

DOI:10.13409/j.cnki.jdpme.201905050

外形变化对圆柱体结构绕流特性的影响*

涂佳黄^{1,2}, 张志豪¹, 王志忠¹, 胡刚¹, 梁经群¹

(1. 湘潭大学土木工程与力学学院, 湖南湘潭 411105;

2. 岩土力学与工程安全湖南省重点实验室, 湖南湘潭 411105)

摘要: 基于CFD流体计算平台Fluent计算软件,对雷诺数 $Re=3\ 900$ 下波浪型圆柱体结构三维绕流问题进行了研究,主要分析波长比($\lambda/D_m=1.8\sim 5.0$)与波幅比($a/D_m=0.05\sim 0.2$)两个关键参数对波浪型圆柱体的绕流特性及其尾流场分布特性的影响且引入了光滑圆柱(UC)计算结果作对比,并进一步揭示其内在的尾流控制机理。研究表明:波浪型圆柱体尾流特性存在强烈的三维效应,节点处与鞍形处流场特性分布存在明显差异;波浪型圆柱尾流区的顺流向时均速度分布呈现出半对称U型,而轴向方向的时均速度分布则呈现出强烈的三维效应;波浪型圆柱沿径向方向压力分布也呈现出强烈的三维效应,一般在节点处的压力达到最小值,在中间截面处压力值达到最大;随波幅比增大,阻力系数平均值与脉动性升力系数大致呈现出衰减趋势,并在 $a/D_m=0.2$ 处达到最小值。波浪型圆柱体结构压差阻力的减少为结构流动控制提供相关支撑。

关键词: 波浪型圆柱体; 波长比; 波幅比; 流体力系数; 耦合理

中图分类号: O355 **文献标识码:** A **文章编号:** 1672-2132(2021)05-1071-09

Effect of Shape Modification on Flow Characteristics of the Circular Cylinder

TU Jiahuang^{1,2}, ZHANG Zhihao¹, WANG Zhizhong¹, HU Gang¹, LIANG Jingqun¹

(1. College of Civil Engineering and Mechanics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China;

2. Hunan Key Laboratory of Geotechnical Mechanics and Engineering Safety, Xiangtan 411105, China)

Abstract: Using the software Fluent on the computational fluid dynamics (CFD) platform, the three-dimensional flow problem of the wavy cylinder at the Reynolds number $Re=3900$ is studied. The wavelength ratios ($\lambda/D_m=1.8\sim 5.0$) and the amplitude ratios ($a/D_m=0.05\sim 0.2$) are mainly considered. The influence of the two parameters on the flow characteristics of the wavy cylinders and the distribution characteristics are analyzed in the wake field and the calculation results of the unmodified cylinder (UC) are introduced for comparison. The research shows that there is a strong three-dimensional effect in the flow field distribution between the node and the saddle. The mean streamwise velocity distribution in the wake of wavy cylinder exhibits a semi-symmetrical U shape. The pressure and axial mean velocity distribution of the wavy cylinder in the spanwise direction also exhibits a strong three-dimensional effect. The minimum values of pressure change to the middle plane, while the maximum values are at nodal planes. With the increase of the amplitude ratio, the mean drag coefficient and the

* 收稿日期:2019-05-23;修回日期:2019-07-31

基金项目:湖南省自然科学基金项目(2020JJ4568)资助

作者简介:涂佳黄(1982—),男,副教授,硕导,博士。主要从事流固耦合研究。E-mail:tujiahuang1982@163.com

fluctuating lift coefficient are generally reduced, and reach minimum values at $a/D_m=0.2$. Finally, the reduction in the differential pressure drag of the wavy cylinder provides relevant support for the flow control.

Keywords: wavy cylinder; wavelength ratio; amplitude ratio; fluid force coefficients; interference mechanism

引言

结构长期受到流体荷载的作用并产生周期性旋涡脱落,导致周期性的流体力,然而流体力会导致结构振动,最终使结构发生疲劳失效。目前,部分学者通过改变柱体截面形式或者通过添加附属绕流物体来控制尾流场旋涡的生成与发展,并进一步控制流场流动^[1-9]。

C.Demartino 等^[1]总结了一些被动控制措施的实验结果,主要分析了附属圆柱的分布数量对其流动控制机理的影响,同时介绍了不同形状的短圆柱体的绕流特性。K.Lam 等^[2]基于物理实验方法对不同亚临界雷诺数下波浪型圆柱三维尾流形态进行了研究,结果表明:波浪型圆柱的尾流涡闭合长度大于相同条件下的普通圆柱体结果,且涡演化长度与流动控制效果有直接联系。邹琳等^[3-4]对亚临界雷诺数 $Re=3\ 000$ 下不同波幅比的波浪型圆柱体绕流问题进行数值模拟,结果表明:随波浪型柱幅值的增大,其流动控制控制效果越明显。龚细斌^[5]对直圆柱和变截面圆柱在流场中的情况进行计算,发现波长比为 2.0 的轴向变截面圆柱能够通过增大波峰来减小流场振动的脉动位移。Y.F.Lin 等^[6]的研究表明波浪型柱体的波长比为 6.06 时,平均阻力系数与脉动性升力系数减少的幅度达到最大,分别达到 16% 与 93%。另一方面,K.Zhang 等^[7-8]分析不同截面形状柱体的尾流参数发现:与光滑圆柱相比,波浪型圆柱体的气动力减少程度较大,柱体倾斜角会引起其横流向平均流体力系数的激增。T.H.New 等^[9]研究了关于有限长度波浪型圆柱的流动特性,并发现具有小波长比和大波幅的柱体结构对其壁面的涡旋脱落抑制效果更为显著。

本文同时考虑波长比与波幅比两种参数对柱体流场流动控制的影响。通过对柱体近尾流区中的涡结构与速度分布、压力系数与统计力系数的分

析,进一步阐述了流动耦合机理。

1 数值方法

1.1 控制方程与亚格子模型

本文采用大涡模拟三维湍流模型,得到不可压缩黏性流体的 Navier-Stokes 方程为:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

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

式中, ν 是运动粘度; \bar{u}_i, \bar{u}_j 为滤波后的速度分量; \bar{p} 为滤波后的压力; ρ 为流体密度; τ_{ij} 是亚格子应力。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3)$$

亚格子模型一般基于涡粘度模型:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

式中, τ_{kk} 是亚格子应力迹; ν_t 是相应运动粘度;在 Smagorinsky-Lilly 模型中, \bar{S}_{ij} 是应变率张量,且可写成

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

式中, $\nu_t = l_s^2 |\bar{S}_{ij}|, |\bar{S}_{ij}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$; l_s 是亚格子修正长度。

1.2 算例验证

本文中的阻力系数与升力系数计算公式为:

$$Cd = Cd_p + Cd_l = 2F_D / (\rho U^2 HD) \quad (6)$$

$$Cl = Cl_p + Cl_l = 2F_L / (\rho U^2 HD) \quad (7)$$

式中, Cd_p 与 Cd_l 分别为阻力系数的压力差部分与黏性力部分, Cl_p, Cl_l 分别为升力系数的压力差部分与黏性力部分; F_D, F_L 分别为阻力与升力; H, D 分别为

圆柱轴向高度和平均直径; P 为静压, P_∞ 为无穷远处压力, $P_\infty=0$; f_s 为涡脱落频率。压力系数 $C_p=2(P-P_\infty)/(\rho U^2)$, 斯托罗哈数 $St=f_s D/U$ 。

本文中选取光滑圆柱(UC)的网格模型来进行对比验证, 如图 1 所示。表 1 分析了时间步长, 圆周节点数及第一层网格尺寸对平均阻力系数和斯托罗哈数的影响。其中 Mesh1 为时间步长的影响, Mesh2 和 Mesh3 为第一层网格尺寸的影响, Mesh4 和 Mesh5 为圆周节点数的影响且对数值结果影响略大。对比分析了不同近壁面网格加密的网格模型的数值结果, 表明在计算结果吻合下, 网格模型 Mesh1 可以较好模拟流场。

从计算效率、资源消耗及数值计算结果的有效性角度考虑, 本文所有工况均选取 Mesh1 网格模型及时间步长为 0.005 s 进行网格划分。本文中时间步长符合克朗数 (CFL) 计算公式要求: $\Delta t=(CFL)\Delta x/U$, 因而可取时间步长为 0.005 s。本文中所有的 y^+ 值均小于 1, $y^+=u_s \Delta y_1/\nu$, 其中 u_s 为壁面摩擦速度, Δy_1 为第一层边界层网格厚度。圆柱为中心范围内的十字型加密区间采用 Otype 型, 加

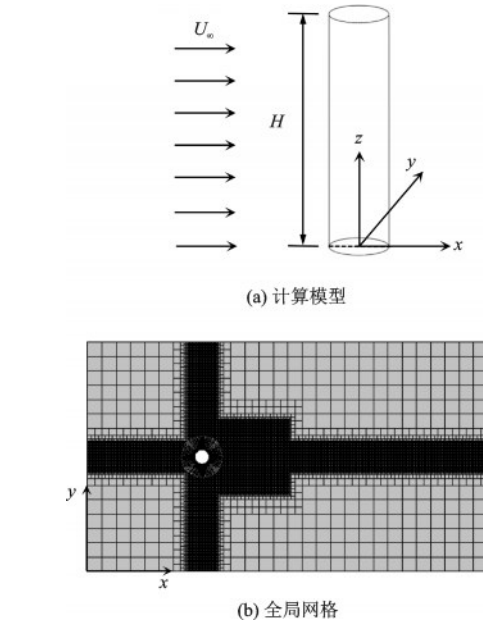


图 1 光滑圆柱计算模型和全局网格示意
Fig.1 Computing domain and schematic diagram of the meshes of unmodified cylinder

密区域为 $3D \times 3D$, 加密层数为 8 层。对靠近圆柱体壁面与尾流区的网格进行局部加密, 这样可以更好地刻画边界层处的流场。

表 1 时间步长与网格数量对平均阻力系数、斯托罗哈数的影响

Table 1 Effect of time-step and mesh number on mean drag coefficients and Strouhal numbers

网格模型	时间步长/s	圆周节点数	第一层网格尺寸/mm	网格数量	\bar{C}_d	St
Mesh1	0.005	240	0.318 2	4.24×10^6	1.033	0.210
Mesh1	0.010	240	0.318 2	4.24×10^6	0.996	0.210
Mesh1	0.015	240	0.318 2	4.24×10^6	1.045	0.212
Mesh2	0.010	240	0.100 0	4.24×10^6	1.043	0.211
Mesh3	0.010	240	1.000 0	4.24×10^6	1.020	0.208
Mesh4	0.010	160	0.318 2	2.73×10^6	0.931	0.220
Mesh5	0.010	320	0.318 2	6.41×10^6	1.085	0.209

将光滑圆柱(UC)绕流的数值模拟结果与文献 [11-13] 中数值计算结果进行对比分析(表 2), 以验证本文中的计算方法、计算模型及相关参数设置的

准确性和可靠性。

表 2 光滑圆柱数值计算结果验证

Table 2 Verification of numerical calculation results

	Re	\bar{C}_d	St
文献[11]	3.9×10^3	0.991	0.216
文献[12]	3.9×10^3	1.03	0.209
文献[13]	3.9×10^3	1.015	0.215
本文结果	3.9×10^3	1.034	0.213

注: \bar{C}_d 为顺流向流体力系数平均值; St 为斯托罗哈数

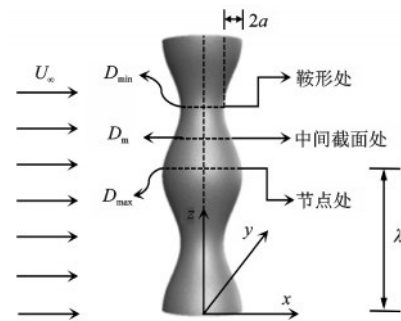


图 2 波浪型圆柱几何模型
Fig.2 Geometry model of the wave cylinder

2 问题描述

2.1 计算模型

本文研究的波浪型圆柱的几何外型如图2所示,其定义式为:

$$D_z = D_m + 2a \cos(2\pi z / \lambda) \quad (8)$$

$$D_m = (D_{\min} + D_{\max}) / 2 \quad (9)$$

式中, D_z 为波浪型圆柱轴向(z 方向)垂直截面直径; D_m 为波浪型圆柱的平均直径; D_{\max} 为波浪型圆柱轴向方向的最大截面直径, D_{\min} 为其最小截面直径; a 为波浪型圆柱表面正弦曲线的幅值且其值等于两个峰值之间的距离; λ 为波长。最大截面处称为节点处, 最小截面处称为鞍形处, 同时引入一个直径为 $1D_m$ 直圆柱作对比研究。本文主要针对3种不同波幅比 $a/D_m = 0.05, 0.125, 0.2$ 的工况与3种不同波长比 $\lambda/D_m = 1.8, 2.75, 5.0$ 的工况, 分析其尾流场物理量特性变化、流体力系数统计值变化、圆周平均压力变化等, 并且阐述不同工况下波浪型柱体对绕流特性的影响, 并阐述其流动控制的内在机制。所有比例尺寸均以 D_m 作为参照。

2.2 计算域与边界条件

与光滑圆柱不同的是: 本文选定的计算域尺寸为 $21D_m \times 10D_m \times 4D_m$, 其展向高度 $H = 4D_m$, 波浪型圆柱体的圆心为坐标原点。模型边界条件的设置为: 入口边界为速度入口 ($U = U_\infty, V = 0, W = 0$); 出口边界为压力出口; 圆柱体结构表面为无滑移壁面边界条件 ($U = 0, V = 0, W = 0$); 其余周边均为对称边界条件, 其展向节点数为84。

由图3可知, 不同工况下阻力系数平均值积分

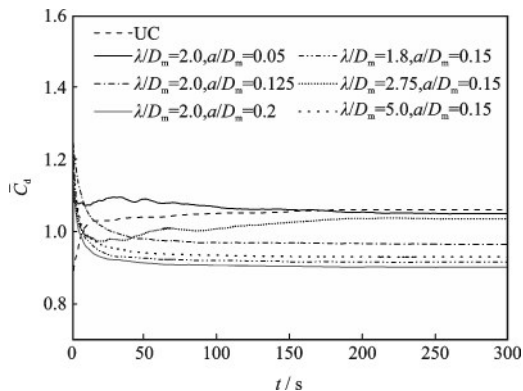


图3 不同工况下波浪型柱体结构阻力系数平均值积分曲线
Fig.3 Average drag coefficient integral curves of the wavy cylinders under different cases

曲线由陡峭逐渐趋于平稳, 则可认为在当前的模拟中采用的时间积分步长足以使阻力和其他流体变量收敛到它们的平均值^[7], 即可以提取相关物理量进行数据处理与分析。为了得到可靠的数据结果, 使涡脱落充分发展, 本文模拟总时间为300 s, 且数据采样的时间为 $t > 250$ s, 即在525个涡脱落之后, 共采样了110个涡脱落周期; 其中数据采集的时间间隔为0.005 s, 涡脱落周期为0.47 s。

3 计算结果与分析

3.1 流场分析

图4给出了亚临界雷诺数 $Re = 3900$ 条件下光滑圆柱与波浪型圆柱瞬时轴向三维涡结构 (ω_z)。从图4(a)中可以明显观察到光滑圆柱边界层卷缩并在其下游较近处开始分离, 形成旋涡并向后发展至成熟的肋状涡 (Riblike Vortice) 结构, 文献[2]的研究中也有相同的发现。然而大波长比工况下, 边界层在其尾流较远处才开始分离。当波长比 $\lambda/D_m = 2.75$ 时, 分界层分离位置与光滑圆柱工况相似, 如图4(a、c)所示。进一步分析, 当 $\lambda/D_m = 2.75$ 时, 其尾流涡结构形状与位置分布较为混乱, 呈现出较大紊乱性, 如图4(c)所示。对于波长比为1.8的波浪型圆柱, 其涡演化长度明显大于 $\lambda/D_m = 2.75$ 工况下, 此时柱体尾流区多尺度涡模式十分显著, 如图4(b)所示。

另外, 在尾流区不远处形成较为明显的涡管线 (Vortex Line), 该现象在文献[8]中也有提及。因此, 多尺度涡模式的转化与波浪型柱体波长特征相关的, 并对柱体绕流特性的涡结构控制机理产生影响。同时, 波浪形圆柱轴向方向的节点处、鞍形处及中间截面处的尾流结构呈现出强烈的三维效应。

图4(c、d)分别给出了 $a/D_m = 0.05$ 与 0.125 工况下三维瞬时轴向方向涡量 (ω_z)。由图可知, 柱体尾流旋涡发展沿着轴向方向呈现周期性变化, 并沿着柱体表面产生对称分布且正负交替的三维涡结构。较大波幅比 ($a/D_m = 0.125$) 工况下, 尾流区的大尺度和小尺度涡旋相互混合, 使尾迹比小波幅比 ($a/D_m = 0.05$) 工况的情况更加混乱, 这与尾流区流动控制机理存在一定的相关性。另一方面, 涡演化长度的变化也随波浪型柱体的波幅值增大而增大。不同波幅值的波浪型圆柱体的尾流特性也存在强烈的三维效应, 这种三维效应与柱体绕流控制机理是相互联系的。

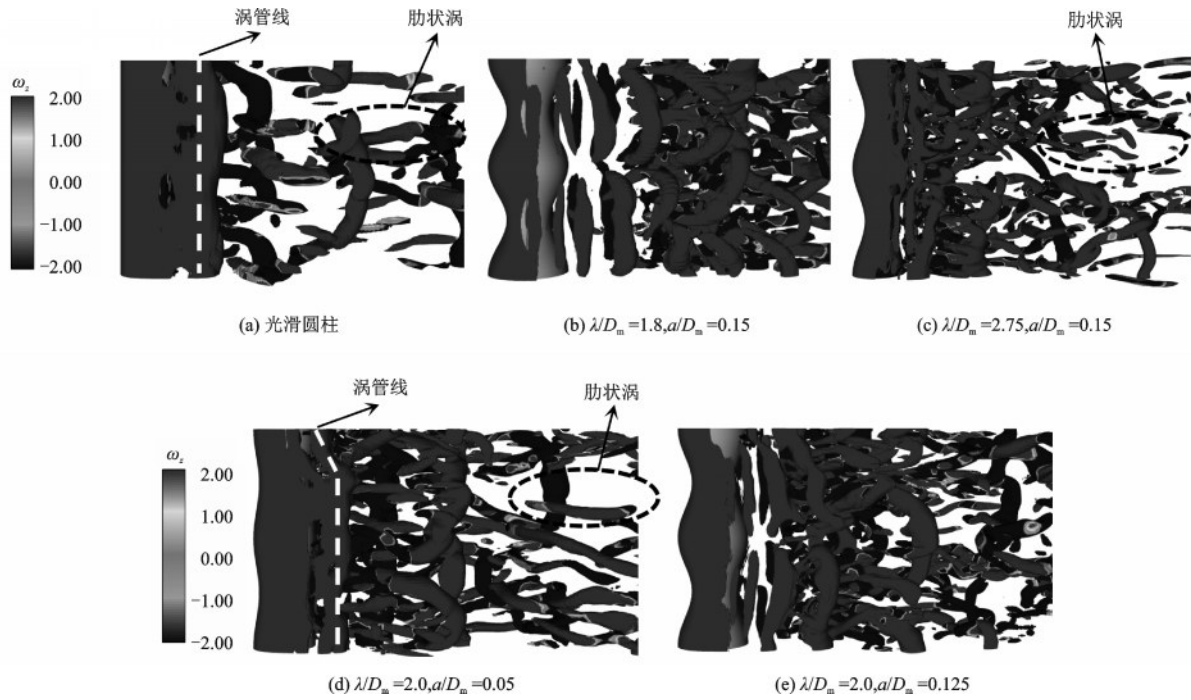


图4 不同波浪型柱体结构的三维涡结构变化图

Fig.4 Variations of 3-D vortex structures at different wavy cylinders and the unmodified one

3.2 尾流场速度分布

图5给出了柱体结构尾流区内特征位置为 $x/D_m=1.06$ 的顺流向时均速度分布图,并与已有文献结果^[2,10]进行了对比。由于尾流区顺流向时均速度分布沿顺流向方向呈现对称的U型或者V型分布,因此这里只取了尾流区 $y/D_m=0\sim 2$ 区间的速度分布。从图5可知,柱体结构尾流区在 $x/D_m=1.06$ 处,速度分布结构呈现U型的半对称趋势并且曲线逐渐会收敛至光滑圆柱工况,这与文献[10]的计算结果相同。从图5(a)中可知,与光滑圆柱工况相

比,波长比为5.0的波浪型柱体在节点处尾流区速度分布曲线出现延迟上升现象。另外,从图5(b)可看到波幅比的变化对柱体尾流区的速度分布模式影响较小。

图6中分别给出了波浪型柱波长比与波幅比为 $\lambda/D_m=1.8, a/D_m=0.15$ 与 $\lambda/D_m=2.0, a/D_m=0.125$ 两个工况的时均无量纲展向速度 W/U_∞ 随波长 z/λ 的变化曲线,同时与已有文献中实验结果^[2]进行了对比。值得注意的是,在节点和鞍形截面处的展向速度 W 为零,文献[2]中也发现了相同的结论。从鞍形截面到节点截面存在显著的展向方向波浪形

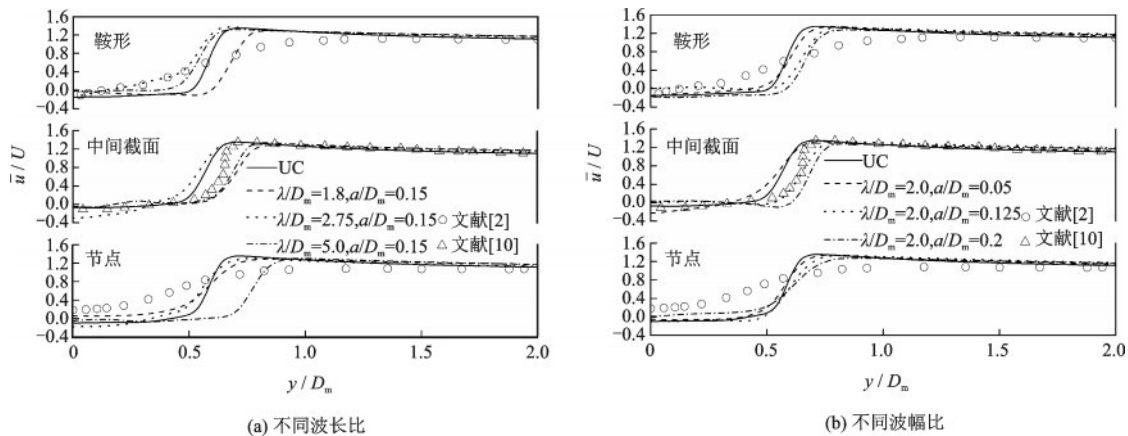
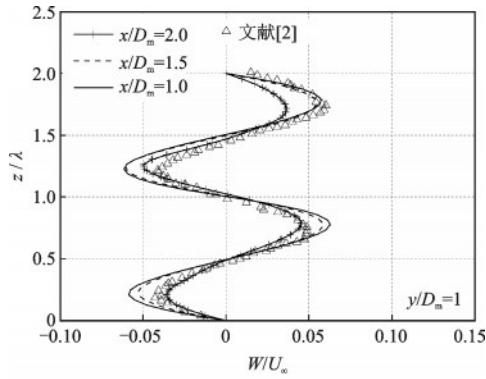
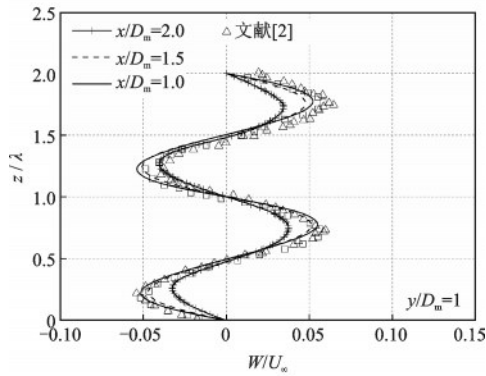


图5 不同工况下波浪型柱体结构尾流区 $x/D_m=1.06$ 顺流向时均流速

Fig.5 Time average streamwise velocity in the wake area of wavy cylindrical structure at $x/D_m=1.06$ under different cases



(a) $\lambda/D_m=1.8, a/D_m=0.15$



(b) $\lambda/D_m=2.0, a/D_m=0.125$

图6 不同工况下波浪型柱体结构尾流区 $y/D_m=1.0$ 展向时均流速

Fig.6 Spanwise time-average velocity in the wake area of wavy cylindrical structure at $y/D_m=1.0$ under different cases

状的流动模式,这种流动模式的速度分布也为波浪形柱体尾流中存在强烈三维特性提供了一定可靠度。流场三维特性在上节流场分析中也可观察到,如图4所示。

3.3 压力分析

图7分别给出了各圆柱体在3种波长比工况

下,鞍形、中间截面与节点处3个高度处截面平均压力沿圆周的分布特性。由于柱体几何构型和流场分布沿计算域顺流向中心连线是对称分布的,导致柱体的压力分布关于该中心连线对称。所有工况下,最高压力系数均位于 $\theta=0^\circ$ 的位置,然后平均压力值急剧下降,形成正压梯度,导致边界层加速流动。柱体表面压力在 $\theta=80^\circ\sim 90^\circ$ 附近达到最小值。在这个压力恢复范围内,边界层被逆压力梯度延迟,从而导致边界层分离。压力系数在大约 $\theta=90^\circ\sim 180^\circ$ 几乎保持不变。由于最小平均圆周压力的所处位置形状变化导致逆压梯度的转变,因此在最小截面处的自由剪切层分离会发生在最大截面处之前。在柱体鞍形处,3种波浪型圆柱体最小压力所对应的角度与数值由 $(60.8^\circ, -1.06)$ 变化至 $(61.6^\circ, -1.23)$ 最终到达 $(63.4^\circ, -1.07)$,且均小于光滑圆柱体工况下的结果 $(72.5^\circ, -1.33)$ 。另外,波长比为1.8工况的压力分布曲线几乎与波长比为5.0的压力曲线重合。然而波长比为2.75工况压力分布曲线会位于前面两工况压力曲线的下方并位于光滑圆柱工况的上方,如图7(a)所示。在柱体中间截面处,此时波长比为2.75工况压力分布曲线最小值点所对应的角度小于其他两种工况的数值,如图7(b)所示。值得注意的是,与最小截面处相比,中间截面处3种不同波长比工况的压力分布曲线驻点位置均出现角度“滞后”现象,具体表现为:柱体圆周压力值驻点位置由 67.7° 过渡到 72.5° 。

从图7(c)可知,在节点处,波长比为2.75工况下压力分布曲线的驻点位置过渡到极大值点且会大于光滑圆柱体的结果,说明在该工况下节点处压力系数对阻力系数的贡献值较大。并且截面高度特性 Z/λ 的比值增大时,压力分布曲线驻点位置的角度“滞后”现象更为明显。此外,在大约 $\theta=60^\circ$,鞍形处的 \bar{C}_p 值对总阻力的贡献比对节点处的负阻力更大。不同特征高度截面处“滞后”现象的差异性

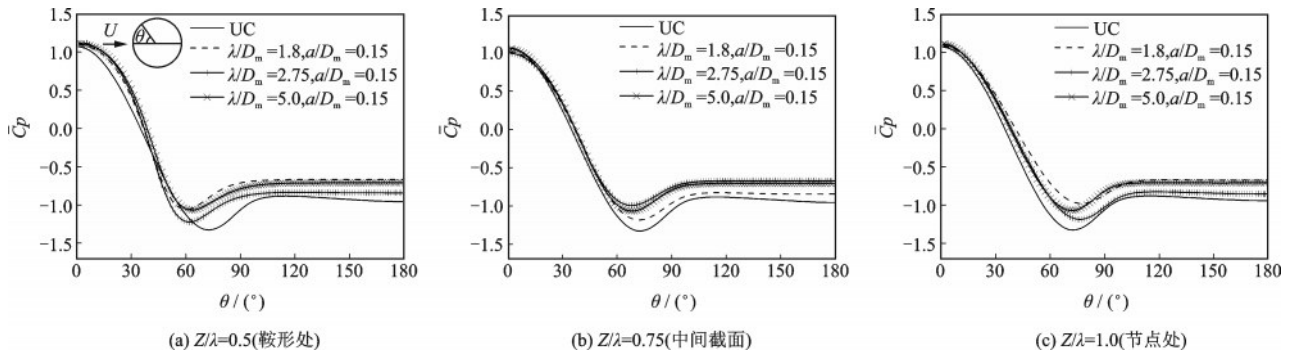


图7 圆柱体表面平均压力系数随波长比的变化

Fig.7 Variation of average pressure coefficient on the cylinder surface with the wavelength ratios

反映了其流动分离角不同,进而导致流动控制内在机制的变化。

图8分别给出了不同波幅比工况下, $Z/\lambda=0.5$ 、0.75与1.0不同高度处截面平均压力沿圆周的分布特性,并与理论结果^[7]进行对比。从图8可知,本文计算的结果曲线与文献^[7]结果吻合度较好,随着波幅比增大,柱体压力分布曲线在数值上存在明显的差异,但是在大致变化趋势上呈现一致性且与光滑圆柱体工况类似。随着截面高度特性 Z/λ 比值增大,压力分布曲线驻点位置的角度也出现了“滞

后”现象。尤其当波幅比逐渐增大时,3个截面处的时均压力会收敛到相同水平并且波幅值越大的波浪型柱体的收敛绝对压力值越小,且均大于光滑圆柱体工况的计算结果。当波幅比从0.05增大至0.2时,中间截面处的平均圆周压力系数最小值由-1.22增大至-0.92,节点处最小 \bar{C}_p 值从-1.21过渡到-0.93,并且鞍形处最小 \bar{C}_p 值从-1.24变化到-0.99。由此可知,波幅比越大的柱体其圆周平均压力系数对自身的总阻力贡献值越小,将导致波幅比越大的工况其流动控制效果越显著。

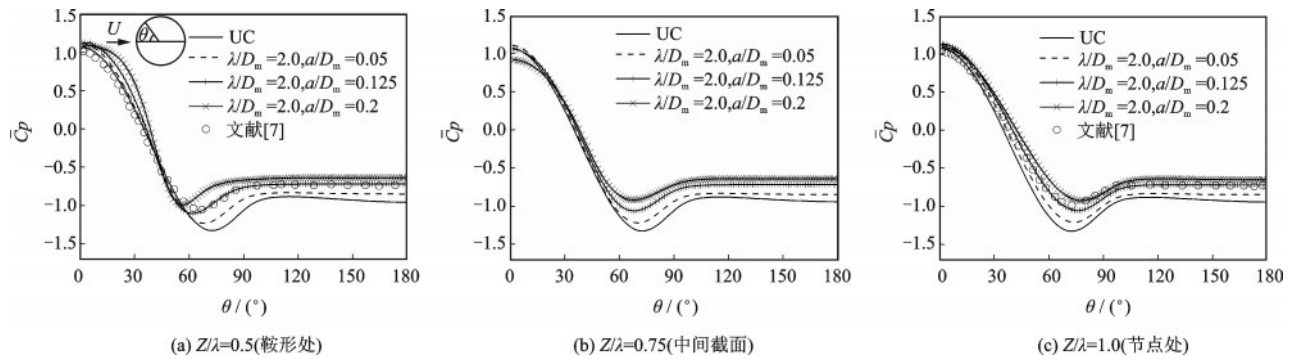


图8 圆柱体表面平均压力系数随波幅比的变化

Fig.8 Variation of average pressure coefficients on the cylinder surface with the wave amplitude ratios

为了进一步分析上述径向节点压力分布特性,图9与图10给出了不同工况下柱体圆周表面不同角度位置(0° 、 30° 、 45° 、 60°)的局部压力沿一个波长范围内轴向的分布图,其中 0° 位置称之为驻留点(Stagnation)。从图9与图10中可知,在 0° 的驻留点位置的局部压力系数在轴向的变化较小,并且可知其脉动值在1处附近波动并且在 $a/D_m=0.2$ 工况下

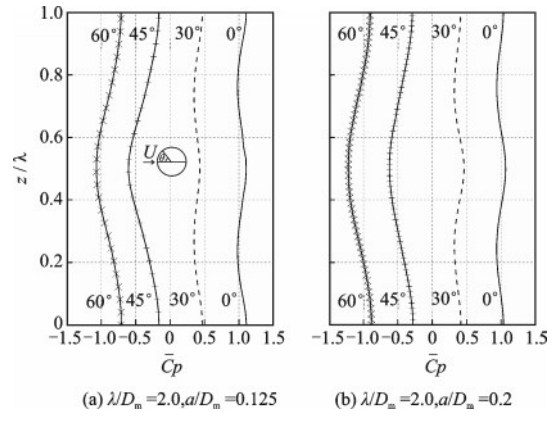


图10 不同波幅比工况局部压力分布

Fig.10 Distribution of local pressure under different wave amplitude ratios

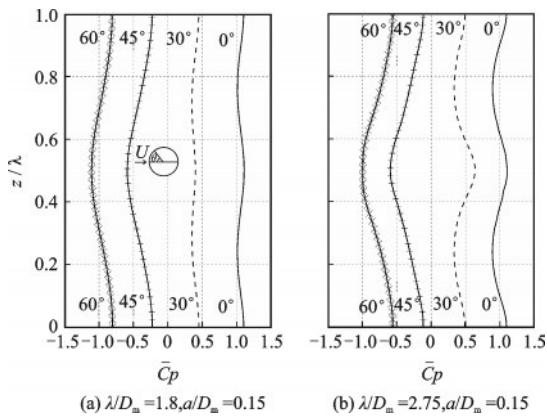


图9 不同波长比工况局部压力分布

Fig.9 Distribution of local pressure under different wavelength ratios

的波动范围更明显,可以推测波幅值 a/D_m 对这种波

动烈度发挥着重要作用。有趣的是, 0° 处 \bar{C}_p 值的变化经历了从节点到鞍形高度截面的波峰—波谷—波峰跃迁,并且在一个波长内产生多个波峰。另外,波浪型柱体 \bar{C}_p 最小值的出现在中间截面处,随着角度位置的增加 ($\theta > 30^\circ$) \bar{C}_p 最小值出现在鞍形截面处,而最大值始终出现在节点处。值得注意的是,所有工况的节点与鞍形截面处最大压力差出现在 45° 角度位置处。柱体的驻留点以及其他角度位

置的压力梯度方向与阻力作用方向相同,这也为柱体尾流区流动控制提供了内在机理。

3.4 流体力系数分析

图 11 给出了阻力系数平均值、黏性阻力与压差阻力平均值、升力系数均方根值随波长比的变化曲线,与光滑圆柱的数值结果及文献[6]中的计算结果进行对比分析。柱体结构阻力系数主要由柱体前后压强差与柱体表面黏性力两部分组成。 \bar{C}_d 与 C_l' 变化趋势大致相同,先开始逐渐增大并在 $\lambda/D_m=2.75$ 处分别达到最大值 1.04 与 0.15。当波长比增大时其值开始呈非线性衰减,这与文献[6]中的结果大致相同;但存在一些差异性,这可能是由于本文与文献中雷诺数、网格参数等参数的不同。值得注意的是, \bar{C}_d 值在波长比为 2.75 处与光滑圆柱工况结果很接近,与前面小节的分析结果相对应,说明了 $\lambda/D_m=2.75$ 时的波浪型圆柱流动控制效果并不明显,而实际上最佳尾流控制是在 $\lambda/D_m=1.8$ 处,此时阻力系数平均值减少了 12%,如图 11(a)所示。图 11(b)中给出了 3 种波长比为 1.8、2.75 与 5.0 的黏性阻力系数部分 \bar{C}_{d_f} 值的变化曲线,可知黏性阻力平均值随波长比增大而增大,其中在 $\lambda/D_m=5.0$ 时黏

性阻力占总阻力的 28.2%,而光滑圆柱的黏性阻力只占总阻力的 8.03%。压差阻力 \bar{C}_{d_p} 随波长比增大而减少,进一步分析可知波浪型柱体流动互扰机理不是在黏性阻力部分实现,而是在压差阻力部分实现。升力系数脉动性变化最大幅值在 $\lambda/D_m=5.0$ 处并且减少幅度达到 95%,如图 11(c)所示。这也进一步论证了 $\lambda/D_m=1.8$ 与 5.0 工况波浪型柱体对尾流区流动控制具有显著的积极作用。

图 12 给出了阻力系数平均值、黏性阻力与压差阻力平均值、升力系数均方根值随波幅比的变化曲线,且与 UC 结果及文献[3]中的计算结果进行了对比。通过对比可知本文结果与文献[3]的结论是相一致的,流体力统计值的变化趋势基本一致。阻力系数平均值 \bar{C}_d 在幅值 0.05 处达到极大值为 1.05,随后随幅值增大呈现非线性减少至最小值 0.89,最大减少幅度达 13%,说明了波浪型柱体的幅值改变对尾流区流动控制有较大有利影响,如图 12(a)所示。图 12(b)中也给出了 3 种波幅比为 0.05、0.125 与 0.2 时的黏性阻力系数 \bar{C}_{d_f} 值的变化曲线,可知黏性阻力平均值随波幅比变化趋势不明显,但波幅比越大黏性阻力占总阻力部分比值越大。而压差阻力随波幅比增大会显著减少,这进一步揭示了波浪

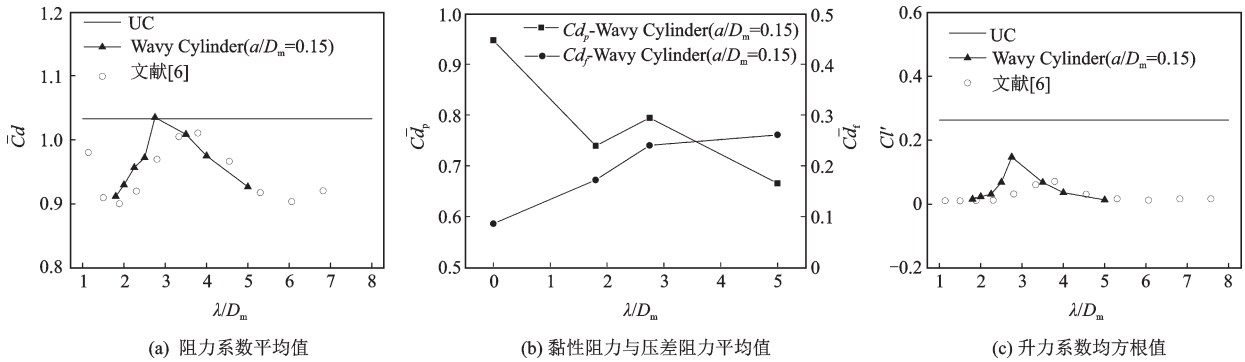


图 11 流体力系数随波长比的变化

Fig.11 Variation of fluid force coefficients with the wavelength ratios

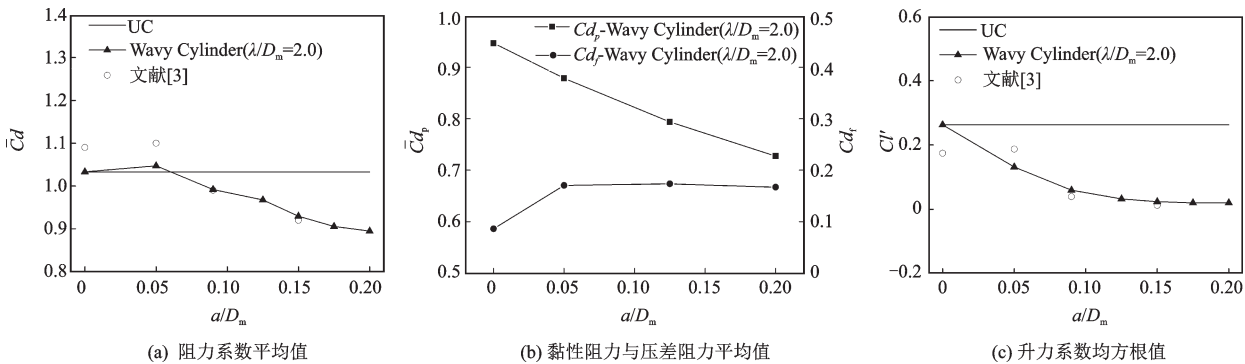


图 12 流体力系数随波幅比的变化

Fig.12 Variation of fluid force coefficients with the wave amplitude ratios

型柱体结构流动互扰机理主要体现在压差阻力部分。值得注意的是,升力系数均方根值 Cl 随幅值的改变而表现出缓慢的衰减趋势,并在值 $a/D_m=0.2$ 处达到最小值0.02,最大减少幅度达93%,表明幅值的增大对波浪型柱体抑制尾流区不稳定流动有较为理想的效果,如图12(c)所示。

4 结 论

本文主要分析波浪型柱体结构的形状参数(λ/D_m 与 a/D_m)对尾涡结构、尾流场分布特性、统计流体力学系数的影响,并对其内在耦合机理进行了解释。所得结论如下:

(1)波长比 $\lambda/D_m=2.75$ 工况的自由剪切层在其壁面下游附近开始分离形成涡脱落。对于波长比 $\lambda/D_m=1.8$ 工况,其涡演化长度明显大于光滑圆柱结果。另外,随着波浪型圆柱的波幅值增大,边界层延迟分离越明显。波浪型柱体尾流区顺流向时均速度分布沿顺流向方向呈现半对称的“U”型,而展向时均速度的变化趋势从鞍形截面到节点截面存在显著的展向方向波浪形状的流动模式。

(2)在相同波长比、不同波幅值条件下,随着截面高度特性 Z/λ 比值增大,压力分布曲线驻点位置的角度出现了“滞后”现象。在不同波长比条件下,节点处与中间截面处圆周平均压力系数变化呈现明显差异性,但其波动曲线总是位于光滑圆柱工况上方。展向方向节点压力沿竖向分布也呈现出波浪形趋势,这进一步说明了其存在强烈的三维效应。

(3)阻力系数平均值 \bar{C}_d 与脉动性升力系数 Cl 随波长比的改变而呈现出先增大后减少的趋势,并且 \bar{C}_d 在 $\lambda/D_m=2.75$ 处达到最大值1.04;而 \bar{C}_d 与 Cl 随波幅值增大迅速衰减。柱体结构流动控制主要在压差阻力部分实现。

参考文献:

[1] Demartino C, Ricciardelli F. Aerodynamics of nominal-ly circular cylinders: A review of experimental results for Civil engineering applications[J]. Engineering Structures, 2017, 137: 76-114.

[2] Lam K, Wang F H, So R M C. Three-dimensional nature of vortices in the near wake of a wavy cylinder[J]. Journal of Fluids and Structures, 2004, 19 (6) : 815-833.

[3] 邹琳,林玉峰.亚临界雷诺数下波浪型圆柱绕流的数值模拟及减阻研究[J].水动力学研究与进展,2010,25(1):31-36.

Zou L, Lin Y F. Numerical simulation of turbulent flow around wavy cylinders at a subcritical Reynolds number and the investigation on drag reduction[J]. Journal of Hydrodynamics, 2010, 25(1): 31-36.(in Chinese)

[4] 邹琳,汪秒,熊灿,等.三维波浪型斜拉索横向受迫振荡数值研究[J].应用力学学报,2016,33(5):813-819.

Zou L, Wan M, Xiong C, et al. Numerical study on lateral forced oscillation of three-dimensional wave type stay cable [J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2016, 33(5): 813-819.(in Chinese)

[5] 龚细斌.波浪形圆柱涡激振动机理的数值研究[D].武汉:武汉理工大学,2014.

Gong X B. Numerical investigation on vortex-induced vibration mechanism of a wavy cylinder[D]. Wuhan: Wuhan University of Technology, 2014.(in Chinese)

[6] Lin Y F, Bai H L, Alam M M, et al. Effects of large spanwise wavelength on the wake of a sinusoidal wavy cylinder [J]. Journal of Fluids and Structures, 2016, 61: 392-402.

[7] Zhang K, Hiroshi K, Zhou D, et al. Numerical study on the effect of shape modification to the flow around circular cylinders[J]. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2016, 152: 23-40.

[8] Zhang K, Hiroshi K, Zhou D, et al. Large eddy simulation of flow over inclined wavy cylinders[J]. Journal of Fluids and Structures, 2018, 80: 179-198.

[9] New T H, Shi S X, Liu Y Z. On the flow behaviour of confined finite-length wavy cylinders[J]. Journal of Fluids and Structures, 2015, 54: 281-296.

[10] Yan T, Wang R, Bao Y, et al. Modification of turbulent wake characteristics by two small control cylinders at a subcritical Reynolds number[J]. Physics of Fluids, 2018, 30: 105106.

[11] 赵伟文,万德成.用SST-DES和SST-URANS方法数值模拟亚临界雷诺数下三维圆柱绕流问题[J].水动力学研究与进展,2016,31(1):1-8.

Zhao W W, Wan D Ch. Numerical study of 3D flow past a circular cylinder at subcritical Reynolds number using SST-DES and SST-URANS [J]. Journal of Hydrodynamics, 2016, 31(1): 1-8.(in Chinese)

[12] 战庆亮,周志勇,葛耀君. $Re=3900$ 圆柱绕流的三维大涡模拟[J].哈尔滨工业大学学报,2015,47(12):75-79.

Zhan Q L, Zhou Zh Y, Ge Y J. 3-Dimensional large eddy simulation of circular cylinder at $Re=3900$ [J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2015, 47(12): 75-79.(in Chinese)

[13] Lehmkuhl O, Rodríguez I, Borrell R. Low-frequency unsteadiness in the vortex formation of a circular cylinder[J]. Physics of Fluids. 2013, 25(8): 290-304.

(本文责编:赵霞)