

引用格式: 刘亢, 曹留帅, 万德成. 基于主动射流方法的椭圆水翼梢涡空化抑制研究 [J]. 中国舰船研究, 2023, 18(4): 159-169.

LIU K, CAO L S, WAN D C. Suppression of tip vortex cavitation of elliptical hydrofoil based on active water injection methods[J]. Chinese Journal of Ship Research, 2023, 18(4): 159-169.

基于主动射流方法的椭圆水翼梢涡空化抑制研究



扫码阅读全文

刘亢^{1,2}, 曹留帅^{1,2}, 万德成^{*1,2}

1 上海交通大学 船海计算水动力学研究中心, 上海 200240

2 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院, 上海 200240

摘要: [目的] 梢涡空化会产生压力波动和流动噪声, 预测梢涡空化的初生和发展过程, 了解其作用机理并加以抑制是船舶螺旋桨与旋转机械亟待解决的问题。[方法] 以剖面为 NACA 0012 翼型的椭圆水翼为研究对象, 基于 IDDES 湍流模型和 Schnerr-Sauer 空化模型, 分别在全湿流和空泡流两种工况下对水翼梢涡及其空化现象进行模拟, 分析水翼梢涡及其空化之间的相互作用特性。进一步, 通过主动射流方法控制水翼梢涡空化, 并对比两种开孔射流方式, 即垂向射流和侧向射流的作用效果。[结果] 以梢涡体积作为空泡抑制的判断标准, 与无射流工况对比, 垂向射流工况对空泡的抑制效果可达到 8.09%; 而在侧向射流工况下, 射流对空泡的抑制效果更加明显, 达到了 10.47%。结果证明两种主动射流方式均可以有效抑制梢涡空化。[结论] 通过机理分析发现, 垂向射流会影响水翼梢涡入射流的流速及流向, 提高梢涡湍动能的耗散项, 从而降低水翼的梢涡强度; 而在侧向射流工况下, 射流则直接作用于梢涡, 所携带的能量极大地破坏了水翼的梢涡结构, 从而大大降低了梢涡空化现象的产生。

关键词: 椭圆水翼; 主动射流; 梢涡空化; IDDES; Schnerr-Sauer

中图分类号: U661.1

文献标志码: A

DOI: 10.19693/j.issn.1673-3185.02868

Suppression of tip vortex cavitation of elliptical hydrofoil based on active water injection methods

LIU Kang^{1,2}, CAO Liushuai^{1,2}, WAN Decheng^{*1,2}

1 Computational Marine Hydrodynamics Lab, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

2 School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Abstract: [Objective] As tip vortex cavitation (TVC) causes noise radiation and vibration, it is necessary to understand how to predict and control its development, and understand its mechanism in order to suppress it, especially in the field of ship propellers and other rotating machinery. [Method] Focusing on an elliptical hydrofoil with an NACA 0012 cross-section, this study uses the Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) turbulence modeling method and Schnerr-Sauer cavitation model to simulate TVC on the hydrofoil and analyze its behavioral characteristics under wet flow and cavitation flow conditions. After that, two active water injection methods, side injection and top injection, are introduced into the simulation to reduce and suppress cavitation inception respectively. [Results] Taking the cavity volume of the tip vortex as the criterion for cavitation suppression, compared with the condition without water injection, top injection can inhibit cavitation by 8.09%. Moreover, under the condition of side injection, the effect of the injecting flow on the cavitation is more obvious, reaching 10.47%. The results show that both top and side injection can effectively suppress TVC. [Conclusion] Top injection can change the flow direction and speed of the tip vortex incident flow, and increase the dissipation term of the turbulent kinetic energy; while in side injection, the energy it carries acts directly on the vortex structure of the hydrofoil, destroying the vortex and greatly suppressing the generation of cavitation.

Key words: elliptical hydrofoil; active water injection; tip vortex cavitation; IDDES; Schnerr-Sauer

收稿日期: 2022-04-24

修回日期: 2022-08-21

网络首发时间: 2023-03-07 17:03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52001210, 2131102)

作者简介: 刘亢, 男, 1999 年生, 硕士生。研究方向: 梢涡空化抑制研究。E-mail: 18754095981@163.com

曹留帅, 男, 1990 年生, 博士, 助理研究员。研究方向: 船海计算水动力学, 分层流中钝体尾迹, 空化流等。

E-mail: liushuaicao@sjtu.edu.cn

万德成, 男, 1967 年生, 博士, 教授, 博士生导师。研究方向: 计算船舶水动力学, 无网格粒子法, 船型优化,

流固耦合, 涡激振动/运动等。E-mail: dcwan@sjtu.edu.cn

*通信作者: 万德成

0 引言

空化是水利机械工作过程中较常见的一种物理现象。在工作过程中,这类机械往往会加速其伴流流场并导致压力降低,当压力降低至当地温度下的饱和蒸汽压力时,便会出现空化现象^[1]。梢涡空化是空化中较为特殊的一类,它在螺旋桨或椭圆水翼中较为常见^[2]。梢涡空泡在产生和发展过程中并不附着在螺旋桨或水翼表面,不会对桨和水翼的推进效率产生较大影响,也不会产生过强的腐蚀作用。但是,梢涡空泡的发展往往伴随着溃灭过程,会导致局部流场内的压力脉动增加,引起流体噪声,降低船舶的舒适性。对于军舰而言,噪声会影响其隐蔽性,降低安全性能。因此,如何预测梢涡空化现象并对其进行控制极为重要。

近年来,学者们对梢涡空化的研究不断深入,对梢涡及其空化的认知也逐渐趋于成熟。为确定梢涡与梢涡空化之间的相互作用, Ji 等^[3]基于 Delft Twist-11 型水翼进行了研究,通过分析梢涡中涡量输运方程中各分量的占比后发现,空化发生时梢涡膨胀项增长明显,其幅值能达到与涡拉伸项相同的水平,而在全湿流中该项数值为零,因此,他们认为空化对梢涡的影响主要体现在膨胀项中;无独有偶, Cheng 等^[4]使用大涡模拟(LES)方法对 NACA 0009 液压型水翼的叶尖泄漏涡进行模拟时也得到了相同结论。而为探究梢涡空化对梢涡流动的影响, Ohta 等^[5]在 $Re=2\ 000\sim 2\ 600$ 的条件下对湍流边界层处的空化进行了模拟,结果显示,当空化出现时,空泡会阻隔流体间湍流动能的交换,使从流向向其他方向的动量转移减少;而 Kuiper 等^[6]采用多普勒激光测试仪测量了充分发展后的涡空化区域附近的流场,发现空泡只对其附近流域存在影响,远离空化区的流体速度与非空化状态类似,同时,与非空化状态下梢涡流动相比,流体方位角速度在空化交界面附近减小,并在距离空化边缘一定距离处达到最大。

为抑制梢涡空化,减轻梢涡空泡所带来的危害,学者们提出了流动控制方法。流动控制方法分为两类:被动控制和主动控制^[7]。其中,被动控制通过优化设备的外形结构影响空化附近的流场^[8]。而主动控制则是通过射流的方式干扰空化区附近流场的压力及速度分布。两种方法均可较好地实现空泡抑制,但主动控制在不同工作环境下调整简单。目前主动控制方法已成为解决水翼及螺旋桨空化的一种热门解决方案。如 Wang 等^[9]

采用数值方法对 NACA 0066 型水翼开孔射流进行模拟并与实验结果进行了对比,结果显示,射流可以有效降低水翼吸力面片空化面积,同时在保证升力性能基础上,有效降低水翼阻力; Chang 等^[10]发现向梢涡核心部分注水或水性聚合物可以有效抑制梢涡空化的产生,同时研究得出,射流的引入导致涡核区域的流动不稳定性明显降低; Timoshevskiy 等^[11]采用实验和数值相结合的方法研究了切向射流对水翼吸力面的影响,结果显示切向射流能有效降低片状空化面积,实现对片状空化的有效抑制,再一次验证了射流对空泡控制的有效性; Lu 等^[12]在 NACA 0066 型水翼吸力面进行开孔射流,实现了对水翼片状及云空化的高效抑制效果; Lee 等^[13]采用实验方法将射流作用分别应用于椭圆水翼及螺旋桨之上,探究射流对梢涡空化的影响并基于此对梢涡空化噪声进行了分析,结果显示,射流对空化有着明显的抑制作用,射流速度越高,空化延迟越明显,空泡诱导所产生的噪声也越小。

根据现有文献可知,主动射流可以有效降低梢涡空化的发展长度,但是,目前少有文献开展主动射流对水翼梢涡及其空化抑制作用的模拟工作,同时主动射流对空泡抑制作用的机理也不清晰。本文拟选用改进延迟分离涡模拟(IDDES)湍流模型和 Schnerr-Sauer 空化模型,基于 STAR-CCM+ 对 NACA 0012 型椭圆水翼的梢涡空化现象进行模拟,同时,采用两种不同位置的开孔射流方式对水翼的梢涡空化进行控制,探究射流、水翼梢涡及其空化三者间的相互作用,分析主动射流对空化抑制作用的机理。

1 数值方法

1.1 控制方程

在流体力学领域,CFD 模拟中建立的所有数学模型均基于 Navier-Stokes(N-S)方程。该方程能够描述流体力学领域许多现象的物理本质,并在数学意义上对牛顿流体的动量及质量守恒做出了阐释^[14]。不可压缩流体的 N-S 方程如式(1)和式(2)所示。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\frac{(\nabla p)}{\rho} + \frac{\mu \nabla^2 \mathbf{V}}{\rho} \quad (2)$$

式中: ρ 为流体密度; p 为流场压力; μ 为黏度系数; t 为时间; \mathbf{V} 为速度矢量;符号“ ∇ ”为参数的梯度;

符号“ ∇ .”为参数的散度;符号“ ∇^2 ”为拉普拉斯算子。

1.2 IDDES 湍流模型

N-S 方程是 CFD 模拟的基础,但若只通过 N-S 方程求取流场信息的精确解,需要耗费极大的计算资源,并且只能应用于一些简单场景。所以在处理实际问题过程中,学者们往往会基于不同的假设对 N-S 方程进行简化,从而得到湍流模型,目前主流湍流模型分为 3 种:直接数值模拟方法(DNS 模型)、大涡模拟方法(LES 模型)和雷诺时均方法(RANS 模型)。

3 种湍流方法各有优缺点,其中 RANS 模型对计算资源以及网格质量的要求较小,但所得计算结果误差较大;而 LES 模型采用亚格子(subgrid-scale)模型对计算结果进行滤波后,可以大大提高计算精度,但同时对网格精度也有较高要求,会大大延长计算周期,降低计算的经济性;同样,DNS 模型也面临着和 LES 模型相同的问题。

本文所使用的 IDDES 模型将 RANS 和 LES 方法的优势相结合,它对 LES 模型中的亚格子模型进行重构,在靠近壁面的位置使用 RANS 模型,而其余流场区域则使用 LES 模型。这样既能保证计算精度,又可降低对网格质量的要求。在精细流场模拟方面,该模型应用广泛,Cao 等^[15]基于 IDDES 模型对球体附近漩涡相干结构进行了精细化捕捉,而 Wang 等^[16]则基于该湍流模型对高速火车的流场进行了模拟,以上工作均取得了较好的效果。IDDES 方程^[17]如式(3)~式(5)所示。

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{V}) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t)(\nabla k)] + P_k - \rho \sqrt{k^3} / l_{\text{IDDES}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{V}) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t)(\nabla \omega)] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{(\nabla k) \cdot (\nabla \omega)}{\omega} + \alpha \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (4)$$

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} \quad (5)$$

式中: k 为流场湍动能; ω 为流场湍流耗散率; \mathbf{S} 为应变速率张量; l_{IDDES} 为 IDDES 模型下的湍流尺度; F_1, F_2 为混合函数; P_k 为结果项; $\sigma_k, \sigma_\omega, \sigma_{\omega 2}$ 为模型系数, α, β, a_1 为计算常量。

F_1, F_2, P_k 的计算方程如式(6)~式(8)所示。

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (6)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (7)$$

$$P_k = \min(\mu_t S^2, 10 C_\mu \rho k \omega) \quad (8)$$

其中, C_μ 为模型系数。关于内部参数的相关计算公式不再赘述,详情可参考文献[17]。

1.3 空化模型

在 CFD 中,对流场空化现象的模拟基于空化模型进行。根据不同的理论方法,空化模型主要分为两大类:基于状态方程的空化模型及基于运输方程的空化模型。本文所使用的 Schnerr-Sauer 空化模型为一种基于运输方程的空化模型,该方程在数学意义上表达了流体的汽化及凝结过程,因此,可较真实地捕捉空化现象^[18]。

目前 Schnerr-Sauer 空化模型已被内置于多种 CFD 商用软件中,并且经过验证,其精度完全满足工程需求。在空化研究领域,学者们经常选用 Schnerr-Sauer 空化模型。例如,Yilmaz 等^[19]基于 Schnerr-Sauer 空化模型对螺旋桨的梢涡空泡进行模拟,经与实验对比,仿真结果与实验值误差较小;同样,Giorgi 等^[20]也基于该模型探究了水翼的梢涡初空化初生过程。空化模型运输方程^[18]如式(9)所示。

$$\frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \mathbf{V}) = \dot{m}_c + \dot{m}_v \quad (9)$$

式中: α_v 为空化发生过程中的气相占比; ρ_v 为气相密度; \dot{m}_c 与 \dot{m}_v 分别为冷凝与汽化过程中的质量交换项。

在 Schnerr-Sauer 空化模型中, \dot{m}_c 与 \dot{m}_v 的表达式分别为

$$\dot{m}_c = C_c \frac{3 \rho_v \rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \text{sgn}(P_v) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3 \rho_l}} - C_c \frac{3 \rho_v \rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \text{sgn}(P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3 \rho_l}} \quad (10)$$

$$\dot{m}_v = C_v \frac{3 \rho_v \rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \text{sgn}(P_v) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3 \rho_l}} - C_v \frac{3 \rho_v \rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \text{sgn}(P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3 \rho_l}} \quad (11)$$

$$R = \left(\frac{\alpha_v}{1 - \alpha_v} \cdot \frac{3}{4\pi n_0} \right)^{1/3} \quad (12)$$

式中, C_c 为冷凝模型系数; C_v 为汽化模型系数; ρ_l 为液相密度; P_v 为液体饱和压力; P 为流体压力; R 为局部气泡半径; n_0 为空泡种子密度。

2 仿真计算

2.1 几何模型及计算域

由于 NACA 0012 型椭圆水翼具有较完整的空化及水动力实验数据,因此选用该翼型对水翼的梢涡空化现象进行模拟,借此验证本文所使用的湍流模型及空化模型。NACA 0012 型椭圆水翼几何模型如图 1(a) 所示,该椭圆水翼弦长 $C = 150 \text{ mm}$,展长 $S = 176.7 \text{ mm}$ 。

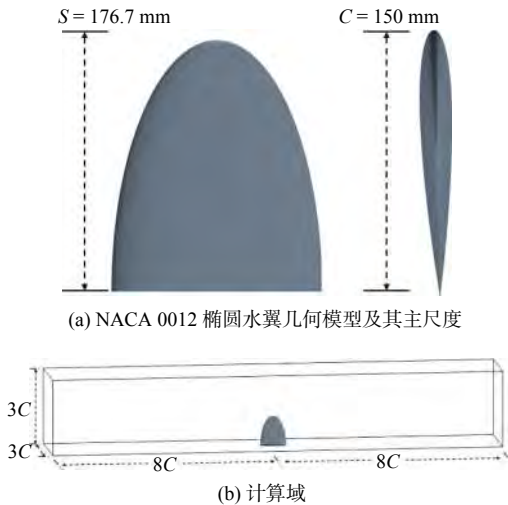


图 1 NACA 0012 型椭圆水翼几何模型及计算域设置
Fig. 1 NACA 0012 elliptic hydrofoil and computational domain

如果将 NACA 0012 型椭圆水翼的弦长 C 作为计算域尺寸计量单位,流动方向、水翼展长方向设为计算域的 x, z 方向,剩余方向为计算域的 y 方向,分别对应计算域的长、高和宽,计算域设计为 $16C \times 3C \times 3C$ 长方体水桶形状。为了更好地模拟水翼梢涡空化现象,减小边界及出入口对计算结果的影响,计算域边界应尽可能远离水翼安装位置,因此除沿 z 方向需考虑实际情况放置在底端位置以外,沿 x, y 方向,水翼都处于其中心区域,计算域整体设置如图 1(b) 所示。

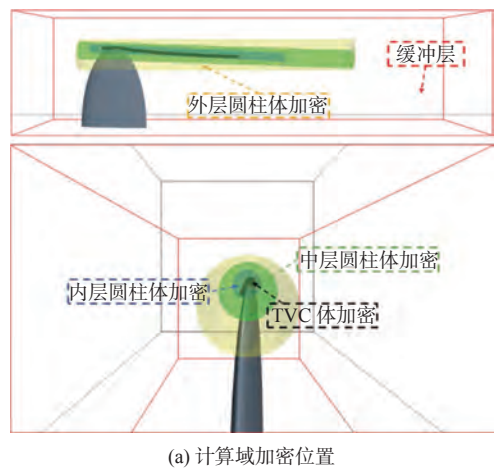
2.2 网格划分

在流体流动过程中,随着梢涡的向后发展,梢涡及其空化结构会不断翻卷形成极小尺度的涡结构,梢涡内部的流动变化较为剧烈,即使计算过程中产生的小范围扰动也会对仿真结果产生较大影响。因此,为准确模拟水翼梢涡及其空化现象,需对计算域梢涡位置处的网格进行细化。由于水翼梢涡并不是标准圆柱形状,而是沿流动方向弯曲成弓形,采用结构化网格划分方法对梢涡位置处网格进行加密的难度较高。本文基于 STAR-CCM+ 中的多面体网格划分方法和体加密

方法对 NACA 0012 型椭圆水翼计算域进行网格划分。

网格基础尺寸设置为 $0.1C$; 计算域最大网格尺寸为 $0.4C$ (约 0.06 mm); 椭圆水翼表面网格尺寸为 $0.01C$ 。为更好地捕捉水翼梢涡空化,首先以水翼为中心,建立 $8C \times 2C \times 2C$ 的长方体网格缓冲层,网格尺寸设置为 $0.25C$,作为估计流场运动趋势的初始网格并形成水翼的初始流场;其次,提取初始流场中的 $Q = 5000 \text{ s}^{-2}$ 等值面确定水翼梢涡网格加密位置,并在其附近建立三层圆柱几何体(外层、中层和内层圆柱体加密区域)进行体网格加密,网格尺寸分别为 $0.02C, 0.01C, 0.005C$ 。虽然基于三层圆柱体网格加密,可以有效捕捉 NACA 0012 椭圆水翼的梢涡形态,但对其梢涡空化的捕捉并不如意。因此,我们基于 STAR-CCM+ 软件的 3D-CAD 功能,在水翼梢涡周围建立非规则形状的梢涡空化 (TVC) 加密区,网格尺寸为 $0.001C$ 。

计算域梢涡加密位置如图 2(a) 所示,其中,红色矩形框内部为缓冲层加密区,黄色圆柱为外层圆柱体加密区,绿色圆柱为中层圆柱体加密区,青色圆柱为内层圆柱体加密区,而黑色区域为 TVC 体加密区。在图 2(b) 网格划分中,分别采用不同颜色对 5 层加密网格的边界进行界定,缓冲层为红色,外层圆柱体加密为黄色,中层圆柱体加密为蓝色,内层圆柱体加密为绿色, TVC 体加密为黑色。同时,本文将主动射流简化为速度进口表面,即忽略射流流体在射流管中流动的过程,通过在水翼表面定义速度进口从而实现主动射流的模拟。因此在网格划分时,需将射流面从水翼表面中分离并对该位置进行加密(红色:垂直射流加密位置;蓝色:侧向射流加密位置),加密尺寸为 $0.001C$,同时为保证射流面的形状不变形,添加射流面边缘的曲线控制,曲线尺寸为 $0.0005C$,最终网格数量为 400 万左右。



(a) 计算域加密位置

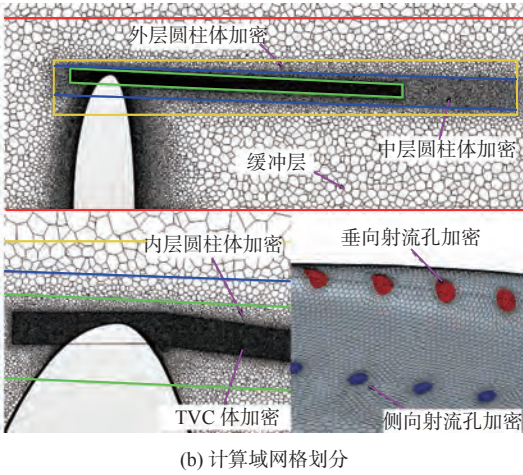


图 2 计算域加密位置及网格划分

Fig. 2 Refinement region of computational domain and mesh division

2.3 边界条件及离散格式

计算域进口设置为速度进口, 来流速度 $V_1 = 6 \text{ m/s}$; 出口设置为压力出口, 在进行升力系数计算时, 将出口压力设置为敞水条件, 而在空化模拟过程中, 出口压力 $P_\infty = 39\ 278 \text{ Pa}$, 此时空化数 $\sigma_n = 2.01$; 侧面边界设置为滑移壁面; 水翼表面设置为无滑移壁面。

计算过程中, 为节省计算资源, 敞水工况下, 设置求解器进行定常计算, 空化工况下则设为隐式非定常, 时间离散为二阶离散格式, 时间步长 $\Delta t = 1 \times 10^{-5} \text{ s}$, 每个时间步内迭代 20 次。为保证计算完全达到稳定状态, Xie 等^[6] 在进行椭圆水翼的梢涡空化仿真工作时, 将流场稳定时间定义为 $10C/V_1$, 同时延伸 $2C/V_1$ 用于数学统计计算, 并基于此得到了较好的数值结果。因此, 基于所选用的椭圆水翼翼型, 本文设置非定常工况下的仿真算例计算总时长为 0.30 s , 并统计 $0.25 \sim 0.30 \text{ s}$ 范围的流场信息用于时均计算。计算过程中监视水翼的升、阻力系数和残差曲线, 以判断求解的收敛性。

2.4 网格无关性验证

为确定现有网格分辨率是否满足空泡预报的精度要求, 本文根据 ITTC 网格无关性验证规范^[19], 基于粗糙(基础网格尺寸为 0.03 m)、中等(基础网格尺寸为 $0.021\ 2 \text{ m}$)、细密(基础网格尺寸为 0.015 m)以及极细密(基础网格尺寸为 $0.010\ 6 \text{ m}$)网格加密准则对网格进行无关性分析, 4 套网格的最终数量分别为 70 万、148 万、372 万、841 万。同时, 为进一步确定空泡预报精度, 选用椭圆水翼升力系数及梢涡空泡体积作为无关性验

证的分析标准。4 套网格如图 3 所示, 仿真结果如图 4 所示。

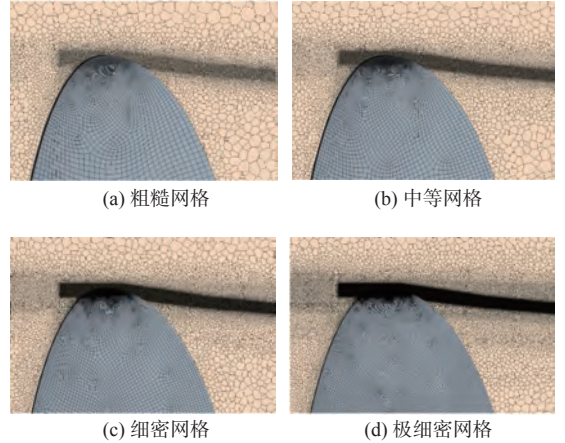


图 3 网格无关性的网格划分

Fig. 3 Different grids for validation and verification

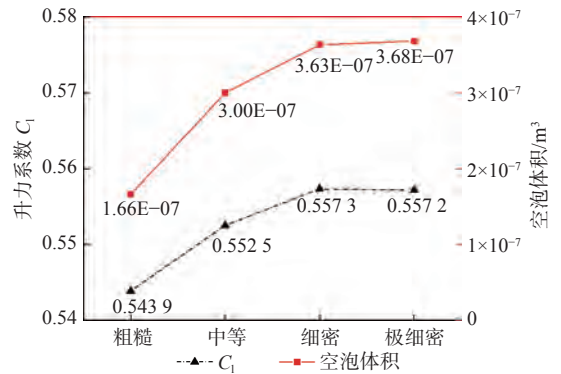


图 4 网格无关性验证

Fig. 4 Grid convergence verification

结果显示, 当网格逐渐由粗糙加密至极细密的过程中, 升力系数和空泡体积均呈现出逐渐收敛的趋势, 其中, 升力系数在细密等级下达到最大, 而网格加密至极细密等级后升力系数反而有所下降; 梢涡空泡总体积则随着网格细化等级的不断增加呈现增加的趋势, 但细密和极细密等级网格的空泡体积仅相差 $5 \times 10^{-9} \text{ m}^3$ 。在综合考虑计算周期和计算精度的要求后, 我们选用细密等级的网格进行数值计算。

2.5 模型验证

为验证 IDDES 模型的正确性, 在全湿流工况下对 NACA 0012 型椭圆水翼的升力系数进行定常计算。根据试算结果, 定常工况下, 算例会在 600 步之后趋于稳定, 本文最终确定每个工况的计算步数为 1 000 步, 并通过对 600~1 000 步范围的计算结果进行平均统计确定椭圆水翼的升力系数。图 5 为 NACA 0012 型椭圆水翼升力系数随攻角 α 变化的曲线及其与 Takasugi 等^[21] 的实验结果的对比情况。

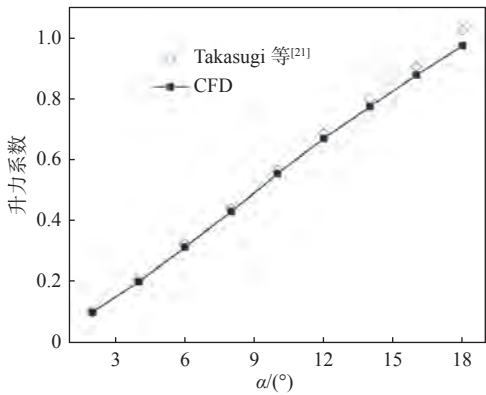


图5 升力系数计算结果及与实验对比情况

Fig. 5 Lift coefficient comparison between calculation and experimental results

由图5可知, NACA 0012型椭圆水翼的升力系数计算结果与实验结果匹配良好, 随着攻角的不断增加, 两者都呈现出线性增长趋势。同时随着攻角的不断提升, 由于计算域内流动也变得更加剧烈, 仿真与实验结果之间的误差也在不断增大, 最大误差为5.5%; 在水翼攻角 $\alpha = 10^\circ$ 的工况下, 通过CFD模拟和Takasugi等^[21]实验得到的升力系数分别为0.585和0.565, 误差为0.200, 两者的误差率仅为3.54%, 满足工程精度要求。

在完成对IDDES湍流模型计算正确性的验证之后, 提取 $\alpha = 10^\circ$ 工况下椭圆水翼的梢涡空泡形态以及远场(水翼0.175 m后)90%展长位置处的流向速度分布, 并将其与Takasugi等的实验结果^[21]进行对比, 确定湍流模型与Schnerr-Sauer空化模型的耦合情况。图6为所提取的梢涡空泡体积分数 $\alpha_v = 0.1$ 时数值计算结果与实验结果^[21]的对比情况。

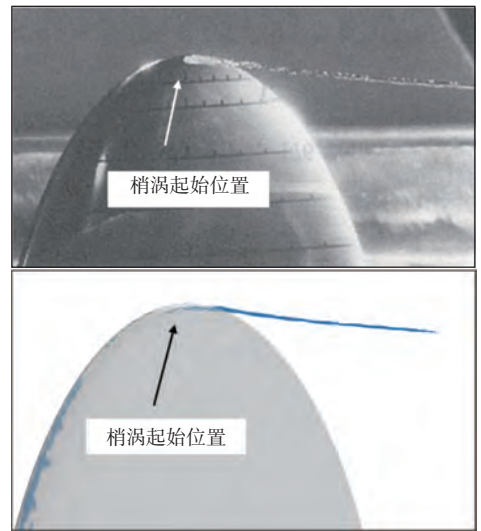
由图6(a)可知, 相较于实验结果, 数值方法得到的空泡在椭圆水翼的表面有空泡粘连, 但梢涡空泡的初生位置及形态均与实验结果相近。

图6(b)中横轴为 y 方向坐标, 纵轴为无量纲速度。由图6(b)所示, 与实验结果相比, 数值方法所得的90%展长位置处的轴向速度偏低, 证明在向下游流动过程中, 数值结果存在耗散偏大的问题, 但总体结果匹配良好, 证明了本文模拟方法的适用性。

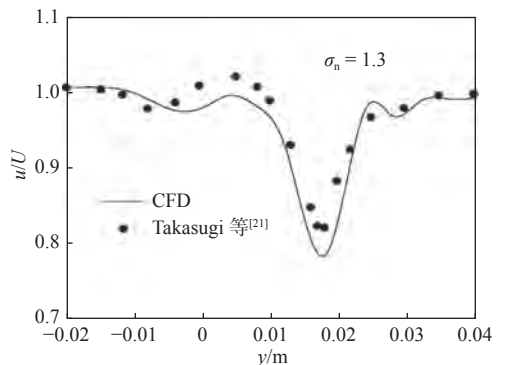
3 结果与分析

3.1 水翼梢涡及其空化特性分析

首先, 分别在全湿流和空泡流两种工况下对水翼梢涡及其空化现象进行模拟, 确定空化现象产生前后的梢涡形态及其内部的压力变化, 同时可视化梢涡附近的流场运动情况, 分析水翼梢



(a) 梢涡形态对比



(b) 速度分布对比

图6 水翼CFD数值模拟与实验结果对比

Fig. 6 Comparison between CFD simulation and experimental results of hydrofoil

空化的产生机理。此时水翼攻角为 $\alpha = 10^\circ$, 来流速度为 $V_1 = 6 \text{ m/s}$, 空化数为 $\sigma_n = 2.01$, 水的饱和蒸汽压力 $P_v = 3\ 170.34 \text{ Pa}$ 。

水翼的梢涡形态可根据 Q 准则(Q -Criterion)方法进行识别:

$$Q = 0.5(\|\boldsymbol{\Omega}^2\| - \|\mathbf{S}^2\|) \quad (13)$$

式中: $\boldsymbol{\Omega}$ 为涡张量; 符号“ $\|\cdot\|$ ”为范数的计算符号。

图7为基于 $Q = 5 \times 10^5 \text{ s}^{-2}$ 等值面捕获的全湿流和空泡流工况下的水翼梢涡, 同时为更明显地对比梢涡空泡对水翼梢涡带来的变化, 对 $x = 0.1 \text{ m}$ 处的梢涡结构进行放大对比。由图可知, 两种工况下的水翼梢涡发展趋势并没有较大差别, 二者都呈现出向下弯曲的类弓形形状; 但当对梢涡结构放大后发现, 两种工况下的涡核形状差异较大, 在全湿流工况下, 水翼涡核内部涡运动极为强烈, 呈现出明显的红色; 而在空泡流工况下, 水翼梢涡涡核内部的涡运动放缓, 涡核强度大幅度降低; 同时, 梢涡形状也有较大改变, 无空化时, 水翼梢涡呈类正圆形, 而空化产生后, 水翼梢

直径有所增加且呈现类椭圆形,这在图 8 中表现得尤为明显。

为确定梢涡及其空化产生的原因,提取 $x = 0.08$ (梢涡空化初生位置附近)位置处的压力云图及流速变化云图,如图 8 所示。

由图 8 可知,在全湿流工况下,在水翼翼尖位置和吸力侧位置均有涡产生,且梢涡旋转运动强

烈,压力梯度变化明显,在旋转作用最剧烈的涡核位置形成了蓝色的低压区,证明梢涡空化的产生来源于水翼梢涡的旋流效应;而空化发生后,一方面,涡核位置形成空泡对低压区进行压力补偿,水翼梢涡内部的压力梯度有所降低;另一方面,压力梯度的降低,促使水翼梢涡的旋转速度放缓,梢涡强度减小。

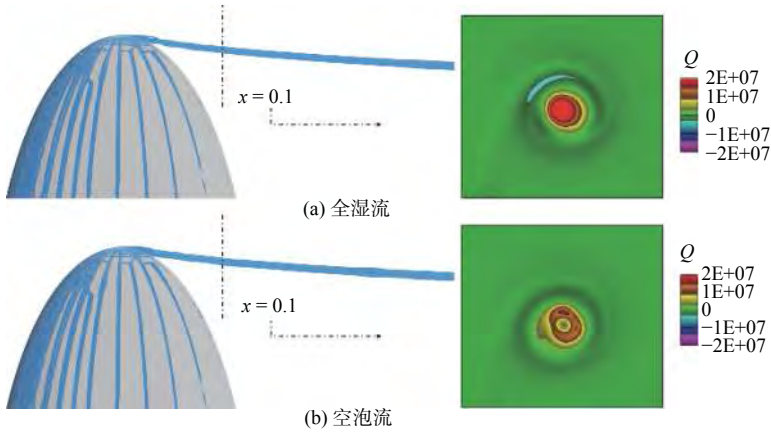


图 7 全湿流和空泡流水翼梢涡对比

Fig. 7 Tip vortex comparison in wetted and cavitation flow

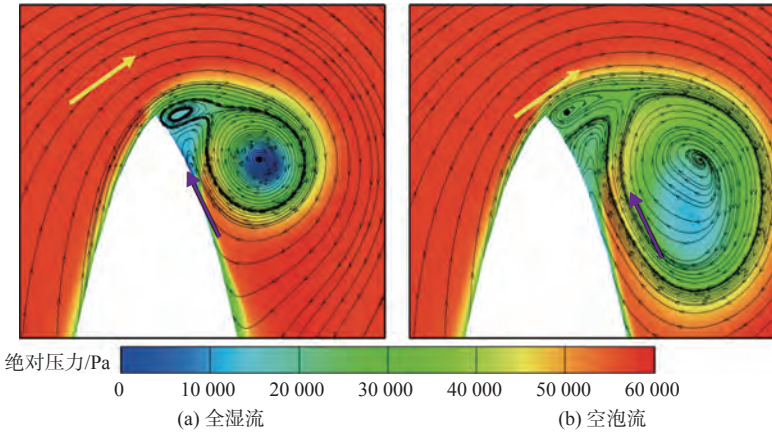


图 8 $x = 0.08$ 处水翼梢涡压力云图

Fig. 8 Pressure contours for hydrofoil tip vortex at $x = 0.08$

同时,根据图 8 中的流动趋势可知,水翼压力侧(水翼左侧)流体存在向上的运动趋势,当压力侧流体向上运动穿过水翼翼尖位置至水翼吸力面后,在压力作用下,向上的流动则逐渐发生弯曲,并最终汇聚至水翼吸力侧的表面附近形成旋转流动。根据此流动趋势,可将水翼梢涡的旋转运动分为两部分:一部分为来自水翼压力侧的入射流(黄色箭头所示);另一部分为汇聚至水翼吸力侧的回射流(紫色箭头所示)。

3.2 主动射流对水翼梢涡空化的抑制作用

在确定水翼梢涡流动趋势及其空化成因之后,本文在水翼翼尖区域开设 1 个直径为 1 mm 的射流孔,通过开孔射流的方式对梢涡空化

的发展进行控制,射流流速为 9 m/s,射流流体为水,其参数设置与环境水保持一致。如图 9 所示,根据作用方式不同,将开孔射流位置分为侧向开孔和垂向开孔。其中,图 9(b)所示为侧向开孔,该开孔位置靠近空化初生区域,射流流体可以直接作用在梢涡之上;图 9(c)所示为垂向开孔,该位置距离梢涡及其空化较远,射流只能够通过影响流场的运动对梢涡产生影响。侧向开孔沿开孔表面法向射流,垂向开孔沿 z 方向射流。

3.2.1 水动力性能

作为推力机械,对椭圆水翼而言,其最重要的是升力和阻力性能,本文分别测量了无射流(W/O)、垂向射流(T/I)、侧向射流(S/I)工况下的水翼表面的升力系数和阻力系数,图 10 为 3 种工

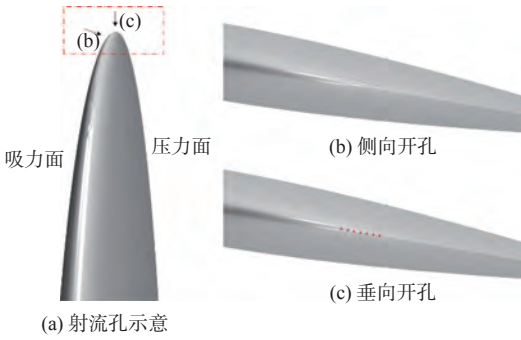


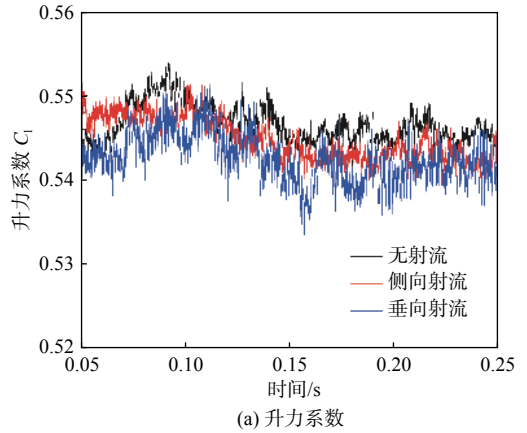
图 9 水翼开孔位置

Fig. 9 Positions of injection holes

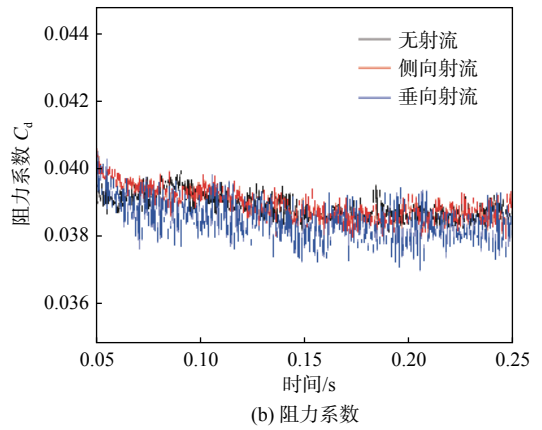
况下升力系数及阻力系数随时间的变化曲线。由图 10 可知,侧向射流对水翼表面的受力影响较小,该工况下的升力系数和阻力系数的波幅及周期与无射流工况下的差别较小;而垂向射流工况对椭圆水翼的系数影响较大,首先垂向射流导致升力系数及阻力系数随时间脉动的波幅增加,升力系数波幅最大增加至 0.01 左右,而阻力系数波幅最大增加至 0.002 左右;其次,该工况下水翼表面的升力性能及阻力系数较 W/O 和 S/I 两种工况下均有较小程度的降低。已知水翼及螺旋桨表面产生振动的主要原因之一是空泡溃灭过程中所带来的压力脉动^[22],空泡越不稳定,激振力越强。因此,由垂向射流工况下水翼表面升力及阻力系数振幅增加,可知垂向射流在有效降低水翼的梢涡空化的同时,还会降低梢涡空泡的稳定程度,导致水翼表面激振力增加。

3.2.2 空泡形态

两种开孔方式下的水翼梢涡空化发展长度对比如图 11 所示,空泡体积如表 1 所示。由图 11 可见,在无射流工况下,水翼梢涡空泡结构较稳定,呈现柱状空泡形态。而开孔射流之后,一方面,两种开孔射流方式均有效降低了水翼梢涡空泡的发展长度;另一方面,与侧向射流不同,垂向



(a) 升力系数



(b) 阻力系数

图 10 3 种射流工况下力系数对比

Fig. 10 Force coefficient comparison of W/O, S/I, T/I conditions

射流对梢涡空泡的抑制并不彻底,该工况下仍有少量空泡在初生位置处不断产生,使得梢涡空泡溃灭位置提前,造成水翼表力压力脉动增加,并最终导致激振力增加。对比表 1 结果可知,在射流速度保持不变的条件下,侧向射流对梢涡空化的抑制率达到了 10.47%,水翼所产生的梢涡空泡几近消失;而垂向射流的空泡抑制率为 8.09%,其抑制效果也非常明显,但对比侧向开孔仍有所不及。可以确定,两种开孔射流均可有效降低水翼梢涡空泡的发展长度,其中侧向射流更为明显。

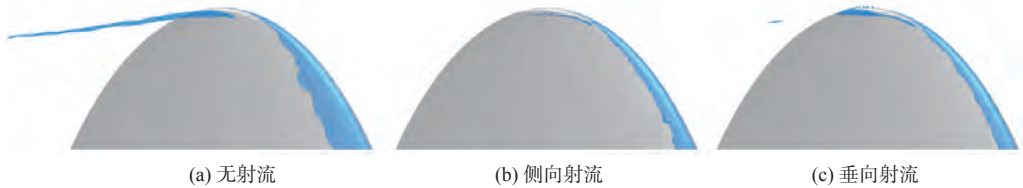


图 11 3 种射流工况下空泡形态对比

Fig. 11 TVC comparison at W/O, S/I, T/I conditions

表 1 射流位置对水翼梢涡空化抑制效果的影响

Table 1 Suppression comparison of hydrofoil TVC for different injection position

射流位置	射流速度/(m·s ⁻¹)	空泡体积/m ³	原空泡体积/m ³	抑制率/%
侧向	9	3.25×10 ⁻⁷	3.63×10 ⁻⁷	10.47
垂向	9	3.40×10 ⁻⁷	3.63×10 ⁻⁷	8.09

3.2.3 梢涡流场

根据 3.1 节中的流场分析,可知水翼的梢涡空化来源于水翼梢涡旋流效应产生的压降作用。因此,探究射流对梢涡运动的影响是分析射流对空化抑制作用的有效手段。本文提取射流孔中心位置处的 x 法向切面,基于 Q 准则云图及射流孔局部流域流线,分析射流对水翼梢涡流动趋势及

梢涡结构的影响, 结果如图 12 所示。

首先根据无射流工况确定水翼梢涡的初生位置及发展状态, 如图 12(a) 所示, 当 $x = 0.073$ 时, 水翼梢涡仍处于初生阶段, 此时梢涡形态较小, 且贴近水翼吸力侧表面, 而在 $x = 0.082$ 位置处, 水翼梢涡已完全发展成型; 其次, 确定两种射流方式对水翼梢涡的干扰作用, 由图 12 可见, 无论是垂向开孔亦或是侧向开孔, 射流所携带的能量会极大地破坏射流附近流域的涡结构, 但由于射流位置不同, 两种射流方式对涡的破坏程度也不尽相同。在图 12(b) 垂向射流工况下, 射流只会破坏水翼翼尖位置所形成的涡, 梢涡结构则保存得较为完整, 其梢涡直径比无射流工况下的梢涡直径有些许增加, 但发展趋势与图 12(a) 类似; 而侧向射流则不同, 如图 12(c) 所示, 因侧向射流可直接从水翼梢涡及其空化核心位置穿过, 导致梢涡结

构变形严重, 原本较为完整的涡核被分解为若干个无序的小涡, 在此作用下, 涡核区域流动的无序性增加, 梢涡的定向旋转强度降低, 由旋转引起的压降作用也逐渐降低, 从而抑制了水翼梢涡空化的产生。

除直接破坏梢涡结构外, 迫使梢涡旋转流动趋势发生变化也可对其内部空化产生影响。在上文中提及, 水翼梢涡的旋转运动可划分为两部分, 一部分为来自椭圆水翼压力侧的入射流, 另一部分为靠近吸力侧表面的回射流。从图 12(b) 中开孔位置流域局部放大细节来看, 垂向射流流体的混入, 可有效改变梢涡入射流的方向及流速, 降低水翼梢涡的旋转强度, 从而降低涡核的压降现象; 与此类似, 侧向射流也对梢涡回射流产生了影响, 但由于梢涡结构破坏严重, 这种影响对梢涡旋转强度的抑制作用无法给出有效分析。

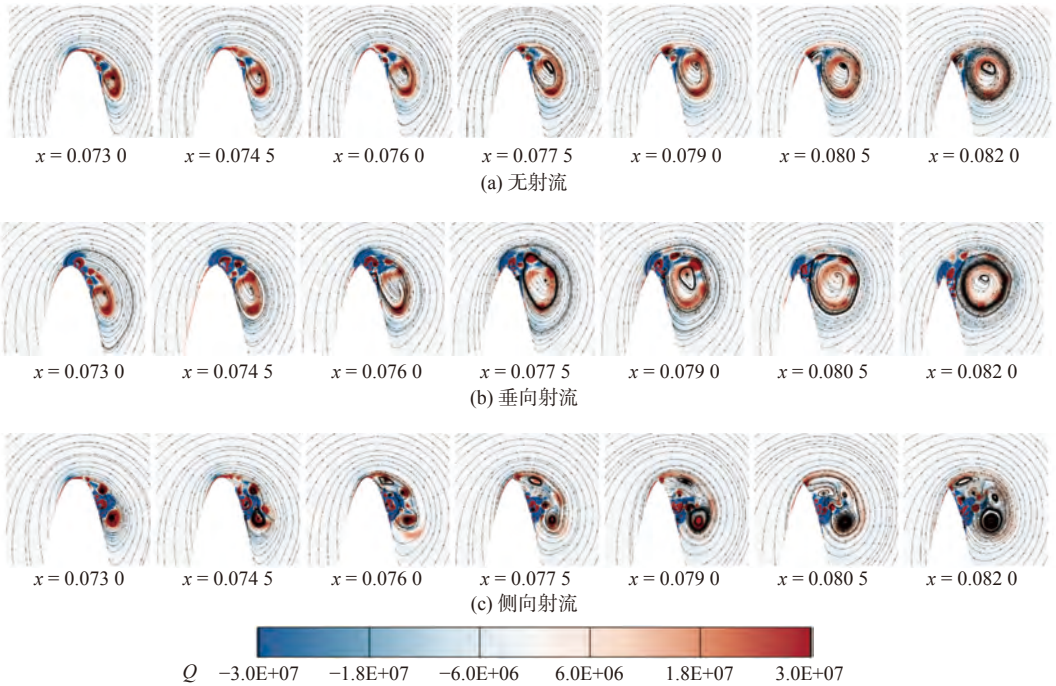


图 12 3 种射流工况下梢涡形态对比

Fig. 12 Tip vortex comparison of W/O, S/I, T/I conditions

3.2.4 能量分析

湍动能 (TKE) 是表现湍流运动发展或是衰退的一种衡量标准, 湍动能的数值可以用以表示梢涡旋转运动的强度。本文基于湍动能并分解其各分量分析主动射流对梢涡及其空化的能量传递影响。湍动能输运方程如式 (14) 所示。

$$\frac{dk}{dt} = -\langle u'_i u'_k \rangle \cdot \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \cdot \left(\frac{\langle p' u'_k \rangle}{\rho_m} + \left\langle \frac{1}{2} u'_i u'_i u'_k \right\rangle - \mu_m \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) - \mu_m \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right\rangle \quad (14)$$

式中: u_i 为速度分量; u'_i 为脉动速度分量; p' 为脉动压力; μ_m 为动力黏度; 等号右侧第 1 项为湍动能的做功项, 第 2 项为湍动能的扩散项, 第 3 项为湍动能的耗散项; 其中, 湍动能的单位为 J, 根据式 (14) 可得做功项、扩散项和耗散项的单位为 W。

根据式 (14), 在湍动能运输分量计算过程中, 需对流场的速度及压力场进行时均处理。本文总计算时长为 0.30 s, 计算可在 0.25 s 时达到稳定状态, 选用 0.25~0.30 s 的流场信息进行时均统计, 统计周期为 0.05 s。图 13 为 3 种工况的水翼梢涡湍动能及能量输运过程中各分量情况, 其中流

代表水翼射流的发展趋势。由图13(a)无射流工况分析结果可知,随着梢涡不断向后发展,水翼梢涡中所携带的湍动能不断减小,其中,梢涡内部的剪切耗散是主要原因。由图13(b)垂向射流工况分析结果可知,从射流初始阶段开始,射流便在梢涡的卷携下做旋转运动,这一携带过程使得垂向射流工况与无射流工况相比,其湍动能输送所有分量都有所增加,其中梢涡发展过程中耗

散项增加得较为明显。由图13(c)侧向射流工况分析结果可知,在射流初始阶段,其射流集中在梢涡中心位置,运动较为混乱,且暂无旋转趋势,在射流随着梢涡不断向后发展的过程中,射流流体才逐渐开始发生旋转;同时,对比湍动能输送过程的各分量可以看出,侧向射流会减小湍动能做功项,并在射流位置附近增加梢涡湍动能的耗散项。

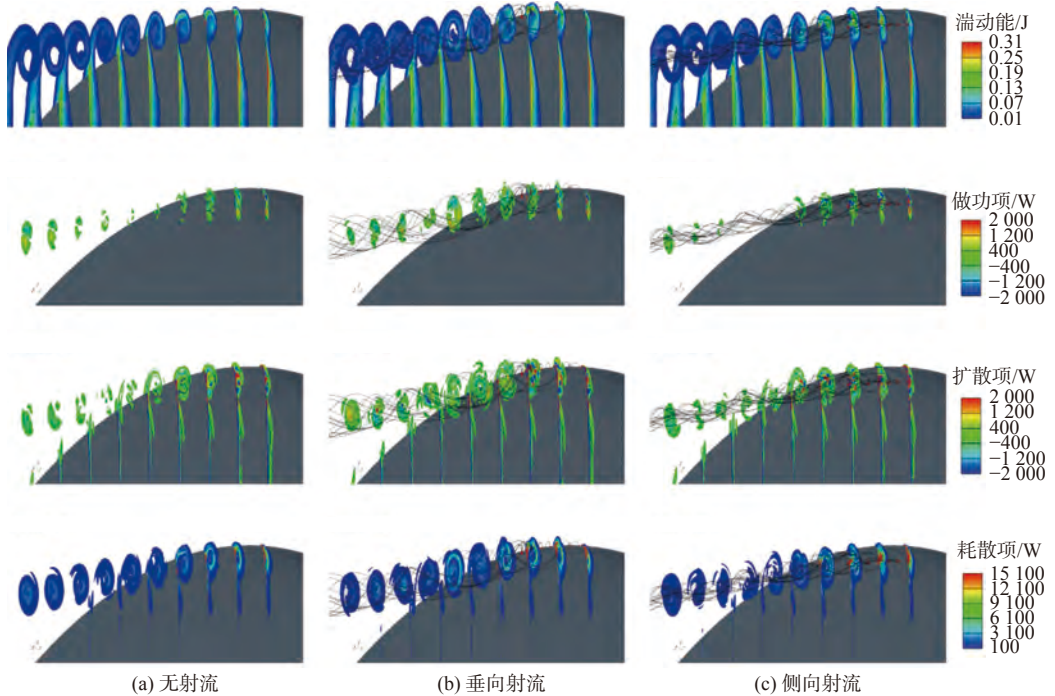


图13 3种射流工况下湍动能分量对比

Fig. 13 Turbulence kinetic energy and its terms comparison of W/O, S/I, T/I conditions

4 结论

基于 IDDES 湍流模型和 Schnerr-Sauer 空化模型,首先在全湿流和空泡流两种工况下,对 NACA 0012 型椭圆水翼梢涡及其空化现象进行模拟,分析梢涡及其空化的流动特性;同时采用垂向射流和侧向射流两种主动控制方法对梢涡空化进行控制,确定主动射流对水翼梢涡空化的抑制作用,探究主动射流梢涡抑制效果的作用机理。

1) 根据水翼梢涡初生位置的局部流场分析,将水翼初生梢涡的旋转流动分为两部分,一部分为来源于水翼压力侧的梢涡入射流;另一部分为汇聚至吸力侧的梢涡回射流。同时,空化发生后,气泡对涡核低压区进行补偿,水翼梢涡旋转作用放缓,梢涡直径增加,同时梢涡形态发生变化,由类圆形发展成类椭圆形。

2) 垂向射流和侧向射流两种主动射流方式均会对梢涡空化产生抑制作用,其中侧向射流的抑

制效果更好,该工况下梢涡空化几乎不再发生。而垂向射流虽然对梢涡空化也有抑制作用,但垂向射流会导致梢涡空泡不稳定性增加,从而导致水翼表面激振力的增加。

3) 主动射流对梢涡空化抑制作用的机理可分为两种:当射流可直接作用在梢涡上时,射流携带的能量会极大程度地破坏水翼的梢涡结构,将具有固定旋转方向的梢涡分解成若干无序性小涡,从而降低梢涡的旋转运动,抑制梢涡空化的产生;而在射流流体距离梢涡较远时,射流依然可以通过改变初生梢涡入射流或回射流的方向及速度,增加梢涡湍动能的耗散项,从而降低梢涡的旋转强度。

在验证主动射流对梢涡空化的抑制作用及射流、梢涡、空化三者间的相互作用后,下一步将基于不同的射流参数化设置,分析射流流速或射流角度等参数对水翼空化的影响,探究射流对梢涡空化的最优抑制方法。

参考文献:

- [1] 刘芳远. 螺旋桨梢涡空化数值模拟与噪声分析 [D]. 上海: 上海交通大学, 2019.
LIU F Y. Numerical simulation and noise analysis of propeller tip vortex cavitation[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2019 (in Chinese).
- [2] 陈铠杰. 基于 OpenFOAM 的水翼及螺旋桨空化流数值模拟计算 [D]. 上海: 上海交通大学, 2019.
CHEN K J. Numerical simulations of cavitation around hydrofoil and propeller based on OpenFOAM[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2019 (in Chinese).
- [3] JI B, LUO X W, ARNDT R E A, et al. Numerical simulation of three dimensional cavitation shedding dynamics with special emphasis on cavitation-vortex interaction[J]. *Ocean Engineering*, 2014, 87: 64–77.
- [4] CHENG H Y, BAI X R, LONG X P, et al. Large eddy simulation of the tip-leakage cavitating flow with an insight on how cavitation influences vorticity and turbulence[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2020, 77: 788–809.
- [5] OHTA T, SUGIURA R. Numerical prediction of interaction between turbulence structures and vortex cavitation[J]. *Journal of Turbulence*, 2019, 20(10): 599–625.
- [6] XIE C M, LIU J Y, JIANG J W, et al. Numerical study on wetted and cavitating tip-vortical flows around an elliptical hydrofoil: Interplay of cavitation, vortices, and turbulence[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(9): 093316.
- [7] DE GIORGI M G, FICARELLA A, FONTANAROSA D. Active control of unsteady cavitating flows in turbomachinery[C]//ASME Turbo Expo 2019: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Phoenix: American Society of Mechanical Engineers, 2019.
- [8] KADIVAR E, TIMOSHEVSKIY M V, NICHIK M Y, et al. Control of unsteady partial cavitation and cloud cavitation in marine engineering and hydraulic systems[J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32(5): 052108.
- [9] WANG W, TANG T, ZHANG Q D, et al. Effect of water injection on the cavitation control: experiments on a NACA66 (MOD) hydrofoil[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2020, 36(5): 999–1017.
- [10] CHANG N, GANESH H, YAKUSHIJI R, et al. Tip vortex cavitation suppression by active mass injection[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2011, 133(11): 111301.
- [11] TIMOSHEVSKIY M V, ZAPRYAGAIEV I I. Generation of a wall jet to control unsteady cavitation over a 2D hydrofoil: visualization and hydroacoustic signal analysis[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, 899(3): 032021.
- [12] LU S P, WANG W, HOU T F, et al. Experiment research on cavitation control by active injection[C]//Proceedings of the 10th International Symposium on Cavitation (CAV2018). ASME, 2018.
- [13] LEE C S, AHN B K, HAN J M, et al. Propeller tip vortex cavitation control and induced noise suppression by water injection[J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 2018, 23(3): 453–463.
- [14] CHEN G, LI X B, LIANG X F. IDDES simulation of the performance and wake dynamics of the wind turbines under different turbulent inflow conditions[J]. *Energy*, 2022, 238: 121772.
- [15] CAO L S, HUANG F L, LIU C, et al. Vortical structures and wakes of a sphere in homogeneous and density stratified fluid[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2021, 33(2): 207–215.
- [16] WANG J B, MINELLI G, DONG T Y, et al. The effect of bogie fairings on the slipstream and wake flow of a high-speed train. An IDDES study[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2019, 191: 183–202.
- [17] GRITSKEVICH M S, GARBARUK A V, SCHÜTZE J, et al. Development of DDES and IDDES formulations for the $k-\omega$ shear stress transport model[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2012, 88(3): 431–449.
- [18] SAUER J, SCHNERR G H. Development of a new cavitation model based on bubble dynamics[J]. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 2001, 81(S3): 561–562.
- [19] YILMAZ N, ATLAR M, KHORASANCHI M. An improved mesh adaption and refinement approach to cavitation simulation (MARCS) of propellers[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 171: 139–150.
- [20] DE GIORGI M G, FONTANAROSA D, FICARELLA A. Characterization of unsteady cavitating flow regimes around a hydrofoil, based on an extended Schnerr-Sauer model coupled with a nucleation model[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 115: 158–180.
- [21] TAKASUGI N, YAMAGUCHI H, KATO H, et al. An experiment of cavitating flow around a finite span hydrofoil[J]. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 1992, 1992(172): 257–265.
- [22] SUN S, LI L, WANG C, et al. Numerical prediction analysis of propeller exciting force for hull-propeller-rudder system in oblique flow[J]. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 2018, 10(1): 69–84.