

二维圆柱涡激振动数值模拟中 湍流模式适用性的探讨

曾攀, 袁德奎*, 杨志斌, 刘长根

(天津大学 机械工程学院力学系, 天津 300354)

摘要:采用 RANS 结合 4 种湍流模型对低质量比单自由度涡激振动进行数值模拟, 对比分析其对该问题的适用性。用四阶 Runge-Kutta 法离散运动方程, 基于动网格技术处理圆柱振荡引起的网格运动, 并对壁面条件的处理进行了细致分析。根据 Williamson 水槽实验, 从振幅比、频率比响应、水动力系数及相位突变、尾涡模式等方面对比分析了 4 种模型的性能和表现, 结果表明 Standard $\kappa\text{-}\omega$ 模型与实验差异较大; 目前本类研究中运用较少的 Realizable $\kappa\text{-}\epsilon$ 模型也是可以适用于涡激振动计算的; $\kappa\text{-}\omega$ 系列模型得到的最大振幅 (0.55D) 小于 $\kappa\text{-}\epsilon$ 系列模型的结果 (0.87D); SST $\kappa\text{-}\omega$ 模型以及 2 种 $\kappa\text{-}\epsilon$ 模型都反映出锁定区振动频率 f_{ex} 与泄涡频率 f_{st} 分离, 其中 SST $\kappa\text{-}\omega$ 模型较为接近实验结果; 尾涡模式上, SST $\kappa\text{-}\omega$ 模型在各个分支与实验结果一致; 总之, 各种模型针对不同物理现象各有优势和缺陷。

关键词: 涡激振动; 低质量比; 湍流模型; 数值模拟

中图分类号: P751

文献标识码: A

文章编号: 1671-6647(2018)01-0055-12

doi: 10.3969/j.issn.1671-6647.2018.01.005

圆柱(如深海柔管)的流致涡激振动(Vortex Induced Vibration, VIV)是海洋工程领域中一类常见而又重要的现象。涡激振动是一个复杂的、多自由度、强非线性的自激自限现象, 是柱体绕流中脉动升力和阻力与柱体相互作用的结果。在一定的雷诺数区间, 圆柱尾部漩涡泄放的频率不再满足斯特罗哈数(St)关系式, 而是被柱体的固有频率所“捕获”, 即进入锁定(lock-in)或同步(synchronize)状态。锁定段的初期, 往往会伴随着振幅的跳跃式增加, 这可能导致柱状结构的疲劳损伤, 进而引发一系列的工程事故。随着油气资源的开采逐渐转向深海, 对低质量比圆柱涡激振动的研究也显得更为迫切。

Feng^[1]最早在风洞中开展了高质量比低阻尼比的横向涡激振动实验, 该实验发现了振动的 2 个响应分支, 并观测到分支切换的迟滞(Hysteretic loop)现象。由于以采油立管为代表的低质量比圆柱的振动响应有更广泛的工程应用背景, 此后的相关实验多在水槽中开展。Williamson 团队借鉴 Feng 的实验设计开展了大量低质量比圆柱实验^[2-5], 发现随着质量比的降低, 在初始分支以及下端分支中间出现了一个响应上端分支(Upper branch), 并观测到初始分支与上端分支切换的迟滞现象以及上端分支向下端分支跳转时升力与位移间相位角的突变。Williamson 认为迟滞与对应尾涡模式有关。已有的实验不仅增进了对圆柱涡激振动的特征和机理的认识, 也为检验和发展相应的数值模拟方法奠定了基础。

在数值模拟方面, RANS 与二阶湍流模型相结合是目前主流的研究手段。多种湍流模型都在圆柱涡激振动的数值模拟中得到应用, 其效果不尽相同。Guilmineau 和 Queutey^[6]采用 RANS 的方法探讨了不同初

收稿日期: 2016-11-22

资助项目: 天津市自然科学基金重点项目——渤海叶绿素分布的年际变化特征及其水动力输运机理(16JCYDJC39400)

作者简介: 曾攀(1992-), 男, 福建泉州人, 硕士研究生, 主要从事柱体涡激振动问题以及海洋工程的数值模拟方面研究。

E-mail: 2015201147@tju.edu.cn

* **通讯作者:** 袁德奎(1972-), 男, 四川成都人, 研究员, 博士, 主要从事近海水动力和水环境问题的数值模拟方面研究。

E-mail: dkyuan@tju.edu.cn

(陈靖 编辑)

始条件下各响应分支对应的尾涡模式,并观测到了迟滞现象。Wanderley 等^[7]用 κ - ϵ 湍流模型结合迎风 TVD 格式研究了涡激振动的振幅和频率响应特征,得到了较好的结果。李骏和李威^[8]用 SST κ - ω 模型并结合 Newmar κ - β 积分法求解振动方程,通过与 Williamson 实验的结果进行比较,发现用该方法能够模拟出振幅随约化速度的变化趋势,但对于上端响应分支的捕捉结果并不好。潘志远和崔维成^[9]基于 Fluent 的动网格技术,用 RNG κ - ϵ 模型成功地模拟出涡激振动差拍、迟滞效应等现象,且受力和振动响应与实验结果吻合良好,但并未捕捉到上端分支与下端分支的间歇切换。唐友刚等^[10]用 RNG κ - ϵ 模型结合四阶 Runge-Kutta 法对高雷诺数涡激振动进行了数值计算,其得到的锁定区间较大,表明高雷诺数下深海立管更容易进入共振状态。虽然目前的湍流模型均不具备普适性,但针对圆柱涡激振动这一特定的物理现象,比较分析不同湍流模型的适用性,对相关工程问题仍是有重要价值的。

本文在已有研究的基础上,依据 Khalak 和 Williamson^[2]的实验,对 4 种设计理论上适用于涡激振动问题的湍流模型(Standard κ - ω , SST κ - ω , RNG κ - ϵ 和 Realizable κ - ϵ)开展了系统的数值实验,对比分析了振幅、频率比、水动力系数、尾涡模式等关键参数和特征,总结了不同湍流模型在圆柱涡激振动模拟中的适用性并试图给出一定的解释。

1 数学模型

1.1 流动控制方程

考虑到本研究问题中刚性圆柱振动的轴向相关性,基于切片法可将流动问题近似为:不可压缩流体在与圆柱轴线垂直的平面内的二维流动^[8],可写出如下的雷诺平均的 N-S 方程(RANS):

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial (-\rho \overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \end{cases}, \quad (1)$$

式中: \bar{u} 和 ρ 分别为平均速度以及密度(速度除脉动值乘积的时均值外,后文去掉时均值上的“—”符号), μ 为流体的动力学黏度, P 为流动压强。 $-\rho \overline{u_i' u_j'}$ 为雷诺应力项,该项的存在导致方程组不封闭。为了求解,通常基于 Boussinesq 假定引入湍流模型来封闭方程组。

1.2 湍流模型

根据引入的湍流特征量的不同,可以用不同的涡黏模型进行模式化。考虑到模型数学设计上的适用性以及诸多学者的研究所采用的方法,标准 κ - ω , SST κ - ω , RNG κ - ϵ 和 Realizable κ - ϵ 四种湍流模型对圆柱涡激振动问题的适用性相对较好。本文也重点针对这 4 种模型进行对比分析。

1.2.1 标准 κ - ω 模型

基于 Wilcox^[11]提出的 κ - ω 模型,并做了低雷诺数(Re)、压缩性、和剪切流动修正:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \end{cases}, \quad (2)$$

式中: G_k 和 G_ω 是产生项, Y_k 和 Y_ω 是耗散项, S_k 和 S_ω 是广义源项。 κ - ω 模型对湍流黏度的定义为 $\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$, 其中 α^* 的子模型展开式包含了低雷诺数修正。

标准 κ - ω 模型在黏性子层的数值稳定性高于标准 κ - ϵ 模型,且 ω 在壁面不需要显式的衰减函数。求解

的 k 和 ω 包含压缩性、自由剪切项,对于流速缓慢时存在逆压梯度的分离式流动该模型的模拟结果较好。

1.2.2 SST κ - ω 模型

SST (Shear Stress Transport) κ - ω 模型是基于标准 κ - ω 模型的一个改进模型。通过一个混合函数使得近壁面处采用 κ - ω 模型,而远离壁面的充分湍动区采用高雷诺数 κ - ϵ 模型,输运方程如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + u_i \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + u_i \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_i} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{cases} \quad (3)$$

模型对湍流黏度的定义考虑了湍流剪切力的输运:

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)}, \quad (4)$$

式中: $a_1 = 0.31$, $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$, $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, $F_2 = \tanh(\Phi_2^2)$, $\Phi_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)$ 。详见文献 [12]。为了更好地模拟逆压梯度流,该模型在对湍流黏度以及两个湍流普朗特数的设计时,都考虑了湍流剪切力效应。因此,SST κ - ω 模型在模拟逆压梯度、边界层分离、近壁区的绕流旋流等有较大优势。

1.2.3 Realizable κ - ϵ 模型

可实现 (Realizable) κ - ϵ 模型由 Shih 等^[13] 提出,在涡激振动问题中尚未普及使用。其输运方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \epsilon + G_b - Y_M + S_k \\ \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \epsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \rho C_1 S_\epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b + S_\epsilon \end{cases}, \quad (5)$$

式中: $\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1.2$, $C_2 = 1.9$, $C_1 = \max\left(0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}\right)$, $\eta = (2E_{ij} \cdot E_{ij})^{\frac{1}{2}} \frac{k}{\epsilon}$, $E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ 。

湍流黏度的定义:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (6)$$

Realizable κ - ϵ 模型的 ϵ 方程中不再包含 k 方程的产生项,且表征雷诺应力的项也不在方程中出现,这有利于不同尺度的涡之间进行能量输运;公式(6)中 C_μ 还可进行展开,其子模型中包含了对曲率与旋转流动的考虑;而且该模型对雷诺应力项单独设置了数学约束条件,以此来保证雷诺应力与真实湍流场的一致性。Shih^[13] 认为该模型可以较好地模拟旋流、强流线弯曲、带强压力梯度边界层流动和分离流等。

1.2.4 RNG κ - ϵ 模型

RNG κ - ϵ 模型是由 Yakhot 和 Orzag^[14] 将非稳态动量方程对平衡态作 Gauss 统计展开,再对脉动频谱滤波处理,推导得到的高雷诺数模型。其输运方程形式同标准 κ - ϵ 模型完全一致,不赘述。然而其模型系数是由理论得到,并考虑了低雷诺数效应以及加入了旋流修正的子模型,因此有更好的精确性。在 ϵ 方程的生成项系数中用主流的时均应变率进行模式化,使得系数不但反映了流动状况,而且还反映了空间位置的变化。该模型为湍流普朗特数提供了解析公式,同时模型的黏性公式也考虑了低雷诺数数和旋转效应,但这些公式的优化效果很大程度上决定于近壁区域的网格质量以及边界层的处理。

该模型的上述修正,使得它可以更好地处理强旋流、分离流、强流线弯曲以及有大畸变的流动。这些优势也被诸多学者所证实^[15]。

1.3 单自由度结构非线性振动控制方程

基于刚性圆柱振动的轴向相关性以及为了减少计算量,可将模型简化为二维振动系统,如图 1 所示。则单自由度横向涡激振动问题在均匀来流下圆柱振动的控制方程:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + ky = F_y(t), \quad (7)$$

式中： c 为阻尼， k 为系统刚度， $F_y(t)$ 为横向升力，可对圆柱受力沿边界积分得到。

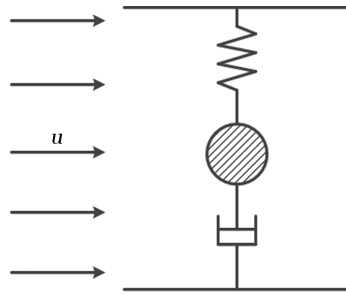


图1 单自由度横向振动的物理模型

Fig.1 The physical model of single degree of freedom transverse vibration

2 模型设置及求解方法

本文参照 Williamson^[2] 的试验参数，定义圆柱直径 $D=0.038$ 1 m，质量比 $m^*=2.4$ ，阻尼比 $\xi=0.005$ 4，约化速度为 2~14，对应雷诺数在亚临界范围。

弹性支承的单自由度涡激振动问题简化为图 2 所示的计算网格模型。其中，网格计算域上边和右边离圆柱圆心距离分别为 $10D$ 和 $30D$ 。整个计算域矩形长 $40D$ ，宽 $20D$ 。这样的设置足够保证计算开边界对绕流流场无影响。采用混合网格画法，在圆柱外做 $4D$ 半径的大圆，该区域为结构化网格，在振动时随着圆柱移动以保证边界层网格的稳定。其余区域为三角形非结构网格，以满足动网格弹性光顺和局部重构技术的要求。交界面采用正则网格画法，并且对圆柱周边网格进行加密。

左边界为均匀流速度入口 (velocity inlet)；右边界为充分发展的自由出流 (outflow)；两侧为对称边界条件 (symmetry)，即 $\frac{\partial u_1}{\partial y} = 0, u_2 = 0$ ；圆柱表面为无滑移边界条件 (wall)。

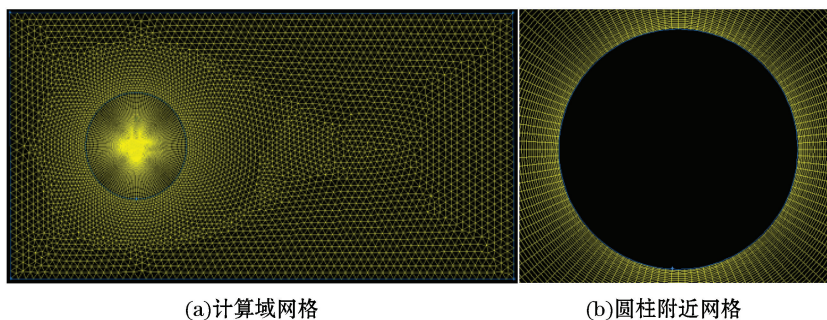


图2 网格模型

Fig.2 Grid model

采用有限体积法求解涡激振动流场，对流项采用二阶迎风格式时间离散采用二阶隐式格式，同时用 SIMPLEC 算法求解压力速度耦合方程。结构振动方程则是采用四阶 Runge-Kutta 数值方法计算。具体过程为：在一个时间步内，以 Fluent 软件求得流场；通过对软件进行二次开发，基于 C 语言环境编写 UDF 代码实现环向积分得到升力并代入结构振动方程中，求解振动方程而后通过宏函数传递速度信息给求解器；再用

动网格功能实现网格更新,如此反复迭代。

3 计算结果及分析

考察了湍流模型在模拟低质量比涡激振动上的精度,实验结果都是参照 Khalak 和 Williamson^[2] 的数据。由上文所述,高雷诺数模型要发挥其改进优势,需要配合较好的壁面边界处理,因此先对适应的边界处理方法进行了讨论,本文主要考察了 3 种壁面函数(standard wall function, enhanced wall treatment, non-equilibrium wall function)选取的不同对计算的影响,并考察了无量纲网格高度 y^+ 的差异导致的计算精度的不同。先优化针对低质量比涡激振动高雷诺数模型的边界处理,再以此为基础讨论湍流模型的差异。

3.1 采用不同边界处理的计算结果

本节研究了 3 种壁面函数以及对应的 y^+ 对计算结果的影响,并从计算精度以及计算效率出发选取最优的壁面处理方法,无量纲速度为 $U^* = 9$ 。

根据经验,不同的壁面函数对 y^+ 的取值要求不同,标准壁函数要求 y^+ 大于 15,接近 30 为宜;非平衡和增强型壁函数要求 y^+ 是 1 的量级。计算中先采用经验公式:

$$y^+ = 0.172 Re^{0.9}(y/D), \quad (8)$$

而后根据计算结果调整网格尺寸直到满足所需要的 y^+ 值。采用 A, B 两组工况,分别研究了不同壁面函数、 y^+ 的影响。所得结果如表 1 所示:

表 1 不同边界处理的结果及对比

Table 1 The results and comparison of different boundary treatment

工 况	A 组			B 组					文献数据对比	
	A1	A2	A3	B1	B2	B3	B4	B5	文献[16]	文献[2]
壁面函数	Standard	Enhanced	Non-equilibrium	Enhanced	Enhanced	Enhanced	Enhanced	Enhanced		
y^+	30	4	4	5	4	3	2	1		
近壁网格数	3 000	8 040	4 200	6 480	8 040	10 800	13 200	15 600		
总网格数	10 570	15 880	11 770	14 164	15 880	18 840	21 438	24 010		
无量纲振幅 A^*	0.041	0.586	0.480	0.507	0.586	0.600	0.666	0.696	0.588	0.596
频率比 f^*	1.753	1.050	0.952	1.067	1.05	1.05	1.033	1.033		1.392

注:空白表示无数据

从表中 A 组工况可以看出,标准壁面函数计算得到的振幅响应很小,并未发现锁定现象,与实验结果差异较大。而增强型壁函数得到的结果较接近实验数据。B 组对比了不同 y^+ , 从中可以看到 y^+ 取值为 3 时结果与前人的一致性最好。因此,在下文使用高雷诺数模型时均使用 B3 工况的壁面边界处理方法。

3.2 不同湍流模型的计算结果

对上述 4 个湍流模型进行了数值计算,将从振幅响应、频率比、水动力系数、尾涡模式四个方面对比结果的差异。

3.2.1 涡激振动的振幅响应和频率比

涡激振动的振幅和频率比一直是数值模拟关注的重点。从图 3a 中可知,4 个湍流模型的趋势和实验结果大体相似。其中 Standard $\kappa-\omega$ 模型得到的振幅响应较小,但下端分支尾部与实验结果较为接近;SST $\kappa-\omega$ 模型在上端分支的模拟存在缺陷,这是由于模型引入抹去了湍流的随机效应。若不考虑上端分支,其与实

验结果的走势最为接近;2种 κ - ϵ 系列的模型得到的结果没有明显的差异,并且得到的振幅响应最大,更接近实验的上端响应,达到 $0.87D$ 。这是由于在锁定共振区圆柱周围旋流效应显著,流线弯曲加强,2种 κ - ϵ 模型重点考虑了强旋流,且上文对边界处理进行了讨论也使得模型对近壁流动的适应性更好,因此得到的响应最大。初始、上端分支的切换大约在 $[3,4]$,上端分支跳转到下端分支大约发生在 $[5,6]$,脱离锁定位置大约为 $U^* = 10$ (从图 3b 也可看出)。整个锁定区间为 $U^* \in [3.75, 11)$,与文献[3]结果 $U^* \in [4, 11]$ 很接近。

图 3b 给出了频率比随 U^* 的变化。可以发现 Standard κ - ω 模型频率一直在固定圆柱脱涡频率 f_{st} 附近,几乎得不到经典的锁定现象,因此认为 Standard κ - ω 模型不适用于低质量比圆柱涡激振动的计算,下文也不再对此模型进行讨论。SST 模型以及两种 κ - ϵ 模型都反映出锁定区振动频率 f_{ex} 与泄涡频率 f_{st} 分离,并分别被固定在 $f^* = 1.13$ 以及 $f^* = 1.05$ 附近,这是由于附加质量的影响导致固有频率的变化,共振时频率比不会等于 1。实验得到锁定区间的 $f^* \approx 1.4$,因此 SST 模型的结果较为接近实验值。存在误差的主要原因是由于共振区圆柱振幅较大,轴向相关性减弱柱体三维效应突出,因此二维模型会有一些的误差;脱离锁定后振动频率又回到 f_{st} 附近。

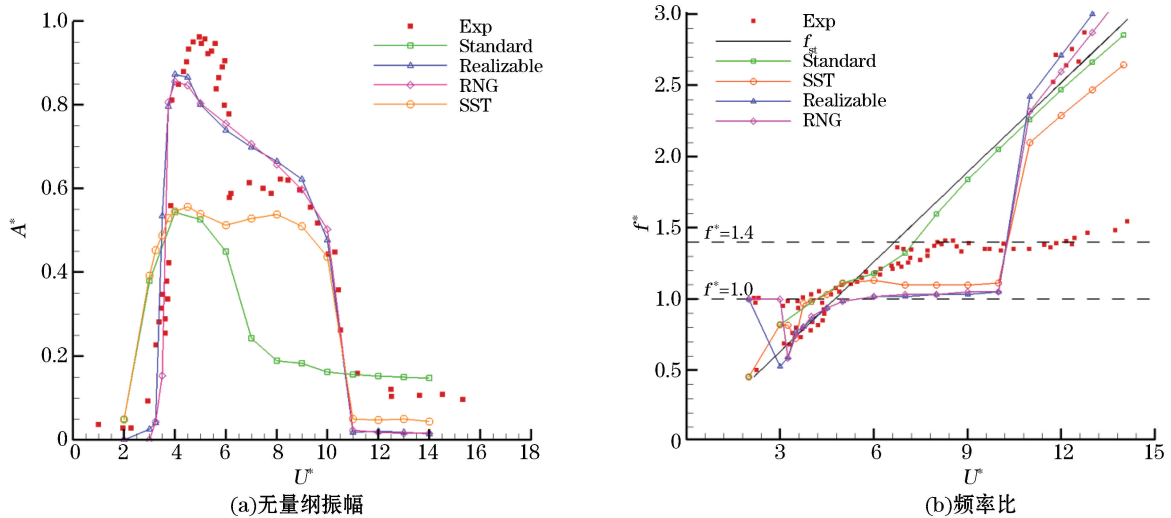


图 3 不同约化速度下圆柱的无量纲振幅和频率比

Fig.3 Normalized amplitude and frequency response as a function of normalized velocity

3.2.2 水动力系数

图 4~图 6 给出了不同湍流模型下,4 个计算工况阻力系数 C_d 、升力系数 C_l 、无量纲横向位移 y/D 的时间历程曲线,分别为 $U^* = 3.5, 4, 10, 13$,位于振幅响应的初始、上端、下端分支以及解锁区。本节主要分析各自的水动力系数变化和相位变化情况。

对于 SST 模型,在初始段位移、阻力和升力都有明显的“拍”现象,说明此时位于过渡区,位移响应较小;随着流速增大并进入锁定区,阻力系数以及振幅有所增大,开始呈现出规则的简谐状态;在下端分支阻力系数大幅减小且振荡范围缩小;随后在 $U^* = 13$ 时,阻力、升力有所减少而且位移响应相比锁定区大幅下降,圆柱处于解锁区域。

Realizable κ - ϵ 模型在初始段位移已经较大;当 $U^* = 4$ 时,位移响应达到最大;在下端分支同样观察到了拍频振动,同时升力、阻力大幅减小;脱离锁定区,阻力减小且变化趋于平缓,升力幅值变化不大,但由拍振动转变为理想简谐振动。

RNG κ - ϵ 模型在初始支升力、阻力和位移也呈现出“拍”现象;而后都变为稳定振动,阻力振动趋势逐渐减小直至脱离锁定区。

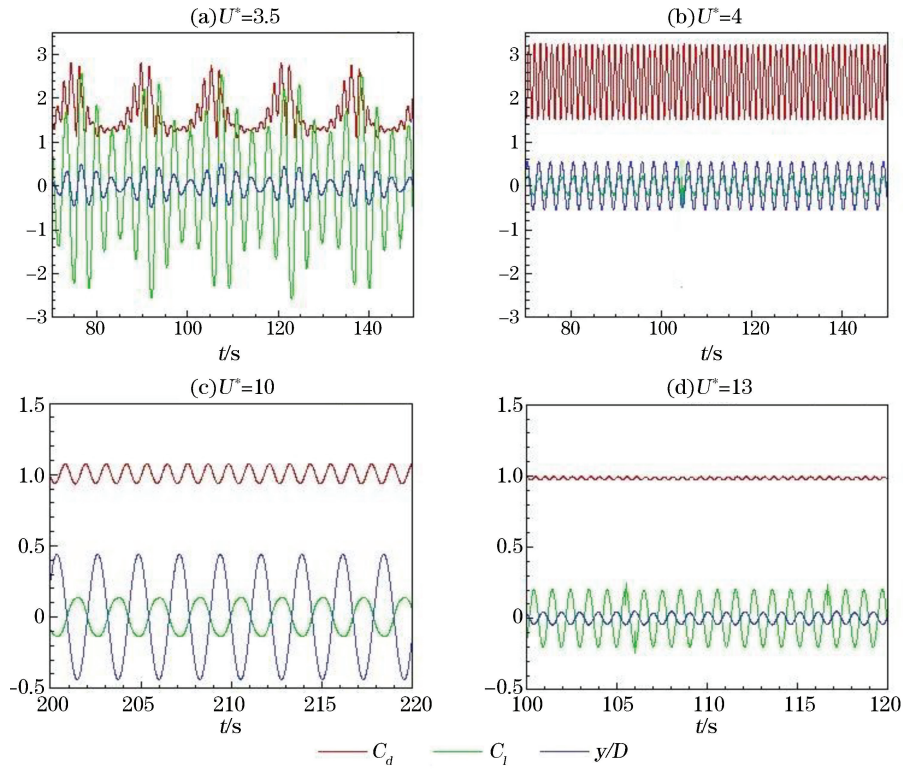


图 4 SST $\kappa\text{-}\omega$ 模型不同约化速度下 $C_d, C_l, y/D$ 的时间曲线

Fig.4 Time history of $C_d, C_l, y/D$ as a function of normalized velocity based on SST $\kappa\text{-}\omega$ model

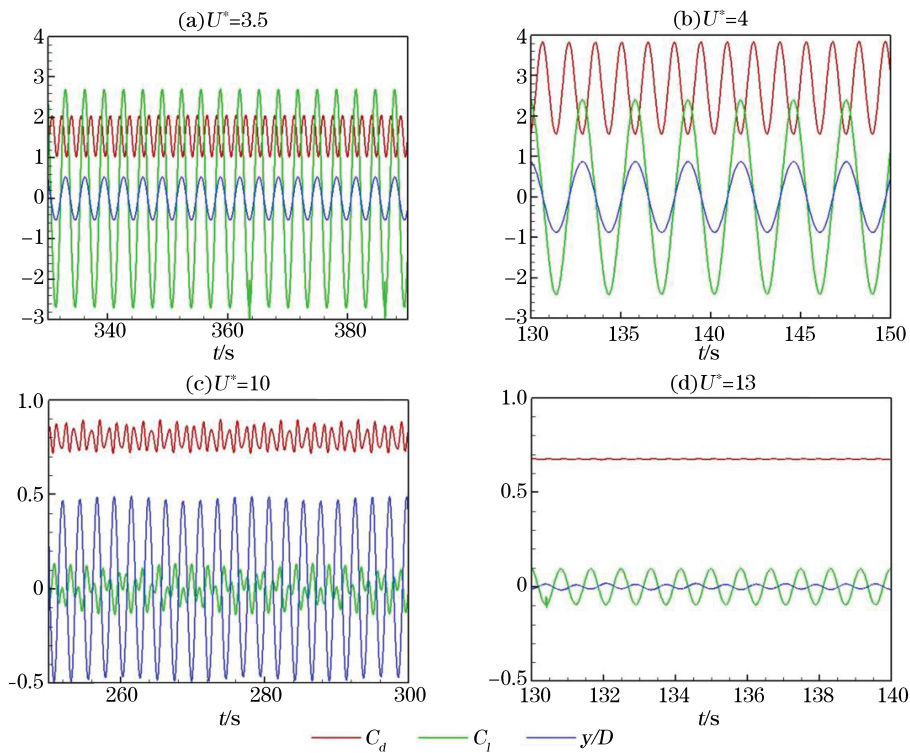


图 5 Realizable $\kappa\text{-}\epsilon$ 模型不同约化速度下 $C_d, C_l, y/D$ 的时间曲线

Fig.5 Time history of $C_d, C_l, y/D$ as a function of normalized velocity based on Realizable $\kappa\text{-}\epsilon$ model

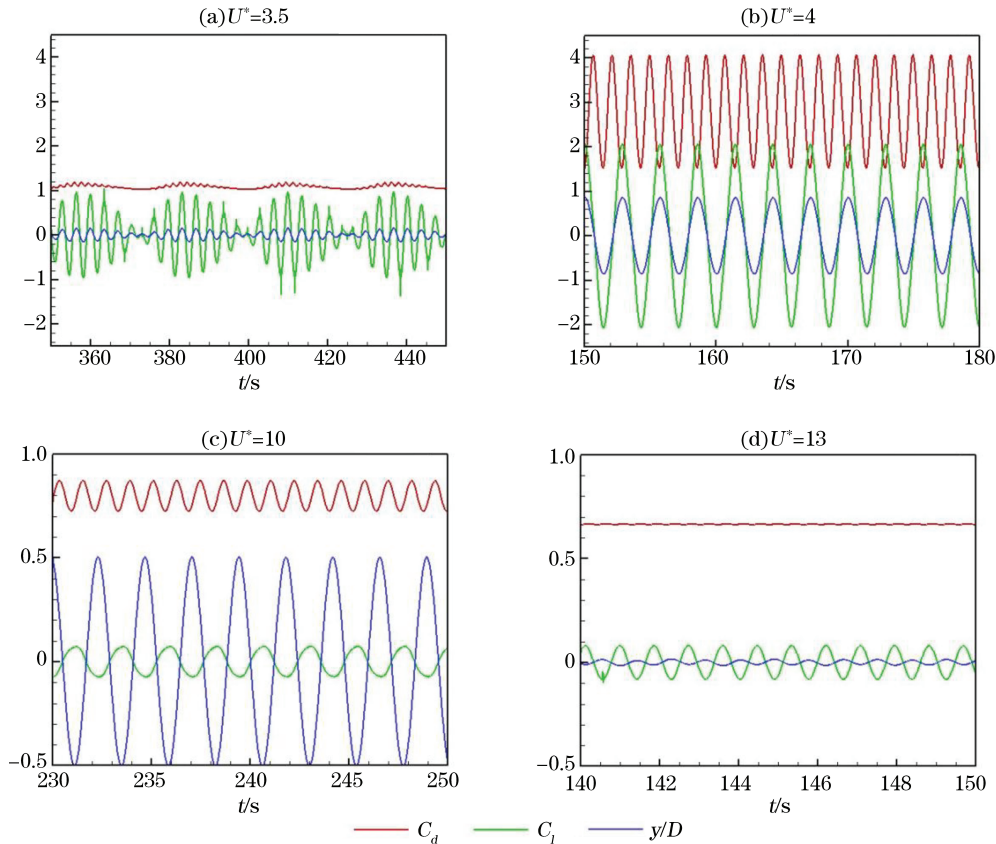


图6 RNG κ - ϵ 模型不同约化速度下 $C_d, C_l, y/D$ 的时间曲线

Fig.6 Time history of $C_d, C_l, y/D$ as a function of normalized velocity based on RNG κ - ϵ model

需要补充的是 $U^* = 3.5$ 和 4 时,升力与位移呈现近似同相位振动。而在 $U^* = 10$ 和 13 时,二者的相位出现变化,为近似反相位振动。这说明在上端分支升力与位移以相同相位振动,下端分支则相反。3 个模型都很好的反映出了这一现象。

3.2.3 柱体尾部脱涡模式

柱体尾涡的脱落是引起横向升力脉动进而使得柱体振动的原因,因此本节具体分析了不同湍流模型模拟得到的尾涡模式的差异。Williamson 和 Govardhan^[4]认为:初始分支对应 2S 泄涡模式,即每一个周期内脱落 2 个单独的涡旋(经典卡门涡街泄涡模式),而上端分支和下端分支都是对应着 2P 模式,即每个周期内脱落 2 对漩涡。不同的是上端分支的 2P 模式中每一对漩涡是由 2 个强度差异很大的子涡组成,而下端分支的 2 个子涡强度相当。图 7~图 9 给出了不同湍流模型下 3 个响应分支的圆柱运动到上下峰值时的涡量图。

从图 7 可以看到三者给出的初始分支的泄涡模式都是 2S。不同的是 κ - ϵ 系列的两个模型柱体的尾涡长度很长,而 SST 模型的尾涡较短。

响应进入上端分支振幅加大,柱体运动能量增大,对应的尾涡模式发生本质变化,由 2S 转变为 2P 模式,且强度为一强一弱。从图 8 可以看到两个 κ - ϵ 系列的模型仍旧是 2S 泄涡模式,但尾涡长度变短。而 SST 模型很好地反映出 2P 模式,并且第一个涡旋的强度明显强于第二个涡旋。

响应切换至下端分支,柱体为 2P 泄涡模式且两个子涡强度相近。从图 9 可以看出 Realizable 模型模拟出了 2P 模式,两漩涡强度相当。RNG 模型依旧是 2S 模式,其尾流长度和涡旋的长度都被拉伸。SST 模型也得到了与实验结果一致的尾涡模式。

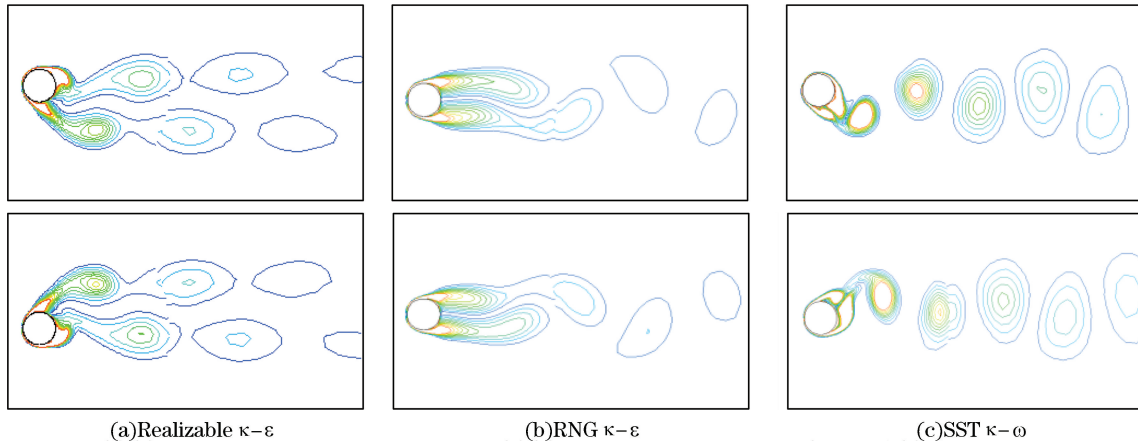


图 7 不同湍流模型下初始分支的涡量

Fig.7 Vorticity magnitude contours in initial branch based on different turbulence models

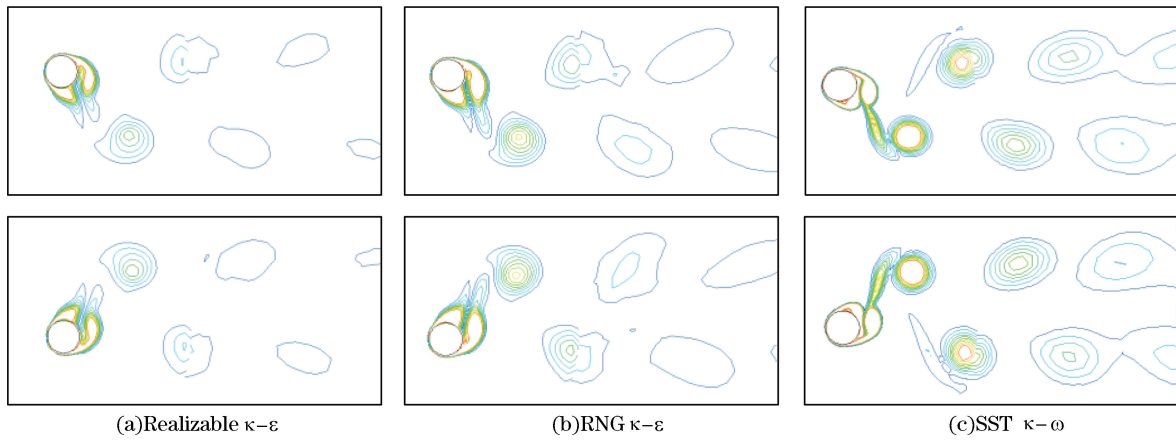


图 8 不同湍流模型下上端分支的涡量

Fig.8 Vorticity magnitude contours in upper branch based on different turbulence models

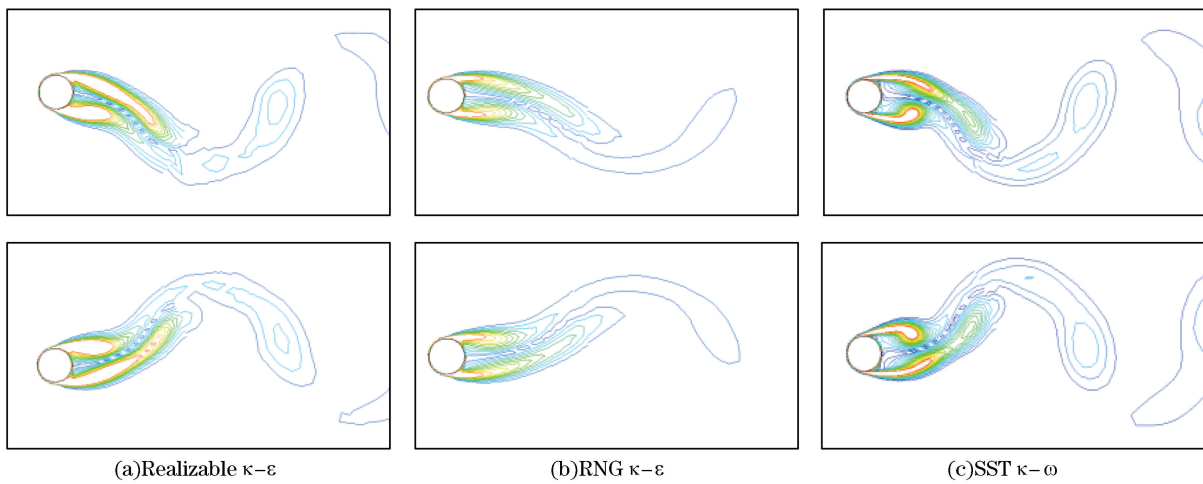


图 9 不同湍流模型下下端分支的涡量

Fig.9 Vorticity magnitude contours in lower branch based on different turbulence models

总之, SST 模型在各个响应分支的尾涡模式都与实验结果一致。这是因为 $\kappa-\omega$ 系列模型本身属于低雷诺数模型, 其近壁稳定性更好, 处理流动分离以及逆压梯度问题较有优势, 且 SST 模型继承了这一优势并在湍流粘性中考虑了湍流剪切力效应, 因此模拟结果更接近实验。Realizable 模型在初始分支和下端分支的结果都较为准确, 由于其为雷诺应力添加的约束条件使得该项更逼近真实湍流场。但在上端分支处结果并不理想, 可能是因为 $\kappa-\epsilon$ 系列模型本身的缺陷, 在黏性子层的稳定性较差, 当振幅大到一定程度时引起第二个漩涡快速耗散或两涡合并脱落, 因此观察不到 2P 模式。RNG 模型在 3 个响应分支均未能捕捉到尾涡的 2P 模式, 与实验现象存在较大差异。

4 结 论

本文采用 RANS 结合湍流模型的方法, 研究了二维低质量比低阻尼比的刚性圆柱单自由度涡激振动问题, 成功模拟出了许多实验现象。讨论了 4 种湍流模型的使用对模拟结果的影响, 研究结果表明:

1) SST 模型得到响应分支的走势在不考虑上端分支的缺失时更接近实验结果; 标准 $\kappa-\omega$ 模型得到的响应整体上较小, 但在下端分支较接近实验; Realizable $\kappa-\epsilon$ 模型和 RNG $\kappa-\epsilon$ 模型得到的最大振幅更接近实验结果; $\kappa-\omega$ 系列的模型在模拟初始、下端分支、解锁区以及整体趋势上更接近实验, $\kappa-\epsilon$ 系列模型在模拟上端分支的表现上优于 $\kappa-\omega$ 系列模型。

2) 标准 $\kappa-\omega$ 模型捕捉不到经典锁定现象, 因此不适用于本研究问题的计算; SST 模型以及两种 $\kappa-\epsilon$ 模型都反映出锁定区振动频率 f_{ex} 与泄涡频率 f_{st} 分离, 其中 SST 模型较为接近实验结果。

3) SST $\kappa-\omega$, Realizable $\kappa-\epsilon$ 和 RNG $\kappa-\epsilon$ 模型均能捕捉到振动的“拍”现象以及上下端分支位移与升力之间相位发生 180° 变化的现象。

4) SST 模型在各个响应分支的尾涡形态都与实验结果相同, 固定圆柱绕流研究普遍认为 SST 模型在预报尾涡形态上有较大优势这一结论同样适用于低质量比涡激振动; Realizable 模型能捕捉到 2P 模式, 但在大振幅的上端分支未能得到与实验一致的结果, 可能是由于该模型是高雷诺数模型, 在黏性子层稳定性不佳, 当振幅较大时引起第 2 个漩涡快速耗散或两涡合并脱落。RNG 模型未能捕捉到 2P 模式。

5) 目前本类研究中运用较少的 Realizable $\kappa-\epsilon$ 模型也是可以适用于涡激振动计算的。

6) 低质量比低阻尼比的单自由度涡激振动问题所呈现出的各种物理现象, SST $\kappa-\omega$, Realizable $\kappa-\epsilon$ 和 RNG $\kappa-\epsilon$ 模型均能大致模拟出相应的结果, 只是 3 种模型对不同现象各有优势和缺陷, 总结如表 2 所示。

表 2 四种湍流模型模拟效果总结

Table 2 Summary of the simulation results based on four kinds of turbulence models

湍流模型	A_{\max}^*	锁定 区间 f^*	初始分 值与实 验吻合 情况	上端分 支与实 验吻合 情况	下端分 支与实 验吻合 情况	是否捕 捉到 锁定 现象	是否捕 捉到 拍现 象及 相位 突变	尾涡 形态 预报 情况
Standard $\kappa-\omega$	0.54D		较好	较差	较好	否	否	
SST $\kappa-\omega$	0.55D	1.13	较好	较差	较好	是	是	最好
Realizable $\kappa-\epsilon$	0.87D	1.05	较差	较好	较差	是	是	较好
RNG $\kappa-\epsilon$	0.85D	1.05	较差	较好	较差	是	是	较差
文献[2]	0.95D	1.40						

注: 空白表示无数据

参考文献 (References):

- [1] FENG C C. The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders[D]. Canada Vancouver: University of British Columbia, 1968.
- [2] KHALAK A, WILLIAMSON C H K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping[J]. *Journal of Fluids & Structures*, 1996, 10(5): 455-472.
- [3] KHALAK A, WILLIAMSON C H K, KHALAK A, et al. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping[J]. *Journal of Fluids & Structures*, 1999, 13(7-8): 813-851.
- [4] GOVARDHAN R, WILLIAMSON C H K. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 420(3): 85-130.
- [5] WILLIAMSON C H K, GOVARDHAN R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations[J]. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 2008, 96(6-7): 713-735.
- [6] GUILMINEAU E, QUEUTEY P. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with low mass-damping in a turbulent flow[J]. *Journal of Fluids & Structures*, 2004, 19(4): 449-466.
- [7] WANDERLEY J B V, SOUZA G H B, SPHAIER S H, et al. Vortex-induced vibration of an elastically mounted circular cylinder using an upwind TVD two-dimensional numerical scheme[J]. *Ocean Engineering*, 2008, 35(14-15): 1533-1544.
- [8] LI J, LI W. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a two-dimensional circular cylinder based on the SST $\kappa\omega$ turbulent model [J]. *Ship Science and Technology*, 2015, 37(2): 30-34. 李骏, 李威. 基于 SST $\kappa\omega$ 湍流模型的二维圆柱涡激振动数值仿真计算[J]. *舰船科学技术*, 2015, 37(2): 30-34.
- [9] PAN Z Y, CUI W C. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder using RANS code with dynamic meshes[C]. National Symposium on water dynamics, 2005. 潘志远, 崔维成. 使用 RANS 方程及动网格方法模拟圆柱体的涡激振动[C]//第七届全国水动力学学术会议暨第十九届全国水动力学研讨会文集:上册, 2005.
- [10] TANG Y G, FAN J J, ZHANG J, et al. In line and transverse vortex-induced vibration analysis for a circular cylinder under high Reynolds number[J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2013, 32(13): 88-92. 唐友刚, 樊娟娟, 张杰, 等. 高雷诺数下圆柱顺流向和横向涡激振动分析[J]. *振动与冲击*, 2013, 32(13): 88-92.
- [11] WILCOX D C. Turbulence modeling for CFD[M]. 3rd edition. San Diego: Birmingham Press, 2006: 124-128.
- [12] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. *Aiaa Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [13] SHIH T H, LIOU W W, SHABBIR A, et al. A new k- ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows[J]. *Computers & Fluids*, 1995, 24(3): 227-238.
- [14] YAKHOT V V, ORSZAG S A. Renormalization-group analysis of turbulence[J]. *Journal of Scientific Computing*, 1986, 1(1): 3-51.
- [15] CHEN Y H, WANG Q, PU M B. Development and research status of turbulence model[J]. *Energy and Environment*, 2009(2): 4-6. 陈永辉, 王强, 朴明波. 湍流模型的发展及其研究现状[J]. *能源与环境*, 2009(2): 4-6.
- [16] SONG J N. Experimental investigation and numerical simulation by a discrete vortex method on VIV of marine risers[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2012. 宋吉宁. 立管涡激振动的实验研究与离散涡法数值模拟[D]. 大连:大连理工大学, 2012.

Discussion on Adaptability of Turbulence Model in Numerical Simulation of Vortex Induced Vibration of a Two Dimensional Circular Cylinder

ZENG Pan, YUAN De-kui, YANG Zhi-bin, LIU Chang-gen
(School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300354, China)

Abstract: Single-degree-of-freedom vortex induced vibration with the low mass ratio was simulated by using the combination of RANS method and four turbulence models, and its applicability of them was analyzed. The equations of motion were discrete by using the four order Runge-Kutta method. Using dynamic mesh technique, this study analyzed the grid motion generated by circular cylinder oscillating. The treatment of wall conditions was analyzed in detail for the adaptability of turbulence model. According to Williamson flume experiment, the performance for each of the four models was analyzed in terms of the amplitude ratio and frequency ratio, hydrodynamic coefficient and phase mutation, modes of vortex formation and so on. The result showed that the results from Standard $\kappa\text{-}\omega$ model is very different those from the experiment. The Realizable $\kappa\text{-}\epsilon$ model which is rarely used in related studies can also play a significant role. The maximum amplitude of the $\kappa\text{-}\omega$ series models (0.55D) is less than that of the $\kappa\text{-}\epsilon$ series models (0.87D). The SST $\kappa\text{-}\omega$ model and two $\kappa\text{-}\epsilon$ models can all reflect the separation of oscillation frequency and vortex shedding frequency, and the SST $\kappa\text{-}\omega$ model is closer to the experimental results relative to the other two. In terms of vortex shedding mode, the SST $\kappa\text{-}\omega$ model is consistent with the experimental results in each branch. All in all, each model has advantages and disadvantages for different physical phenomena.

Key words: vortex induced vibration; low mass ratio; turbulence model; numerical simulation

Received: November 22, 2016