

# 不同长细比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 船舶与港口工程系, 江苏南京 211170)

\*通信作者 Email: dcwan@sjtu.edu.cn

**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, 但高雷诺数下的圆柱绕流具有很强的三维特性, 本文基于开源软件 OpenFOAM 运用 LES 计算了 4 种不同长细比的圆柱的静止圆柱绕流 (包括一个二维算例), 重点分析和对比了结果中的一些基础参数如 St 数、平均阻力系数等, 与实验结果吻合良好。接下来还分析了时均顺流向速度  $U$  在流场中沿流向和横向的分布, 发现长细比为  $\pi$  的圆柱算例中, 计算域的轴向尺度已经能基本满足圆柱下游靠近圆柱处的流场中的三维结构的发展。

**关键词:** 不同长细比, 大涡模拟, 圆柱绕流, OpenFOAM, 尾流分析

## 1 引言

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, 因为它决定了尾流的形式。当雷诺数较小时, 黏性力占主导地位, 流场形式表现为层流, 此时流动稳定且尾流中的旋涡脱落有很强的规律可循。当雷诺数较大时, 此时虽仍然会按一定频率泻放尾涡, 但流动已经完全为纯粹的湍流流动, 惯性力对流场的影响明显大于黏性力, 流体流动不再稳定, 任何微小变化容易发展、增强, 从而形成紊乱、不规则的湍流流场。

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。因此对高雷诺数下圆柱绕流的研究其三维效应不容忽略。国内外的很多学者针对不同长细比圆柱的绕流问题开展了相关的实验及数值研究。Norberg<sup>[1]</sup>用试验研究了不同长细比情况下的圆柱绕流, 他的实验在风洞中进行。Norberg 认为, 在实验中, 当雷诺数在 600~4000 范围内时, 要想使圆柱轴向中点处获得完全不受到两端边界影响的流动, 需要细长比

大于等于 50。同时, Norberg 认为在雷诺数 350~4000 时, 如果长细比小于 50, 则随着长细比的减小, 涡的形成长度会增加, 因此圆柱两端的挡板直径对流动有较大的影响。在数值研究方面, Kravchenko and Moin<sup>[2]</sup>和 Breuer<sup>[3]</sup>都曾经用 LES 计算过轴向网格大小一样, 但轴向长度各为  $\pi D$  和  $2\pi D$  的圆柱绕流, 他们得出的结论是, 两者的结果没有太大的差别。Ma 等人<sup>[4]</sup>用 DNS 对长细比从  $\pi D$  至  $2\pi D$  变化的圆柱绕流也进行了研究, 并计算了轴向相关长度。他们的主要结论有 3 个: 一是当计算域轴向长度从  $2\pi D$  变小到  $\pi D$  时, 回流长度变大了, 这与 Norberg<sup>[1]</sup>的结论一致; 二是对于轴向尺度更大的计算域来说, 通常也会得到更大的轴向相关长度; 三是在  $y/D=0$  这个平面内取点计算轴向相关长度会得到比在  $y/D \neq 0$  的平面内取点得到的计算结果偏小, 因此也不能够准备地预报流场的轴向相关长度。Wissink and Rodi<sup>[5]</sup>用 DNS 计算了  $Re=3300$  下长细比为  $4D$  到  $8D$  的圆柱绕流。他们认为圆柱长细比从  $4D$  改变到  $8D$  几乎没有改变流程的时均特征, 并且, 对于顺流向时均速度  $u$  的轴向相关性的计算表明, 就算轴向长度增加到  $8D$ , 轴向相关性也没有收敛到 0, 这意味着计算域需要更大的轴向尺度来容纳所有轴向特征的流场结构。

Lourenco & Shih<sup>[6]</sup>、Ong & Wallace<sup>[7]</sup>分别对流动条件为  $Re=3900$  的圆柱绕流做过模型实验, 并且提供了  $x/D \leq 3$  和  $3 \leq x/D \leq 10$  处的时均速度场的实验结果。其中 Lourenco & Shih 的实验中圆柱的长细比为 20.5。贾晓荷<sup>[8]</sup>运用大涡模拟也曾对该  $Re$  下、长度为  $\pi D$  的圆柱绕流进行过数值模拟。杜远征<sup>[9]</sup>利用浸入边界法也计算过雷诺数为 3900 下长细比为  $\pi$  的圆柱绕流。为了便于对本次数值结果进行验证, 我们选择了相同的  $Re=3900$  进行计算。

本文基于开源软件 OpenFOAM, 运用 LES 方法对雷诺数  $Re=3900$  情况下的 4 种细长比的圆柱绕流进行了数值模拟, 通过与前人结果和实验对比, 详细分析了各种流体参数、流场中的时均速度及流场中涡量、压力和速度的分布, 并重点计算了流场的轴向相关性。

## 2 数学模型

### 2.1 大涡模拟的控制方程

流体动力学是连续介质力学的一个重要分支, 其包含了可压缩流动、不可压缩流动、多相流、自由表面流动等多种形式, 但是所有这些流动的控制方程我们都可以统一表达成如下形式:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{Q}) - \nabla \cdot \rho D \nabla \mathbf{Q} = S_p \mathbf{Q} + S_q \quad (1)$$

式中  $\mathbf{U}$  是流体速度,  $\rho$  是流体密度,  $\mathbf{Q}$  代表任何张量赋值型流动。(1)式包含了时间导数项  $(\partial \rho \mathbf{Q} / \partial t)$ , 对流项  $[\nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{Q})]$ , 扩散项  $(\nabla \cdot \rho D \nabla \mathbf{Q})$ , 源项  $(S_p \mathbf{Q} \text{ 及 } S_q)$ 。对不同形式的流动,  $\mathbf{Q}$  的表达各不相同, 如不可压缩流动, 只要令(1)式中的  $\mathbf{Q} = \{1, \mathbf{U}\}$  便可得不可压缩流动的控制方程 Navier-Stokes 方程。

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) - \nabla \cdot 2\nu \mathbf{D} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (3)$$

上式中

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) \quad (4)$$

大涡模拟的控制方程仍然为不可压缩流体的 N-S 方程。在 LES 方程中，第一步就是要将一切流动变量划分成大尺度与小尺度量，这一过程称为滤波。

对于任意一个瞬时的流动变量  $A(x, t)$ ，其大尺度量的定义为：

$$\bar{A}(x, t) = \int G(|x - x'|) A(x', t) dV' \quad (5)$$

式中  $G(|x - x'|)$  称为滤波函数，用它来标定大涡，略去小涡。

将滤波过程用于不可压缩流体的 N-S 方程，可以得到：

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}}) - \nabla \cdot 2\nu \bar{\mathbf{D}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} \quad (7)$$

令  $\overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}} = \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}} + (\overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}}})$ ，则动量方程(7)可以改写为：

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}}) + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}}}) - \nabla \cdot 2\nu \bar{\mathbf{D}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} \quad (8)$$

令上式中  $\mathbf{B} = \overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}}}$ ，称为亚格子应力张量。则上式的动量方程可以改写为：

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{U}} \otimes \bar{\mathbf{U}}) + \nabla \cdot \mathbf{B} - \nabla \cdot 2\nu \bar{\mathbf{D}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} \quad (9)$$

在 OpenFOAM 中对 (9) 式动量方程的求解，我们用如下语句表达：

```
solve
(fvm::ddt(U)
+ fvm::div(phi,U)
+ turbulence -> divDevReff(U)
== -fvc::grad(p));
```

这里 `turbulence -> divDevReff(U)` 返回的是动量方程的源项，这里根据你所选用的 `turbulence` 模型不同，返回值的形式也不相同。

方程(9)式并不封闭，必须引入一些假设条件来使其封闭，这里我们选用最常用的 Bousinesq 假设，即大尺度流动的湍流效应通过增加粘性系数来实现。

$$\mathbf{B} = \frac{2}{3} k\mathbf{I} - 2\nu_t \bar{\mathbf{D}} \quad (10)$$

式中

$$\bar{D}_D = \bar{D} - \frac{1}{3} \text{tr}(\bar{D})I$$

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{tr}\bar{D} = \bar{D}_{11} + \bar{D}_{22} + \bar{D}_{33}$$

$$D = \frac{1}{2}(\nabla U + \nabla U^T)$$

$$k = (2c_k / c_e) \text{delta}^2 \|D\|^2$$

## 2.2 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如下:

- (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。

## 3 数值计算与结果讨论

### 3.1 计算域及网格划分

本文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  $D=0.01m$ 。计算域长度(x 轴的方向)为  $30D$ , 上游断面距离圆柱中心为  $10D$ , 下游断面距离圆柱中心为  $20D$ , 方向与来流方向一致; 计算域高度(y 轴方向)为  $30D$ , 上下面距离圆柱为  $15D$ , 方向平行于圆柱横截面。入口处为定常来流, 流速  $U_0 = 0.394m/s$ ,  $\nu = 1.01 \times 10^{-6} m^2/s$ , 雷诺数  $Re = U_0 D / \nu \approx 3900$ ; 计算域宽度(z 轴方向)我们根据不同的长细比, 一共设置了 4 组(表 1)。

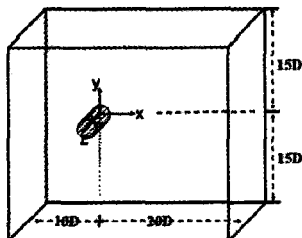


图 1 圆柱绕流的几何计算域

算例编号	长细比	轴向节点数
A1	二维	None
A2	$\pi/2$	20
A3	$\pi$	40
A4	$2\pi$	80

表 1

网格采用结构化网格, 靠近圆柱处网格较密, 远离圆柱处逐渐稀疏, 壁面处网格大小保证了能有 5-10 层网格处于层流底层内, 如图 2 和图 3 所示。

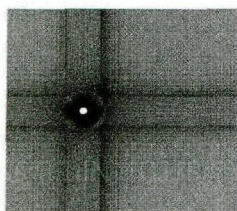


图2 计算域全局网格

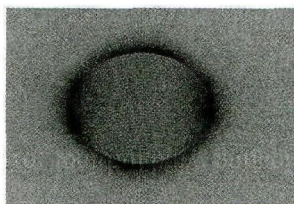


图3 圆柱周围的网格细节

### 3.2 流场参数

各算例的计算出的流场参数与前人工作的对比见表2所示。这里先说明一下表2中的一些参数的概念： $St$ 数是可反映漩涡频率的无量纲数， $St = f_v D / U$ 。基础吸力系数 $C_{pb}$ 的定义为 $C_{pb} = -(P_b - P_s) / \left( \frac{1}{2} \rho U_0^2 \right)$ ， $P_b$ 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。

表2 算例计算结果与前人工作的对比

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	二维	0.2461	1.8368	1.6055	0	0
Case A2	$\frac{1}{2}\pi$	0.2191	0.8499	0.9888	1.754	0.243
Case A3	$\pi$	0.2161	0.9263	0.9882	1.417	0.325
Case A4	$2\pi$	0.2191	0.9419	0.9944	1.325	0.377
Lysenko <sup>[10]</sup> :LES with SMAG	$\pi$	0.19	0.8	1.18	0.9	0.26
Lysenko <sup>[10]</sup> :LES with TKE	$\pi$	0.209	0.91	0.97	1.67	0.27
Norberg <sup>[11]</sup>	50	-	0.875	-	-	-
Norberg <sup>[12]</sup>	6	-	0.78	-	-	-
Lourenco and Shih <sup>[6]</sup>	20.5	0.22	-	0.99	1.22	0.247
Kravchenko and Moin	$2\pi$	0.21	0.94	1.04	-	0.35

从表2的计算结果可知，除2D外，其他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>[2]</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。

### 3.3 流场信息分析

下面将对圆柱周围的近尾流区及远尾流区的流场信息分析，首先给出了圆柱附近的4个特征位置，分别是 $x/D = 0.58, 1.06, 1.54, 2.02$ ，如图4所示。

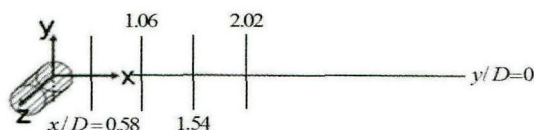


图4 圆柱附近的特征位置

图 5 是 caseA3 中得到的圆柱中心线  $y/D=0$  上  $x$  方向时均流速分布, 以及与前人结果的对比。从图中可以看到, 在圆柱后方距离圆柱约  $0.5D$  至  $2D$  的范围内, 时均顺流向的速度为负值, 表明其方向与来流方向相反, 说明这个区域内的流场存在回流的现象。此后, 时均流向速度增大, 并最终趋于来流速度。

图 6 是算例 A1-A4 的计算结果与实验的对比。可以看到 caseA1 由于是二维算例, 流场的速度轮廓出现了明显的不符合实际的情况, 没有出现流向速度为负值的回流区。caseA2-caseA4 的计算结果较为接近, 显然 caseA3 和 caseA4 更加接近实验值。

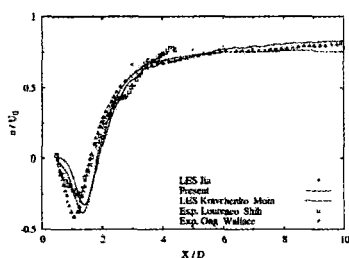


图 5 本文时均顺流向速度结果与前人结果对比

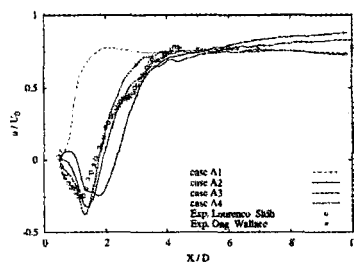


图 6 caseA1-caseA4 时均顺流向速度  $u$  的计算结果

Ma<sup>[4]</sup>等人专门研究了圆柱轴向尺度对近尾流场湍流的影响。他们观察到了两种不同的尾流场形态。在第一种形态中, 尾流场顺流向时均速度剖面  $u$  随  $y$  坐标变化的曲线为“U”型, 第二种形态中该曲线为“V”型。在 Breuer<sup>[3]</sup>的研究中, 他使用相对比较粗糙的网格, 运用 LES 湍流模型计算了轴向长度分别为  $l_z = \pi D$  和  $l_z = 2\pi D$  的圆柱绕流, 都只得到了“U”型的速度轮廓。

图 7 至图 10 为本次计算中 caseA1 至 caseA4 的圆柱在下游 4 个特征位置处  $x/D = 0.58, 1.06, 1.54, 2.02$  尾流场顺流向时均速度  $u$  随  $y$  坐标变化的曲线, 以及与实验计算结果的对比。从计算结果来看, 长细比对流场的计算是有一定影响的, 首先 caseA1 (二维) 与实验差别严重, 这种差别对圆柱后方的远尾流区尤为明显, 说明二维的情况会导致流场计算错误。

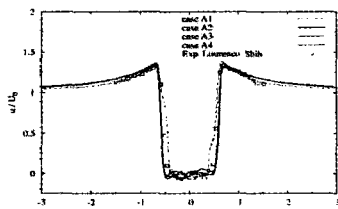


图 7  $x/D = 0.58$  处顺流向时均速度-caseA1-5 对比

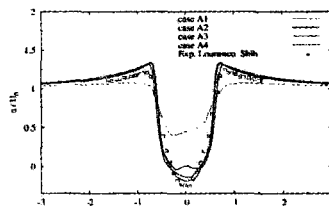


图 8  $x/D = 1.06$  处顺流向时均速度-caseA1-5 对比

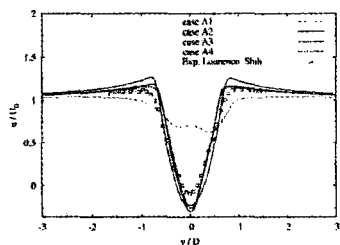


图 9  $x/D = 1.54$  处顺流向时均速度-caseA1-5 对比

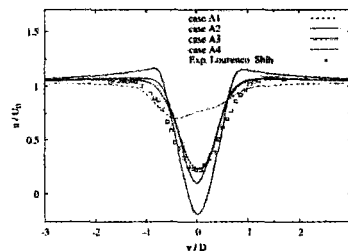
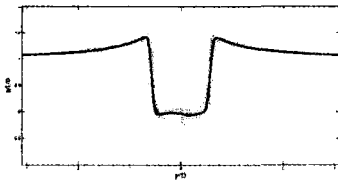
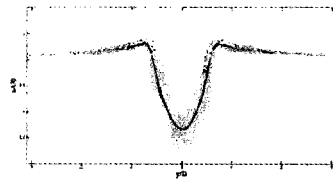
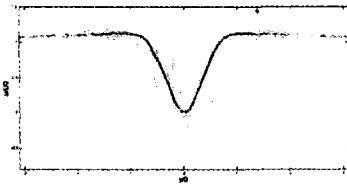
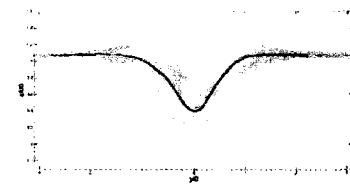


图 10  $x/D = 2.02$  处顺流向时均速度-caseA1-5 对比

对于长细比为  $\pi/2$  的 caseA2 的流场计算结果来看, 其变化趋势与 caseA3 及 caseA4 并不相同, 特别是在特征位置  $x/D=1.06, 2.02$  两处的计算结果与实验相比有较大误差, 说明过小的长细比尚不能满足计算对轴向长度的要求, 以致使得流场的计算结果产生较大误差。而 caseA3 及 caseA4 在不同特征位置处关于流场的计算结果较为一致, 在考虑计算量的前提下, 本文认为长细比大于  $\pi$  已经可以取得较好数值模拟结果。

以 caseA3 为例, 继续讨论一下  $Re=3900$  瞬时流场与平均流场的关系。C.H.K Williamson 等<sup>[11]</sup>对圆柱绕流尾流从层流到湍流的转变进行试验研究, 当  $Re>300$  时, 此时虽仍然会按一定频率泻放尾涡, 但流动已经完全为纯粹的湍流流动, 惯性力对流场的影响明显大于黏性力, 流体流动不再稳定, 任何微小变化容易发展、增强, 从而形成紊乱、不规则的湍流流场。图 11 至图 14 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, 用黄色的线表示瞬时速度, 红色的线是所有瞬时速度的平均值。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 4 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。

图 11  $x/D=0.58$  处  $x$  方向的瞬时速度和时均速度图 12  $x/D=1.06$  处  $x$  方向的瞬时速度和时均速度图 13  $x/D=1.54$  处  $x$  方向的瞬时速度和时均速度图 14  $x/D=2.02$  处  $x$  方向的瞬时速度和时均速度

## 4 结论

本文探讨了不同的计算域轴向尺度对静止圆柱绕流数值模拟计算结果的影响。通过计算并对比了雷诺数 3900 下的 4 种不同长细比的圆柱绕流, 主要得到了以下结论:

(1) 在雷诺数较高的情况下必须采用三维的计算模型, 二维简化模型的计算结果是错误的, 因为在较高雷诺数下, 圆柱绕流的漩涡脱落已经具有了三维效应。

(2) 对于三维计算, 通过对时均流向速度  $U$  进行分析及与实验结果对比, 发现计算域轴向尺度足够大的算例结果与实验吻合得更好。但是在长细比大于  $\pi$  之后变化不是很大,

说明长细比大于  $\pi$  已经可以取得较好数值模拟结果。

(3) 对圆柱后方近尾流区及远尾流区的流场信息进行分析,通过对 4 个特征位置处时均顺流向  $u$  的比较,发现在靠近在近尾流去的速度剖面呈“U”型,在远尾流区的速度剖面成“V”型。

(4) 对圆柱绕流尾流场的瞬时速度也进行了分析,发现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。

## 致谢

本文工作得到国家自然科学基金项目(Grant Nos 51379125, 51490675, 11432009, 51411130131),长江学者奖励计划(Grant No. 2014099),上海高校特聘教授(东方学者)岗位跟踪计划(Grant No. 2013022),国家重点基础研究发展计划(973计划)项目(Grant No. 2013CB036103),工信部高技术船舶科研项目的资助。在此一并表示衷心感谢。

## 参考文献

- [1] Norberg, C. "An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio." *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, 258(1): 287-316.
- [2] Kravchenko A. G., Moin P. Numerical studies of flow over a circular cylinder at  $Re=3900$  [J]. *Physics of fluids*, 2000, 12(403).
- [3] 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(9): 1281-1302.
- [4] Ma X., Karamanos G.-S., Karniadakis G. Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 410: 29-65.
- [5] Wissink J., Rodi W. Numerical study of the near wake of a circular cylinder [J]. *International journal of heat and fluid flow*, 2008, 29(4): 1060-70.
- [6] Lourenco, L.M., Shih, C. Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder, a particle image velocimetry study, 1993.
- [7] Ong L., Wallace J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder [J]. *Experiments in Fluids*, 1996, 20(6): 441-53.
- [8] 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.
- [9] 杜远征. 三维圆柱绕流及涡激振动的数值模拟[D].天津:天津大学, 2012.
- [10] Lysenko D. A., Ertesvåg I. S., Rian K. E. Large-Eddy Simulation of the Flow Over a Circular Cylinder at Reynolds Number 3900 Using the OpenFOAM Toolbox [J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 89(4): 491-518.
- [11] C.H.K. Williamson. The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake. *Phys.Fluids*, 1988(11):3165-3168.



## Large eddy simulation of flow around cylinder with different aspect

Duan Mu-yu<sup>1,2</sup> Wan De-cheng<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. Department of Ship and Port Eng., Jiangsu Maritime Institute, Nanjing, Jiangsu, China

\*Corresponding author: [dcwan@sjtu.edu.cn](mailto:dcwan@sjtu.edu.cn)

**Abstract:** As the previous studies have significantly advance our knowledge about the laminar flow around a cylinder, the recent research interest focuses on turbulent flow cases. However, the wake of turbulence flow around cylinder at high Reynolds number is three-dimensional, unstable, irregular, random flow with rotation. This paper presents simulations of turbulence flow around a cylinder with four different aspect (include a 2D case) by use of large eddy simulation solver in OpenFOAM. And highlight analyses of computational parameters, such as Strouhal number, time-averaged drag coefficient and so on, show good agreement with the experiment. The distribution of time-averaged streamwise velocity along both streamwise direction and cross-flow direction are analyzed. The results show that in case with a cylinder with aspect ratio of  $\pi$ , the spanwise scale of the computation domain is large enough to contain the development of 3D structure of fluids in the wake near cylinder.

**Key words:** different aspect, large eddy simulation, flow around a cylinder, wake analysis