

# 剪切来流中圆盘近尾迹的数值研究

钱万益, 杨渐志, 顾海林, 姚梦云, 赵普, 刘明侯

(中国科学技术大学热科学与能源工程系, 安徽合肥 230027)

**摘要:**采用直接数值模拟(DNS)方法对低雷诺数时剪切来流中圆盘近尾迹进行了数值研究, 重点研究剪切率对尾迹结构的影响. 选取的雷诺数是 140, 160 和 300, 无量纲进口来流剪切率范围是  $0 \leq k < 0.1$ . 当  $Re=140$  和 160 时, 尾迹均变为非稳态面对称结构, 表明剪切来流中非稳态面对称模式出现的临界雷诺数减小. 剪切来流中发夹涡头部在来流速度较高侧明显偏大, 且当  $Re=160$  时对称面位置随剪切率的增加而逐渐趋于  $xoy$  面. 当  $Re=300$  时, 剪切来流中圆盘尾迹结构没有明显变化, 仍呈弱紊流状态. 研究还发现, 相较于均匀来流, 在  $k$  值较低( $k < 0.1$ )的剪切来流中无量纲涡旋脱落频率基本不变.

**关键词:**圆盘尾迹; 剪切流; 直接数值模拟(DNS)

**中图分类号:** O357.5<sup>+</sup>2      **文献标识码:** A      doi:10.3969/j.issn.0253-2778.2016.10.009

**引用格式:** 钱万益, 杨渐志, 顾海林, 等. 剪切来流中圆盘近尾迹的数值研究[J]. 中国科学技术大学学报, 2016, 46(10):853-859.

QIAN Wanyi, YANG Jianzhi, GU Hailin, et al. Numerical study on the near wake of a circular disk in shear flows[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2016, 46(10):853-859.

## Numerical study on the near wake of a circular disk in shear flows

QIAN Wanyi, YANG Jianzhi, GU Hailin, YAO Mengyun, ZHAO Pu, LIU Minghou

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

**Abstract:** Numerical investigations on the near wake of a circular disk in a shear flow at low Reynolds numbers were performed using DNS, with focus on the effect of shear rate on the wake structures. The Reynolds numbers considered were 140, 160 and 300, and the non-dimensional shear rate  $k$  of inlet flow was varied from 0 to 0.1. At  $Re=140$  and 160, the wake changes to the unsteady state with planar-symmetry, indicating that the critical  $Re$  of this mode decreases in the uniform shear flow. The head of the hairpin vortex loop is always much larger on the high-velocity side within the shear flow, and at  $Re=160$  the planar symmetry gradually moves to the  $xoy$  plane with the increase of the shear rate  $k$ . At  $Re=300$ , no obvious changes of the wake structures are observed, and the wake is still in the weakly-chaotic state. It is also found that, for low values of  $k$  ( $k < 0.1$ ), the non-dimensional vortex shedding frequency of the shear flow is nearly the same as that of uniform flow.

**Key words:** circular disk wake; shear flow; direct numerical simulation (DNS)

收稿日期:2016-03-15;修回日期:2016-06-15

基金项目:国家自然科学基金(11172296,11372302)资助.

作者简介:钱万益,男,1992年生,硕士.研究方向:实验流体. E-mail: qianwy@mail.ustc.edu.cn

通讯作者:刘明侯,博士/教授. E-mail: mhliu@ustc.edu.cn

## 0 引言

圆盘绕流广泛存在于机械、化工、能源等许多工程领域,由于伴随着剪切层的分离、尾迹区的非定常涡旋脱落等复杂特征而引起人们的关注.目前,对于均匀来流中圆盘尾迹已有不少研究<sup>[1-3]</sup>.相比于均匀来流,剪切来流中圆盘绕流的研究还甚少.然而,实际应用中流动大多十分复杂,在钝体附近的来流速度随空间位置不同而变化,甚至也随时间发生变化.在这种流动中,可能出现均匀来流中没有出现的更复杂的流动机制.为进一步研究实际流动中圆盘绕流可能出现的复杂流动机制,开展剪切来流作用下圆盘绕流的研究十分必要.另一方面,研究剪切来流作用下圆盘绕流,有助于认识圆盘状颗粒在实际流体中的运动,如槽道中圆盘状颗粒运动、人体血管中圆盘状血细胞运动等.

近年来,低雷诺数时均匀来流中圆盘尾迹结构演化得到了广泛研究<sup>[4-6]</sup>.圆盘尾迹结构主要由雷诺数和圆盘几何尺寸——径厚比  $\chi (=d/w, d$  为圆盘直径,  $w$  为圆盘厚度) 共同决定.对于径厚比为 10 的圆盘,其尾迹结构随雷诺数演化可分为以下 5 个模态<sup>[7]</sup>:① 当  $Re < 135$  时,稳态轴对称模态;② 当  $135 \leq Re < 155$  时,稳态面对称模态;③ 当  $155 \leq Re < 172$  时,非稳态面对称破坏模态并伴随有发夹涡脱落;④ 当  $172 \leq Re < 280$  时,非稳态面对称模态并伴随有发夹涡脱落;⑤ 当  $Re = 280 \sim 300$  时,弱紊流模态.然而,低雷诺数下剪切来流中圆盘尾迹结构演化的研究鲜有报道.

等剪切率来流作为一种最简单的剪切流,往往在实验或数值研究中被首先考虑.本文将采用直接数值模拟方法,对低雷诺数时 ( $Re = 140, 160$  和  $300$ ) 等剪切率来流中圆盘绕流进行数值模拟,主要研究来流剪切作用对近尾迹结构的影响.

## 1 计算模型

### 1.1 物理模型和边界条件

圆盘直径  $d = 40$  mm,厚度  $w = 4$  mm,即径厚比  $\chi = d/w = 10$ .圆盘垂直于来流方向放置,计算区域及坐标系如图 1 所示.坐标原点为圆盘下游表面圆心处,沿流动方向为  $x$  轴正方向.计算区域为圆柱体,计算区域沿轴向、径向及周向 3 个方向分别为  $(-5d, 15d)$ 、 $(0, 10d)$  以及  $(0, 2\pi)$ .由于剪切来流时圆盘尾迹结构具有方向选择性,因而采用笛卡尔坐

标系进行分析.计算剪切流时,在  $y$  方向有流向速度变化,进口处采用速度入口  $U = U_c + ky$ ,其中无量纲速度  $U_c = 1.0$ ,  $k$  为剪切率,变化范围为  $0 \sim 0.1$ ;出口和周向边界为对流边界条件;圆盘表面采用无滑移边界条件.流动的特征雷诺数  $Re = 140, 160, 300$ .

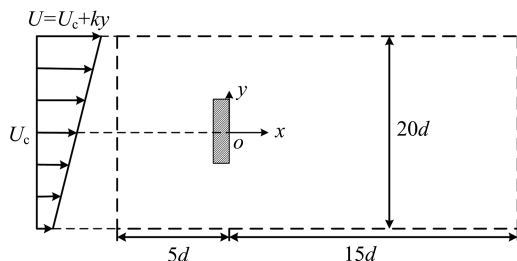


图 1 计算区域示意图

Fig. 1 Schematic of the computational domain

### 1.2 控制方程和数值方法

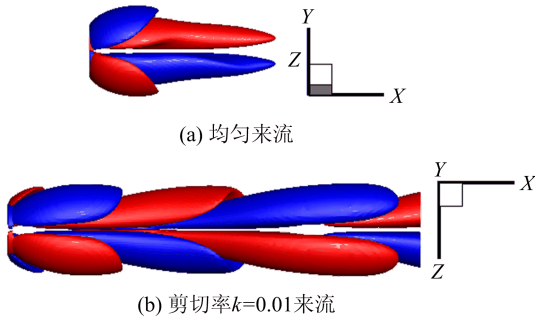
采用无量纲不可压缩牛顿流体的控制方程,具体见文献[8].依据 DNS 对网格要求评估,  $L/\eta$  ( $L$  为最大湍流结构尺度,  $\eta$  为 Kolmogorov 尺度) 必须大于  $Re^{3/4}$ .以本文研究的最大雷诺数 300 估算,  $\eta$  约为  $0.56$  mm.计算区域采用结构化的网格划分方法,轴向和径向采用非均匀网格,轴向网格在圆盘附近进行加密,径向网格在剪切层内进行加密,轴向、径向和周向网格数分别为 268, 128 和 72,最小网格为  $0.5$  mm.在计算中,控制方程采用交错网格离散以提高数值解的精度和稳定性.其中扩散项采用二阶中心差分,对流项采用守恒型的二阶中心差分,时间离散则采用半隐式二阶差分,压力和速度的耦合采用非定常 SIMPLE 算法求解.采用 4 个 CPU 并行计算, CFL 数取  $0.3$ ,时间步长大约为  $0.003$  个无量纲时间 ( $d/U_c$ ).

## 2 结果与分析

### 2.1 $Re = 140$ 时近尾迹特征

在均匀来流中,当  $Re = 140$  时圆盘尾迹为稳态的面对称结构,如图 2(a) 所示.这与 Shenoy 等<sup>[7]</sup> 的结果相符.图 2(b) 是  $Re = 140$  时  $k = 0.01$  的剪切来流中圆盘尾迹.由图 2(b) 可知,在剪切来流作用下,圆盘尾迹由稳态的面对称结构转变成非稳态的面对称结构并伴随有大尺度涡旋脱落.这与均匀来流中临界雷诺数为  $Re_3 = 172$  的第 3 个模态结构<sup>[7]</sup> 相符,说明剪切来流中非稳态面对称模态出现的临界雷诺数减小.为更好地表征大尺度涡旋结构,本文

又采用速度梯度二阶不变量即 Q 函数等值面来表示尾迹结构. 图 3(a)是用 Q 函数等值面表征的  $k = 0.01$  的剪切来流中圆盘尾迹. 可以发现,发夹涡从圆盘径向  $180^\circ$  的位置交替脱落. 值得一提的是,与均匀来流中非稳态面对称模态不同,发夹涡头部在来流速度较高侧要明显大于来流速度较低侧的,这与剪切来流中球尾迹相同<sup>[9-10]</sup>. 随着剪切率的提高 ( $k=0.03\sim 0.09$ ),该雷诺数下圆盘尾迹结构变化不大,均呈非稳态的面对称结构.



用流向涡量等值面表征,红色表示正值,蓝色表示负值

图 2  $Re = 140$  时圆盘尾迹结构

Fig. 2 Flow structure in the disk wake at  $Re = 140$

比较均匀来流中稳态面对称结构(图 2(a))和非稳态面对称结构(图 2(b)),可发现它们的对称面是不同的. 均匀来流中,尾迹结构的对称面是随机的并由初始流场决定<sup>[11]</sup>,而剪切来流中,尾迹结构的对称面则始终落在来流速度梯度方向所在面,即  $xoy$  面. 对称面的位置也可以从升力系数的相图  $C_z - C_y$  上看出. 图 3(b)是  $k = 0.01$  的剪切来流中圆盘受到的升力系数相图. 由图可知,  $z$  方向升力系数  $C_z$  恒

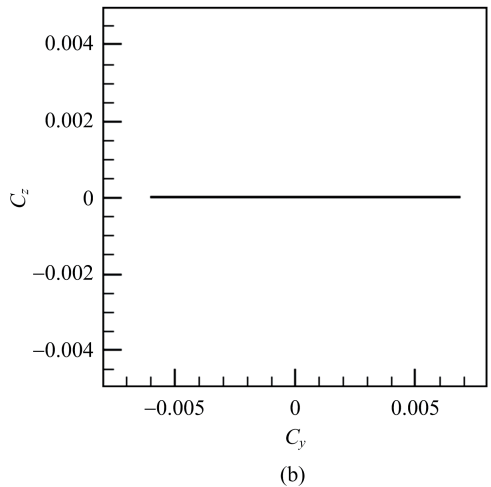
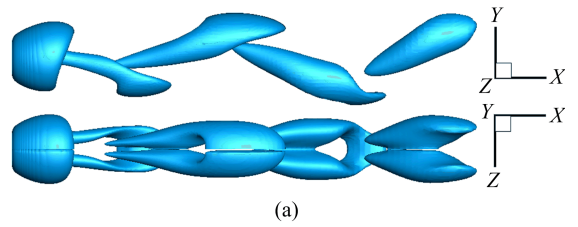
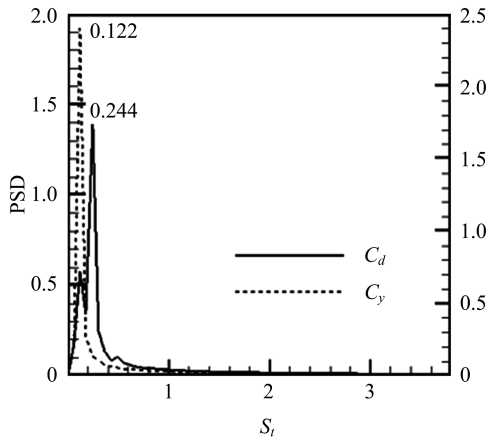


图 3  $Re = 140$ ,剪切率  $k = 0.01$  来流中 Q 函数尾迹结构(a)和相应的升力  $C_z$  和  $C_y$  系数相图(b)

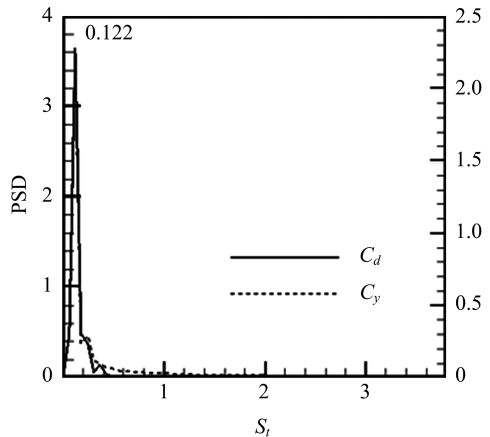
Fig. 3 Wake structure visualized by (a) Q-criterion and (b) phase diagram of lift coefficient  $C_z$  and  $C_y$  at  $Re = 140$ ,  $k = 0.01$

等于 0,说明对称面为  $xoy$  面.

图 4 是当  $k = 0.01$  和  $k = 0.05$  时,用阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y$  作的频谱. 由图可知,  $k = 0.01$  时,升力系数  $C_y$  的频谱在  $S_t = 0.122$  处有一明显峰,而阻力系数则在  $2S_t$  处有一明显峰;  $k = 0.05$  时,升力



(a)  $k = 0.01$



(b)  $k = 0.05$

实线表示阻力系数  $C_d$  作的频谱,虚线表示升力系数  $C_y$  作的频谱

图 4 剪切来流中圆盘阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y$  频谱

Fig. 4 The spectra of drag coefficient  $C_d$  and lift coefficient  $C_y$  in a shear flow

系数  $C_y$  和阻力系数  $C_d$  的频谱均在  $S_t = 0.122$  处有一明显峰. 特征频率  $S_t = 0.122$  对应于发夹涡脱落频率, 该频率值与均匀来流中非稳态面对称模态的涡旋脱落频率符合<sup>[12]</sup>. 另外, 涡旋脱落频率在弱剪切 ( $k = 0.01 \sim 0.1$ ) 来流中, 其值基本不变, 这与球尾迹中结果相一致<sup>[9]</sup>.

## 2.2 $Re = 160$ 时近尾迹特征

当  $Re = 160$  时, 均匀来流中的圆盘尾迹发展为非稳态面对称破坏结构并伴随有大尺度涡旋脱落, 如图 5(a) 所示. 这与 Shenoy 等<sup>[7]</sup> 的结果相符. 图 5(b) 是  $k = 0.01$  的剪切来流中  $Re = 160$  的圆盘尾迹结构. 有趣的发现是, 在剪切来流作用下, 尾迹面对称结构恢复, 即尾迹转变为非稳态面对称模态. 这也说明非稳态面对称模态在剪切来流中提前出现. 这可能与剪切来流中局部雷诺数较高有关. 随着剪切率的提高 ( $k = 0.03 \sim 0.09$ ), 该雷诺数圆盘尾迹结构变化不大, 均呈非稳态的面对称结构. 图 6(a), (c) 分别是剪切率  $k = 0.01$  和  $k = 0.03$  的剪切来流中用  $Q$  函数表征的尾迹结构. 同样可发现发夹涡头部在

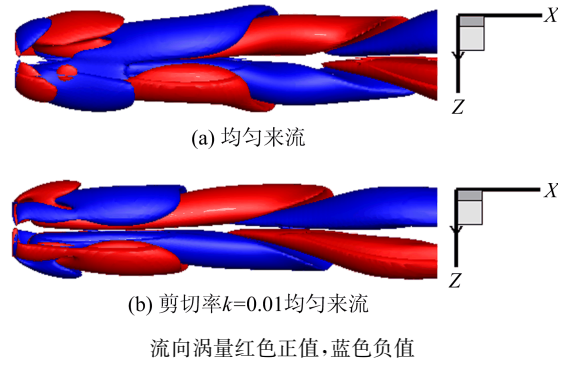
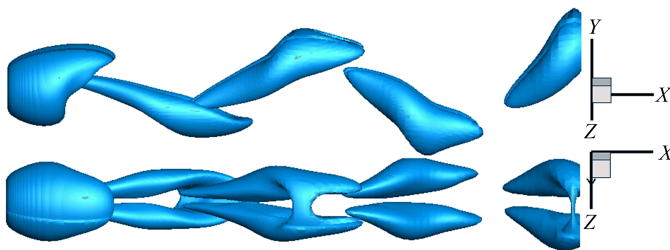


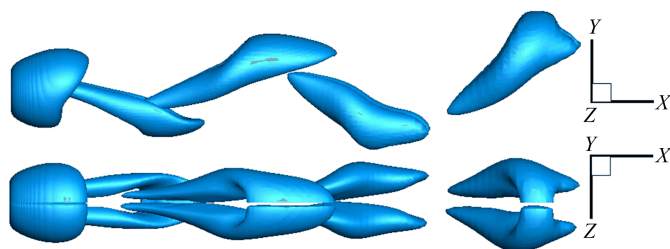
图 5  $Re = 160$  时圆盘尾迹结构

Fig. 5 Flow structure in the disk wake at  $Re = 160$

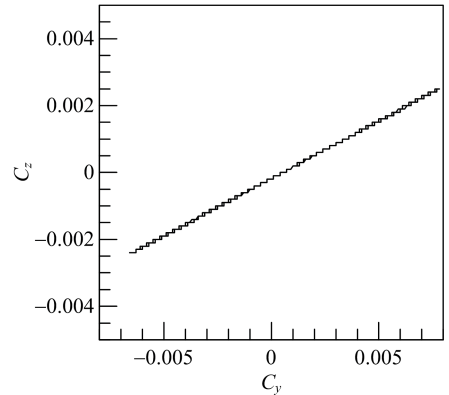
来流速度较高侧明显偏大, 特别是  $k = 0.03$  时. 值得注意的是,  $k = 0.01$  和  $k = 0.03$  的剪切来流中尾迹对称面位置是不同的. 如前所述, 对称面位置可从圆盘所受升力的相图上看出. 图 6(b), (d) 分别是剪切率  $k = 0.01$  和  $k = 0.03$  的剪切来流中圆盘受到的升力系数  $C_z$  和  $C_y$  的相图. 与  $Re = 140$  时不同的是, 剪切率  $k = 0.01$  的剪切来流中对称面位置明显偏离  $xoy$  面, 而随着剪切率继续增加,  $C_z$  趋近于 0 即对称面趋



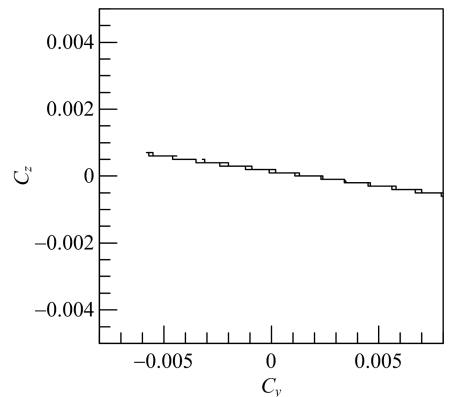
(a)  $k = 0.01$  来流中尾迹结构



(c)  $k = 0.03$  来流中尾迹结构



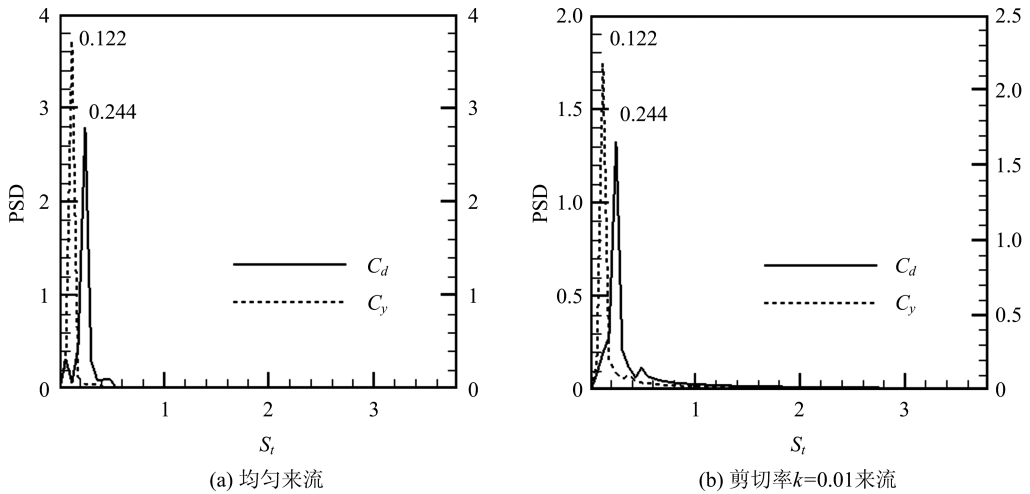
(b)  $k = 0.01$  来流中升力系数相图



(d)  $k = 0.03$  来流中升力系数相图

图 6 雷诺数 160 时尾迹结构及升力系数  $C_z$  和  $C_y$  相图

Fig. 6 Flow structure and phase diagram of lift coefficient  $C_z$  and  $C_y$  at  $Re = 160$



实线表示阻力系数频谱,虚线表示升力系数频谱

图 7 圆盘阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y$  频谱

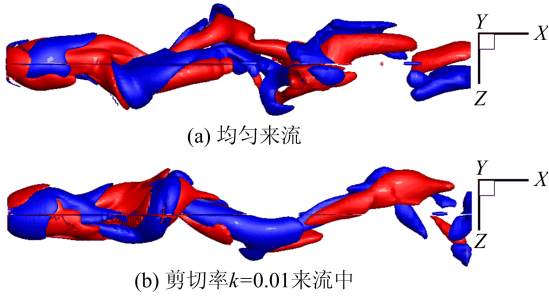
Fig. 7 The spectra of drag coefficient  $C_d$  and lift coefficient  $C_y$  of the circular disk

于  $xoy$  面.

图 7(a), (b) 分别是均匀来流和剪切率  $k=0.01$  的剪切来流中圆盘所受阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y$  作的频谱. 升力系数的频谱均在  $St=0.122$  处有一明显峰, 而阻力系数  $C_d$  的频谱均在  $2St$  处有一明显峰. 特征频率  $St=0.122$  对应于发夹涡脱落频率, 均匀来流中该频率值与 Fernandes 等<sup>[12]</sup> 的结果十分吻合, 而略大于 Shenoy 等<sup>[7]</sup> 的结果 ( $St=0.113$ ). 随着剪切率的增加 ( $k=0.03, 0.05, 0.07$  和  $0.09$ ), 其涡旋频率基本不变. 这也说明相较于均匀来流, 在  $k$  值较低时剪切来流中发夹涡的无量纲脱落频率基本不变.

2.3  $Re=300$  时近尾迹特征

当  $Re=300$  时, 均匀来流中圆盘尾迹结构发展成弱紊流状态, 如图 8(a) 所示. 这与 Shenoy 等<sup>[7]</sup> 的结果相符. 图 8(b) 是  $k=0.01$  的剪切来流中  $Re=300$  的圆盘尾迹结构. 由图可发现, 不同于上述两个较低雷诺数工况, 该雷诺数下剪切来流中圆盘尾迹结构没有明显变化仍呈弱紊流状态. 图 9(a), (c) 分别是剪切率  $k=0.01$  和  $k=0.03$  的剪切来流中用 Q 函数表征的尾迹结构. 由图可观察到, 发夹涡在圆盘周向方位随机脱落. 值得一提的是, 发夹涡头部在来流速度较高侧明显偏大这一特征在该雷诺数下并没有清楚地观察到. 尾迹的弱紊流状态也体现在圆盘受到的升力系数  $C_z$  和  $C_y$  的相图上, 如图 9(b), (d) 所示. 升力系数  $C_y$  和  $C_z$  不再满足线性关系,  $C_z-C_y$  相图上呈缠绕的曲线.



流向涡量红色正值, 蓝色负值

图 8  $Re=300$  时圆盘尾迹结构

Fig. 8 Flow structure of the circular disk at  $Re=300$

图 10(a), (b) 分别是均匀来流和剪切率  $k=0.09$  的剪切来流中圆盘所受阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y, C_z$  作的频谱. 在升力系数  $C_y, C_z$  作的频谱上, 可明显捕捉到大尺度涡旋脱落频率  $St=0.122$ . 在阻力系数  $C_d$  作的频谱上, 可捕捉到一较低的频率  $St=0.04$ . 此外, 在均匀来流工况下, 升力系数  $C_y, C_z$  的频谱上分别在  $0.02$  和  $0.03$  处有一小峰. 这些低频率与回流区的伸缩运动和大尺度涡旋周向脱落有关<sup>[13]</sup>.

3 结论

本文对低雷诺数下剪切来流中圆盘近尾迹进行数值模拟, 重点研究剪切来流对尾迹结构的影响. 选取的雷诺数是 140, 160 和 300, 相应于均匀来流中的圆盘尾迹分别为稳态面对称模态、非稳态面对称破坏模态和弱紊流模态. 进口来流剪切率范围是

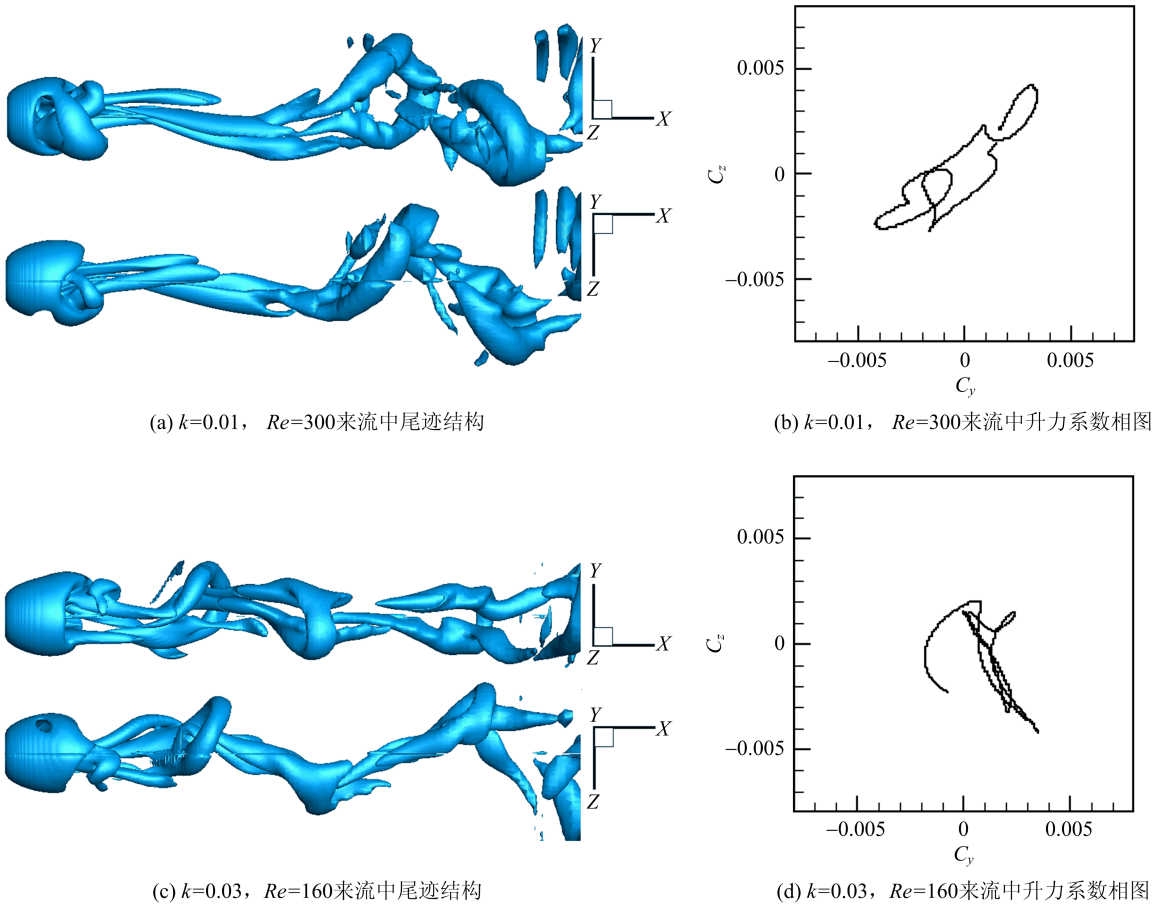
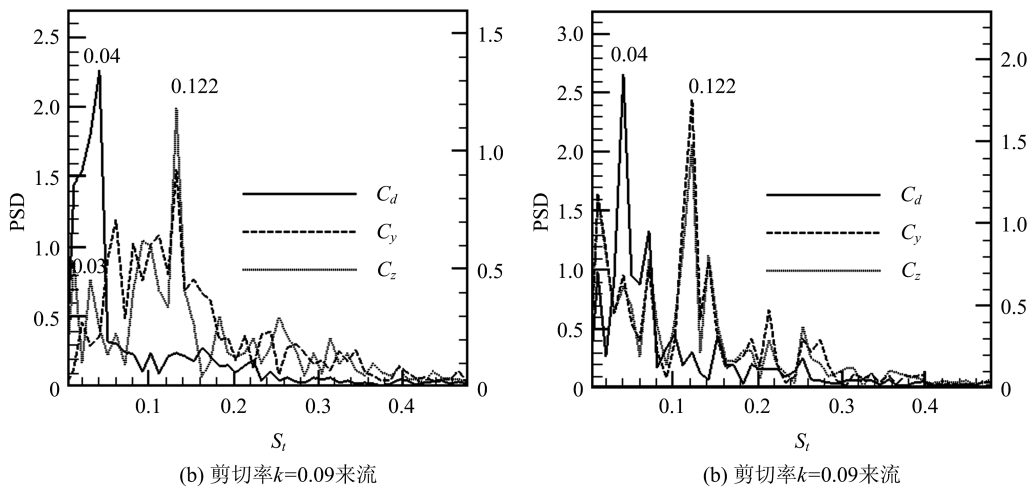


图 9 不同雷诺数和剪切率时尾迹结构及升力系数  $C_z$  和  $C_y$  相图

Fig. 9 Flow structure and phase diagram of lift coefficient  $C_z$  and  $C_y$



实线表示阻力系数  $C_d$  频谱, 虚线表示升力系数  $C_y$  频谱, 点线表示升力系数  $C_z$  频谱

图 10 圆盘阻力系数  $C_d$  和升力系数  $C_y, C_z$  频谱

Fig. 10 The spectra of drag coefficient  $C_d$  and lift coefficient  $C_y, C_z$  of the circular disk

$0 \leq k < 0.1$ . 研究表明,在剪切来流中非稳态面对称模态出现的临界雷诺数减小.当  $Re=140$  和  $160$  时,在来流剪切作用下,尾迹均转变为非稳态面对称结构.而且当  $Re=160$  时,对称面位置随剪切率的增加而逐渐趋于来流速度梯度方向所在面.另外,与均匀来流中非稳态面对称模态不同,剪切来流中发夹涡头部在来流速度较高侧明显偏大.当  $Re=300$  时,圆盘尾迹结构没有明显变化仍呈弱紊流状态,发夹涡头部在来流速度较高侧明显偏大这一特征并没有清楚地观察到.此外研究还发现,相较于均匀来流,本文  $k$  值范围内剪切来流中无量纲涡旋脱落频率基本不变.

#### 参考文献(References)

- [ 1 ] BERGER E, SCHOLZ D, SCHUMM M. Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1990, 4(3): 231-257.
- [ 2 ] MIAU J J, LEU T S, LIU T W, et al. On vortex shedding behind a circular disk [J]. *Experiments in Fluids*, 1997, 23(3): 225-233.
- [ 3 ] YANG J Z, LIU M H, WU G., et al. Numerical study on coherent structure behind a circular disk [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2014, 51: 172-188.
- [ 4 ] NATARAJAN R, ACRIVOS A. The instability of the steady flow past spheres and disks [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 254: 323-344.
- [ 5 ] CHRUST M, BOUCHET G., DUSEK J. Parametric study of the transition in the wake of oblate spheroids and flat cylinders [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 665: 199-208.
- [ 6 ] YANG J Z, LIU M H, WU G., et al. Numerical study on instabilities behind a circular disk in a uniform flow [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014, 50: 359-368.
- [ 7 ] SHENOY A R, KLEINSTREUER C. Flow over a thin circular disk at low to moderate Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 605: 253-262.
- [ 8 ] POPE S B. *Turbulent flows* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000;200-226.
- [ 9 ] SAKAMOTO H, HANIU H. The formation mechanism and shedding frequency vortices from a sphere in uniform shear-Flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 287: 151-171.
- [ 10 ] Kim D, Choi H, Choi H. Characteristics of laminar flow past a sphere in uniform shear [J]. *Physics of Fluids*, 2005, 17 :3 379-3 392.
- [ 11 ] TOMBOULIDES A G, ORSZAG S A. Numerical investigation of transitional and weak turbulent flow past a sphere [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 416: 45-73.
- [ 12 ] FERNANDES P C, RISSO F, ERN P, et al. Oscillatory motion and wake instability of freely rising axisymmetric bodies [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 573: 479-502.
- [ 13 ] YANG Jianzhi, LIU Minghou, WU Guang, et al. Low-frequency characteristics in the waiked of a circular disk[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27: 064101.