

【引用格式】张珂, 蔡晓伟, 王志, 等. 超空泡航行体尾拍参数对水动力影响的数值研究[J]. 数字海洋与水下攻防, 2025, 8(3): 301-311.

超空泡航行体尾拍参数对水动力影响的数值研究

张 珂^{1, 2}, 蔡晓伟^{1, 2}, 王 志^{1, 2}, 颜 开^{1, 2}, 王晓辉^{1, 2}

(1. 中国船舶科学研究中心, 江苏 无锡 214082;

2. 水动力学全国重点实验室, 江苏 无锡 214082)

摘 要 航行体跨介质高速入水后通常会形成入水空泡, 入水空泡与航行体的耦合作用产生的水动力对入水后的运动具有重要影响。而航行体尾部在空泡内往复拍击运动的作用力是影响航行体水下运动的关键因素之一。在尽可能减少运动与空泡耦合作用干扰的条件下, 通过不同航行体尾部拍击频率与摆动幅值的数值模拟, 获得了指定运动规律下的空泡和尾部水动力特性变化规律, 可为深入理解尾拍过程水动力变化机制提供参考。研究结果表明, 在本文研究范围内, 当尾拍频率较小 ($f=5$ Hz) 时, 尾拍法向力受航行体攻角 (尾部浸没角) 影响更大; 当尾拍频率较大 ($f=100$ Hz) 时, 尾拍法向力受航行体尾拍角速度的影响更大; 在指定运动规律下, 尾拍法向水动力峰值与尾拍幅值呈线性关系。

关键词 尾部拍击; 水下航行体; 超空泡; 水动力; 数值模拟

中图分类号 O352

文献标识码 A

文章编号 2096-5753(2025)03-0301-11

DOI 10.19838/j.issn.2096-5753.2025.03.007

Numerical Study on Hydrodynamic Influence of Tail-slap Parameters of Supercavitating Vehicles

ZHANG Ke^{1, 2}, CAI Xiaowei^{1, 2}, WANG Zhi^{1, 2}, YAN Kai^{1, 2}, WANG Xiaohui^{1, 2}

(1. China Ship Scientific Research Center, Wuxi 214082, China;

2. National Key Laboratory on Hydrodynamics, Wuxi 214082, China)

Abstract When underwater vehicles cross the medium and enter water at high speed, an entry cavity is usually formed. The hydrodynamic force generated by the coupling interaction between the entry cavity and the vehicle has an important influence on vehicle motion after water entry. The force resulting from the reciprocating flapping motion of the vehicle tail inside the cavity is one of the key factors affecting the underwater motion of the vehicle. In this paper, under the condition of minimizing the coupling interaction between the motion and the cavity, numerical simulations with different tail flapping frequencies and swinging amplitudes of the vehicle are carried out to obtain the variation law of the cavity and the tail hydrodynamic characteristics under the specified motion law. This can provide a reference for deeper understanding of the hydrodynamic changes during the tail-slap process. The results indicate that within the scope of this study, when the tail-slap frequency is low ($f=5$ Hz), the tail-slap normal force is more significantly influenced by the vehicle's angle of attack (tail submersion angle). When the tail-slap frequency is high ($f=100$ Hz), the tail-slap normal force is more significantly influenced by the angular velocity of the vehicle. Under the specified motion law, the peak of the tail flapping normal hydrodynamic force is linearly related to the flapping amplitude.

收稿日期: 2025-05-15

作者简介: 张珂 (1984-), 男, 博士, 研究员, 主要从事空泡水动力学研究。

Key words tail-slap; underwater vehicle; supercavitating; hydrodynamic; numerical simulation

0 引言

航行体跨介质过程是受到广泛关注的多相流动问题。航行体跨介质高速入水后通常会形成入水空泡,入水空泡与航行体的耦合作用产生的水动力力对入水后的运动具有重要影响。而航行体尾部的作用力是影响耦合运动的关键因素。当航行体处于超空泡状态,其尾部周期性拍击空泡壁面是其典型水下运动模式之一。在尾拍过程中,航行体尾部流体动力变化通常较为剧烈,当航行体尾部被超空泡完全包覆时,其水动力特性接近于0,当航行体尾部沾湿浸没后,其水动力迅速增加,尾部拍击水动力具有较强的非线性。因此,研究超空泡航行体尾拍非定常过程空泡形态与水动力的变化特性,获得尾拍参数对水动力的影响规律具有重要意义。

针对航行体在超空泡内的尾拍和滑行过程,国内外学者开展了广泛的研究。LOGVINOVICH^[1]、RAND^[2]、KULKARNI^[3]、PARYSHEV^[4]、KUBENKO^[5-6]等采用理论方法分析了航行体在空泡内滑行特性,通过理论推导建立了滑行力理论计算模型。李其弢等^[7]采用数值模拟方法分析了超空泡航行体摆动过程中的流体动力,于开平等^[8]基于三维超空泡航行体动力学仿真模型,对超空泡航行体巡航状态动力学特性进行了数值仿真。周景军等^[9]通过圆柱体模型和不同攻角下超空泡航行体的数值仿真,研究了其尾部流体动力特性。王晓辉等^[10-11]基于耦合欧拉-拉格朗日方法研究了超空泡射弹入水尾拍载荷和弹道特性。刘喜燕等^[12-14]设计了带尾裙的跨介质入水航行体,研究了高速入水弹道特性与稳定方法。许云涛等^[15]建立了一套基于CFD/CSD双向耦合计算方法,研究了1 000 m/s速度下的射弹刚体和弹性体的尾拍空泡、结构变形和尾拍载荷特性。刘如石等^[16]研究了尾部形状对超空泡射弹尾拍运动特性的影响。目前的数值模拟研究通常基于航行体自由航行过程仿真,研究水动力与弹道变化规律,但由于超空泡与航行体耦合作用过程中,航行体运动特性变化不规律,且超空泡与

航行体作用力相互影响,难以进行不同尾拍特性参数对水动力的单因素影响分析。

本文旨在尽可能减少运动与空泡耦合作用的干扰,在相对稳定的超空泡状态和指定航行体拍击运动规律的条件,开展不同航行体尾部拍击频率与摆动幅值的数值模拟,分析空泡和尾部水动力特性变化特性,以期获得尾拍频率与幅值的单因素影响规律性认识。

1 计算模型与方法

多相流模型采用应用广泛的VOF模型,湍流模型采用标准 $k-\varepsilon$ 模型,求解非定常RANS方程。

VOF多相流模型中,所有流体满足同一组动量方程,在整个计算区域上跟踪每一种流体在每个计算单元中的体积分。连续方程和动量方程分别为

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho_m \bar{u}_i' \bar{u}_j' \right] + f_i \end{aligned} \quad (2)$$

式中: ρ_m 为混合物密度, $\rho_m = \sum \alpha_k \rho_k$; α_k 为第 k 相流体体积分; ρ_k 为第 k 相流体密度; f_i 为质量力; μ 为平均动粘性系数。

采用标准 $k-\varepsilon$ 模型来封闭控制方程,其表达式为

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - \rho \varepsilon \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \\ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (3)$$

式中: k 和 ε 分别为湍动能和湍流耗散率; $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$ 为湍流粘性系数; G_k 为由时均速

度的梯度产生的湍流动能,其中 $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $S_{ij} = 0.5(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ 。模型系数为 $C_\mu = 0.09$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$ 。

计算中应用了重叠网格方法对流场进行划分。重叠网格方法是一种区域分割与网格组合的策略,涉及到背景网格和嵌入其内的重叠网格2种网格,经过挖洞等预处理过程建立不同区域流场变量在网格重叠或嵌套区域边界上的传递关系,流场信息在重叠区域通过插值方法进行交换和耦合,最终实现流场域的整体计算。

2 计算对象与网格

本文的仿真对象采用在超空泡航行体动力学仿真研究中,被广泛研究的超空泡航行体构型。航行体主尺度与空化器尺度与文献^[17]保持一致,航行体长度 L 为 1.8 m,直径 D 为 101.6 mm,锥段长度为 $L/3$,柱段长度为 $2L/3$,空化器直径为 38.2 mm。数值仿真中来流速度 $V=75$ m/s,在航行体头部通过通气装置进行人工通气。

在数值模拟中,为了尽量减小超空泡与航行体的耦合作用,空化器保持静止状态,而航行体以空化器为原点,按指定运动规律做周期性往复运动,以在数值模拟中获得相对稳定的超空泡形态,更为准确的控制航行体尾部沾湿角度和状态。

在数值模拟中,采用重叠网格策略实现超空泡航行体的周期性往复运动,网格区域方案与航行体附近网格划分如图1和图2所示。对超空泡航行体与空化器之间的关系进行了简化,省略了超空泡航行体与空化器的连接部件,空化器保持静止,设置在静止的背景网格区域中,而运动的超空泡航行体附近区域设置为重叠网格区域,该方式不影响对航行体尾部水动力的研究。

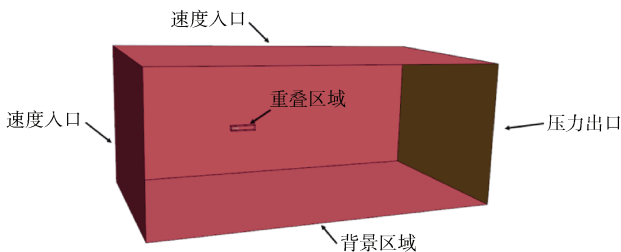


图1 计算域

Fig. 1 Computational domain

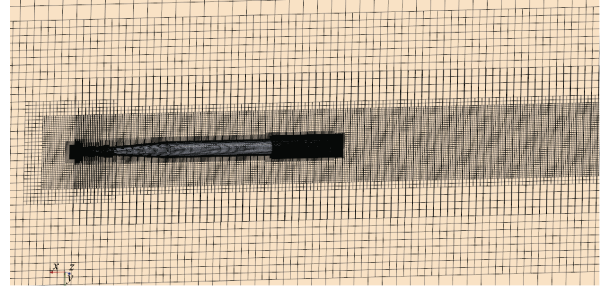


图2 航行体附近的网格划分

Fig. 2 Mesh near vehicle

首先,在航行体未开始摆动前,通过航行体首部的通气装置进行人工通气的非定常过程数值模拟,获得相对稳定的超空泡形态,如图3所示。图3对应的初始状态,通气空化数为 $\sigma_c = (P_0 - P_c) / (0.5\rho V^2) = 0.0153$,其中: P_0 为环境压力; P_c 为泡内压力; ρ 为水的密度; V 为来流速度。然后,开展不同航行体尾拍频率与摆动幅值的数值模拟。如图3所示,航行体以空化器中心为原点,绕 z 轴作摆动运动。摆角 θ 为航行体与水平面的夹角,数值模拟中指定摆角 θ 按正弦规律变化,则相应的摆角 θ 和摆动角速度 ω 如式(4)和式(5)所示。



图3 航行体摆动前空泡形态与坐标系

Fig. 3 Cavitation shape and coordinate system before swing of vehicle

$$\theta = A \sin\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right) \quad (4)$$

$$\omega = \frac{2A\pi}{T} \cdot \cos\left(\frac{2\pi(t-t_0)}{T}\right) \quad (5)$$

式中: A 为往复拍击运动角度的幅值; T 为航行体摆动周期; t_0 为航行体开始摆动的时刻。

法向力系数 C_N :

$$C_N = \frac{F_N}{\frac{1}{2}\rho V^2 \pi R^2} \quad (6)$$

式中: F_N 为航行体尾部法向力, R 为航行体半径, V 为来流速度,法向力的方向与图3坐标系一致,向下为正。

3 计算结果与分析

本文开展了航行体尾部不同摆动频率和幅值

条件下尾拍过程的数值模拟。通过对摆动频率相对较大范围内变化的尾拍工况的数值模拟,获得不同尾拍角速度下,航行体尾部与超空泡相互作用特性以及法向力的变化规律。通过不同摆动幅值工况的尾拍数值模拟,获得动态摆动过程浸没深度对空泡与水动力特性的影响规律。

超空泡航行体在不同尾拍频率数值模拟中,根据空泡与航行体的几何关系,选择摆动角度幅值 $A=0.0436$,即对应最大摆动角度为 2.5° ,不同尾拍摆动频率工况主要包括 5 Hz, 10 Hz, 25 Hz, 50 Hz 和 100 Hz。不同摆动幅值数值模拟中,选择摆动频率 $f=50$ Hz,最大摆动角度为 $2.4^\circ, 2.5^\circ, 2.6^\circ, 2.7^\circ$ 。

3.1 典型尾拍过程空泡形态和法向水动力特性

以航行体摆动频率适中的 $f=25$ Hz 工况为典型工况,分析了航行体尾部往复拍击过程,空泡形态和尾部法向力变化特性。由于航行体多次拍击超空泡后,泡内流动与尾拍过程将产生耦合效应,航行体首次拍击过程初始运动对水动力结果具有一定影响,选取第 2 个摆动周期的水动力数值模拟结果进行不同工况的比较。

图 4 为摆动频率 $f=25$ Hz 工况,第 2 个摆动周期航行体不同特征位置流体体积分数云图。可见在这个周期内,航行体尾部先后拍击超空泡上表面,航行体尾部拍击空泡后会引起空泡形态的局部变形,在壁面形成突起。突起随来流方向下游运动,在接近空泡末端时,会改变附近区域的流场结构,影响空泡泄气方式,进而改变空泡长度。

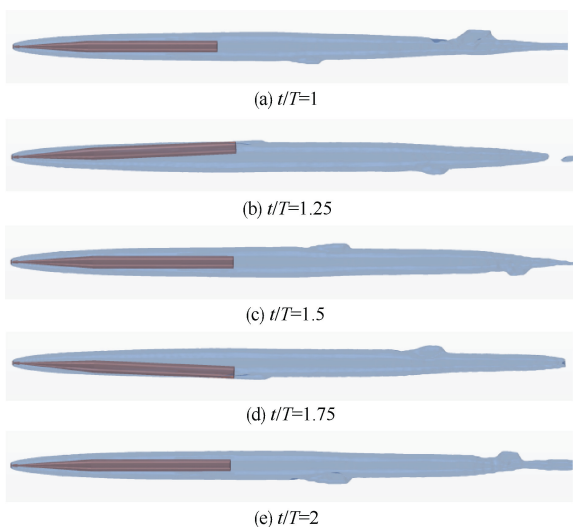
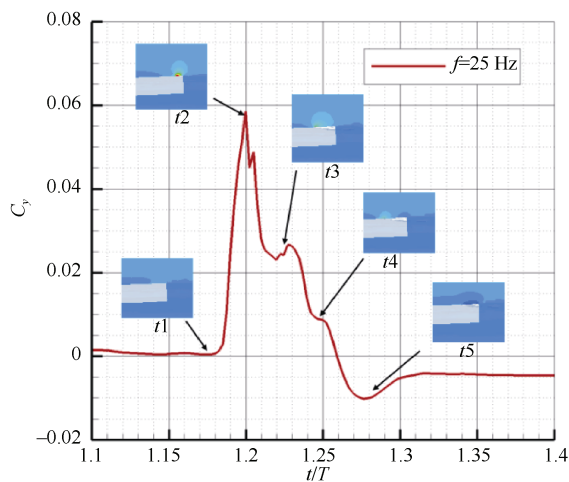


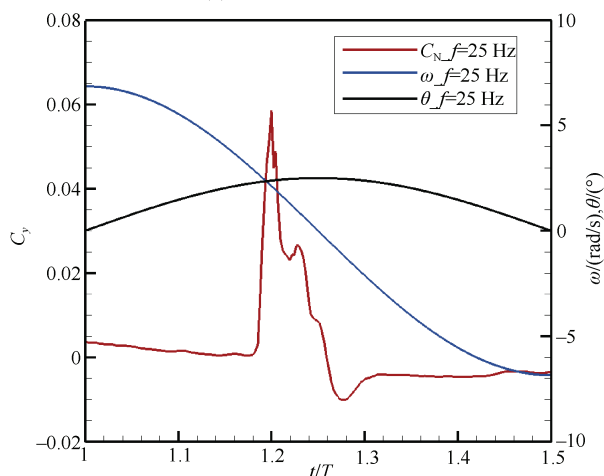
图 4 一个摆动周期空泡形态演化

Fig. 4 Cavity shape evolution over one swing period

图 5 为航行体尾部拍击超空泡上表面过程法向力系数随时间变化曲线,图中给出了不同特征时刻航行体尾部沾湿区域附近纵中剖面的压力场云图。在 $t/T=1.0$ 至 $t/T=1.25$ 时刻航行体角速度逐渐减小,在 $t/T=1.25$ 时刻达到最大摆角后,航行体角速度改变方向再逐步变大。



(a) 法向力与压力场变化



(b) 法向力与角速度及摆角变化

图 5 典型工况尾拍法向力随时间变化

Fig. 5 Normal force variation of tail-slap with time under typical working conditions

图 5 表明航行体拍击过程形成的压力峰值与航行体最大摆角位置即最大浸没深度之间存在相位差,这与航行体摆动角速度方向及浸没角的变化密切相关。由图可知, t_1-t_2 时刻,航行体尾部接触到超空泡上壁面后,航行体尾部浸没角(沾湿面积)迅速增大,航行体尾部拍击线速度相对较大,两者叠加作用下法向力系数也快速达到峰值($t/T=1.2$)。 t_2-t_4 时刻,航行体尾部拍击线速度减

小,航行体浸没角增大速度减缓,导致航行体尾部法向力量值回落。 t_4-t_5 时刻,航行体尾部线速度反向,量值增大,航行体浸没角开始减小,导致航行体尾部法向力进一步减小,甚至在 t_5 时刻,浸没区域附近形成低压区,法向力系数呈负值。

3.2 尾拍频率的影响规律

通过不同尾拍频率即不同尾拍角速度下数值模拟,分析航行体尾部在不同速度下拍击空泡壁面时空泡与水动力特性。

先分析不同尾部拍击角速度下航行体法向力特性变化规律。图6和图7分别为摆动频率 $f=5\text{ Hz}$, $f=10\text{ Hz}$, $f=25\text{ Hz}$, $f=50\text{ Hz}$, $f=100\text{ Hz}$ 工况航行体尾部拍击超空泡上壁面时流体体积分云图和压力场云图。图8为不同摆动频率下航行体尾部法向力系数随时间变化曲线。

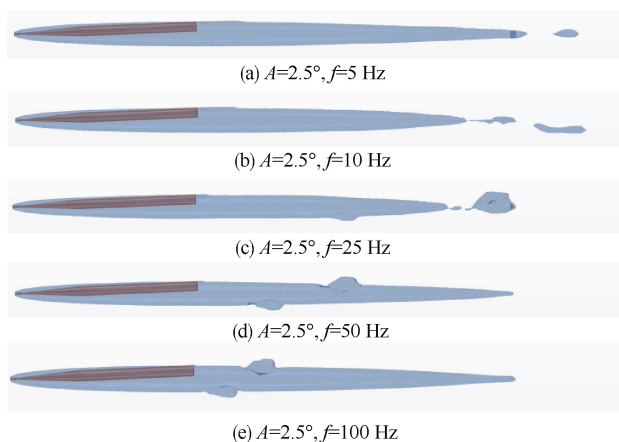


图6 不同尾拍频率下特征时刻空泡形态

Fig. 6 Cavity shapes at characteristic moments under different tail flapping frequencies

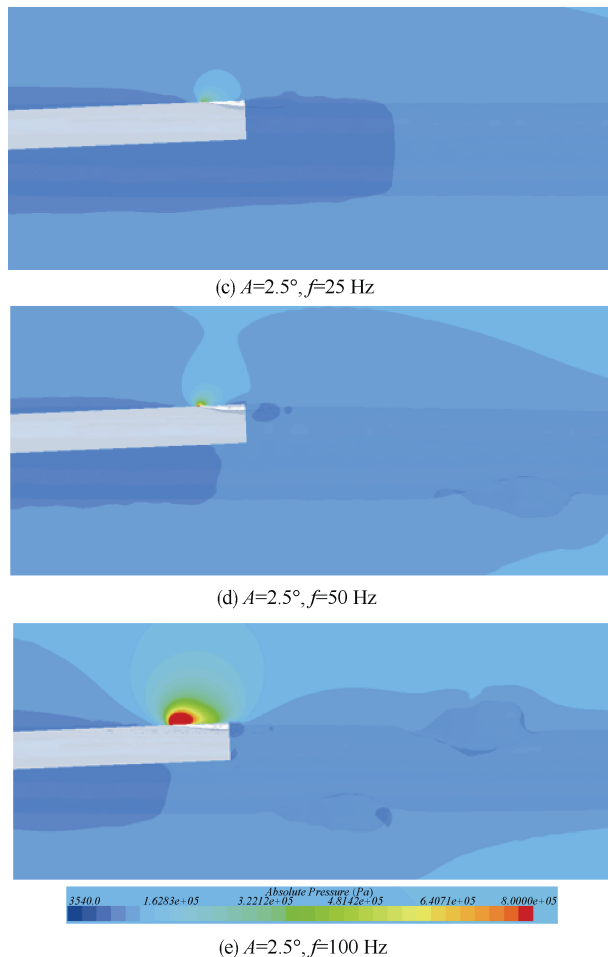
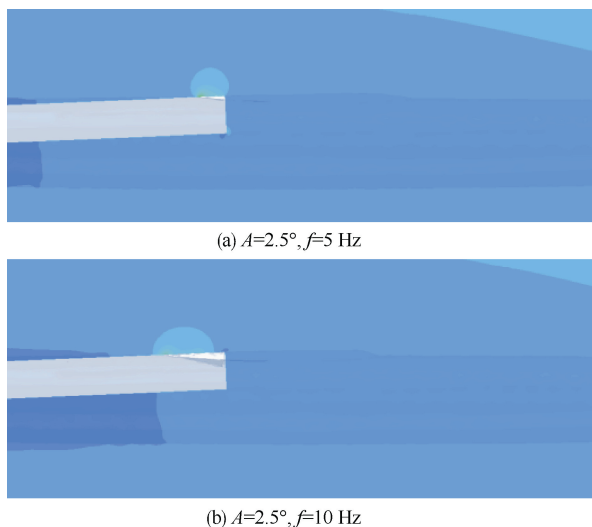


图7 不同尾拍频率下特征时刻压力场云图

Fig. 7 Pressure field contour maps at characteristic moments under different tail flapping frequencies

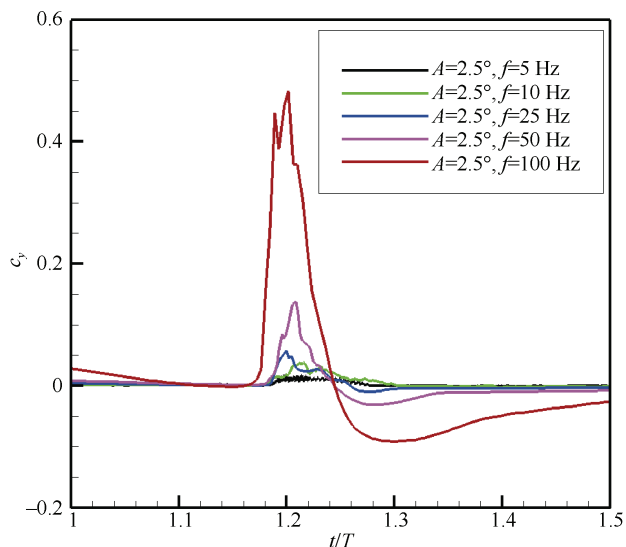


图8 不同尾拍频率航行体尾部法向力系数变化曲线

Fig. 8 Normal force coefficients on vehicle tail at different tail flapping frequencies varying with time

由图 6 可知, 航行体摆动频率越大, 尾部拍击超空泡壁面角速度越大, 空泡形成的局部突起变形也越大, 突起变形的间距也越小。图 7 给出了航行体压力峰值附近时刻压力场云图, 浸没区域附近压力场的最大值随尾部拍击速度的增大而显著增大, 浸没区域高压区的影响区域也呈正相关关系。

图 8 给出了不同尾拍频率下 $t/T=1$ 至 $t/T=1.5$ 时刻, 尾部法向力系数随时间的变化曲线。由图可知, 当尾拍频率逐渐增大时, 尾拍周期逐渐变小, 相同尾拍摆动幅值工况下, 航行体尾部浸入空泡壁面的速度逐渐变大, 导致尾部法向力的峰值呈显著上升的趋势。

为了更为深入的理解尾拍过程不同尾拍频率下法向力的变化特性, 结合理论计算公式对尾拍动态过程进行理论分析。根据文献^[18]分析, 航行体尾部法向作用力可通过 HASSAN 理论公式进行计算, 拍击法向力系数可表达为

$$C_y = 2 \frac{r+h}{r+2h} \cdot \left(1 - \left(\frac{\Delta R}{h+\Delta R}\right)^2\right) \gamma \quad (7)$$

式中: $\Delta R = R_c - r$; R_c 为尾部截面处空泡半径; r 为航行体半径; h 为浸没深度; $\gamma = (V_{\text{body}} + \omega L_x) / V + \beta$ 为有效攻角, 图 9 为尾部参数的示意图。由于空泡在航行体尾部处空泡轮廓近似呈水平状态, 可认为浸没角 β 量值与航行体攻角 θ 相等。在指定运动规律下, 航行体仅绕空化器质心作旋转运动, 航行体垂向速度 $V_{\text{body}} = 0$ 。因此, 公式 (7) 和公式 (8), 在仿真工况下可简化为

$$C_N = 2 \frac{r+h}{r+2h} \cdot \left(1 - \left(\frac{\Delta R}{h+\Delta R}\right)^2\right) (\theta + \omega L / V) \quad (8)$$

在航行体往复运动过程中, 浸没深度 h 可根据几何关系给出:

$$h = \begin{cases} (y_t - R_c) / \cos|\theta| & y_t > R_c \\ 0 & y_t \leq R_c \end{cases} \quad (9)$$

$y_t = ((\arctan(r/L) + |\theta|) \sqrt{r^2 + L^2})$ 为航行体尾部截面外端点距坐标轴的距离, 见图 9。

结合公式 (7) - (9) 以及公式 (4) - (5), 则可以获得航行体作指定运动下拍击力变化规律。

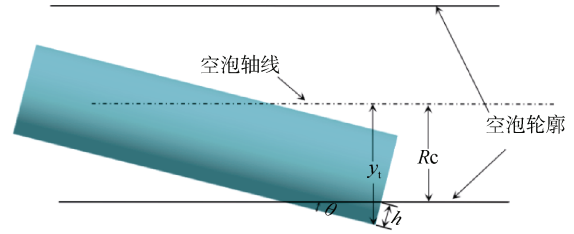


图 9 尾部参数示意图

Fig. 9 Parameters at tail

图 10 为不同频率下航行体攻角随时间的变化曲线, 由于尾拍摆动幅值相同, 不同尾拍频率下航行体攻角随无量纲时间变化曲线一致。图 11 为尾拍频率 5 Hz、25 Hz 和 100 Hz 工况航行体尾拍角速度变化曲线。

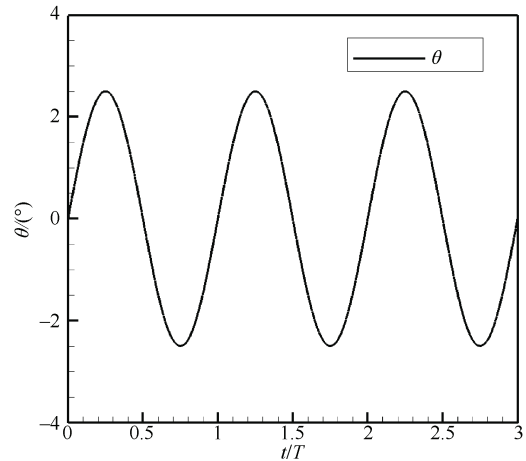


图 10 不同频率下航行体攻角随时间变化

Fig. 10 Angle of attack at different tail flapping frequencies varying with time

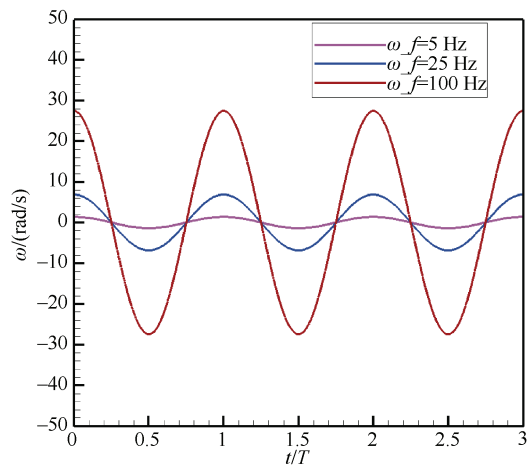


图 11 不同频率下航行体角速度随时间变化

Fig. 11 Angular velocity at different tail flapping frequencies varying with time

图 12-14 分别给出了 3 种尾拍频率下,基于数值模拟和 HASSAN 理论公式计算获得的尾部法向力系数随时间的变化。可见理论公式计算获得的法向力系数随时间变化趋势与数值模拟结果定性一致。理论公式计算结果尾部法向力峰值在不同尾拍频率下都是先增大再减小,在频率更大的 25 Hz 和 100 Hz 工况下,在尾部向空泡轴线方向运动过程中,法向力均减小为负值,与数值模拟的变化趋势一致,但是相位上略有差别,可能原因是数值模拟中考虑了航行体附近的气体流动,对壁面与空泡的接触时间略有影响。

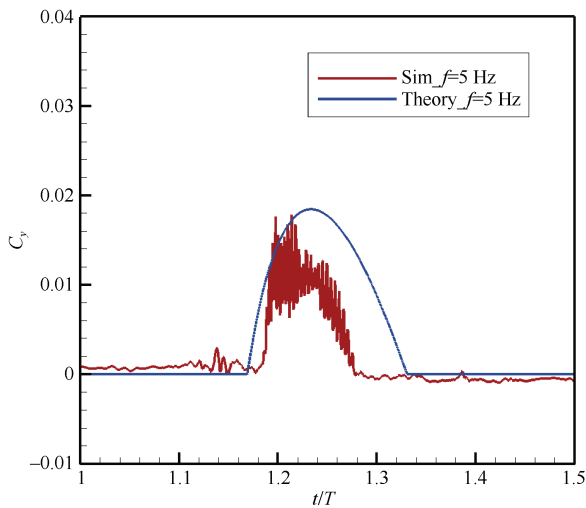


图 12 尾拍频率 5 Hz 航行体尾部法向力系数变化曲线
Fig. 12 Variation curve of normal force coefficient on vehicle tail at tail flapping frequency of 5 Hz

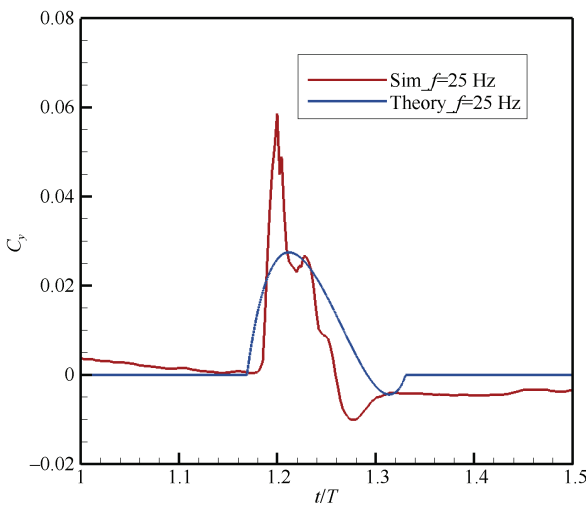


图 13 25 Hz 航行体尾部法向力系数变化曲线
Fig. 13 Variation curve of normal force coefficient on vehicle tail at tail flapping frequency of 25 Hz

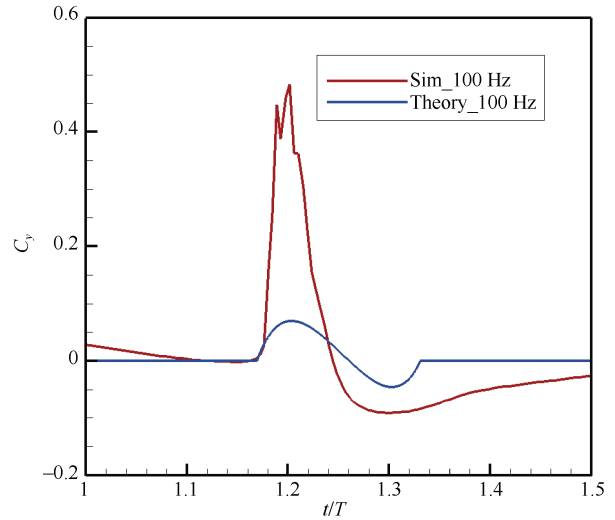


图 14 100 Hz 航行体尾部法向力系数变化曲线
Fig. 14 Variation curve of normal force coefficient on vehicle tail at tail flapping frequency of 100 Hz

当尾拍频率为 5 Hz 时,尾拍速度相对较低,此时理论公式计算结果略大于数值模拟结果,是由于理论公式未考虑尾部沾湿面附近空泡卷曲飞溅引起的动量损失。尾部法向力系数在尾部与空泡壁面接触后先增大再减小,数值模拟结果法向力系数幅值略有振荡,是由于航行体在较小尾拍频率下,摆动角速度相对较慢,尾部浸没区域存在小幅脉动引起。

而当航行体尾拍频率增大至 25 Hz 后,尾部拍击空泡壁面速度随之增大,壁面高压将引起空泡壁面的局部形变,增大航行体尾部的沾湿面积,导致壁面沾湿后迅速形成压力峰值,且压力峰值远高于理论公式计算值。当航行体尾拍频率进一步增大至 100 Hz 时,数值模拟获得的航行体尾部法向力峰值与理论公式计算值差别更大,可能的原因是沾湿后壁面高压引起的空泡形态局部形变更为剧烈。

根据公式(8),可将航行体尾部拍击产生的法向力 C_N 为 2 个部分,一部分 C_{NS} 可表征由航行体浸没角引起的静态部分影响,在本文中可简化为航行体攻角的影响,另一个部分 C_{ND} 可表征航行体尾拍角速度引起的动态部分影响。 C_{NS} 和 C_{ND} 的表达式为

$$C_{NS} = 2 \frac{r+h}{r+2h} \cdot \left(1 - \left(\frac{\Delta R}{h+\Delta R}\right)^2\right) \theta \quad (10)$$

$$C_{ND} = 2 \frac{r+h}{r+2h} \cdot \left(1 - \left(\frac{\Delta R}{h+\Delta R}\right)^2\right) \omega L / V \quad (11)$$

图 15-17 分别为尾拍频率 5 Hz、25 Hz 和 100 Hz 工况下, 理论公式计算法向力系数 C_N 、法向力系数静态部分 C_{NS} 和动态部分 C_{ND} 的变化曲线。由图可知, 航行体尾部壁面浸没后, 航行体法向力静态部分与攻角变化规律一致, 而航行体法向力动态部分与航行体角速度变化趋势接近, 呈类似正弦变化。而两者之和决定了尾拍法向力的方向和量值。

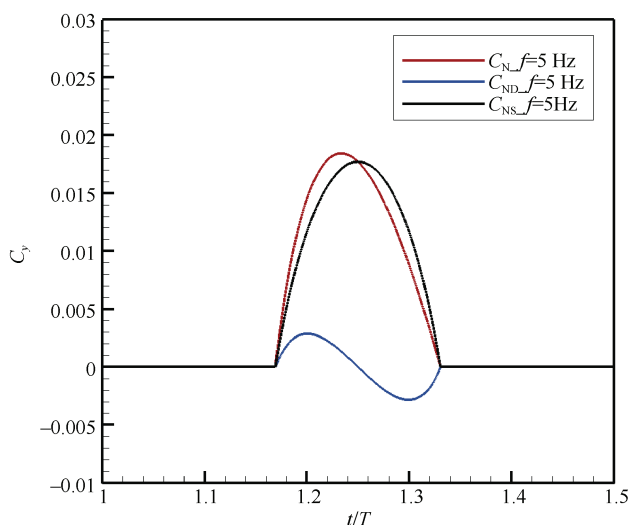


图 15 尾拍频率 5 Hz 航行体尾部法向力静态与动态部分变化曲线

Fig. 15 Static and dynamic variation curves of tail normal force of vehicle at tail flapping frequency of 5 Hz

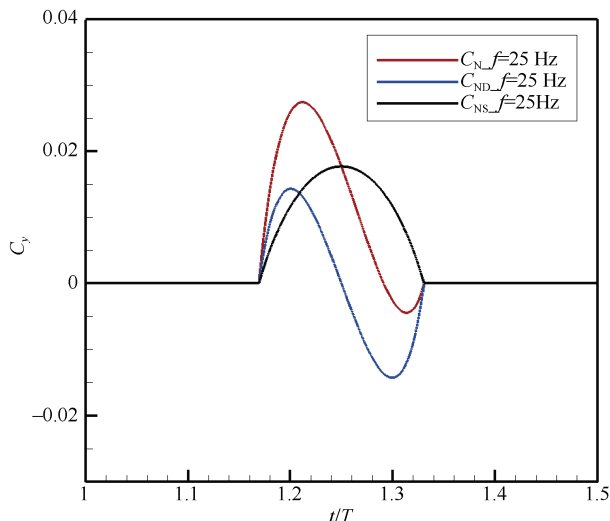


图 16 尾拍频率 25 Hz 航行体尾部法向力静态与动态组成部分变化曲线

Fig. 16 Static and dynamic variation curves of tail normal force of vehicle at tail flapping frequency of 25 Hz

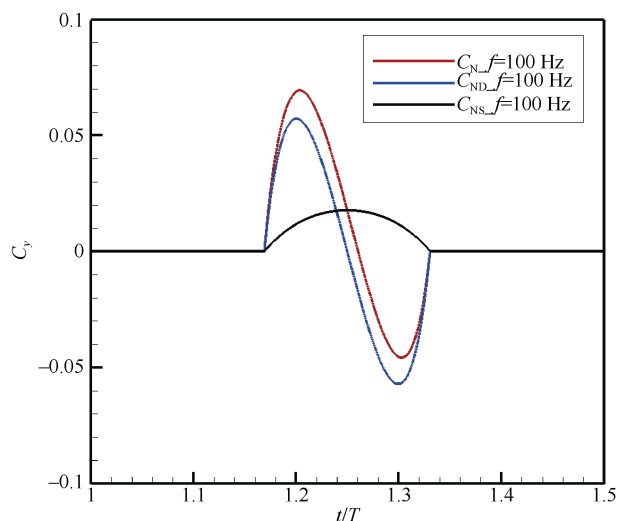


图 17 尾拍频率 100 Hz 航行体尾部法向力静态与动态组成部分变化曲线

Fig. 17 Static and dynamic variation curves of tail normal force of vehicle at tail flapping frequency of 100 Hz

当尾拍频率较小 ($f=5$ Hz) 时, 尾拍法向力变化规律更接近法向力静态部分, 受航行体浸没角 (本文中等价于航行体攻角) 影响更大, 当尾拍频率较大 ($f=100$ Hz) 时, 尾拍法向力变化规律更接近法向力动态部分, 受航行体尾拍角速度的影响更大。当尾拍频率适中 ($f=25$ Hz) 时, 尾拍法向力变化规律同时受到航行体攻角和尾拍角速度影响。

3.3 尾拍幅值的影响规律

通过不同尾拍幅值的数值模拟, 分析航行体在不同尾部沾湿浸没深度下拍击空泡壁面时空泡与水动力特性。

图 18 为尾部拍击最大幅值即最大摆动角度分别为 $A=2.4^\circ$, $A=2.5^\circ$, $A=2.6^\circ$, $A=2.7^\circ$ 工况数值模拟流体体积分数云图, 摆动频率为 50 Hz。图 19 为不同尾拍幅值工况尾部局部压力场云图。图 20 为不同尾拍幅值工况法向力随时间变化曲线。由图 18 和图 19 可见, 尾拍摆动幅值对空泡形态具有一定影响, 在尾部浸没沾湿后, 在尾拍水动力作用下, 空泡形态也将发生局部变形, 浸没深度越大, 对应尾拍水动力峰值也相应越高, 航行体尾部浸没部分将形成的局部绕流速度也将更高, 产生的空泡局部形变越大, 从空泡形态上看, 由尾部浸没产生的空泡局部凸起的尺度也越大, 对空泡尾部泄气率的影响可能将更大。

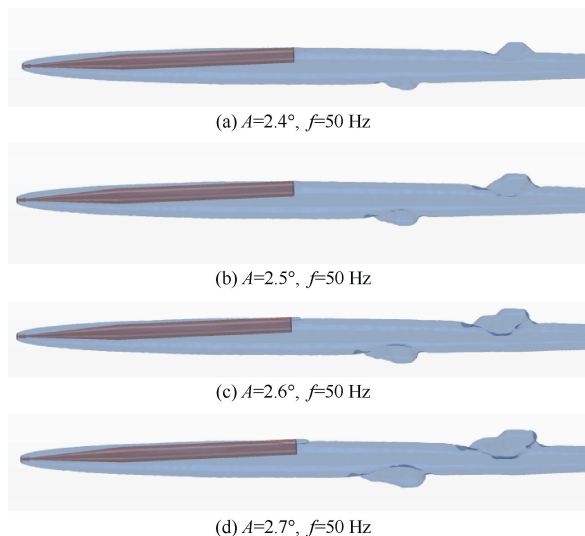


图 18 不同尾拍幅值下特征时刻空泡形态

Fig. 18 Cavity shapes at characteristic moments under different tail flapping amplitudes

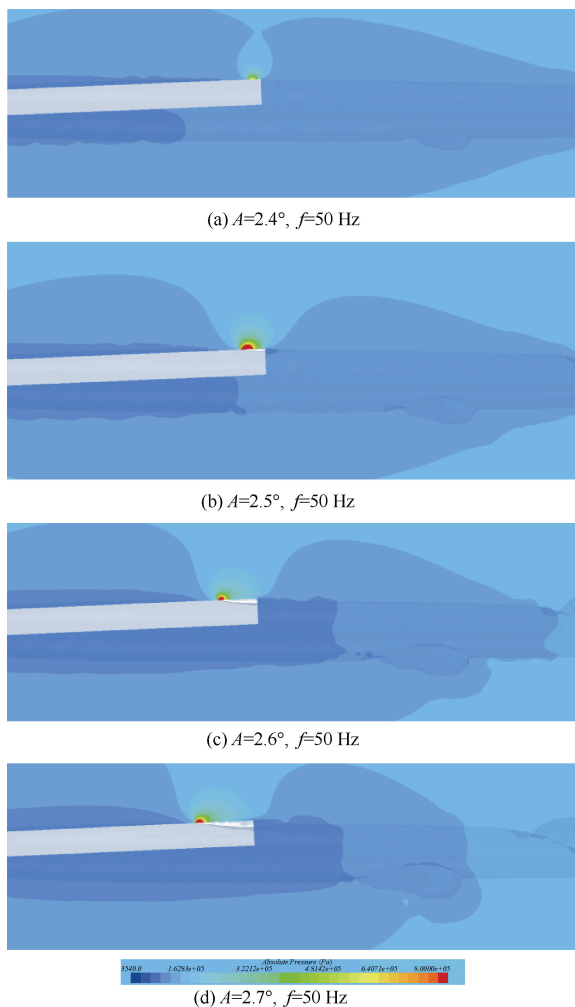


图 19 不同尾拍幅值下局部压力场云图

Fig. 19 Local pressure field contour maps under different tail flapping amplitudes

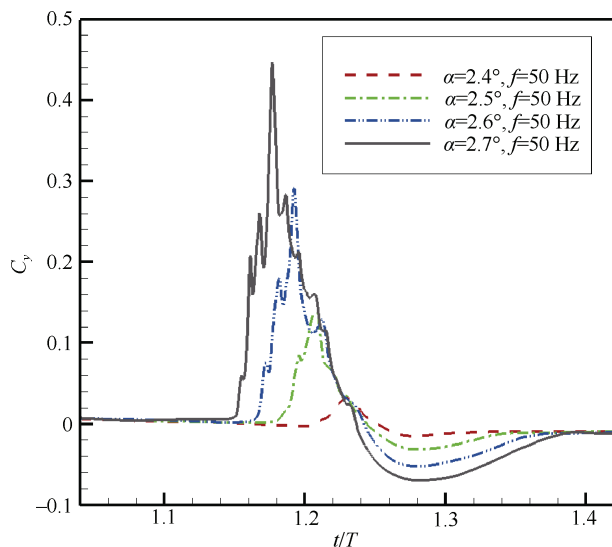


图 20 不同尾拍幅值下法向力系数随时间变化曲线

Fig. 20 Variation curves of normal force coefficient with time under different tail flapping amplitudes

由图 20 可知,在相同的摆动频率不同摆动幅值条件下,尾拍法向力系数的变化特性较为接近,在航行体尾部浸没后,法向力达到峰值而后回落,总体上接近单峰变化状态。图 21 给出了法向水动力峰值与尾拍幅值间的关系,可见水动力峰值与尾拍幅值间呈线性的关系,主要的原因是在相同的摆动频率下,航行体尾拍速度变化不大,尾拍动态力基本不变,而静态力随攻角线性变化,导致尾拍总体水动力也呈线性变化关系。

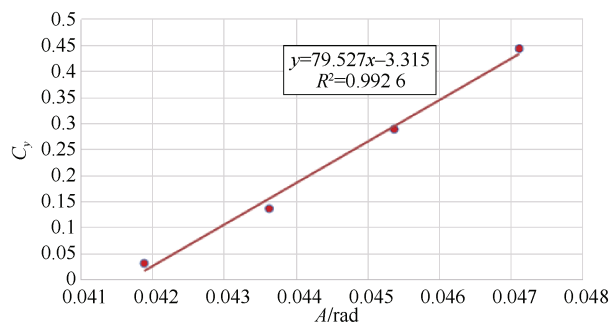


图 21 法向水动力系数峰值与摆动幅值关系

Fig. 21 Relationship between peak value of normal hydrodynamic force coefficient and swing amplitude

3.4 尾拍过程对多相流场的影响

通过对航行体多个尾拍过程的数值模拟,分析尾拍过程对超空泡多相流场的影响特性。

以尾拍摆动频率 $f=25$ Hz, 摆动幅值 $A=2.5^\circ$ 为典型工况, 进行了多个周期的尾拍过程非定常数值模拟。图 22 给出了 4 个连续周期航行体法向水动力系数随时间的变化曲线, 可见在不同摆动周期航行体法向力系数峰值存在一定的偏差。图 23 和图 24 给出了 $t/T=2.2$ 至 3.1 时刻尾拍过程, 空泡形态和压力场的时历变化图像。

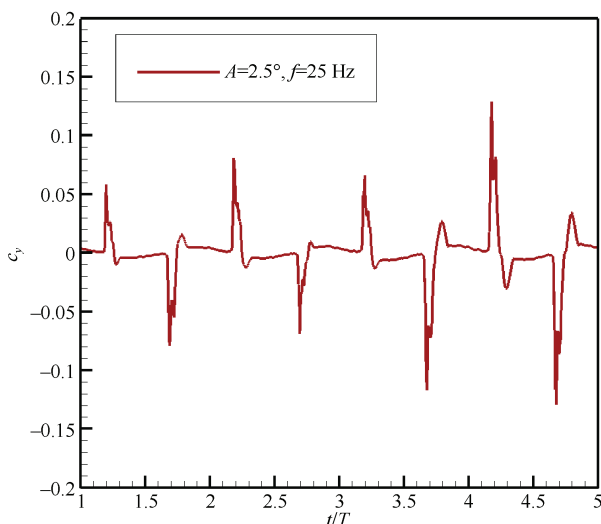


图 22 多个周期法向力系数变化曲线

Fig. 22 Variation curves of normal force coefficient over multiple periods

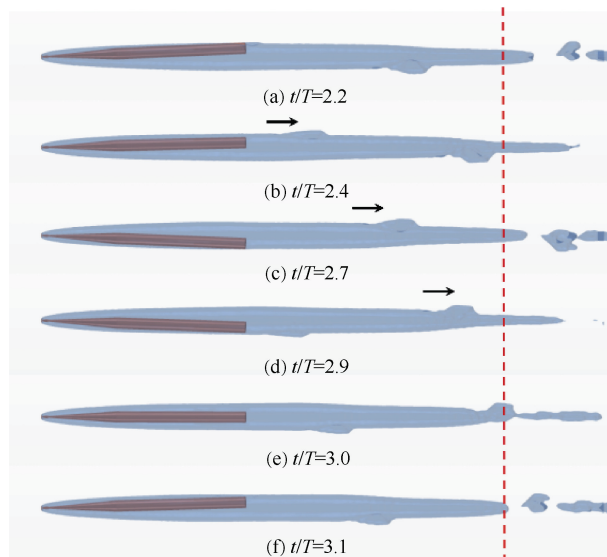


图 23 尾拍频率 $f=50$ Hz, 幅值 $A=2.5^\circ$ 工况空泡形态时历演化过程

Fig. 23 Cavity shape temporal evolution process under condition of tail flapping frequency $f=50$ Hz and amplitude $A=2.5^\circ$

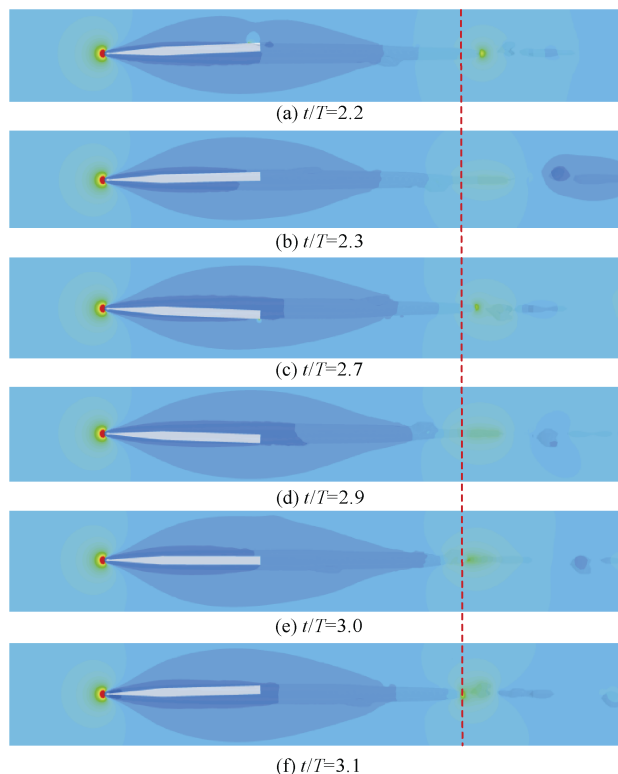


图 24 尾拍频率 $f=50$ Hz, 幅值 $A=2.5^\circ$ 工况压力场时历演化过程

Fig. 24 Pressure field temporal evolution process under condition of tail flapping frequency $f=50$ Hz and amplitude $A=2.5^\circ$

由图 23 和图 24 可知, 尾部拍击产生的空泡形态局部凸起 (见图 23 (a)), 将以近似来流速度向下游运动, 在拍击过程形成的涡量作用下, 空泡局部凸起将发生形变 (见图 23 (b) – (d))。当空泡局部凸起接近超空泡末端时, 在凸起的漩涡结构作用下, 将产生气团的脱离, 影响超空泡尾部的泄气率。对比图 24 (c) 和图 24 (e), 可见空泡局部凸起在接近超空泡末端时, 也会改变超空泡尾部的局部压力分布。从而在一定程度上影响超空泡内压力, 进而可能影响航行体尾部的空泡直径, 导致尾拍不同周期法向力的差异。

图 25 给出了尾拍摆动频率 $f=100$ Hz, 摆动幅值 $A=2.7^\circ$ 工况条件下某时刻的空泡形态, 可见当尾拍摆动频率更高, 摆动幅值更大, 尾部浸没深度更大时, 由尾拍产生的空泡局部变形将更为显著的影响超空泡尾部流动, 从而形成尾拍运动与超空泡的耦合作用, 影响拍击时历过程的水动力。

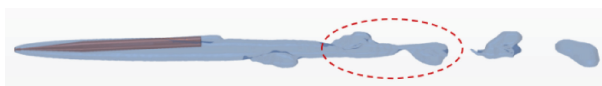


图25 尾拍频率 $f=100\text{ Hz}$,幅值 $A=2.7^\circ$ 工况空泡形态

Fig. 25 Cavity shape under condition of tail flapping frequency $f=100\text{ Hz}$ and amplitude $A=2.7^\circ$

4 结束语

航行体跨介质高速入水后通常会形成入水空泡,入水空泡与航行体的耦合作用产生的水动力对入水后的运动具有重要影响。而航行体尾部在空泡内往复拍击运动的作用力是影响航行体水下运动的关键因素之一。本文在尽可能减少运动与空泡耦合作用的干扰条件下,通过不同航行体尾部拍击频率与摆动幅值的尾拍过程的数值模拟,获得了空泡和尾部水动力特性变化规律,为更为深入研究尾拍水动力变化机制提供参考。

本文中超空泡航行体绕空化器原点作俯仰平台运动,航行体攻角按正弦规律变化,航行体角速度通过设置不同的拍击运动周期实现。研究表明,在本文研究范围内,当尾拍频率较小($f=5\text{ Hz}$)时,尾拍法向力变化规律更接近法向力静态部分,受航行体浸没角影响更大,当尾拍频率较大($f=100\text{ Hz}$)时,尾拍法向力变化规律更接近法向力动态部分,受航行体尾拍角速度的影响更大。当尾拍频率较大($f>25\text{ Hz}$)时,数值模拟获得的尾拍法向力峰值远大于 HASSAN 理论公式计算值,说明尾部沾湿后壁面高压引起的空泡形态局部形变将增大航行体法向力峰值大小,对尾拍法向力的量值和时历过程具有重要影响。尾拍幅值对尾拍法向水动力具有显著影响,在指定运动规律下,尾拍法向水动力峰值与尾拍幅值呈线性关系。尾拍过程产生空泡形态的局部变化,在一定条件下可影响超空泡尾部泄气率,进而影响空泡尺度引起尾拍法向力的量值,尾拍频率越高,摆动幅值越大,影响相对越大。

本文航行体尾拍运动在指定规律下进行,数值仿真中空化数变化的影响仍尚未考虑,后期将继续开展不同超空泡尺度和系列尾拍幅值的数值仿真研究,进一步分析各因素对超空泡航行体尾部拍击水动力的影响规律。

参考文献

[1] LOGVINOVICH G V. Hydrodynamics of Flows with Free Boundaries[M]. Jerusalem: Israel Program for

Scientific Translations, 1972.

- [2] RAND R, PRATAP R, RAMANI D, et al. Impact dynamics of a supercavitating underwater projectile[C]// 1997 ASME Design Engineering Technical Conferences. Sacramento: IEEE, 1997.
- [3] KULKARNI S S, PRATAP R. Studies on the dynamics of a supercavitating projectile[J]. Applied Mathematical Modelling, 2000, 24 (2): 113-129.
- [4] PARYSHEV E V. Approximate mathematical models in high-speed hydrodynamics[J]. Journal of Engineering Mathematics, 2006, 55 (1-4): 41-64.
- [5] KUBENKO V D, GAVRILENKO O V. Impact interaction of cylindrical body with a surface of cavity during supercavitation motion in compressible fluid[J]. Journal of Fluids and Structures, 2009, 25 (5): 794-814.
- [6] KUBENKO V D. Impact of a long thin body on a cylindrical cavity in liquid: A plane problem[J]. International Applied Mechanics, 2006, 42 (6): 32-53.
- [7] 李其毅. 通气超空泡航行器水下摆动运动试验与模拟[D]. 上海: 上海交通大学, 2009.
- [8] 于开平, 张广, 邹望, 等. 超空泡航行体纵向平面动力学行为的 CFD 分析[J]. 船舶力学, 2014, 18 (4): 370-376.
- [9] 周景军, 于开平, 杨明. 基于均质多相流的超空泡航行体尾部升力数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 2010, 25 (1): 113-118.
- [10] 王晓辉, 李鹏, 孙士明, 等. 射弹高速入水尾拍载荷和弹道特性的数值研究[J]. 船舶力学, 2020, 24 (1): 8-17.
- [11] 王晓辉, 孙士明, 季锦梁, 等. 基于耦合欧拉-拉格朗日方法的射弹高速入水尾拍数值分析[J]. 兵工学报, 2020, 41 (S1): 110-115.
- [12] 刘喜燕, 袁绪龙, 罗凯, 等. 预置舵角对跨介质航行体入水尾拍运动影响试验[J]. 兵工学报, 2023, 44 (6): 1632-1642.
- [13] 刘喜燕, 袁绪龙, 罗凯, 等. 带尾裙跨介质航行体高速斜入水实验研究[J]. 爆炸与冲击, 2023, 43 (11): 108-120.
- [14] 刘喜燕, 罗凯, 袁绪龙, 等. 扩张尾裙对跨介质航行器高速入水转平弹道特性影响[J]. 力学学报, 2023, 55 (2): 343-354.
- [15] 许云涛, 檀大林, 杨超. 基于 CFD/CSD 耦合的高速射弹尾拍载荷特性研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2023, 49 (9): 2539-2546.
- [16] 刘如石, 郭则庆, 张辉. 尾部形状对超空泡射弹尾拍运动影响的数值研[J]. 兵工学报, 2023, 44 (10): 2984-2994.
- [17] DZIELSKI J, KURDILA A. A benchmark control problem for supercavitating vehicles and an initial investigation of solutions[J]. Journal of Vibrations and Control, 2003, 9: 791-804.
- [18] 张珂, 李鹏, 王志, 等. 超空泡航行体尾部滑行使力实验研究[J]. 船舶力学, 2020, 24 (1): 8-17.

(责任编辑: 张曼莉)