

文章编号: 1005-9865(2016)06-0011-10

# 雷诺数为 3 900 时三维圆柱绕流的大涡模拟

端木玉<sup>1,2</sup>, 万德成<sup>1</sup>

(1. 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院 海洋工程国家重点实验室 高新船舶与深海开发装备协同创新中心, 上海 200240; 2. 江苏海事职业技术学院, 江苏 南京 212003)

**摘 要:** 自从人们对层流的圆柱绕流现象有了系列研究及清楚的认识后, 人们逐渐把目光投向湍流的圆柱绕流, 但相关研究主要关注于模拟湍流方法的数值格式和精度问题, 而忽略了对高雷诺下圆柱绕流流场本身的认识及规律的总结。基于开源代码 OpenFOAM 的大涡模拟方法以连续方程和 Navier-Stokes 方程为控制方程, 选用 Smargorinsky 模式为亚格子应力模型, 采用有限体积法和一次预测两次修正的 PISO 算法, 对  $Re=3\ 900$  时三维圆柱绕流问题进行了数值模拟研究, 并着重分析了其尾流特征和性质。数值计算结果表明: 大涡模拟方法可以模拟出细致的流场结构, 该雷诺数下的圆柱绕流具有很强的三维及湍流效应, 在圆柱后方约一倍直径的范围内存在回流区域, 在靠近圆柱壁面的尾流区域的速度剖面呈“U”型, 远离壁面的速度剖面呈“V”型。瞬时速度剖面始终围绕着时均速度的周围脉动, 且距离圆柱越远瞬时速度场的脉动范围越大。

**关键词:** 大涡模拟; 圆柱绕流; OpenFOAM; 尾流分析

中图分类号: O351.2 文献标志码: A DOI: 10.16483/j.issn.1005-9865.2016.06.002

## Large-eddy simulation of the flow past a cylinder with $Re = 3\ 900$

DUAN Muyu<sup>1,2</sup>, WAN Decheng<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Ocean Engineering, School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Collaborative Innovation Center for Advanced Ship and Deep-Sea Exploration, Shanghai 200240, China; 2. Jiangsu Maritime Institute, Nanjing 212003, China)

**Abstract:** After a series of studies of laminar flow around circular cylinders, clear understanding was gained. People then set their sights on turbulent flow problems. However, relevant research mainly focused on the scheme and precision of numerical simulation methods at high Reynolds numbers; less attention was paid to the understanding of turbulent flow around circular cylinders itself. The simulations were carried out using large eddy simulation (LES) solver within the open source code OpenFOAM. The Navier-Stokes equations were discretized by the Finite Volume Method; the Smargorinsky model was chosen as Sub-grid stress model; the PISO algorithm with two prediction steps and one correction step were used to deal with the coupling between velocity and pressure. This paper emphatically analyzes the wake features of the three-dimensional flow around a circular cylinder at  $Re = 3\ 900$ . The numerical results show that LES can simulate the detailed flow structures, which exhibit strong three dimensional effects and turbulence effects at the current Reynolds number. The main conclusions of this study are that there exists a recirculation region about one diameter after the cylinder. The mean velocity profile in the region close to the cylindrical wall shows “U” shape, while the velocity profile far from the wall exhibits “V” shape. The instantaneous velocity, which fluctuates around the mean velocity, has a larger amplitude of fluctuation as the distance from the cylinder gets farther.

**Keywords:** large-eddy simulation; flow past a cylinder; OpenFOAM; wake analysis

收稿日期: 2015-10-28

基金项目: 国家自然科学基金项目(51379125, 51490675, 11432009, 51411130131); 长江学者奖励计划(2014099); 上海高校特聘教授(东方学者)岗位跟踪计划(2013022); 工信部高技术船舶数值水池创新专项课题(2016-23/09)

作者简介: 端木玉(1981-), 博士研究生, 主要从事海洋工程水动力学方面研究。

通讯作者: 万德成。E-mail: dcwan@sjtu.edu.cn

圆柱绕流问题一直是流体力学领域非常经典的算例,它能很好地揭示分离流、涡流及脱落过程等复杂流动现象。同时圆柱绕流问题也有很高的工程应用价值,航行中的飞机、水中行驶的船舶、海上的石油平台以及桥墩等,都存在绕流。

在影响圆柱绕流问题的若干影响参数中,雷诺数起着决定性作用。因为湍流具有不规则性、多尺度性及复杂的非线性,所以一直以来有效地描述湍流的性质是流体力学中的一个重大难题。自从人们对低雷诺数下圆柱绕流现象有了系列研究及清楚的认识后,便逐渐把目光投向高雷诺数下的圆柱绕流,如何可以精确描述高雷诺数下圆柱绕流的湍流尾流特征是今后研究工作的重点。湍流状态下的圆柱绕流的尾流表现为高度复杂的三维非稳态、带旋转的不规则的随机流动,圆柱绕流的尾流是由不同尺度漩涡叠合而成的,大尺度的漩涡破裂后形成小尺度的漩涡,小尺度的漩涡也不断溃灭,同时新的漩涡也源源不断产生,这使得研究高雷诺数下的圆柱绕流变得非常困难。

对湍流的模拟常用直接模拟(DNS)、大涡模拟(LES)和雷诺时均(RANS)三种方法。DNS是最精确的方法,但对计算机要求很高,网格必须等于或小于最小漩涡尺寸;LES可选用较大的网格,对超出网格尺寸以上的大尺度湍流进行直接数值模拟,而小于网格尺寸的湍流采用网格内模型来模拟,LES在复杂流动中可以得到RANS无法获得的湍流运动的细微结构和流动现象;RANS抹平了湍流中的微小细节,对复杂精细的湍流结构的模拟会遇到困难。综上所述,LES似乎是目前再现圆柱尾流复杂结构的最佳方法。Breuer<sup>[1]</sup>采用大涡模拟方法对孤立圆柱绕流问题( $Re=140\ 000$ )进行了三维的数值模拟,研究了大涡模拟方法对于处理高雷诺数下流动问题的适应性并分析了不同亚格子应力模式及网格质量对结果的影响。Xu等<sup>[2]</sup>用大涡模拟方法对变截面半径圆柱的可压缩流场进行了数值模拟,分析了波状圆柱绕流与柱状圆柱绕流问题的区别。Lourenco等<sup>[3]</sup>、Ong等<sup>[4]</sup>分别对流动条件为 $Re=3\ 900$ 的圆柱绕流做过模型试验,并提供了尾流 $x/D \leq 3$ 和 $3 \leq x/D \leq 10$ 处的时均速度场的试验结果,实验只能给出一些时均后的流场参数信息。Breuer<sup>[5]</sup>用大涡模拟方法计算了 $Re=3\ 900$ 下的圆柱绕流,但其目的并不在于研究流场物理现象的细节,而是为分析影响LES精度的数值及模型方面。Kravchenko等<sup>[6]</sup>也研究了 $Re=3\ 900$ 时的圆柱绕流,论证了B样条法是相比于迎风格式和中心差分格式的一种精度更高的数值格式。赵伟文等<sup>[7]</sup>用大涡模拟方法模拟了高雷诺数三维圆柱Spar的涡激运动问题。王吉飞等<sup>[8-9]</sup>用大涡模拟方法模拟了高雷诺数三维方腔驱动流问题。

从目前的研究进展来看,虽然已有不少学者对高雷诺数下的圆柱绕流问题做过一些试验及数值研究,但试验的研究很难给出我们所关注的瞬时涡量场、速度场、压力场等信息。而数值研究方面,大多是侧重于分析不同湍流模型或数值格式对计算结果的影响。而针对高雷诺数下圆柱绕流问题这一物理现象展开深入研究的并不多见。鉴于前人对 $Re=3\ 900$ 下在试验和数值方面有过诸多贡献,因此本文选取 $Re=3\ 900$ 的三维圆柱绕流进行数值研究,不同的是本文侧重于分析该雷诺数下的流场细节,以便了解湍流圆柱绕流问题的尾流特征,并将数值结果与实验结果进行对比,验证并分析数值计算结果的有效性。文中给出了瞬时的涡量场、速度场,分析了流场中特征位置处的流场信息,更进一步分析了瞬时场与速度场之间的关系,使得能深入地理解高雷诺数下圆柱绕流这一物理现象。

数值计算过程采用基于开源程序代码库OpenFOAM平台上的大涡模拟方法,采用有限体积法和一次预测两次修正的PISO算法,以三维不可压缩N-S方程为控制方程。文中选用的OpenFOAM平台,其全称是Open Field Operation and Manipulation,采用C++语言编写的面向对象的计算流体力学开源代码程序库。其支持的流动模型有层流、基于雷诺时均的湍流模型、LES及DNS等;支持多种软件生成的复杂网格及动态网格技术;支持SIMPLE、PISO及PIMPLE求解器。

## 1 数学模型

### 1.1 大涡模拟的控制方程

大涡模拟的控制方程是将不可压缩的N-S方程做过滤,得到:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

令  $\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$  并称

$$\bar{\tau}_{ij} = - (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \tag{3}$$

为亚格子尺度雷诺应力(SGS Reynolds stress) 则式(1)可写作

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \tag{4}$$

建立亚格子应力模式使方程(4)封闭 选用最基本的 Smagorinsky 模式 其表达形式:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = 2\mu_t \bar{S}_{ij} \tag{5}$$

式中:  $\mu_t$  为涡黏度,  $\bar{S}_{ij}$  为可接尺度变形率张量。涡黏系数由  $\mu_t = C_s^2 \rho \Delta^2 |\bar{S}|$  给出,  $\Delta$  是滤波尺寸,  $|\bar{S}| = (\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}$ 。对于外流 通常取  $C_s \approx 0.2$ 。有关大涡模拟的理论可见参考文献 [10-11]。

### 1.2 初始条件和边界条件

本文定义的流场的初始条件和边界条件:

- 1) 入口 速度入口;
- 2) 出口 出流边界;
- 3) 上下面及前后面 对称边界;
- 4) 圆柱表面 无滑移固壁边界。

## 2 数值计算与结果讨论

采用的计算模型如图 1 所示 计算域以圆柱底部的中心为坐标原点 圆柱直径  $D=0.01$  m。计算域长度 ( $x$  轴的方向) 为  $15D$  上游断面距离圆柱中心为  $5D$  下游断面距离圆柱中心为  $15D$  方向与来流方向一致; 计算域宽度 ( $z$  轴方向) 为  $\pi D$  方向沿着圆柱方向; 计算域高度 ( $y$  轴方向) 为  $10D$  上下面距离圆柱为  $5D$  方向平行于圆柱横截面。入口处为定常来流 流速  $U_0 = 0.394$  m/s,  $\nu = 1.01 \times 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s 雷诺数  $Re = U_0 D / \nu \approx 3\ 900$ 。首先从网格收敛性方面进行考察 这里选用 2 套网格 第一套网格总数为 792 320 计算域  $xoy$  平面网格划分如图 2 所示  $z$  向均匀划分 32 层网格 圆柱周围的网格如图 3 所示。将第一套网格各个区域进行加密后得到第二套网格 第二套网格总数为 2 827 500 计算域  $xoy$  平面网格划分如图 4 所示  $z$  向均匀划分 50 层网格 圆柱周围的网格如图 5 所示。

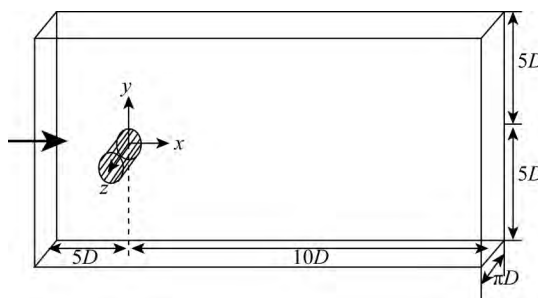


图 1 圆柱绕流的几何计算域  
Fig. 1 Geometry details of flow around a cylinder

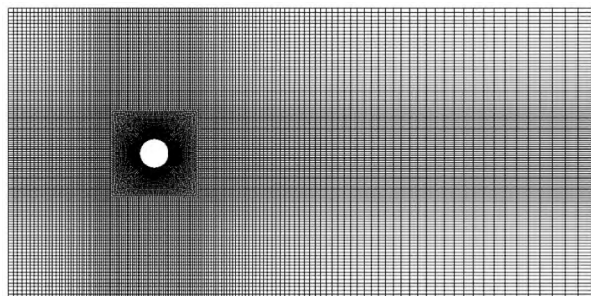


图 2 第一套网格计算域 xoy 平面网格的划分  
Fig. 2 The first case mesh generation in the xoy plane

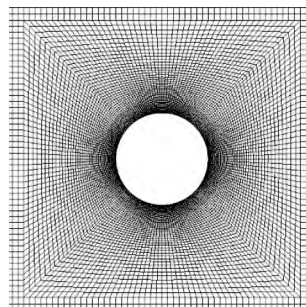


图 3 第一套网格圆柱周围的网格划分  
Fig. 3 Mesh in the vicinity of cylinder for the first case

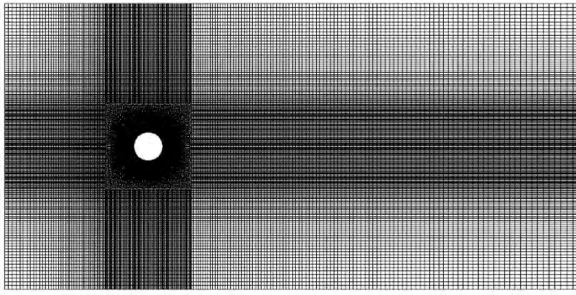


图 4 第二套网格计算域  $xoy$  平面网格的划分

Fig. 4 The second case mesh generation in the  $xoy$  plane

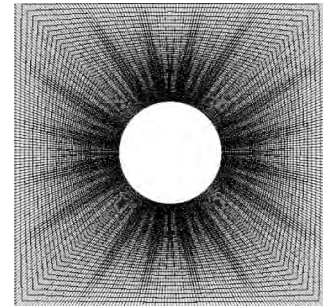


图 5 第二套网格圆柱周围的网格划分

Fig. 5 Mesh in the vicinity of cylinder for the second case

表 1 是用这 2 套网格分别计算所得的流场参数与前人工作的对比。这里先说明一下表 1 中的一些参数的概念:  $St$  数是可反映涡旋频率的无量纲数,  $St = f_v D/U$ 。基础吸力系数  $C_{pb}$  的定义为  $C_{pb} = -(P_b - P_s) / (\frac{1}{2} \rho U_0^2)$ ,  $P_b$  是圆柱正后方 ( $\phi = 180^\circ$ ) 处的压力,  $P_s$  是入口处的静压力。回流区长度为时均顺流向速度最小值距离圆柱中心的距离。从表 1 中可知, 两套网格的计算结果已经非常接近, 说明第一套网格已经趋于收敛, 因此下文的计算结果均采用的是第一套网格的计算结果。另外, 三维的计算结果与实验值比较接近, 而二维的结果则相差甚远, 尤其是  $C_d$  的误差达到 54.19%。因此在较高雷诺数情况下, 不建议用二维计算模型来进行简化计算, 因为会带来较大的误差。

表 1 两套网格的数值计算结果

Tab. 1 Flow parameters computed by the meshes of the two cases

算 例	$\bar{C}_d$	St 数	基础吸力系数	$\bar{C}_{l,rms}$	回流区长度	$-u_{min}/U_\infty$
第一套网格结果	1.135 6	0.222 0	0.926 3	0.121 0	1.417	0.325
第二套网格结果	1.154 9	0.215 4	0.941 9	0.117 9	1.325	0.377
2D 结果	1.526 5	0.232 9	1.836 8	1.3	0	0
Lysenko <sup>[12]</sup> : LES with SMAG	1.18	0.19	0.8	-	0.9	0.26
Lysenko <sup>[12]</sup> : LES with TKE	0.97	0.209	0.91	-	1.67	0.27
Norberg <sup>[13]</sup>	-	-	0.875	0.04~0.15	-	-
Lourenco and Shih <sup>[3]</sup>	0.99	0.22	-	-	1.22	0.247
Kravchenko and Moin <sup>[6]</sup>	1.04	0.21	0.94	-	-	0.35
Wornom et al <sup>[14]</sup>	0.99	0.21	0.88	0.11	1.45	-

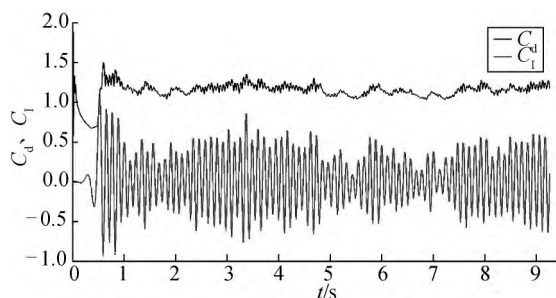


图 6 阻力系数、升力系数的时间历程曲线 ( $Re = 3\ 900$ )

Fig. 6 Time history of the lift coefficient  $C_l$  and the drag coefficient  $C_d$

图 6 给出了  $Re = 3\ 900$  时升力和阻力系数的时间历程曲线, 可以看出升力系数虽围绕 0 值上下振荡, 但幅值是变化的, 与层流情况下的周期性振荡且幅值不变有着显著区别。随着时间的推移, 阻力系数没有像层流情况下一样趋于稳定值, 而是存在脉动变化, 以上都是湍流的显著特征。

图 7、8、9 分别是圆柱绕流尾流区  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向上的瞬时速度等值线图。并与贾晓荷<sup>[10]</sup>的数值模拟结果进行对比, 该图中虚线表示  $u < 0$ , 实线表示  $u > 0$ 。由于这里的上下图并非描述的是同一时刻, 且速度等值线的划分也不相同, 但从上下图的对比

可见计算结果的流场特征能够很好地吻合。

在这三幅图中既能看到小尺度的湍流也能看到大尺度的湍流,随着流向距离的增大,流动的结构在尺度上也趋于增大。图 7 在靠近圆柱的区域存在明显的速度为负值的区域,即回流区,回流区后  $x$  向的速度等值线均为正。图 8 可以看出  $y$  方向的瞬时速度有规律的正负交替,且在靠近圆柱的瞬时速度正负交替明显,到远处就逐渐削弱了,说明在圆柱的尾部形成了一系列的卡门涡街,这些漩涡在圆柱附近形成后脱落,漩涡在运动的过程中逐渐扩散开。图 9 中可以看出  $z$  向的速度等值线在圆柱后无规律的正负交错存在,且距离圆柱越远等值线的正负差异越小,说明圆柱后形成的涡随着往后运动而逐渐扩散开来。

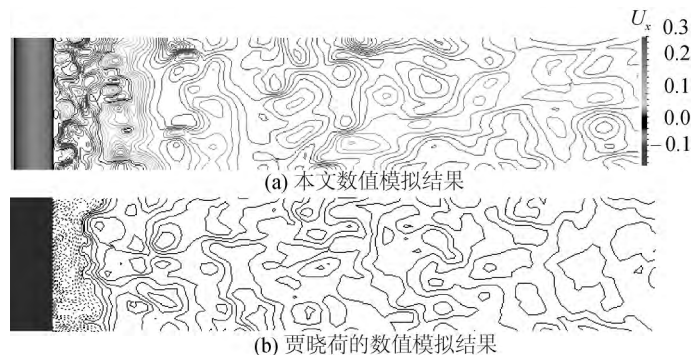


图 7  $Re=3\ 900$  圆柱绕流尾流区  $x$  方向的瞬时速度等值线图 ( $x-z$  平面,  $y=0$ )

Fig. 7 Instantaneous streamwise velocity in the ( $x-z$ ,  $y=0$ ) plane of the presented simulation

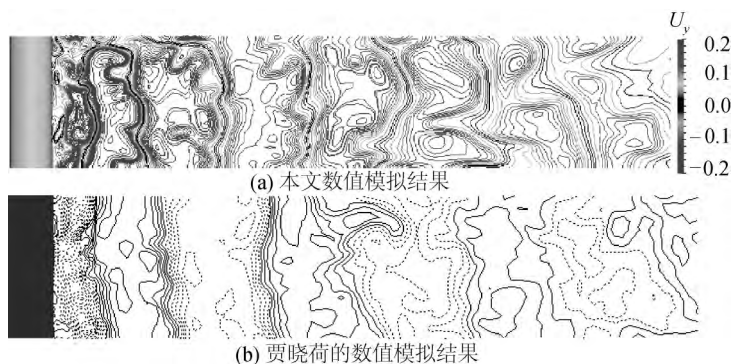


图 8  $Re=3\ 900$  圆柱绕流尾流区  $y$  方向的瞬时速度等值线 ( $x-z$  平面,  $y=0$ )

Fig. 8 Instantaneous cross-flow velocity in the ( $x-z$ ,  $y=0$ ) plane of the presented simulation

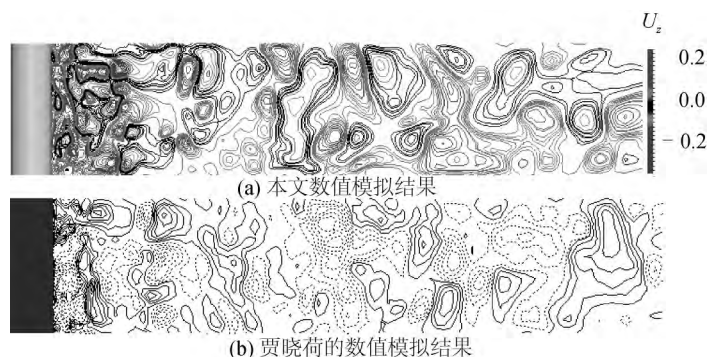


图 9  $Re=3\ 900$  圆柱绕流尾流区  $z$  方向瞬时速度等值线 ( $x-z$  平面,  $y=0$ )

Fig. 9 Instantaneous spanwise velocity in the ( $x-z$ ,  $y=0$ ) plane of the presented simulation

图 10 给出了  $xoy$  ( $z = \pi D/2$ ) 平面处圆柱绕流的涡量等值线图;图 11 给出了圆柱尾部的瞬时流场涡量,图中的涡量等势面用 Hunt 等人<sup>[15]</sup>建议的  $Q$  准则( $Q$ -criterion)表示。 $Q$  的定义如下:

$$Q = \frac{1}{2}(|\Omega|^2 - |S|^2) \tag{6}$$

其中  $\Omega = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$  为涡量,  $S = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$  为应变不变量。

图 10 与图 8 的叙述也是吻合的,可以更加直观的看出漩涡在圆柱附近形成后脱落,并且漩涡在运动的过程中逐渐扩散开。但是  $Re=3\ 900$  时形成的涡街与低雷诺数的情况存在明显的差异,低雷诺数时通常观察到物体尾流左右两侧产生成对的、交替排列的、旋转方向相反的反对称涡旋,漩涡的脱落过程具有非常的规律性,循环往复。 $Re=3\ 900$  的工况下,每个瞬时在圆柱尾部的一侧会有不同大小的多个漩涡脱落,随后向中心线移动,移动的过程中漩涡的尺度逐渐增大并直至脱落,虽然整个过程都是在圆柱两侧交替生成漩涡并逐渐脱落的过程,但每一次漩涡生成及脱落的过程都不是完全相同的,存在一定的随机性。图 11 展示了  $Re=3\ 900$  下圆柱绕流的尾流呈现明显的湍流及三维特性,涡面上的深色及浅色分布代表了相反的旋涡旋转方向。



图 10  $xoy (z = \pi D/2)$  平面处涡量等值线图

Fig. 10 Contours of instantaneous vorticity magnitude in the  $(x-y, z=\pi D/2)$  cross-sectional plane



图 11 瞬时的三维涡量等值面图 ( $Q=100$ )

Fig. 11 Isosurface of instantaneous vorticity magnitude ( $Q$ -criterion,  $Q=100$ )

进一步研究了不同圆柱展向长度对水动力及流向涡的影响,所研究的展向长度分别为  $\frac{1}{2}\pi D$ 、 $\pi D$  和  $2\pi D$ 。表 2 给出了不同长细比下的流场参数。从表 2 的计算结果可知,不同长细比圆柱绕流计算所得到的  $St$  数、基础吸力系数和平均阻力系数都比较接近,且与 Kravchenko and Moin<sup>[6]</sup> 的实验结果比较接近。回流区长度及  $-u_{\min}/U_{\infty}$  这两个参数在不同长细比的情况下计算出来的结果相差较大,随着长细比的增加,回流区长度减小,  $-u_{\min}/U_{\infty}$  增大。

表 2 不同长细比圆柱绕流的流场参数与前人工作的对比

Tab. 2 The parameters of the flow around the cylinder with different-aspect ratio and compared to existing results in the literature

算例	长细比	St 数	基础吸力系数	平均阻力系数	回流区长度	$-u_{\min}/U_{\infty}$
Case A1	$\frac{1}{2}\pi$	0.215 1	0.849 9	1.147 6	1.754	0.243
Case A2	$\pi$	0.215 4	0.926 3	1.135 6	1.417	0.325
Case A3	$2\pi$	0.219 1	0.937 6	1.114 9	1.360	0.355
Lysenko <sup>[12]</sup> : LES with SMAG	$\pi$	0.19	0.8	1.18	0.9	0.26
Lysenko <sup>[12]</sup> : LES with TKE	$\pi$	0.209	0.91	0.97	1.67	0.27
Norberg <sup>[13]</sup> 1	50	-	0.875	-	-	-
Norberg <sup>[13]</sup> 2	6	-	0.78	-	-	-
Lourenco and Shih <sup>[3]</sup>	20.5	0.22	-	0.99	1.22	0.247
Kravchenko and Moin <sup>[6]</sup>	$2\pi$	0.21	0.94	1.04	-	0.35

图 12 分别给出了同一时刻 相同涡量等势面的瞬时三维涡量图( 俯视图)。从图中可见,展向的长度越长,圆柱尾流处的漩涡相对越加紊乱,漩涡尺度也相对较小一些,但这种差别并不是十分明显。另外一个特征是针对展向长度较长的圆柱,漩涡要早于展向长度短的圆柱脱落。

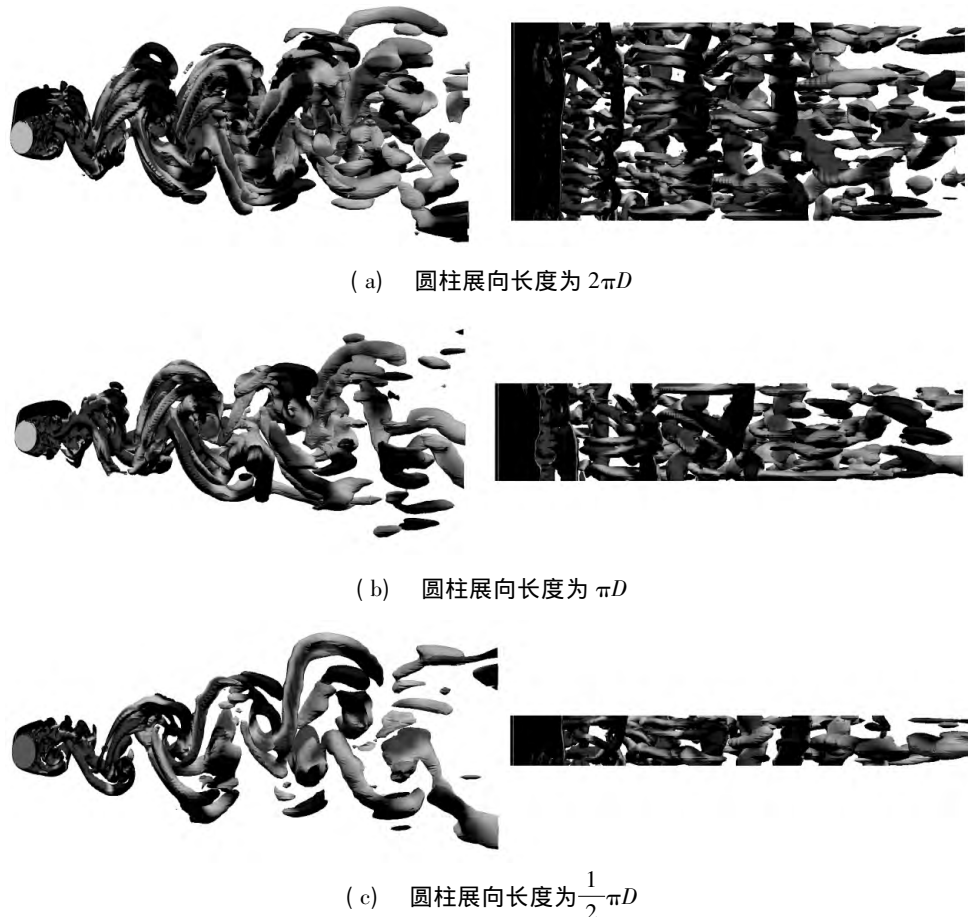


图 12 不同圆柱展向长度下的瞬时三维涡量等值面图(  $Q = 100$  )

Fig. 12 Isosurface of instantaneous vorticity magnitude in the wake of a cylinder with axial length (  $Q$ -criterion ,  $Q = 100$  )

为便于与实验结果进行对比以显示圆柱周围近尾流区及远尾流区的流场特征,现将圆柱附近的特征位置描述如图 13 所示。所取的截面是  $xoy$ (  $z = \pi D/2$  ) 处的平面,  $y/D = 0$  是该平面上从圆柱中心沿  $x$  轴正方向到  $x = 15D$  处的直线,  $x/D = 0.58, 1.06, 1.54, 2.02$  是该平面上与  $y$  轴平行的直线,直线的范围是  $-3.0D \sim 3.0D$ 。

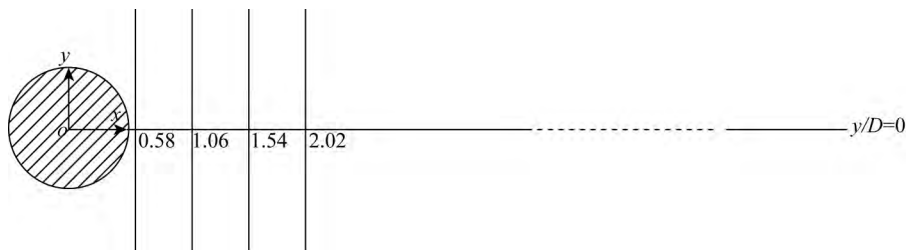


图 13 圆柱周围的特征位置

Fig. 13 The characteristic locations near the cylinder

图 14 是圆柱中心线  $y/D = 0$  上  $x$  方向的平均流速分布。将数值计算结果与 Lourenco 等<sup>[3]</sup> 及 Ong 等<sup>[4]</sup> 的实验结果及 Kravchenko 等<sup>[6]</sup> 的数值结果进行对比,模拟出的趋势和实验结果完全吻合,数值模拟的精度也较 Kravchenko 等<sup>[6]</sup> 更接近于实验值。从图中发现在圆柱后面约 1 个直径的范围内平均速度为负值,该范围是回流区域,这与前面图 7 的描述是一致的。回流区的范围与实验值很接近,但是平均速度值较实验值偏大一些,这可能是由于实验存在外界扰动,从而导致近圆柱处尾流速度的提前过渡。

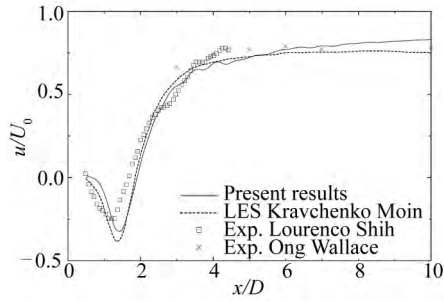


图 14 圆柱中心线  $y/D = 0$  上  $x$  方向的时均流速分布  
 Fig. 14 Streamwise mean velocity on the center line in the wake of a cylinder

图 15 分别给出了  $x/D = 0.58, 1.06, 1.54, 2.02$  处  $x$  方向一系列瞬时的速度剖面及时均速度。这里共列出了 37 个瞬时的  $x$  速度剖面, 时间间隔  $\Delta T = 0.02 s$ , 用浅色的线表示, 深色的线是这 37 个速度剖面的平均值。从图中可见瞬时速度剖面始终围绕着时均速度的周围脉动, 且距离圆柱越远脉动的范围越大, 因为距离圆柱越远的地方物体对流体的控制越弱。时均速度剖面在所取的四个特征位置处的形状也有其特征, 平均速度的谷值一定在  $y/D = 0$  的中心线上, 但是各瞬时的谷值围绕中心线振荡。 $x/D = 0.58$  处的时均速度呈“U”型, 其余呈“V”型。随着距离的增大, “V”的形状也趋于平缓。在  $x/D = 0.58$  处及  $x/D = 1.54$  处的时均速度的谷值都接近于 0, 在  $x/D = 1.06$  处的时均速度谷值在负值最大处, 而在  $x/D = 2.02$  处的时均速度谷值为正, 以上这些特征都和图 14 相符。

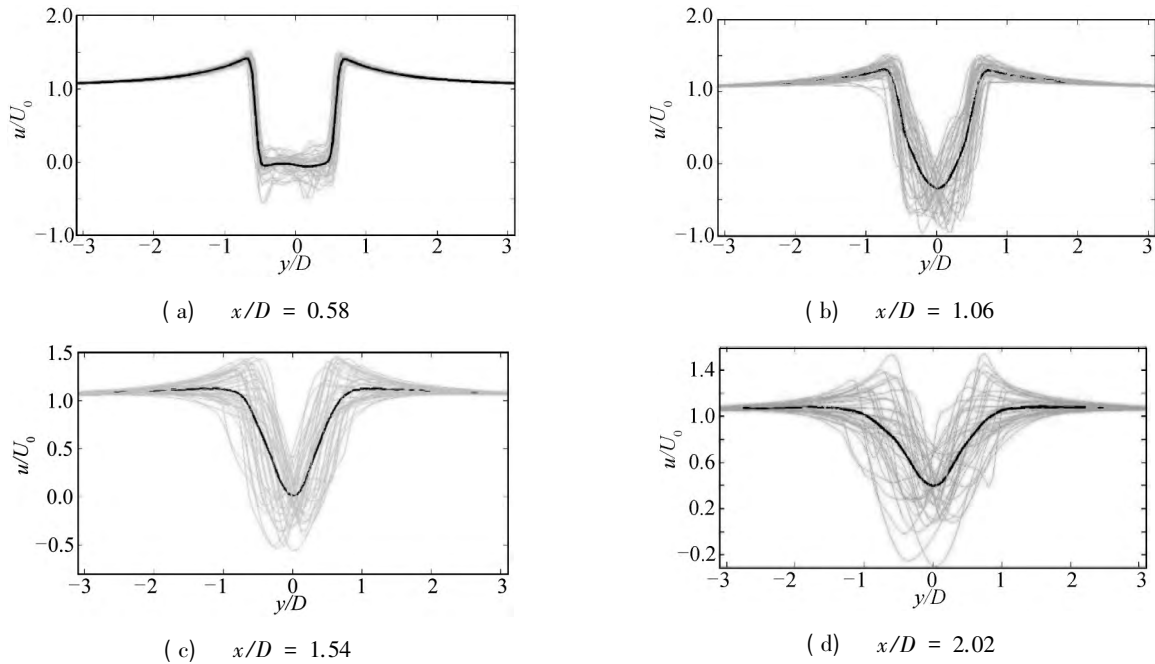


图 15 不同  $x/D$  条件下  $x$  方向的瞬时速度和时均速度  
 Fig. 15 Profiles of streamline velocity at different  $x/D$  position

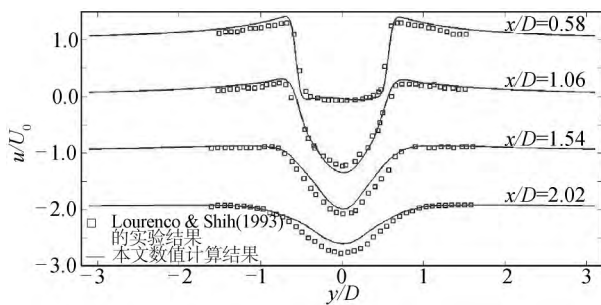


图 16 圆柱尾流在 4 个特征位置处  $x$  方向的时均速度分布  
 Fig. 16 Profiles of streamline mean velocity at four locations downstream of a cylinder

将上述四个特征位置处  $x$  方向的时均速度值与实验值进行对比, 如图 16 所示。数值计算结果的趋势与 Lourenco & Shih<sup>[3]</sup> 的实验结果完全吻合, 距离圆柱越近的位置与实验结果越相近, 距离圆柱越远的地方则有较大误差。

图 17 分别给出了  $x/D = 1.06, 1.54, 2.02$  处  $y$  方向一系列瞬时的速度剖面及时均速度。同上一样共列出了 37 个瞬时的  $x$  速度剖面, 时间间隔  $\Delta T = 0.02 s$ , 用浅色的线表示, 深色的线是这 37 个速度剖面的平均值。



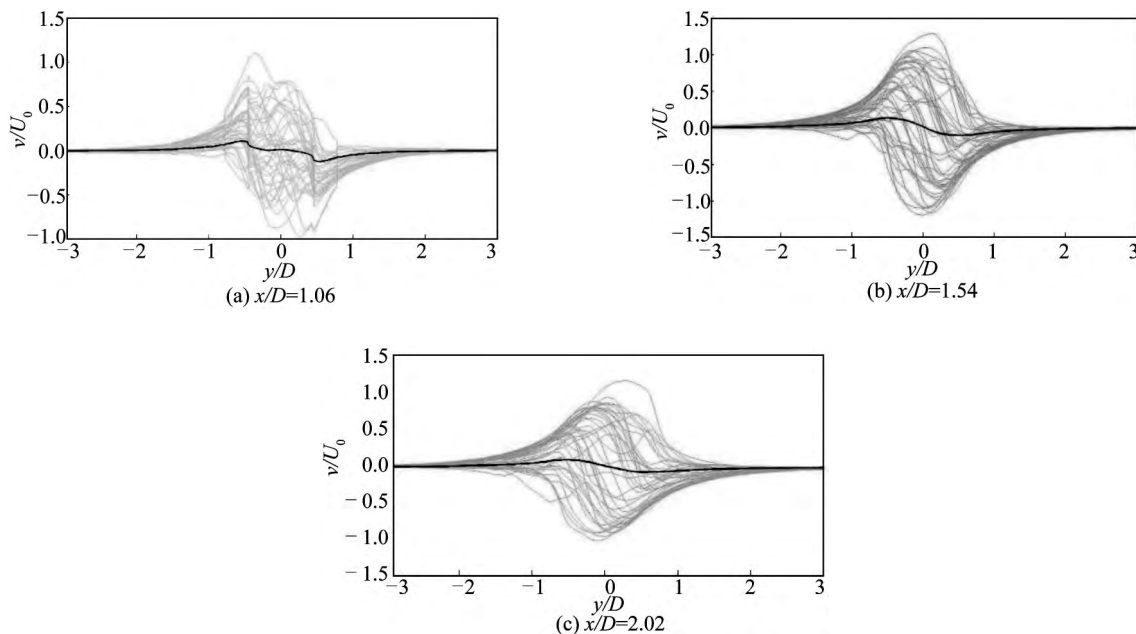


图 17 不同  $x/D$  条件下  $y$  方向的瞬时速度和时均速度  
 Fig. 17 Profiles of cross-flow velocity at different  $x/D$  position

将上述三个特征位置处  $y$  方向的时均速度值与实验值进行对比,如图 18 所示。从图中可见所有  $y$  向平均速度剖面的形状均关于  $y/D = 0$  反对称,与实验的趋势基本吻合,数值上存在一定误差。

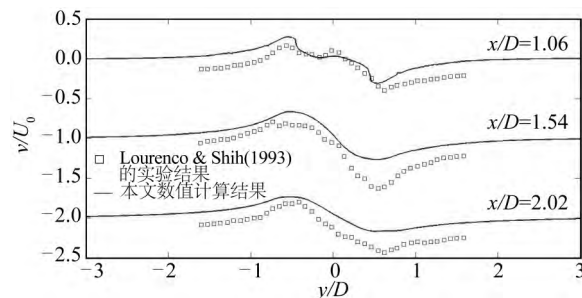


图 18 圆柱尾流在 3 个特征位置处  $y$  方向的时均速度分布  
 Fig. 18 Profiles of cross-flow mean velocity at three locations downstream of a cylinder

### 3 结 语

基于 OpenFOAM 的大涡模拟方法研究了  $Re = 3\ 900$  时圆柱绕流问题,并对数值模拟结果进行了分析,得到以下结论:

- 1) 在雷诺数较高的情况下必须采用三维的计算模型,二维简化模型会对计算结果产生较大误差,且在较高雷诺数下,圆柱绕流的漩涡脱落已经具有了三维效应;
- 2) 从升力系数和阻力系数的时历曲线中可以明显看出存在明显的脉动,无特征规律可循,说明在  $Re = 3\ 900$  时已经存在明显的湍流效应,另漩涡脱落的过程也说明了湍流效应;
- 3)  $Re = 3\ 900$  的工况下,每个瞬时在圆柱尾部的一侧会有尺度不同的多个漩涡脱落,随后向中心线移动,移动的过程中漩涡的尺度逐渐增大并直至脱落,且每一次漩涡生成及脱落的过程都不是完全相同的,存在随机性;
- 4) 数值模拟出的  $St = 0.222$ , 换算得漩涡脱落的频率  $f_{st} = 8.75\ \text{Hz}$ ;
- 5) 在靠近圆柱尾部约  $1D$  的范围内是回流区,之后沿  $x$  方向速度逐渐增大,并趋于平衡;
- 6) 对圆柱后  $x/D = 0.58, 1.06, 1.54, 2.02$  的四个特征位置处的流场进行了分析,所有  $x$  向时均速度剖面

的形状均关于  $y/D = 0$  对称,  $x/D = 0.58$  处的时均速度呈“U”型, 其余呈“V”型, 且随着距离的增大, “V”的形状也趋于平缓。瞬时速度剖面始终围绕着时均速度的周围脉动, 且距离圆柱越远瞬时速度场的脉动范围越大, 这是因为距离圆柱越远的地方物体对流体的控制越弱。

#### 参考文献:

- [1] BREUER M. A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow [J]. *Heat and Fluids Flow*, 2000, 21: 648-654.
- [2] XU Changyue, CHEN Liwei, LU Xiyun. Large-eddy simulation of the compressible flow past a wavy cylinder [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 665: 238-273.
- [3] LOURENCO L M, SHIH C. Characteristics of the plan turbulent near wake of a circular cylinder: A partial image velocimetry study [R]. Private Communication, 1993.
- [4] ONG L, WALLACE J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder [J]. *Experiments in Fluids*, 1996, 20: 441-453.
- [5] BREUER M. Large eddy simulation of the subcritical flow past a circular cylinder: numerical and modeling aspects [J]. *International Journal For Numerical Methods in Fluids*, 1998, 28: 1281-1302.
- [6] KRAVCHENKO A G, MOIN P. Numerical studies of flow over a circular cylinder at  $ReD = 3\ 900$  [J]. *Physics of Fluids*, 2000, 12(2): 403-417.
- [7] 赵伟文, 万德成. 用大涡模拟方法数值模拟 Spar 平台涡激运动问题 [J]. *水动力学研究与进展*, 2015, 30(1): 40-46. (ZHAO Weiwen, WAN Decheng. Numerical investigation of vortex-induced motions of Spar platform based on large eddy simulation [J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2015, 30(1): 40-46. (in Chinese))
- [8] 王吉飞, 万德成. 三维顶板斜向驱动方腔流的有限元并行计算 [J]. *海洋工程*, 2015, 33(2): 1-12. (WANG Jifei, WAN Decheng. Parallel simulation of 3D lid-driven cubic cavity flows at yaw by finite element method [J]. *The Ocean Engineering*, 2015, 33(2): 1-12. (in Chinese))
- [9] WANG Jifei, WAN Decheng. Parallel finite element method for 3D lid-driven cubic cavity flows [J]. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 2014, 24(2): 106-113.
- [10] 贾晓荷. 单圆柱及双圆柱绕流的大涡模拟 [D]. 上海: 上海交通大学, 2008. (JIA Xiaohu. Large eddy simulation of flow around one and two circular cylinders [D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2008. (in Chinese))
- [11] WELLER H G, TABOR G, JASAK H, et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques [J]. *Computers in Physics*, 1998, 12(6): 620-631.
- [12] LYSENKO D A, ERTESVÅG I S, RIAN K E. Large-eddy simulation of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3 900 using the OpenFOAM toolbox [J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 89(4): 491-518.
- [13] NORBERG C. Effects of Reynolds number and low-intensity free stream turbulence on the flow around a circular [R]. Gothenburg: Chalmers University of Technology, 1987.
- [14] WORNOM S, OUVREARD H, SALVETTI M V, et al. Variational multiscale large-eddy simulations of the flow past a circular cylinder: Reynolds number effects [J]. *Comput. Fluids*, 2011, 47(1): 44-50.
- [15] HUNT J C R, WRAY A A, MOIN P. Eddies, streams and convergence zones in turbulent flows [R]. Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 1988: 193-208.