参考文献

- [1] Williamson C H K 1996 *Annu. Rev. Fluids Mech.* **28** 477
- [2] Gad-el-Hak M, Bushnell D M 1991 *J. Fluids Eng.* **113** 5
- [3] Zdravkovich M M 1981 *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* **7** 145
- [4] Kwon K, Choi H 1996 *Phys. Fluids* **8** 479
- [5] Li Z, Navon I M, Hussaini M Y, LeDimet F X 2003 *Comput Fluids* **32** 149
- [6] Atkintin C J, Mughal M S 2005 *35th AIAA Fluid Dynamics Conference Exhibit* (Toronto: AIAA) p5263
- [7] Chen H 2011 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [陈虹 2011 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [8] Jukes T, Choi K S 2007 *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and Their Control* (Corfu: IUTAM) p539
- [9] Mei D J, Fan B C, Chen Y H, Ye J F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8335 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 叶经方 2010 物理学报 **59** 8335]
- [10] Feng L H, Wang J J 2010 *J. Fluid Mech.* **662** 232
- [11] Liu Z K, Zhou B M, Liu H X, Liu Z G, Huang Y F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084701 (in Chinese)[刘宗凯, 周本谋, 刘会星, 刘志刚, 黄翼飞 2011 物理学报 **60** 084701]
- [12] Weier T, Gerbeth G, Mutschke G, Platadis E, Lielausis O 1998 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **16** 84
- [13] Kim S J, Lee C M 2000 *Exp. Fluids* **28** 252
- [14] Weier T, Fey U, Gerbeth Q, Mutschke G, Lielausis O, Platadis E 2001 *Magnetohydrodynamics* **37** 177
- [15] Kim S J, Lee C M 2001 *Fluid Dyn. Res.* **29** 47
- [16] Oliver P Roger G 2001 *Eur. J. Mech. B* **20** 255
- [17] Zhou B M, Fan B C, Chen Z H, Ye J F, Ding H X, Jin J M 2004 *J. Exp. Mech.* **19** 242 (in Chinese)[周本谋, 范宝春, 陈志华, 叶经方, 丁汉新, 靳建明 2004 实验力学 **19** 242]
- [18] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2007 *Eng. Mech.* **24** 164 (in Chinese)[张辉, 范宝春, 陈志华 2007 工程力学 **24** 164]
- [19] Zhang H, Fan B C, Chen Z H 2009 *J. Exp. Mech.* **24** 427 (in Chinese)[张辉, 范宝春, 陈志华 2009 实验力学 **24** 427]
- [20] Yin J F, You Y X, Hu T Q, Zhao L M, Wang L, Zhou Y M, Chen H 2013 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **45** 493 (in Chinese)[尹纪富, 尤云祥, 胡天群, 赵良明, 王磊, 周友明, 陈虹 2013 力学学报 **45** 493]
- [21] Yin J F, Li W, You Y X, Hu T Q 2013 *Chin. J. Hydrodyn.* **28** 495 (in Chinese) [尹纪富, 李巍, 尤云祥, 胡天群 2013 水动力学研究与进展 **28** 495]
- [22] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Li Y L 2011 *Fluid Dyn. Res.* **43** 015506
- [23] Muk C O, Torbjorn U, Lars E H, Dag M 2009 *Mar. Struct.* **22** 142
- [24] Mittal R, Balachandar S 1995 *Phys. Fluids* **7** 1841
- [25] Travin A, Shur M, Strelets M, Spalart P 2000 *Flow Turbul. Combust.* **63** 293
- [26] Hansen R P, Forsythe J R 2003 *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno: AIAA) p775
- [27] Krishnan V, Squires K D 2006 *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno: AIAA) p901
- [28] Dong S, Karniadakis G E 2005 *J. Fluids Struct.* **20** 519
- [29] Benim A C, Pasqualotto E, Suh S H 2008 *Prog. Comput. Fluid Dyn.* **5** 299
- [30] Zhang Z S, Cui G X, Xu C X 2005 *Theory and Modeling of Turbulence* (Beijing: Tsinghua University Press) p233 (in Chinese) [张兆顺, 崔桂香, 许春晓 2005 湍流理论与模拟 (北京: 清华大学出版社) 第 233 页]
- [31] Roshko A 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 345
- [32] Hunt J C R, Wray A, Moin P 1988 *Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows* (Stanford: Center for Turbulence Research Report) p193

Numerical analysis for the characteristics of flow control around a circular cylinder with a turbulent boundary layer separation using the electromagnetic force*

Yin Ji-Fu You Yun-Xiang[†] Li Wei Hu Tian-Qun

(State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

(Received 29 September 2013; revised manuscript received 11 November 2013)

Abstract

A detached eddy simulation method with the turbulent separation is presented to simulate and analyze the characteristics for the flow around a circular cylinder with a turbulent boundary layer separation and its lift/drag coefficients in a weakly conductive fluid at a high subcritical Reynolds number 1.4×10^5 under an electromagnetic force. The results show that the electromagnetic force can increase the fluid kinetic energy near the turbulent boundary layer, delay the turbulent boundary layer separation of the flow around the circular cylinder, and weaken the intensity of the large-scale eddy in the turbulent flow around the circular cylinder in the streamwise and spanwise directions, reduce the time-average drag, and inhibit the lift fluctuation amplitude on the circular cylinder. Moreover, after the electromagnetic force parameter reaches a certain critical value, the turbulent boundary layer separation disappears and the jet phenomenon appears in the wake of the circular cylinder, so that the electromagnetic force produces the thrust action on the circular cylinder and the negative drag occurs, and the lift fluctuation amplitude declines to almost zero and the lift phenomenon on the circular cylinder disappears.

Keywords: flow around a cylinder, turbulence separation, electromagnetic force, flow control

PACS: 47.65.-d, 47.85.L-, 47.85.lb, 47.27.ek

DOI: [10.7498/aps.63.044701](https://doi.org/10.7498/aps.63.044701)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11272211) and the Research Foundation for State Key Laboratory of Ocean Engineering of Shanghai Jiaotong University, China (Grant No. GP010819).

[†] Corresponding author. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn