

泵站进水池吸入口涡旋结构及湍流特性的大涡模拟

张德胜¹ 李普熙¹ 赵睿杰¹ 潘强¹ 施卫东²

(1. 江苏大学流体机械工程技术研究中心, 镇江 212013; 2. 南通大学机械学院, 南通 226019)

摘要: 进水池是泵站工程的重要组成部分,其流态及水力特性对水泵性能有着重要的影响,不良的流态往往伴随着涡旋等水力现象的出现。采用流体体积(VOF)方法及大涡模拟(LES)对进水池中的流动和相关涡旋进行数值模拟,系统分析LES湍流模型所采用的网格,对网格进行收敛性验证,并将数值模拟结果与PIV实验结果进行比较,数值模拟结果与PIV实验结果吻合,说明本模拟方法可以用来进一步深入探讨二阶湍流参数。通过LES模拟结果对进水池中表面涡和底涡的形成和演化的基本机制进行探讨,揭示了涡旋周围的各向异性湍流结构以及动量的传递过程。

关键词: 泵站; 进水池; 涡旋; 湍流特性; 流体体积; 大涡模拟

中图分类号: TV671 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-1298(2019)10-0134-08

Large Eddy Simulation of Vortex Structure and Turbulence Characteristics in Pump Sump

ZHANG Desheng¹ LI Puxi¹ ZHAO Ruijie¹ PAN Qiang¹ SHI Weidong²
(1. *Research Center of Fluid Machinery Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*
2. *School of Mechanical Engineering, Nantong University, Nantong 226019, China*)

Abstract: The pump sump is an important part of pump station. Its flow and hydraulic characteristics have an important impact on the performance of the pump. Poor flow patterns are often accompanied by hydraulic phenomena such as vortices. Vortices in the vicinity of pump intakes influence the pump performance with loss of efficiency and vibration. The vortex may appear in the pump sump, and the vortex is generally divided into free surface vortex and submerged vortex. Compared with most Reynolds averaged Navier – Stokes (RANS) based simulations, large eddy simulation (LES) showed a better prediction for all kinds of vortices on location, shape, size of vortex core, velocity, as well as the turbulence kinetic energy inside vortex core. The LES results agreed with PIV results well. Based on the numerical results, time-averaged behavior of three typical vortices showed better similarities with reality that there was always a core region surrounding the axis where the azimuthal velocity stopped increasing and decreased to zero as radius went to zero. Besides, iso-surface of λ_2 was adopted to visualize the vortices. The volume of fluid model (VOF) and LES were used to simulate the vortices in the pump sump. The LES model, including the employed mesh was systematically analyzed and the numerical results were compared with the well-known published experiment with respect to the mean velocity and vorticity fields. Particular interests were paid to discover evolution of the free-surface and wall-attached vortices in term of their temporal and spatial characteristics. The anisotropic turbulence structure around the vortices were revealed as well as the momentum transport. The findings provided a deep insight into the application of LES in pump sump and the underlying mechanism of vortex formation and evolution in the sump.

Key words: pump; sump; vortex; turbulence characteristic; volume of fluid model; large eddy simulation

收稿日期: 2019-03-27 修回日期: 2019-04-24
基金项目: 国家自然科学基金面上项目(51776087)
作者简介: 张德胜(1982—),男,研究员,博士生导师,主要从事流体机械及工程研究,E-mail: zds@ujs.edu.cn

0 引言

泵站进水池是供安装有水泵的吸水管直接取水的水工建筑物,一般布置在前池与泵房之间或在泵房之下。进水池或引水渠方位设置不当引起的不均匀行进水流、流速梯度较大的剪切流、沿行进水流方向设置几何体或障碍物引起的旋转尾流等都会诱发涡旋^[1-2]。水泵进水池可能形成的涡旋主要分为自由表面涡和液下涡两类:前者是由于喇叭口吸力拉拽自由表面的圆柱绕流产生的涡旋而形成的吸气涡,后者主要是由于喇叭口吸力和水流受壁面形状约束形成的局部涡流而产生的吸入涡。而这些高度不稳定的涡旋会影响进水池水流的流态,不均匀流态被水泵吸入后,将影响水泵运行效率,甚至导致水泵发生空化现象,产生振动和噪声,严重时会导致整个机组不能正常工作。

进水池中的水流运动具有强烈的三维各向异性湍流特性,由于泵站进水池原型尺寸较大,为研究进水池内部流场,常按一定比例缩放进行模型实验。文献[3]在对水泵进水口涡旋方面的实验研究中,通过采用传统的染色法显示涡旋的发生,并应用 PIV (Particle image velocimetry) 测量技术捕获涡旋的数目、位置、形状、大小及强度等定量信息。文献[4-5]对进水池中自由表面涡和液下涡进行数值模拟,湍流模型采用的是标准 $k-\varepsilon$ 双方程模型,计算结果可显示涡旋的大小和位置,其涡量的大小反映涡旋的强度,但对比 PIV 实验发现,数值模拟计算出的涡旋偏大,强度偏弱。文献[6-7]对比了不同湍流模型在泵站进水池涡旋模拟中的适用性。文献[8]通过 PIV 实验研究自由表面涡的形成和演化,并通过数值模拟预测涡旋的位置及结构。文献[9-10]为更好地了解大涡模拟 (LES) 对进水池流态的预测性能,将剪切应力传输 (SST) 模型的模拟结果与 LES 的模拟结果进行比较,LES 可以更准确地模拟主流和湍流统计量。文献[11]用 LES 对小型水力发电站进水池中具有大涡流的局部区域三维非定常流动进行数值模拟,并用 λ_2 (速度梯度的第二不变量) 准则将水电站进水池中的涡三维可视化。文献[12]为研究轴流泵装置进水涡旋从生成到溃灭的过程对压力脉动的影响,用数值模拟及高速摄影实验对比此过程,揭示喇叭管下方激励源为涡旋的压力脉动与叶轮进口断面处压力脉动的关系。文献[13]用 VOF (Volume of fluid) 方法结合 LES 对进水池流动进行模拟,并与 ADV (Acoustic Doppler velocimetry) 实验结果进行对比。

涡旋结构与周围流场的湍流特性很难通过实验获得,而数值模拟可以提供流场局部细节信息。研究表明,基于 RANS 湍流模型的数值模拟可以提供相对准确的时均流场特性,而 LES 方法可以捕获进水池中更加精细的流动特征。此外,对 LES 模型的验证还缺乏系统的分析,对进水池涡流的产生和发展机理也缺乏深入的了解。本文利用 LES 模型和 VOF 方法相结合的方法进行数值模拟,并与实验结果进行比较,讨论两者之间异同。在此基础上,揭示涡旋周围各向异性湍流结构,研究涡旋核心向周围湍流的动量传递过程。

1 数值方法

1.1 几何模型

以 PIV 实验的泵站进水池作为研究对象,图 1 为进水池三维示意图。内径 d 为 0.075 m 的吸水管和直径 D 为 0.115 m 的喇叭口垂直安装在矩形进水池中,进水池长为 1.22 m,宽为 0.3 m ($4d$)。喇叭口到底部的距离为 $0.9d$,吸水管轴线距后壁 $0.9d$,吸水管从进水池中吸水,流量恒定为 $0.004 \text{ m}^3/\text{s}$,吸水管中的平均流速 $U_p = 0.9 \text{ m/s}$,进水流道平均速度 $U_m = 0.12 \text{ m/s}$ 。吸水管内雷诺数 Re_p 大约为 75 000。根据实验数据,基于吸水管直径和速度的 Froude 数和 Weber 数分别约为 1.1 和 840。

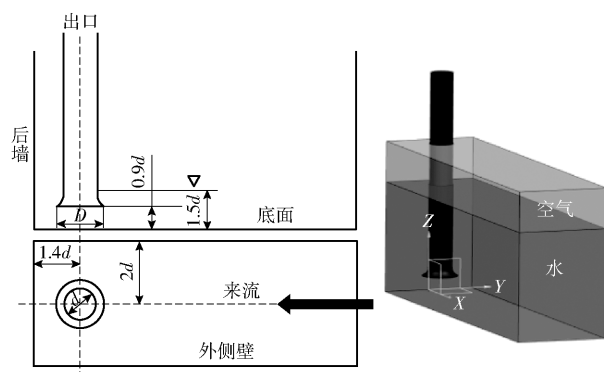


图 1 进水池三维示意图

Fig. 1 Schematic of pump sump

1.2 控制方程

用六面体结构网格生成计算域,在商用 CFD 软件 ANSYS CFX 14.5 中求解质量和动量守恒方程。流体假定是不可压缩和等温的。大涡模拟的基本思想是可解尺度 (大尺度脉动) 湍流由方程直接数值求解,不可解尺度 (小尺度脉动) 湍流的质量、动量和能量运输对大尺度运动的作用采用建立模型 (亚格子模型) 的方法模拟,从而使可解尺度运动方程封闭。在 LES 中,过滤尺度 Δ 通常与局部单元尺寸相同,对小于该方程尺寸的涡流进行方程封闭建模,过滤后的控制方程表示为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \tag{2}$$

式中 $\bar{u}_i$ ——过滤后 i 方向的速度分量, m/s
 t ——时间, s
 $\bar{u}_j$ ——过滤后 j 方向的速度分量, m/s
 $\bar{p}$ ——过滤后的静压, Pa
 ρ ——水密度, kg/m³
 v ——运动粘度, m²/s
 g_i ——重力加速度, m/s²
 x_i, x_j —— i, j 方向位移
 τ_{ij} ——亚格子尺度应力, m²/s²

对于亚格子尺度 (SGS) 应力, 涡流粘度模型的定义为

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

其中
$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{4}$$

$$v_{sgs} = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^{(d)} S_{ij}^{(d)})^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^{(d)} S_{ij}^{(d)})^{5/4}} \tag{5}$$

$$S_{ij}^{(d)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial u_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial u_i} \tag{6}$$

$$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \tag{7}$$

式中 τ_{kk} ——亚格子尺度应力 τ_{ij} 中角标相同的应力分量, m²/s²
 δ_{ij} ——克罗内克函数
 $\bar{S}_{ij}$ ——大尺度应变率张量, s⁻¹
 v_{sgs} ——亚格子湍流粘度, m²/s
 $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$ ——网格在 3 个方向间距的平均值
 C_w ——自由衰减的各向同性均匀湍流校准常数, 取 0.5
 x_k —— k 方向位移
 $\bar{u}_k$ ——过滤后 k 方向的速度分量, m/s

本文采用壁面适应局部涡粘模型 (WALE) 求解亚格子应力, 该模型可以检测到与动能耗散相关的所有湍流结构且可以通过线性不稳定增长模式来再现层流到湍流的过渡过程^[14]。

1.3 自由表面处理

本文中, 液面波动较小, 主要研究对象在液面以下, 且对自由液面处的网格沿 Z 轴加密处理, 使得 VOF 方法对界面的捕捉更精确。VOF 模型是建立在固定的欧拉网格下的表面追踪办法, 建立在两种或者多种流体 (或相) 不互相混合的前提下。当需要得到一种或多种互不相融的流体交界面时, 可以采用 VOF 模型。在此模型中, 不同流体组分共用着

一套动量方程, 通过引进相体积分数这一变量, 实现对每一个计算单元相界面的追踪。在每个控制容积内, 所有相体积分数总和为 1。在单元中, 若第 n 相流体体积分数为 α_n , 当 $\alpha_n = 0$, 单元内不存在第 n 相流体; 当 $\alpha_n = 1$, 单元内充满了第 n 相流体; 当 $0 < \alpha_n < 1$, 单元里包含了第 n 相流体和一相或其他多相流体的界面。跟踪相之间的界面通过求解容积比率的连续方程来完成。对第 n 相, 有

$$\frac{\partial \alpha_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \alpha_n) = 0 \tag{8}$$

$$\sum_{i=1}^n \alpha_n = 1 \tag{9}$$

式中 $\mathbf{V}$ ——速度

1.4 边界条件及设置

泵站进水池中的流态受进口边界条件影响很大。进口速度与 PIV 实验测量的进口截面时均速度相同, 模型中进口距离吸水管较远, 水流通过进水池可以得到充分发展。为恒定水位, 在出口处指定等于入口的质量流量边界。在 CFX 中定义在整个计算域中的初始水位和水中初始静压。壁面设置光滑无滑移。顶部设置为开口, 使空气可流入或流出边界。RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型可以很好地处理带旋流、高应变率流动及流线弯曲程度较大的流动^[15]。为了节约计算时间, 首先在约 3 800 次迭代、速度分量的残差从初始值降低 4 ~ 5 个数量级后, 获得基于 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型的结果。在 CFX 14.5 中 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型默认的壁面函数为可缩比例壁面函数 (Scalable wall functions), 该壁面函数对于任意细化的网格, 能给出一致的解。然后, 以该定常结果作为非定常大涡模拟的初始条件。瞬态控制方程的离散采用有限容积法, 瞬态项采用二阶迎风后插方法, 对流项采用中心差分方式。计算时间共 50 s, 前 30 s 的时间步长为 0.01 s, 后 20 s 的时间步长为 0.002 s。两部分计算的库朗数均方根分别约为 0.8 和 0.15, 说明这两个时间步长均适用于瞬态模拟。

1.5 网格分辨率和收敛性验证

实验中产生的涡旋近似椎体, 涡旋中心区域尺度较小, 需要比较精细的网格来捕捉涡旋的特征物理量, 在会产生涡旋的区域和近壁区对网格进行加密, 共划分 3 套六面体结构网格, 网格数分别为 5.0×10^6 、 6.8×10^6 和 9.5×10^6 , 依次在边界及自由液面处加密, 本文采用网格数为 6.8×10^6 的模型。所有固体边界和自由表面处的第 1 层网格为 1 mm, 以满足墙壁处 y^+ 为 1 ~ 3 (y^+ 表示第 1 层网格大小的无量纲量) 的要求。网格尺寸从墙壁开始增加,

增长率为 1.1,以便平滑增加。特别是在涡旋发生的区域中,网格的纵横比需接近于一致,由于网格比较精细,故在靠近墙壁处可以达到 4。而精细的网格则需要大量的计算资源,粗糙的网格无法求出足够的涡流,故有必要对网格收敛性进行验证。LES 模型和数值误差对精度的影响相反,相互抵消,导致总误差较低^[16-18]。为了估算计算的数值精度,采用了文献[19]推荐的既定方法。这种方法是基于 Richardson 外推理论^[20],并已发展成适用于实际 CFD 案例的通用公式。经过计算,本文网格解的数值不确定度估计为 2.3%。

2 PIV 实验验证

将模拟结果与 PIV 实验作比较,包括自由表面涡、底涡和侧壁涡的位置、形状、大小及涡核强度等方面。实验中每种涡旋均以 0.21 s 时间间隔拍摄 85 幅 PIV 图像做时均处理。LES 模拟中的时间步长为 0.002 s,求解涡旋的瞬时结果。为避免在初期出现任何不确定性,遂将后 17 s 的模拟结果进行时均处理。选择底部、侧壁和自由表面上 3 种典型涡旋的流线和时均涡量场来验证模拟,分别取距离底部和自由表面 20 mm 截面和距外侧壁 60 mm 截面来对比。总体来说,模拟与实验具有良好一致性。当比较涡量场时,模拟结果与实验结果一致,如在底涡周围会存在一个二次涡,表面涡为两个旋向相反的涡。通过表 1 和图 2(ω_z 表示 Z 方向的涡量)比较底涡和表面涡涡量发现模拟涡量要略小于实验值,模拟中涡量更加集中,涡核极值区域较小,涡形状较实验略小,并且模拟中的涡旋位置与实验中的涡旋位置略有不同,这可能归因于几个因素。首先,LES 模型在极小涡核半径区域模拟计算会产生偏差,如果局部网格尺寸不够小,可能会对不准确的值进行建模。另外,边界条件也存在不确定性,例如入口处速度为 PIV 拍摄时均速度而实际中入口处流速是不断变化的,且缺乏入口湍流强度数据。因此,不可能在数值和实验之间获得完美匹配。但 LES 显示出比其他基于 RANS(雷诺时均)的模拟更好的预测能力,如涡旋的位置、形状、大小以及涡核内的涡量和湍动能的分布^[9-10]。总体来说,本文 LES 与 VOF 方法模拟结果与实验结果基本一致,模拟结果可用于深入分析。

表 1 涡心涡量($\omega_z d/U_p$)
Tab.1 Vorticity of vortex center

	外侧表面涡	内侧表面涡	底涡
实验结果	0.737	0.658	5.125
模拟结果	0.695	0.620	5.081

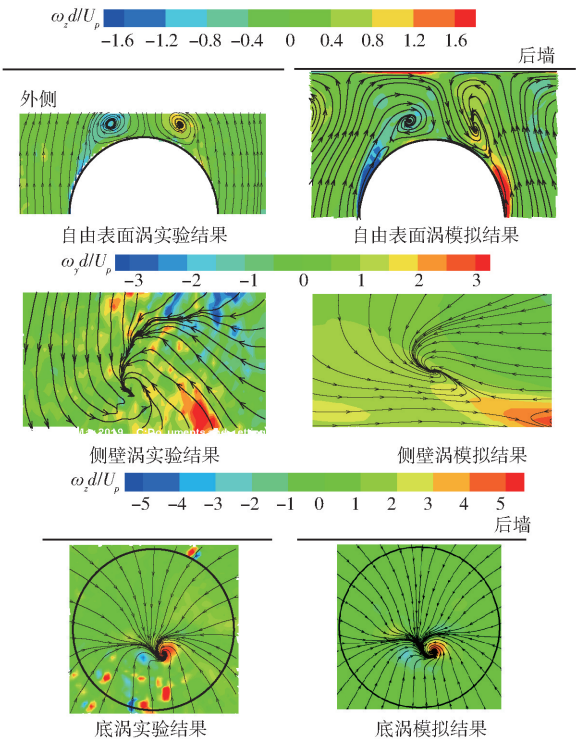


图 2 模拟与实验结果对比

Fig. 2 Comparison of LES and experiment for three kinds of vortices

3 结果与讨论

3.1 表面涡和底涡与湍流的相互作用

基于 LES 精确求解的涡流速度场,可以分析湍动能、雷诺应力等湍流信息,揭示涡旋和湍流之间的相互作用,这在实验或基于 RANS 的模拟中很难实现。由于附壁涡强度较弱且难以识别,不利于分析,本文只选择底涡和自由表面涡作为研究对象,揭示涡旋与周围流场的作用机理。模拟中的涡旋切向速度计算公式为

$$V_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi R} \tag{10}$$

式中 R ——以涡心为圆心的任意半径,m
 Γ ——在半径为 R 的圆内的速度环量, m^2/s
定义压力最低点为涡心,得到切向速度 V_{θ} 在半径方向的分布,将 V_{θ} 峰值对应的半径定义为涡核半径,即涡旋特征半径。

通过 λ_2 等值面将涡旋可视化,如图 3 所示, λ_2 定义为

$$\lambda_2 = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \tag{11}$$

图 3a 中 λ_2 阈值设为 300 s^{-2} , A 为自由液面, B 为自由表面涡, C 为环绕在自由表面涡附近的二次涡。随着主涡向喇叭口延伸,二次涡螺旋环绕在自由表面涡周围并与自由表面涡相互作用。图 3b 中

λ_2 阈值设为 600 s^{-2} , 可以看到底涡和环绕底涡的二次涡。 λ_2 阈值的设定是为了使模拟中可视化的涡旋形状与实验中所能观察到的涡旋一致。

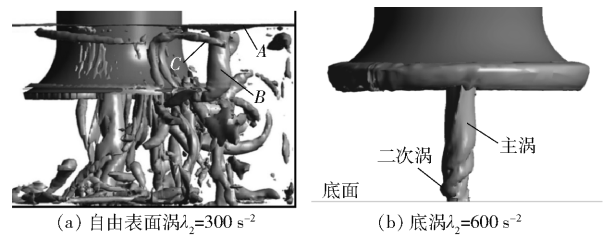
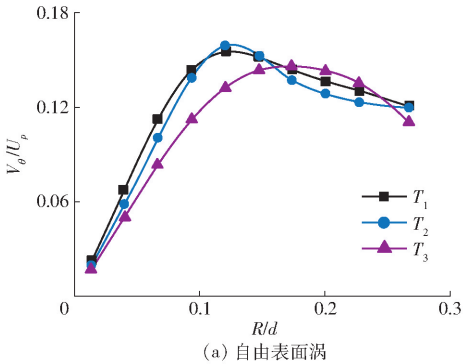


图 3 λ_2 等值面

Fig. 3 Iso-surfaces of λ_2

图 4 ($T_1 \sim T_3$ 表示 3 个连续时刻) 为距离自由液面和底面 10 mm 处, 表面涡和底涡在 3 个连续时刻



的切向速度分布, 展示了涡旋的减弱过程。将直角坐标系下的雷诺应力转化为圆柱坐标, 揭示涡核区域与相邻区域的湍流特征, 公式为

$$\overline{u'_r u'_\theta} = \overline{u_r u_\theta} - \overline{u_r} \overline{u_\theta} \tag{12}$$

其中
$$u_r = u_x \cos \theta + u_y \sin \theta \tag{13}$$

$$u_\theta = -u_x \sin \theta + u_y \cos \theta \tag{14}$$

式中 u_x, u_y —— x, y 方向速度分量, m/s
 u_r ——圆柱坐标中径向速度分量, m/s
 u_θ ——圆柱坐标中切向速度分量, m/s
 $\overline{u'_r u'_\theta}$ ——切向雷诺应力, m^2/s^2
 θ ——圆柱坐标系中的极角

由于进水池中流态十分复杂且高度不稳定, 为

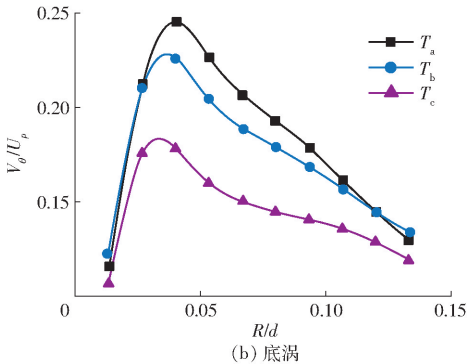


图 4 切向速度分布

Fig. 4 Distribution of V_θ

观察涡旋内外雷诺应力分布, 对 $\overline{u'_r u'_r}$ 、 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 和 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 在圆周方向做平均, 采样点均匀分布在以涡心为圆心的圆上。这有助于消除圆周方向上的不均匀性, 在极端不稳定的流动中得到从涡旋中心到周围区域湍流特性的整体趋势。雷诺正应力的径向分量 $\overline{u'_r u'_r}$ 和切向分量 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 可以视为是湍动能的径向分量和切向分量, 可以用来表征涡核内的振荡或脉动程度, $\overline{u'_r u'_\theta}$ 可以表征动量的耗散。

染料实验^[21]表明, 涡核抑制湍流强度的作用向涡心处逐渐增强。然而在本模拟中, 自由表面涡和底涡的瞬态结果都表明, 当涡流向涡心汇聚时, 湍动能的径向分量 $\overline{u'_r u'_r}$ 逐渐增大, 如图 5a、6a (图中 $T_a \sim T_c$ 表示 3 个连续时刻) 所示, 这可能是由于喇叭口处高度不稳定的流动对主涡涡核产生强烈干扰。如图 5a、5b 和图 6a、6b 所示, 两旋涡中心处湍动能的切向分量 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 与径向分量 $\overline{u'_r u'_r}$ 大小相等, 但 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 沿半径方向先增大后减小, 直到在涡核边界附近达到峰值, 且表面涡 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 峰值位置与涡心的距离比底涡要远, 这与理想涡旋中 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 在边界处呈现较小值相矛盾。在本文中, 表面涡和底涡主涡附近螺旋缠绕的二次涡在主涡圆周方向产生强烈的湍流脉动, 这是由于自由液面波动所产生的扰动和表面涡周围二

次涡的作用。表面涡周边的二次涡离涡核较远, 这也说明了底涡 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 的峰值位置相比于自由表面涡更加靠近涡核。从瞬态角度来看, 在涡核内部尤其是涡旋中心, $\overline{u'_r u'_r}$ 、 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 均随时间增大, 这意味着涡核的振荡随时间变得越来越强烈。

雷诺切应力是导致涡核动量迁移的原因之一^[22], 雷诺切应力可以用来表征动量的耗散, 湍流脉动传递的动量可以加快低速流体层或减慢高速流体层。当 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 梯度为负, 涡核从周围湍流吸收动能, 当 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 梯度为正, 涡核内动能向外耗散。如图 5c 所示, 表面涡的 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 在涡核中心区域 ($R/d < 0.1$) 较小, 随着半径增加迅速增大至峰值, 3 个时刻的峰值位置与二次涡位置几乎一致, 这表明由于表面涡和外部二次涡的相互作用, 动量从涡核向外传递并被二次涡耗散。对于底涡, $\overline{u'_r u'_\theta}$ 在涡核内随半径快速上升 ($R/d < 0.05$), 动量向外耗散很快, 而在涡核外 ($0.05 < R/d < 0.07$) 受二次涡作用, 耗散作用有所抑制, 在远离涡核区域 ($R/d > 0.07$), 动量继续耗散到周围流动中。

3.2 自由表面涡和底涡的空间特性

为研究涡旋的空间特性, 创建距自由表面 10、20、30 mm 的 3 个平面 ($Z_1 \sim Z_3$) 和距底面 50、40、

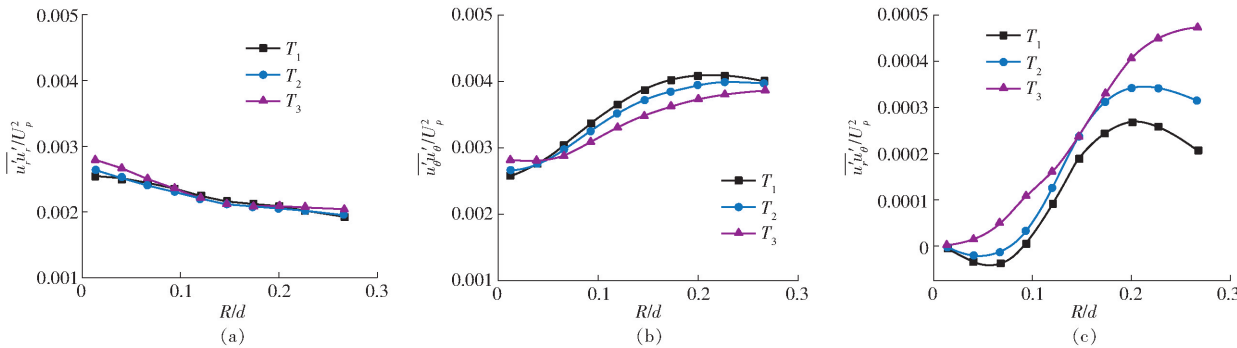


图 5 随时间变化的自由表面雷诺应力

Fig. 5 Temporal change of Reynolds stresses for free-surface vortex

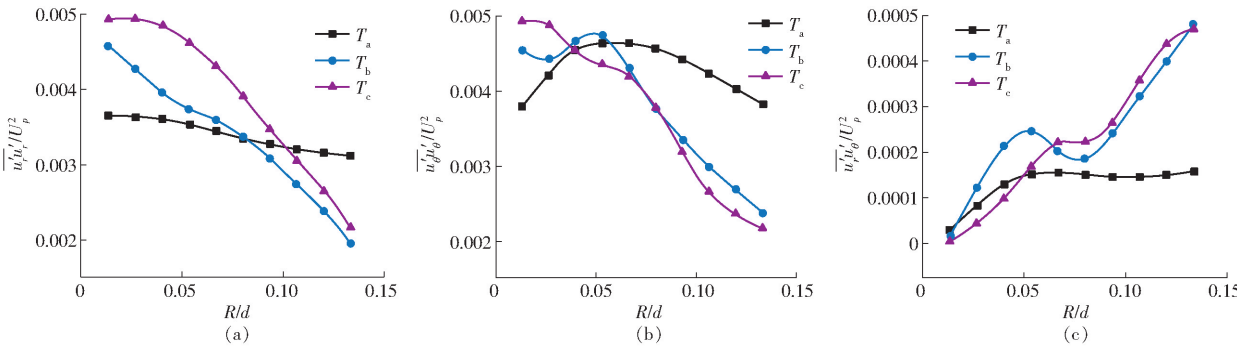


图 6 随时间变化的底面雷诺应力

Fig. 6 Temporally changes of Reynolds stresses for floor-attached vortex

30、20、10 mm 的 5 个平面 ($Z_4 \sim Z_8$), 如图 7 所示。

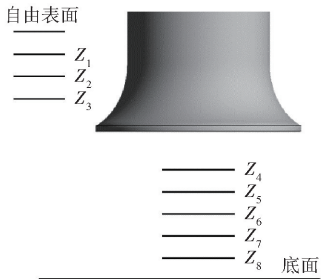


图 7 截面示意图

Fig. 7 Schematic of positions of different planes

图 8a 和图 9a 为自由表面涡和底涡在不同截面处的环量分布, 随着涡旋向喇叭口靠近, 环量逐渐汇聚增大。图 8b 中, 自由表面涡在 Z_2 和 Z_3 平面的涡核半径稍小于 Z_1 , 在 Z_2 和 Z_3 平面涡旋更加集中, 涡旋呈现出锥形。底面涡涡核半径从底面开始先增大

后减小, 底面涡涡核呈现梭型, 这可能是由于无滑移边界阻碍了流动的圆周运动。

如图 10 所示, 在不同平面上, 计算自由表面涡中平均雷诺应力沿半径方向的变化趋势。 $\overline{u'_r u'_r}$ 和 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 在靠近涡核中心处大小相近, $\overline{u'_r u'_r}$ 随着半径的增加逐渐减小, 而 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 在涡核内迅速增大, 这种现象与 3.1 节的描述一致。随着涡旋向喇叭口靠近, $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 达到峰值的位置与涡心距离逐渐减小, 峰值位置逐渐靠近涡核边界, 表明二次涡对主涡的影响逐渐减弱, 这与图 3a 展示的二次涡形态相吻合。图 10c 为 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 的分布图, 在 Z_1 和 Z_2 平面上, $\overline{u'_r u'_\theta}$ 在涡核外达到峰值, 且从 Z_1 平面到 Z_2 平面逐渐靠近涡核, 这是由于锥形主涡对二次涡的汇聚作用。然而在 Z_3 平面, $\overline{u'_r u'_\theta}$ 向外缓慢增加, 二次涡减弱甚至被主涡吞噬 (图 3a), 这表明当主涡下降到喇叭口附

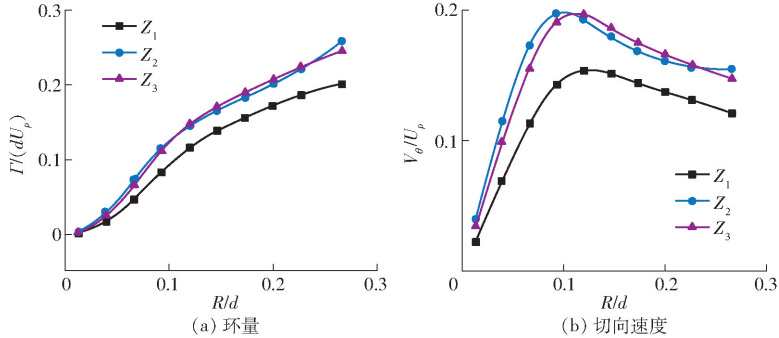


图 8 自由表面涡 V_θ 和 Γ 的空间分布

Fig. 8 Spatial distributions of V_θ and Γ for free surface vortex

近时,二次涡的减弱甚至被吞噬使主涡的动量交换减弱,而在靠近自由液面的 Z_1 、 Z_2 平面仍在进行大量的动量交换。

在图 11a、11b 中,底涡 $\overline{u_r'u_r'}$ 和 $\overline{u_\theta'u_\theta'}$ 从 Z_8 到 Z_4 逐渐增大,表明在靠近喇叭口的过程中振荡或脉动逐渐增强, $\overline{u_\theta'u_\theta'}$ 的峰值位置与涡旋特征半径的重合再次说明了主涡与周边二次涡在相互作用。图 11c 中

的切向雷诺应力 $\overline{u_r'u_\theta'}$ 在涡核内梯度较小,在涡核外梯度迅速增加,说明二次涡在主涡涡核半径处对动量耗散有所抑制,然后主涡在涡核外继续发生着强烈的动量交换。在距离喇叭口最近的 Z_4 平面上,涡核外动量耗散最强,而在靠近底部的 Z_7 和 Z_8 平面,涡核外耗散较弱,表明在远离喇叭口时,涡旋受到的扰动较少,动量耗散较弱。

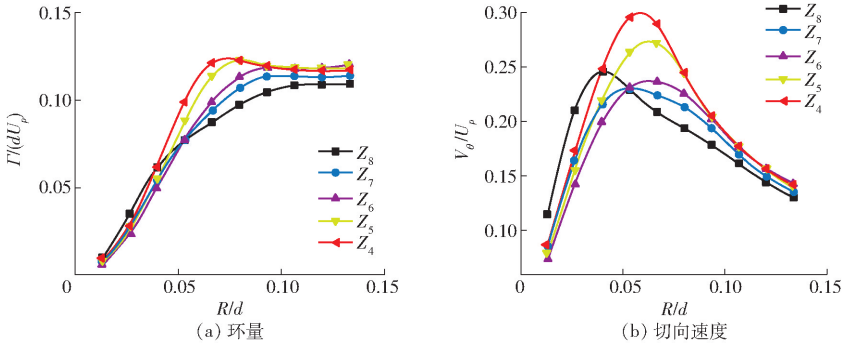


图 9 底涡 V_θ 和 Γ 的空间分布
Fig. 9 Spatial distributions of V_θ and Γ for floor-attached vortex

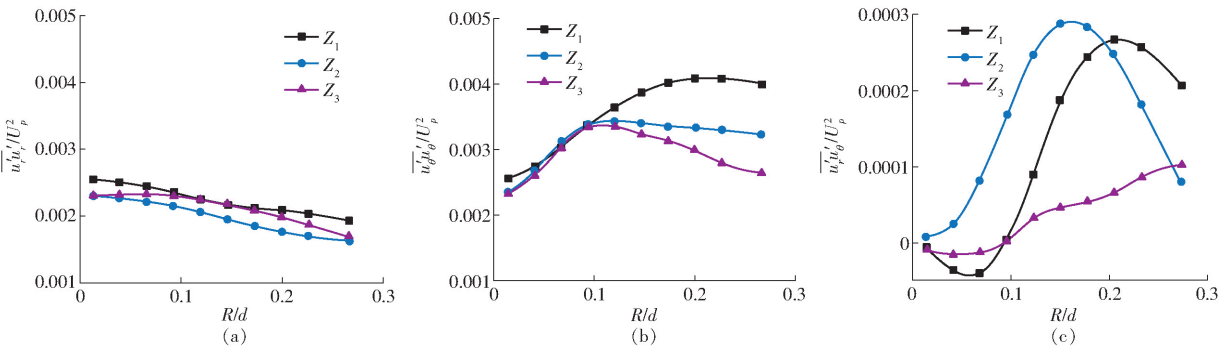


图 10 自由表面涡雷诺应力的空间分布
Fig. 10 Spatial distributions of Reynolds stresses for free surface vortex

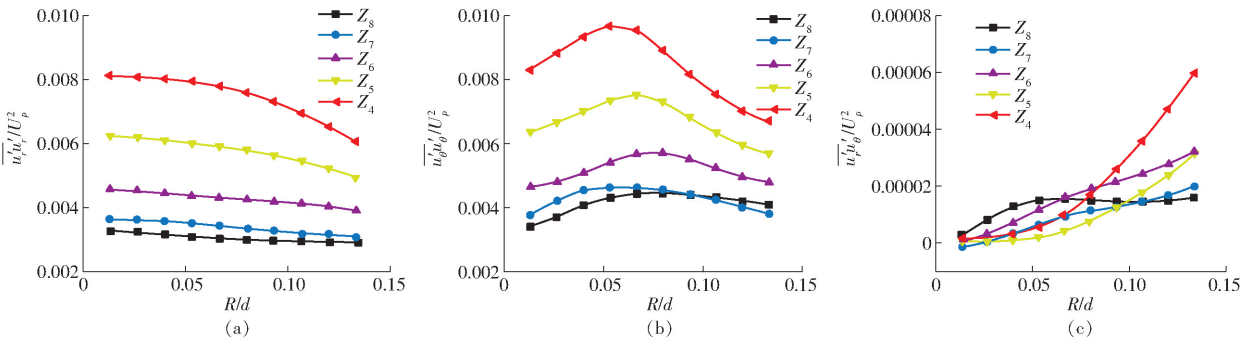


图 11 底涡雷诺应力的空间分布
Fig. 11 Spatial distributions of Reynolds stresses for floor-attached vortex

4 结论

(1) 将 LES 及 VOF 方法的数值模拟结果与 PIV 实验进行对比,结果相差不大,表明模拟结果可以用来进一步分析二阶湍流参数,如湍动能和雷诺应力等。

(2) 结合 LES 及 VOF 方法模拟泵站进水池内的旋涡流动,经过计算,网格解的数值不确定度估计

为 2.3%。根据实验对模拟结果进行定性和定量验证,在涡旋的位置、大小、方向和形状方面有良好的一致性。

(3) 涡核内雷诺应力 $\overline{u_r'u_r'}$ 、 $\overline{u_\theta'u_\theta'}$ 、 $\overline{u_r'u_\theta'}$ 呈现出不同于染料实验的分布规律。在真实条件下,涡旋受到周围流场的强烈影响。两种涡旋呈现相同的趋势, $\overline{u_r'u_r'}$ 在涡核中心最强, $\overline{u_\theta'u_\theta'}$ 峰值在涡旋边界附近。两

种涡旋的向外动量传递项 $\overline{u'_r u'_\theta}$ 随着时间的推移而增强,底涡比表面涡表现出更强烈的湍流向外动量传递特性。

(4)两种涡旋的空间变化显示,沿着涡轴方向从底部或自由表面到喇叭口的过程中,环量聚集增

大,而特征半径变小,这说明沿涡轴方向涡强度一直在增加。但径向和切向雷诺应力则呈现不同的趋势,在表面涡接近喇叭口过程中, $\overline{u'_r u'_r}$ 、 $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ 保持相对稳定或渐渐减弱,而从底部到喇叭口的过程,底涡的脉动愈加强烈。

参 考 文 献

- [1] PROSSER M J. The hydraulic design of pump sumps and intakes [M]. BHRA, CIRIA(UK), 1977.
- [2] GUSTAVE A, MUTASEM E F. Effects of approach flow conditions on pump sump design [J]. J. of Hydr. Eng. ASCE, 1996, 122(9):489-494.
- [3] RAJENDRAN V P, PATEL V C. Measurement of vortices in model pump-intake bay by PIV [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2000, 126(5):322-334.
- [4] CONSTANTINESCU S G, PATEL V C. Numerical model for simulation of pump-intake flow and vortices [J]. J. of Hydr. Eng. ASCE, 1998, 124(2):123-134.
- [5] CONSTANTINESCU S G, PATEL V C. Role of turbulence model in prediction of pump-bay vortices [J]. J. of Hydr. Eng. ASCE, 2000, 126(5):387-391.
- [6] 丛国辉,王福军. 湍流模型在泵站进水池漩涡模拟中的适用性研究[J]. 农业工程学报, 2008, 24(6):31-35.
CONG Guohui, WANG Fujun. Applicability of turbulence models in numerical simulation of vortex flow in pump sump [J]. Transactions of the CSAE, 2008, 24(6):31-35. (in Chinese)
- [7] 王福军. 流体机械旋转湍流计算模型研究进展[J/OL]. 农业机械学报, 2016, 47(2):1-14.
WANG Fujun. Research progress of computational model for rotating turbulent flow in fluid machinery [J/OL]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2016, 47(2):1-14. http://www.j-csam.org/ch/reader/view_abstract.aspx?file_no=20160201&flag=1. DOI:10.6041/j.issn.1000-1298.2016.02.001. (in Chinese)
- [8] LI H F, CHEN H X, MA Z, et al. Experimental and numerical investigation of free surface vortex [J]. Journal of Hydrodynamics, 2008, 20(4):485-491.
- [9] TOKYAY T E, CONSTANTINESCU S G. Validation of a large-eddy simulation model to simulate flow in pump intakes of realistic geometry [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2006, 132(12):1303-1315.
- [10] TOKYAY T E, CONSTANTINESCU S G. Large eddy simulation and reynolds averaged Navier-Stokes simulations of flow in a realistic pump intake: a validation study [C]//World Water and Environmental Resources Congress, Anchorage, Alaska, 2005.
- [11] NAKAYAMA A, HISASUE N. Large eddy simulation of vortex flow in intake channel of hydropower facility [J]. Journal of Hydraulic Research, 2010, 48(4):415-427.
- [12] 宋希杰,刘超,罗灿. 轴流泵装置进水漩涡对压力脉动的影响[J/OL]. 农业机械学报, 2018, 49(2):113-119,81.
SONG Xijie, LIU Chao, LUO Can. Influence of inlet vortex axial flow on pressure pulsation in pump unit [J/OL]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2018, 49(2):113-119,81. http://www.j-csam.org/ch/reader/view_abstract.aspx?file_no=20180215&flag=1. DOI:10.6041/j.issn.1000-1298.2018.02.015. (in Chinese)
- [13] CHUANG W L, HSIAO S C. Three-dimensional numerical simulation of intake model with cross flow [J]. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2011, 23(3):314-324.
- [14] NICOU D, FRÉDÉRIC D. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor [J]. Flow Turbulence and Combustion, 1999, 62(3):183-200.
- [15] MIAO J M, KAO A F, WU C Y. Numerical study of spacing effect on unsteady blade aerodynamics in a transonic turbine stage with different turbulence models [J]. Transactions of the Chinese Institute of Engineers, Series A, 2004, 27(1):103-117.
- [16] GOUSSEAU P, BLOCKEN B, VAN HEIJST G J F. Quality assessment of large-eddy simulation of wind flow around a high-rise building: validation and solution verification [J]. Computers & Fluids, 2013, 79:120-133.
- [17] BAZDIDI-TEHRANI F, GHAFOURI A, JADIDI M. Grid resolution assessment in large eddy simulation of dispersion around an isolated cubic building [J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2013, 121:1-15.
- [18] TAO X. A general framework for verification and validation of large eddy simulations [J]. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2015, 27(2):163-175.
- [19] CELIK I B, GHIA U, ROACHE P J, et al. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications [J]. ASME Trans. J. Fluids Eng., 2008, 130(7):078001.
- [20] RICHARDSIN L F, GAUNT, J A. The deferred approach to the limit [J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1927, 226(636-646):299-361.
- [21] VLADIMIROV V A, LUGOVTSOV B A, TARASOV V F. Suppression of turbulence in the cores of concentrated vortices [J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1980, 21(5):632-637.
- [22] MARSHALL J S, BENINATI M L. External turbulence interaction with a columnar vortex [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005, 540:221-245.