

DOI: 10.20098/j.cnki.1001-5132.2024.0515

气液耦合涡流的动力学建模与振动演化机理

方可沁^{1,2}, 蔡建平^{3*}

(1.三峡大学 电气与新能源学院, 湖北 宜昌 443002; 2.浙江浙能华光潭水力发电有限公司, 浙江 杭州 311322;
3.浙江水利水电学院 电气工程学院, 浙江 杭州 310018)

摘要: 潮汐能电站运行过程中水电能量转换的稳定性至关重要。低水头水电站容易产生气液耦合涡流(Gas-liquid Coupling Vortex Flow, GCVF), 形成不规则的随机激波振动, 严重破坏水轮机的性能和输入流的稳定性。GCVF 临界贯穿状态识别对于提高水电转换效率和设备寿命至关重要, 但是由于气液耦合输运和流体非线性激励, GCVF 冲击振动特征检测仍面临重大挑战。为此, 提出一种基于水平集和 Flügge 壳体理论的流固耦合建模与求解方法, 揭示 GCVF 临界贯穿状态下的冲击振动演化机理。基于水平集方法和 Flügge 双向流固耦合原理, 建立 GCVF 冲击振动动力学模型, 并结合动态网格技术优化流固耦合求解过程, 探究 GCVF 临界贯穿过程的输运规律和振动演变机理。结果表明, 该模型能够较好地揭示 GCVF 临界贯穿状态下的动态演化规律, GCVF 冲击振动表现出随机能量峰值和复杂的非线性脉冲特征。

关键词: 气液耦合涡流; 流固耦合; 振动特征; 临界贯穿状态; 水电能源转换

中图分类号: TV744

文献标志码: A

文章编号: 1001-5132 (2025) 01-0045-09

水力发电作为一种清洁、高效、低碳的可再生能源具有灵活性和储能优势, 已广泛应用于电力系统发电和电网稳定, 对实现可持续发展至关重要^[1]。国际能源署指出, 到 2050 年, 全球水力发电需要达到 7×10^{16} W·h (<https://news.bjx.com.cn/html/20150708/639334.shtml>), 才能实现全球净零排放。除了发电, 电网系统的可靠性也越来越重要^[1]。而潮汐能电站由于其高响应性和储能发电的双重特点, 在平衡电力负荷和控制电网频率方面发挥着重要作用。

水轮机组作为潮汐能电站的重要组成部分, 其性能和运行稳定性预测对满足潮汐能电站日益增长的电力需求至关重要^[2-4]。低水头水轮机是水电系统建设中常用水头水轮机之一, 具有低水头(0.7 m)运行、流量小、不受地形限制等优点。然而, 在上游水库中水与空气相互作用会产生复杂的气液耦合涡流(Gas-liquid Coupling Vortex Flow, GCVF), 严重影响水轮机进水口的流动稳定性和

水轮机性能, 使水电站启动时与电网同步困难^[5-6]。当涡轮机组排流时, 强大的涡流会将浮屑和空气吸进气道, 产生不规则的随机涡激振动, 夹带的空气给喷嘴连接机构增加了脉动负荷, 从而增加了液压设备损坏的风险^[7-9]。因此, 研究 GCVF 冲击振动动力行为意义重大。

目前, 针对 GCVF 冲击振动行为的数值模型和实验研究仅限于部分物理性质^[10-12]。Park 等^[13]研究了 Taylor 和 Ekman 涡流的相互作用, 证明了 Ekman 吸力对涡核的影响。Son 等^[14]通过数值模拟研究了气液耦合涡流的演化过程, 得到了 Taylor 涡核内螺旋波的流动形态。Takács 等^[15]对涡激振动信号进行了时域分析, 发现了一些振动成分。Naderi 等^[16]对涡旋流动结构进行了研究, 发现湍流涡旋的分解和聚集是由于次级涡旋核心不稳定造成。Zhang 等^[17]采用小波算法对非平稳振动数据进行了分析, 得到杂质引起的异常能谱分布。Li 等^[2]探索了多相流体诱导的冲击振动形成过程, 得到了

收稿日期: 2024-05-23.

宁波大学学报(理工版)网址: <http://journalg.nbu.edu.cn/>

第一作者: 方可沁, 硕士研究生, 主要研究方向: 水利发电漩涡。E-mail: fkeqin18@163.com

*通信作者: 蔡建平, 博士/讲师, 主要研究方向: 非线性和自适应控制。E-mail: z2421711773@163.com

涡激振动信号的高频成分.

综上可知, 目前对 GCVF 冲击振动动力学行为研究主要集中在旋涡流型、影响因素等方面. 由于气液耦合效应和非线性随机激励作用, GCVF 冲击振动的临界贯穿演化机制和位移响应依然存有疑惑. 因此, 有必要建立一种新的流固耦合力学模型, 以揭示 GCVF 在临界贯穿过程中冲击振动的演变机理.

本文提出了一种面向 GCVF 临界贯穿状态的流固耦合建模与求解方法, 旨在解决由于气液耦合输运和流体非线性激励所带来的 GCVF 冲击振动特征检测问题, 进而为旋涡临界贯穿冲击振动机理研究提供参考.

1 涡流数学模型和求解方法

1.1 涡流数学模型

本文研究对象是有限物理空间内的非定常气液耦合旋流, 其输运过程具有高度非线性特性. GCVF 流场的控制方程包括如下的连续性方程和动量方程^[18]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}_i \rho_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i + \mathbf{V}_i) + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu_i (\nabla \mathbf{V}_i + \nabla \mathbf{V}_i^T)] + \rho_i \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (2)$$

式中: ρ_i 为流体密度; t 为时间; ∇ 表示散度运算; $\mathbf{V}_i$ 为流体速度; p 为静压; μ_i 为流体黏度; $\mathbf{g}$ 为重力加速度; $\mathbf{F}$ 为表面张力.

水平集法(Level Set Method, LSM)利用高级函数 ϕ 的零值跟踪气液界面的实时运动^[19]. 其中, 函数 $\phi=0$ 表示界面, $\phi>0$ 表示界面上方的流体, $\phi<0$ 表示界面下方的流体. LSM 输运方程为:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \phi = 0. \quad (3)$$

由于数值扩散, ϕ 不再是距离函数. 针对上述问题, 通过 $\partial \phi / \partial \tau = S(\phi_0)(1 - |\nabla \phi|)$ 描述的重新初始化过程来重建距离函数. 法向量 $\mathbf{n}$ 和平均曲率 κ 可以分别用函数 ϕ 和梯度法向界面计算.

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \Big|_{\phi=0}, \quad \kappa = \nabla \cdot \mathbf{n} = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \Big|_{\phi=0}. \quad (4)$$

GCVF 流场中密度和黏度依赖于水平集函数.

可利用 $|\phi| \leq \varepsilon$ 参数确定变量引起的过渡区域^[20-22]. 在界面过渡中, Heaviside 函数可以平滑流体的密度和黏度等物理特性.

$$H(\phi) = \begin{cases} 1, & \phi > \varepsilon, \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\phi}{\varepsilon} + \frac{1}{\pi} \sin \frac{\pi \phi}{\varepsilon} \right], & |\phi| \leq \varepsilon, \\ 0, & \phi < -\varepsilon, \end{cases} \quad (5)$$

式中: ε 为模拟界面厚度, $\varepsilon = 1.5a$ (a 值为网格空间).

流体性质(流体密度和黏度)的控制方程为:

$$\begin{cases} \rho_i(\phi) = \rho_a [1 - H(\phi)] + \rho_b H(\phi), \\ \mu_i(\phi) = \mu_a [1 - H(\phi)] + \mu_b H(\phi), \end{cases} \quad (6)$$

式中: 下标 a 和 b 分别表示上层和下层流体.

假定液相和气相是不可压缩的流体, 结合连续体表面力(Continuum Surface Forces, CSF)模型计算表面张力, 对 Navier-Stokes 方程进行修正:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_i + \mathbf{V}_i) + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i) = & -\nabla p + \nabla \cdot [\mu_i (\nabla \mathbf{V}_i + \nabla \mathbf{V}_i^T)] + \\ & \rho_i \mathbf{g} + \sigma \kappa \mathbf{n} \delta(\phi), \end{aligned} \quad (7)$$

式中: $\delta(\phi)$ 为表面 δ 函数; σ 为表面张力系数; κ 为界面平均曲率.

1.2 流固耦合模型

薄壁圆柱壳表示结构耦合模型, 是典型的连续结构. 单点谐波力必须同时将其振动从力点向表面沿轴向、法向和周向传播^[23]. 根据波传播的非相干性, 可以叠加任意周向波数和轴向半波数组组合确定圆柱壳的任意振动型. 本文基于 Flügge 壳体理论, 建立有限长薄壁圆柱壳流固耦合模型. 考虑振动波沿壳轴向传播, 利用波传播技术求解壳的位移函数. Flügge 方程的轴向波数位移解^[24-25]为:

$$\begin{cases} u_s = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} U_{ms} \cos(m\theta) \exp(i\omega t - ik_{ms}x), \\ v_s = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} V_{ms} \sin(m\theta) \exp(i\omega t - ik_{ms}x), \\ w_s = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} W_{ms} \cos(m\theta) \exp(i\omega t - ik_{ms}x), \end{cases} \quad (8)$$

式中: U_{ms} 、 V_{ms} 、 W_{ms} 分别为壳体分量在柱坐标(x 、 θ 、 r) 3 个方向上的位移幅值; k_{ms} 为轴向波数; m 为周向模态数; s 为轴向波数解序号; ω 为圆频率.

假设流体是既无黏性又不能压缩的介质, 同

时其运动特征包括各向异性和无旋转. 由此, 其波动方程为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p_s}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial \theta^2} - \frac{1}{C_f^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} = 0, \quad (9)$$

式中: r 为径向位移; p_s 为声压; C_f 为声场的波速.

考虑利用变量分离法求解式(9). 满足波动方程的声压场为:

$$p_s = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} P_{ms} \cos(m\theta) Y_m(k_{rs}r) \exp(i\omega t - ik_{ms}x), \quad (10)$$

式中: P_{ms} 为声压场振幅; $Y_m(\tau)$ 为 n 阶贝塞尔函数; k_{rs} 为径向波数.

流体冲击管壳的激励具有非线性特性, 通过轴向余弦分布谐波载荷模拟流体冲击下的随机激励:

$$p(x, \theta, t) = F_x \cos(m\theta) \varphi(x) \exp(i\lambda x / R - i\omega t), \quad (11)$$

式中: F_x 为单位周长上的力; $\varphi(x)$ 为单位脉冲函数; λ 为波长; R 为壳体径向位移.

结合局部傅里叶变换法求解上述流固耦合过程, 得到的位移响应推导过程为:

$$\begin{cases} u_s(x, \lambda) = \frac{\Omega^2 F_x}{2\pi \rho_s h R \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} S_{13} \exp(i\lambda x / R) d\lambda, \\ v_s(x, \lambda) = \frac{\Omega^2 F_x}{2\pi \rho_s h R \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} S_{23} \exp(i\lambda x / R) d\lambda, \\ w_s(x, \lambda) = \frac{\Omega^2 F_x}{2\pi \rho_s h R \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} S_{33} \exp(i\lambda x / R) d\lambda, \end{cases} \quad (12)$$

式中: Ω 为函数的渐进下界; h 为壳体高度; S_{13} 、 S_{23} 、 S_{33} 为应力张量的分量.

流固耦合系统可求解任意点的径向位移, 得到加速度特征. 根据位移和加速度响应, 可以得到 GCVF 临界贯穿状态与冲击振动波过渡之间的规律.

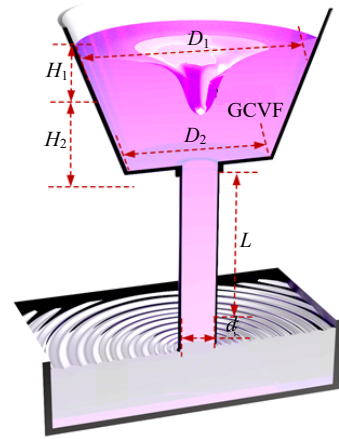
2 流固耦合模型的计算

2.1 流固耦合力学模型

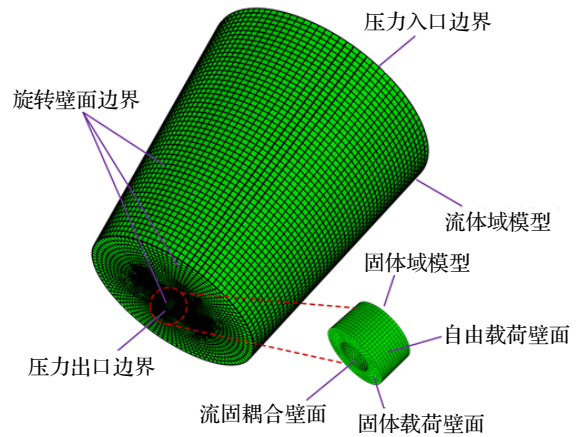
为了研究 GCVF 冲击振动的演化过程, 建立了基于流固耦合的 GCVF 动力学模型(图 1). 在初始状态下, 水相和气相由于密度不同均匀分布在容器中(图 1(a)). 容器的上部区域($H_1=78$ mm)为气相, 下部区域($H_2=182$ mm)为水相. GCVF 发生在底部有排水管的薄壁容器中. 容器的几何参数为: 高

度 H 为 260 mm, 上径 D_1 为 240 mm, 下径 D_2 为 175 mm, 管长 L 为 20 mm, 管厚 2 mm, 管径 d 为 8 mm. 由于容器顶部与外界大气压力相连, 参考压力设置为 1.01×10^5 Pa, 流体重力方向与排水方向保持一致.

网格尺寸关系到数值计算的时长和精度. 六面体结构网格具有网格质量高、数值扩散小、精度高等优点, 适合本模型的网格划分(图 1(b)). 管道出口处以 0.01 mm 的网格尺度划分, 以捕捉 GCVF 临界贯穿状态的动力学特性. 为提高计算收敛速度, 余下的数值模型以 5 mm 的网格尺度划分, 网格数共计 545 615 个. 结构模型采用尺度为 0.005 mm 的六面体网格划分, 对壁面边界层进行 0.002 mm 的网格细化处理, 网格数共计 76 430 个. 数值模型的网格划分较为均匀, 对排水管进行网格细化以保证模拟精度.



(a) 物理模型和几何尺寸



(b) 数值模型和边界条件

图1 流固耦合力学模型和边界条件

2.2 模型边界和初始条件

基于上述模型,可以观察到 GCVF 冲击振动演化过程.数值模型的部分边界条件为:入口壁面为压力入口边界条件,出口壁面为压力出口边界条件;流体域的固定壁面是能够提供初始扰动速度的旋转壁面,壳体固定壁面为固定载荷壁面;固体域模型的外壁面为自由载荷壁面,内壁面为流固耦合壁面,可以实现流体场与结构场之间的数据传递.为了研究 GCVF 的动态演化过程,采用切向速度($\omega_0=2\pi\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$)的初始扰动,保证 GCVF 流场处于完全的湍流状态.考虑到数据传输的可靠性和准确性,利用双向流固耦合方法进行数值计算,流体域和固体域之间交换的时间步长为 1:100.针对管径($d=8、10、12、14\text{ mm}$)与壳体厚度进行归一化处理,归一化管径分别为 $4d^*$ 、 $5d^*$ 、 $6d^*$ 、 $7d^*$.此外,为了获得薄壳较明显的冲击特性,采用弹性模量为 $3.2\times 10^3\text{ MPa}$ 的丙烯酸塑料研究 GCVF 冲击振动特性.

数值计算采用有限体积法对控制方程进行离散,保证流场的质量守恒.由于涡旋计算不稳定,利用压力隐式分裂算子(Pressure Implicit Splitting Operators, PISO)方法处理压力-速度耦合,以保证收敛效率^[26].通过五阶加权非振荡(Weighted Non-oscillatory, WENO)空间技术实现水平集函数(LS 函数)的离散化,结合压力交错选项(Pressure Staggering Option, PRESTO)技术解决离散压力插值问题.采用三阶总变差减小(Total Variation Decreasing, TVD)的龙格-库塔格式进行时间离散^[3,27-28].此外,采用二阶迎风格式处理耗散率、湍流动能和动量离散化.

2.3 流固耦合求解方法

基于双向流固耦合的求解策略,研究 GCVF 的动态演化行为(图 2).

首先执行流场的自定义初始函数和边界条件,求解多相流场的控制方程和湍流方程,得到压力数据.在此基础上,计算薄壁壳的运动方程,得到薄壁壳体的位移和应力.当流场收敛后,进行下一个时间步长的计算.

当流场不满足耦合收敛条件时,利用动态网格技术,用弹簧光顺网格模型对新位移条件下的流场边界网格进行更新.针对高失真率的网格,采

用局部网格重建模型解决计算发散带来的低质量网格或负体积网格问题.整个流场计算重复上述过程,直到满足收敛准则,进而得到 GCVF 的输运演变规律和流固耦合位移响应.

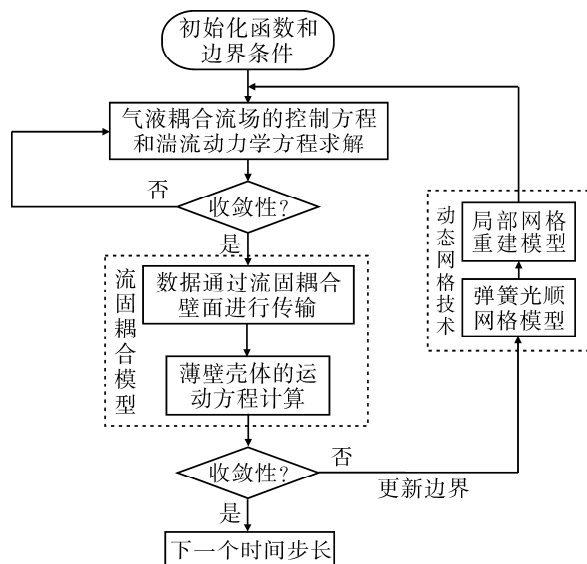


图2 流固耦合求解流程

2.4 GCVF 力学模型的验证

由于网格数量对仿真精度影响较大,需要进行网格独立性研究以满足仿真结果的准确性和可重复性^[26-27].本文得到3种不同网格密度(N_1 、 N_2 、 N_3 分别为376 541、521 786、698 470个)的GCVF径向速度曲线(图3).

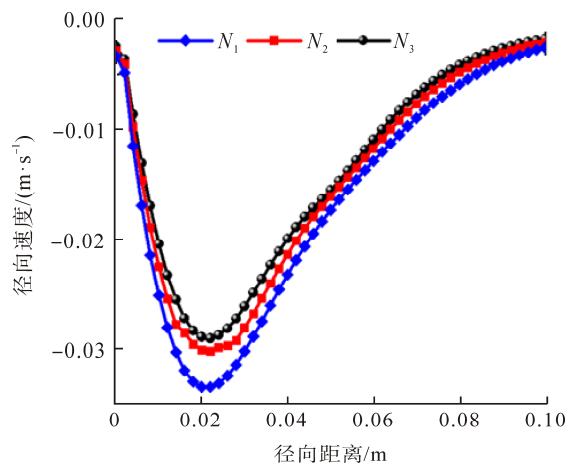


图3 数值模型的网格独立性

从图3可见,在 N_1 时,速度值在径向坐标 0.025 m 处存在显著偏差,相对误差为 9.01%. 由于 GCVF 的抽吸力作用,流场的速度梯度变化很快, N_1 时难以获得准确结果.但当网格密度达到一定

值时, 曲线 N_2 和 N_3 的速度值呈现均匀分布, 相对误差为 3.15%. 因此, 网格密度(N_2 和 N_3)可以满足网格独立性要求, 保证数值计算的准确性和可重复性.

3 结果和分析

3.1 GCVF 流场的动态演化过程

由于吸力变化和相间黏性摩擦力作用, GCVF 演变过程呈现的力学特征具有明显的非线性. 选取 ω_0 为 $2.0\pi \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 、直径为 $4d^*$ 和 d^* 研究气液耦合界面的演化特征. 以体积分数剖面反映界面演化特征, 获得 GCVF 的临界过渡特征, 结果如图 4 所示, 其中红色部分为水相, 绿色部分为气相, 黄色部分为 GCVF 耦合边界层. 根据界面演化过程, 得到涡核的前端状态.

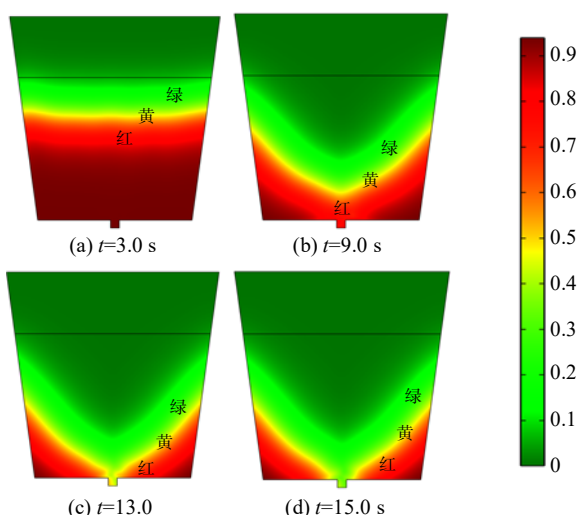


图 4 GCVF 的体积分数云图

在旋涡形成过程中, GCVF 流型包含轴向运动和切向运动. 随着 GCVF 演变尺度的增大, 中心液面高度低于壁面的液面高度(图 4(a)). 出现该现象是因为起始速度增加了流动雷诺数, 使湍流强度变大, 提高了流体的切向运动和流体向中心的收敛速度. 在图 4(c)和(d)中, 随着 GCVF 流场的演化, 旋涡前端的中心形成凸点, 且排气口抽吸少量空气. 研究表明: 出口吸力促进了流体向排气孔收敛, 使得流体在涡芯前端形成不稳定流动, 从而打破了液面屏障, 形成抽气状态. 在潮汐电站涡轮机的运行过程中, 上述过程构成了 GCVF 演变的重要阶段. 随着流体成分的变化, GCVF 的形成影

响压力、流量等传感器的检测状态, 进而降低水电能源转换的效率. 因此, 实时识别 GCVF 临界贯穿过程并抑制其形成可获得更好的水电资源利用率.

通过研究 GCVF 的物理特征, 可以得到不同流量的气相体积分数演变趋势(图 5). 从图 5 可见, 随着排流过程的演化, 气相体积分数上升, 在 GCVF 耦合过程中气相体积分数出现振荡现象. 这与旋流临界贯穿状态有关, 表示气相的湍流输运过程. 当旋涡从液体中心表面输送气相时, 气相和水相混合, 产生不规则的耦合脉动现象. 气相的连续输运增强了耦合程度, 导致气液耦合过程出现剧烈振荡, 说明在 GCVF 临界贯穿过程中存在气液耦合输运现象, 导致流型呈现非线性特征.

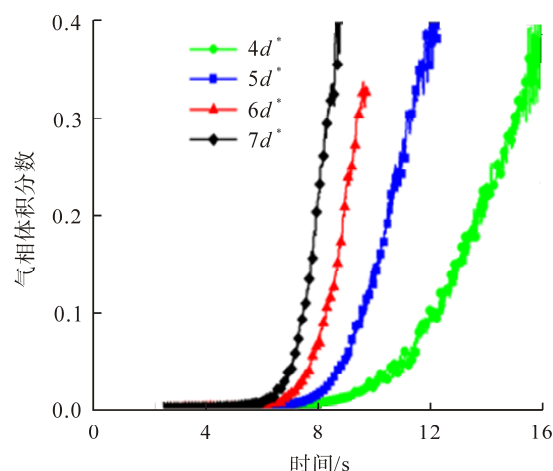


图 5 气相体积分数的动态演化过程

流场的湍动能可以表征旋涡强度的演化规律, 如图 6 所示.

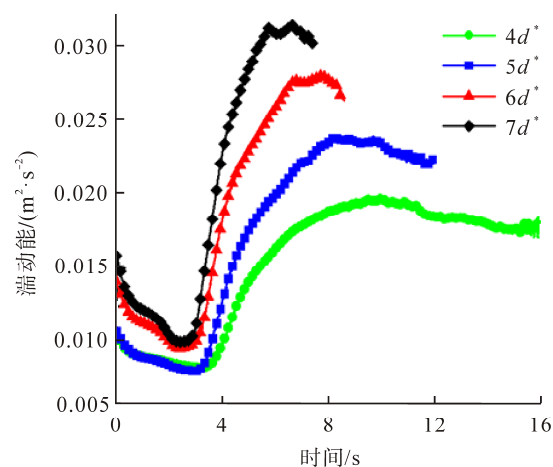


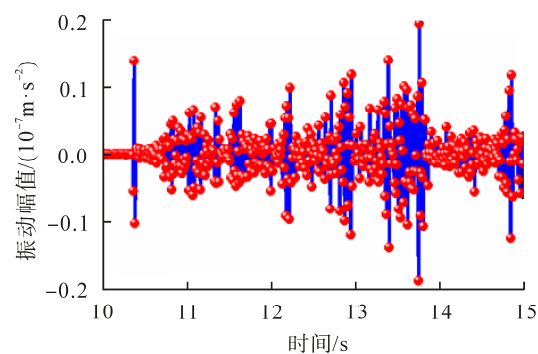
图 6 湍动能的动态演化过程

从图 6 可见, 湍流动能在 0~4s 时呈现先减小

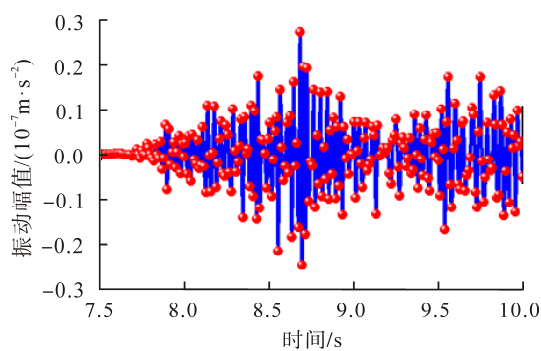
后增大的演变特征,说明在稳定水相时湍流能量强度较小.随着流量的增大,同一时刻监测点的湍动能速度在 $t=4\text{ s}$ 时上升更快,说明在较大流量下涡流可以快速贯穿排流管道.随着气液耦合过程进行,气相与水相以不规则脉动混合,增大了 GCVF 的湍流强度,而在旋涡临界贯穿过程中,湍流能量表现出强烈的脉动,表明 GCVF 临界贯穿是一个气液耦合的非线性湍流过程,该过程会产生随机脉动,对传感设备造成一定的损害.

3.2 GCVF 冲击振动信号的时域波形

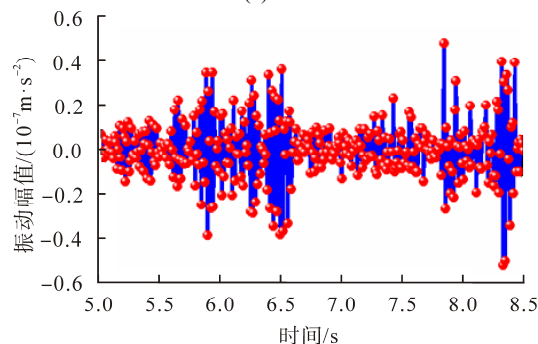
为了揭示 GCVF 动态演化过程与冲击振动之间的内在关联,研究了不同流量条件下 GCVF 的冲击振动过程,得到了 GCVF 的时域波形分布(图 7),其中横坐标为采样时间,纵坐标为振动幅值,



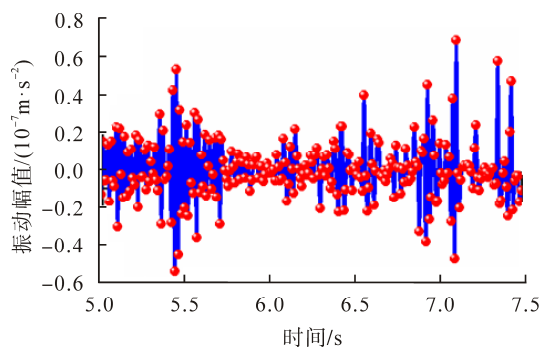
(a) 4d*



(b) 5d*



(c) 6d*



(d) 7d*

图 7 GCVF 冲击振动信号的时域波形

采样频率为 100 Hz.

从图 7 可见,流量决定了 GCVF 冲击振动的强度变化,冲击振动信号具有瞬态突变特性,其振幅在某一时刻达到最大值.从图 7(a)可见,信号在 $t=13.75\text{ s}$ 时振幅最大,振动峰值集中在 $-0.2\times 10^{-7}\sim 0.2\times 10^{-7}\text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$,振动峰值后的幅值明显减小.当流量增大时(图 7(b)~(d)),信号峰值分别为 0.29×10^{-7} 、 0.58×10^{-7} 、 $0.70\times 10^{-7}\text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$.根据信号时域波形可以推测,随着 GCVF 动态演变,振动信号的幅值随着气泡尺度的增大而增大,且存在较多随机分量,使时域波形呈现非线性特征.

从图 7 还可见,随着流量的增加,信号的幅值在整个区间内均增大.由于 GCVF 维持的时间不同,流体能量的积累和释放速率会因流速的不同而变化.在低流速时,流体积累和释放的过渡过程较平稳,抽吸气泡的数量和尺度更小,该过程的持续时间远大于流量变化引起的排水增量时间.因此,信号幅值较弱,振动波具有明显的阶跃递增和瞬态递减特征(图 7(a)).当流速增大时,流场能量释放导致壳体剧烈振动,并产生许多非线性振动分量,使振动信号具有突变峰值(图 7(d)).上述现象说明 GCVF 临界贯穿阶段的信号强度和瞬态畸变特性与流量有关.根据上述振动幅值的过渡特性,利用振动传感器可以检测到 GCVF 临界贯穿点,这对于潮汐电站涡轮机运行过程中的旋涡抑制控制不可或缺.

3.3 GCVF 冲击振动信号的频域波形

时域波形可以预测临界贯穿状态,但在工程应用中,大量的工业现场干扰会影响振动波形,降低检测结果的精度.随着频率的改变,功率谱密度(Power Spectral Density, PSD)通过信号单位频带的

能量也随之变化, 可以获得更直观的特征信息, 临界贯穿过程的PSD频谱如图8所示, 其中横轴为采样频率, 纵轴为功率谱密度.

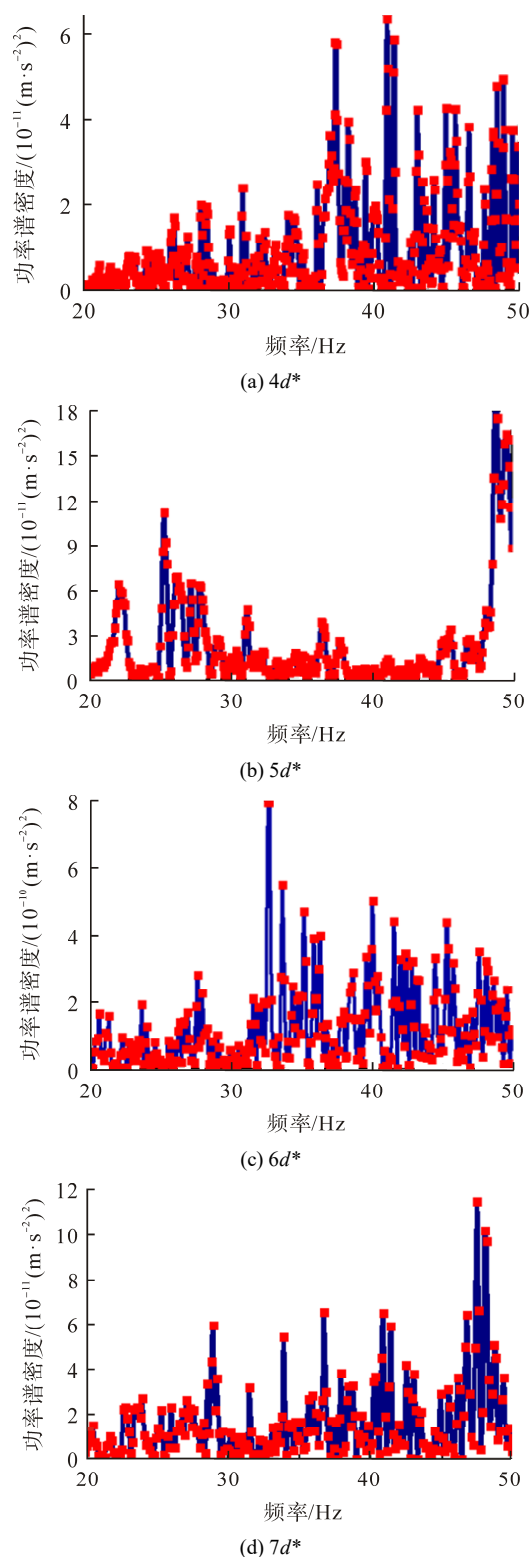


图8 GCVF冲击振动信号的PSD波形

从图8可见, GCVF冲击振动信号在临界贯穿状态下具有较高的能量值, 最大能量值频率集中在30~50 Hz. 在临界贯穿状态下, 流场存在强烈的激振力, 导致信号强度增加并呈现高度非线性特性. 从图8(a)可见, PSD脉冲分量峰值为 $6.3 \times 10^{-11} (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2$. 从图8(b)可见, 信号脉冲分量在20~30 Hz之间突然增大, 能量幅值为 $12.0 \times 10^{-11} (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2$. PSD在30~45 Hz范围内较小, 但能量振幅在49 Hz处达到峰值, 为 $17.8 \times 10^{-11} (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2$. 从图8(c)可见, PSD的峰值频率为33 Hz, 峰值为 $8.0 \times 10^{-10} (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2$, 并且在31~50 Hz之间存在一系列随机脉冲分量, 频率结构表现出高度非线性特性. 从图8(d)可见, PSD在29~50 Hz存在许多随机分量, 并在48 Hz处有一个峰值, 为 $11.8 \times 10^{-10} (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2$. 上述现象说明, PSD的峰值频率和能量幅值随流量的变化呈现出不同的演变特征, 但在临界贯穿状态下存在大量随机脉冲分量. 这一现象可以作为GCVF临界贯穿状态检测的关键特征.

4 结论

(1)基于水平集和Flügge双向流固耦合原理, 建立了GCVF冲击振动动力学模型, 结合流场特征参数(体积分数和湍流动能), 得到了GCVF临界贯穿过程的动态演化规律, 发现GCVF输运现象是产生高度非线性冲击振动的根本原因.

(2)基于弹簧光顺和网格重构的动态网格技术, 优化了双向流固耦合求解过程, 得到了GCVF冲击振动过程的时频域特征, 发现当流量增大时, 涡流冲击增加了能量结构和随机脉冲分量的复杂性.

(3)在GCVF临界贯穿状态下, 频率能量集中在具有许多非线性脉冲分量的高频波段, 且存在明显的能量突变峰值特征, 该特征对于水电能源转换过程中的涡激振动抑制控制至关重要.

参考文献:

- [1] SOTO-RIVAS K, RICHTER D, ESCAURIAZA C. Flow effects of finite-sized tidal turbine arrays in the Chacao Channel, Southern Chile[J]. Renewable Energy, 2022, 195:637-647.
- [2] LI L, TAN D P, WANG T, et al. Multiphase coupling mechanism of free surface vortex and the vibration-based sensing method[J]. Energy, 2021, 216:119136.

- [3] CRISTOFANO L, NOBILI M, ROMANO G P, et al. Investigation on bathtub vortex flow field by particle image velocimetry[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2016, 74:130-142.
- [4] ZHENG M R, HAN D, PENG T, et al. Numerical investigation on flow induced vibration performance of flow-around structures with different angles of attack[J]. *Energy*, 2022, 244:122607.
- [5] KAN K, XU Y H, LI Z X, et al. Numerical study of instability mechanism in the air-core vortex formation process[J]. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 2023, 17:2156926.
- [6] YAN W J, FENG Z Q, YANG W, et al. Bayesian inference for the dynamic properties of long-span bridges under vortex-induced vibration with Scanlan's model and dense optical flow scheme[J]. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2022, 174:109078.
- [7] SUI G D, SHAN X B, HOU C W, et al. An underwater piezoelectric energy harvester based on magnetic coupling adaptable to low-speed water flow[J]. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2023, 184:109729.
- [8] TAN D P, ZHANG L B. A WP-based nonlinear vibration sensing method for invisible liquid steel slag detection[J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2014, 202:1257-1269.
- [9] TAN D P, LI P Y, JI Y X, et al. SA-ANN-based slag carry-over detection method and the embedded WME platform[J]. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2013, 60(10):4702-4713.
- [10] LI L, GU Z H, XU W X, et al. Mixing mass transfer mechanism and dynamic control of gas-liquid-solid multiphase flow based on VOF-DEM coupling[J]. *Energy*, 2023, 272:127015.
- [11] LI L, QI H, YIN Z C, et al. Investigation on the multiphase sink vortex Ekman pumping effects by CFD-DEM coupling method[J]. *Powder Technology*, 2020, 360:462-480.
- [12] TAN D P, LI L, YIN Z C, et al. Ekman boundary layer mass transfer mechanism of free sink vortex[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 150:119250.
- [13] PARK I S, SOHN C H. Experimental and numerical study on air cores for cylindrical tank draining[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2011, 38(8):1044-1049.
- [14] SON J H, SOHN C H, PARK I S. Numerical study of 3D air core phenomenon during liquid draining[J]. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2015, 29(10):4247-4257.
- [15] TAKÁCS G, ONDREJKOVIČ K, HULKÓ G. A low-cost non-invasive slag detection system for continuous casting[J]. *IFAC Papers on Line*, 2017, 50(1):438-445.
- [16] NADERI V, FARSADIZADEH D, LIN C, et al. A 3D study of an air-core vortex using HSPIV and flow visualization[J]. *Arabian Journal for Science and Engineering*, 2019, 44(10):8573-8584.
- [17] ZHANG Q, WANG J, ZHANG Y Z, et al. Numerical simulation and manifold learning for the vibration of molten steel draining from a ladle[J]. *Journal of Vibroengineering*, 2013, 15(2):549-557.
- [18] SONG X J, CHAO L, WANG Z W. Prediction on the pressure pulsation induced by the free surface vortex based on experimental investigation and Biot-Savart Law[J]. *Ocean Engineering*, 2022, 250:110934.
- [19] TAN D P, NI Y S, ZHANG L B. Two-phase sink vortex suction mechanism and penetration dynamic characteristics in ladle teeming process[J]. *Journal of Iron and Steel Research International*, 2017, 24(7):669-677.
- [20] ZHENG G A, GU Z H, XU W X, et al. Gravitational surface vortex formation and suppression control: a review from hydrodynamic characteristics[J]. *Processes*, 2023, 11(1):42.
- [21] SINGH N K, PREMACHANDRAN B. A coupled level set and volume of fluid method on unstructured grids for the direct numerical simulations of two-phase flows including phase change[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 122:182-203.
- [22] DU X Z, ZHANG M, CHANG H, et al. Micro windmill piezoelectric energy harvester based on vortex-induced vibration in tunnel[J]. *Energy*, 2022, 238:121734.
- [23] YU M L, LIU K, ZHU W D. A high-order partitioned fluid-structure interaction framework for vortex-induced vibration simulation[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2022, 105:321-339.
- [24] LI L, TAN Y F, XU W X, et al. Fluid-induced transport dynamics and vibration patterns of multiphase vortex in the critical transition states[J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2023, 252:108376.
- [25] ZHAO K Q, FAN J, WANG B. Analytical and experimental study of the vibro-acoustic behavior of a semi-submerged finite cylindrical shell[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2020, 482:115466.
- [26] DAI H L, ABDELKEFI A, WANG L. Modeling and

- nonlinear dynamics of fluid-conveying risers under hybrid excitations[J]. *International Journal of Engineering Science*, 2014, 81:1-14.
- [27] LI L, LU B, XU W X, et al. Mechanism of multiphase coupling transport evolution of free sink vortex[J]. *Acta Physica Sinica*, 2023, 72(3):182-195.
- [28] ZHANG P, RAP Y, XIE Y, et al. Turbulent flow structure and heat transfer mechanisms over surface vortex structures of micro V-shaped ribs and dimples[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 178:121611.

Dynamic modeling and vibration evolution mechanism of the gas-liquid coupled vortex flow

FANG Keqin^{1,2}, CAI Jianping³

(1.College of Electrical and New Energy, China Three Gorges University, Yichang 443002, China;

2.Zhejiang Zheneng Huaguantan Hydroelectric Power Generation Co., Ltd., Hangzhou 311322, China;

3.College of Electrical Engineering, Zhejiang University of Water Resources and Electric Power, Hangzhou 310018, China)

Abstract: To meet the increasing electricity demand, hydropower energy conversion stability is essential in the operation process of tidal power plants. A low-head hydropower station can easily produce gas-liquid coupling vortex flow (GCVF) and form irregular shock wave vibrations, seriously damaging turbine performance and input flow stability. Identifying the critical penetration state is crucial to improving the hydropower conversion efficiency and equipment lifetime. However, the detection of GCVF shock vibration characteristics still faces significant challenges due to the gas-liquid coupled transport and the nonlinear excitation of fluid. To solve the above problems, this paper proposes a fluid-structure coupling modeling and solution method, based on the level set and Flügge shell theory, to reveal the GCVF shock vibration evolution mechanism under the critical penetration state. Based on the level set method and Flügge bidirectional fluid-structure coupling principle, the GCVF shock vibration dynamic model is set up. Dynamic mesh technology is utilized to optimize the fluid-structure coupling solution process, based on which the transport law and vibration evolution mechanism of the GCVF critical penetration process are obtained. Research results demonstrate that the proposed model and method can well reveal the GCVF evolution regularities in the critical penetration state, and the GCVF shock vibration is capable of showing the energy peak and complex nonlinear pulse characteristics.

Key word: gas-liquid coupling vortex flow (GCVF); fluid-structure coupling; vibration characteristic; critical penetrating state; hydropower energy conversion

(责任编辑 史小丽)