

液氢绕回转体非定常空化的流动特性

王永康, 张敏弟, 陈泰然, 黄 彪
(北京理工大学 机械与车辆学院, 北京 100081)

摘 要: 为研究航空发动机内部低温燃料的非定常空化流动特性,采用大涡模拟(LES)对液氢绕回转体的非定常流动特性进行了分析。通过与实验结果的对比可知,所采用的数值计算方法能够有效地模拟液氢绕回转体流动的非定常过程。讨论了空化演化过程和旋涡动力特性,研究结果表明:空化的非定常演变过程大致可以分为 3 个阶段:附着空穴生长阶段、大尺度空泡发展阶段和小尺度空泡发展阶段,且反向射流是造成空穴不稳定及脱落的主要原因;探讨了空化与旋涡之间的交互作用,明确了空穴前端和尾端处的涡量源于旋涡伸长项,空穴内部涡量源于旋涡扩张项,空穴交界面、反向射流头部区域涡量源于斜压扭矩项。

关 键 词: 液氢; 回转体; 非定常空化; 旋涡; 大涡模拟(LES)

中图分类号: V21; O359.1 **文献标志码:** A

Unsteady cavitating flow of liquid hydrogen
around the ogive body

WANG Yongkang, ZHANG Mindi, CHEN Tairan, HUANG Biao
(School of Mechanical Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: In order to investigate the unsteady cavitating flow characteristics of the cryogenic fluids in the aircraft engine, Zwart cavitation model and large eddy simulation (LES) turbulence model were used to simulate the unsteady cavitating flow of liquid hydrogen around an ogive body. The results showed that compared with the experiments, the unsteady cavitating flow of liquid hydrogen around the ogive body could be accurately simulated by the numerical calculation model. The cavitation evolution process was divided into three stages: the growth of attached cavity, the development of large-scale cavity and the development of small-scale cavity. The analysis of flow field showed that the re-retrant jet was the main cause of the cavitation shedding and instability. Besides, the interaction between cavitation and vorticity was also analyzed. The vortex stretching, vortex dilation and baroclinic torque terms were contributed to cavitation structures of leading and trailing parts of cavity, inside the cavity and at the interface between the cavity with mainstream and head of the re-retrant flow, respectively.

Key words: liquid hydrogen; ogive body; unsteady cavitation; vortex; large eddy simulation (LES)

收稿日期:2017-02-21
基金项目:国家自然科学基金(51479002)
作者简介:王永康(1993—),男,硕士生,主要从事低温空化的研究。E-mail:17326992704@163.com

引用格式:王永康,张敏弟,陈泰然,等.液氢绕回转体非定常空化的流动特性[J].航空动力学报,2018,33(8):1845-1854. WANG Yongkang,ZHANG Mindi,CHEN Tairan,et al. Unsteady cavitating flow of liquid hydrogen around the ogive body[J]. Journal of Aerospace Power,2018,33(8):1845-1854.

当液体内部的局部压强降低到液体的气化压强以下时,在均质液体内部或固液交界面上就会产生蒸气和气体的空穴,这种现象称为空化^[1]。空化流动几乎包含了所有复杂的流动现象:湍流、多相流、相变、可压缩和非定常特性。空化普遍存在于水轮机、径向轴承、航空发动机涡轮泵、船舶推进器等流体机械中,与航空航天及多个工业领域面临的核心关键技术问题息息相关。空化会产生空穴,空穴的产生与溃灭会引起水力机械的非稳定加载,导致机械设备的疲劳破坏,如果旋转式流体机械设备中的压力脉冲频率与空穴的脱落频率相同,甚至会导致叶片断裂,造成重大灾难性工程事故的发生^[2]。近年来,随着人类对外层空间探测开发的需要,液氢作为一种绿色环保的燃料,在国家大力倡导节能环保的要求下,相比于其他燃料有很大优势,然而航空发动机的工作条件恶劣,液氢在发动机内部工作时极易发生空化。液氢的非定常空化过程往往伴随着空泡的周期性脱落和云空泡的形成,对发动机性能的影响巨大,如振动、噪声和空蚀等,尤其是振动和空蚀可能导致运载装置的性能失效^[3-5],所以阐释液氢等低温介质空化流动的非定常动力特性及演变规律对解决航空发动机内部低温燃料空化流动的工程实际问题具有关键作用^[6]。

目前,已有很多学者研究了不同低温流体的空化流动。在实验方面,1973年,Hord对不同水翼及回转体的液氢和液氮的空化流动特性进行了实验研究,发现在空化区域存在1~2K的温度波动,并且发现压力不是一个常值^[7-8]。Cervone等用NACA0015水翼在充满热水的空腔管道内进行了一系列的实验,研究了空穴长度变化的规律和空化的不稳定性,并且这种不稳定主要依赖流体介质热流体效应的强度^[9]。Yoshida等研究了三叶片诱导轮中液氮的空化流动特性,研究表明:热力学效应是影响空穴长度的参数,相邻叶片之间的尖端空化的交互作用严重影响了热力学效应的强度^[10]。Giorgi等考虑了流体介质热力学效应对空化流动特性的影响,相比于常温水,液氮的空化存在更细的结构,并且空穴是模糊状的,还发现液氮压力信号的频谱不同于常温水,液氮在低频范围内具有较高频率含量^[11]。尽管Hord对液氢绕回转体的空化流动特性进行了实验研究,得到了公认的权威数据,但是受实验条件限制,并没有完全阐述液氢的非定常空化流动特性,所以有必要借助数值计算方法对其进行进一步研究。

在数值计算方面,Zhu等模拟了绕二维ogive回转体的液氢非定常空化流动,观测到两种不同的脱落模式,分别为:部分脱落模式和全部脱落模式^[12]。Fruman提出了用空泡表面上的热传导来近似处理空化的热作用,这种方法局限性比较明显,只能应用于片状空化的流动。他们采用这种方法计算了文丘里管中佛利昂制冷剂R114空化流动中的温降,与实验数据基本一致^[13]。Deshpande等发展了一种改善低温空化流动的计算方法,采用一种基于密度的预测公式,仅在液相区域内求解能量方程,计算了液氢绕NACA66水翼的空化流动,结果表明:空穴长度和实验吻合较好,且空穴区域内具有和无穷远处流速相同的速度,缺点是不能精确预测空泡尤其是尾部的形态^[14]。Hosangadi和Ahuja引用了Merkle传输模型来模拟液氢和液氮绕Hydrofoil水翼的空化流动,研究发现此空化模型的最优参数比非低温流体要低^[15]。蔡军等通过在圆形管道设置节流孔的方法来研究空化流动,计算结果发现:节流孔附近区域的对流传热有增强的趋势,这是由于该区域发生空化导致湍流强度增强,进而引起对流传热增强^[16]。此外,蔡军等还首次提出把速度项加入到Rayleigh-Plesset(R-P)方程中,一个不包括时间项的新方程来描述空泡的运动,发现了一些不同于前人的空泡动力学特性^[17]。季斌等修正了Singhal空化模型,分别计算了绕翼型温度为293K和373K时的物面负压系数,并和原空化模型的计算结果进行了比较,结果表明:改进空化模型的计算结果均与实验吻合较好^[18]。虽然已有很多学者利用数值方法研究了液氢、液氮等低温流体的热力学效应及非定常特性,但是对于液氢绕回转体的非定常空化流动过程和旋涡特性尚未有研究,有必要深入分析,在解决工程实际问题和科研层面均有较大意义。

目前,在针对空化流动的数值计算中最常用的是基于雷诺平均的Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)模型,例如崔振东等将标准 $k-\epsilon$ 、标准 $k-\omega$ 、Transition SST和Transition $k-kl-\omega$ 四种湍流模型用于微通道内空化流动模拟,发现标准 $k-\omega$ 与实验吻合最好^[19]。但是RANS模型中的旋涡黏性由湍动能和耗散率求解,表明模型主要描述流场中具有较大湍流尺度的流动,这将导致对于流场中的湍流黏度过度预测,从而不能准确预测空穴尾部反向射流的形成,而反向射流正是产生空泡群分离的主要因素,故

不能捕捉到空化流动中的小尺度空泡,在工程问题上是可接受的,但是在深入分析空泡脱落特性和旋涡特性的科研层面是远远不够的^[20]。但是,大涡模拟(LES)通过过滤在大涡尺度的网格系内求解 N-S 方程,采用亚格子模型分析小尺度湍流,因此解决了标准 RANS 模型在处理多重湍流尺度决定的动力流动结构的缺陷,故大涡模拟能够有效并准确地模拟流体的非定常过程以及旋涡运动。因此本文以液氢为研究对象,利用商业软件 ANSYS CFX,采用 Zwart 空化模型和 LES 湍流模型,并耦合能量方程,数值模拟绕回转体的液氢非定常空化流动,分析其空化流动的演化过程,探究液氢的非定常空化流动特性。

1 控制方程及数值方法

1.1 控制方程和湍流模型

本文中所用的湍流模型为 LES 湍流模型, LES 湍流模型相比较 FBM(filter based model)、RANS 等湍流模型更能有效地模拟流体的非定常过程及旋涡特性^[13,21]。

在气液两相流动的混合模型中,气液两相被假定为具有相同的速度场和压力场。质量连续,动量和能量守恒方程如下所示:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \mathbf{u}_j)}{\partial \mathbf{x}_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_m \mathbf{u}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j)}{\partial \mathbf{x}_j} = -\frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \mathbf{x}_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_m \mathbf{u}_i] + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j}[(\rho_m E_m + p)\mathbf{u}_j] = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j}$$

$$\left[\kappa_m \frac{\partial T}{\partial \mathbf{x}_j} + \mathbf{u}_i \sigma_{ij} \right] - h_{fg} m \quad (3)$$

$$\sigma_{ij} = \mu_m \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial \mathbf{x}_k} \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

式中 $x_{i,j,k}$ 为流体质点坐标, ρ_m 为密度, $\mathbf{u}$ 为速度矢量, p 为压力, T 为温度, μ 为黏度, $E = h - p + (u_i)^2/2$, $h = c + p/\rho$ 为热焓, c 为比热容, κ 为热导率, m 为气液质量传输源项, h_{fg} 为潜热, 下标 m 为混合物, 混合物之间的特性计算如下:

$$\rho_m = \rho_v \varphi_v + \rho_l \varphi_l \quad (5)$$

$$\mu_m = \mu_v \varphi_v + \mu_l \varphi_l \quad (6)$$

式中 φ 为体积分; 下标 v, l 为气相和液相。把 Favre 过滤方程加入到式(5)和式(6)中, 得到 LES^[13] 方程

$$\frac{\partial(\rho_m)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \bar{\mathbf{u}}_j)}{\partial \mathbf{x}_j} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho_m \bar{\mathbf{u}}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \bar{\mathbf{u}}_i \bar{\mathbf{u}}_j)}{\partial \mathbf{x}_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \mathbf{x}_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial \mathbf{x}_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \mathbf{x}_j} \quad (8)$$

$$\bar{\sigma}_{ij} = \mu_m \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_j}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_k}{\partial \mathbf{x}_k} \delta_{ij} \right) \quad (9)$$

式中 over-bar 区域为过滤量, τ_{ij} 为亚格子压力, 定义为

$$\tau_{ij} = \rho_m (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (10)$$

假设亚格子压力正比于过滤大尺度流动的拉紧率张量 $\mathbf{S}_{ij}$ 的模数^[22]

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{\mathbf{S}}_{ij} \quad (11)$$

式中 μ_t 为亚格子的湍流黏度, 在 LES WALE^[21] 模型中, μ_t 和 $\mathbf{S}_{ij}$ 定义为

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(\mathbf{S}_{ij}^d \mathbf{S}_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij})^{5/2} + (\mathbf{S}_{ij}^d \mathbf{S}_{ij}^d)^{5/4}} \quad (12)$$

$$\bar{\mathbf{S}}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) \quad (13)$$

$$\begin{cases} \mathbf{S}_{ij}^d = \frac{1}{2} (\bar{\mathbf{g}}_{ij}^2 + \bar{\mathbf{g}}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{\mathbf{g}}_{kk}^2 \\ \bar{\mathbf{g}}_{ij} = \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_i}{\partial \mathbf{x}_j} \\ L_s = \min(Kd, C_w V^{1/3}) \end{cases} \quad (14)$$

式中 L_s 为亚格子尺度的混合长度, K 为卡曼常数, d 为到壁面最近的距离, V 为计算单元体积, WALE 常数 C_w 为 0.5^[22]。

1.2 空化模型

本文采用的是 Zwart 空化模型^[23], 如下所示:

$$p > p_v$$

$$m^+ = C_{\text{dest}} \frac{3\varphi_v \rho_v}{D_b} \left(\frac{2}{3} \cdot \frac{p - p_v}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$p < p_v$$

$$m^- = -C_{\text{prod}} \frac{3\varphi_{\text{nuc}}(1 - \varphi_v)\rho_v}{D_b} \left(\frac{2}{3} \cdot \frac{p_v - p}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

式中 φ_{nuc} 为空化核子的体积分, D_b 为空泡直径, p_v 为当地饱和蒸气压, p 为当地压力。 C_{dest} 、 C_{prod} 为凝结和蒸发系数, ρ_l 和 ρ_v 分别为液体和气体的密度。本文中, 上述式中的参数取值如下: $\varphi_{\text{nuc}} = 5 \times 10^{-4}$, $D_b = 2 \mu\text{m}$ 。由于 Hosangadi 和 Ahuja^[15] 模拟低温空化时发现空化模型的最优参数比非低温流体要低, 所以该数值计算中把 C_{dest} 和 C_{prod} 缩小 10 倍, 取 $C_{\text{dest}} = 5$, $C_{\text{prod}} = 0.001$ 。

1.3 几何区域及网格划分

本文的计算域如图 1 所示, 与 Hord^[8] 实验中

流域的几何模型保持一致。计算采用全流域结构化网格,回转体的头部区域采用 C 型结构化网格划分,这样可以较好地匹配回转体头部的形状,并且进行加密处理,确保 $y^+ \approx 1$ ($y^+ = \rho u_t y / \mu$, 其中 ρ 为液体密度, u_t 为壁面摩擦速度, y 为壁面到第一层网格的距离, μ 为动力黏度); 回转体附近最大网格尺度 $C = U_\infty \times \Delta t$, $\Delta t = L_c / 200 U_\infty$, 其中 U_∞ 为入口速度, Δt 为理论时间步长, L_c 为回转体头部区域长度,求得 $C = 0.4 \text{ mm}$, 网格节点总数分别为 6 万、12 万和 20 万,来验证网格无关性,网格质量均在 0.7 以上,图 2 为回转体头部区域网格划分。计算中,采用速度进口、压力出口和无滑移壁面设置,基于 Hord 实验,设定具体值为 63.9 m/s 和 246 kPa ,根据空化数 σ_∞ 的计算公式: $\sigma_\infty = [P_\infty - P_v(T_\infty)] / (0.5 \rho_l U_\infty^2)$ (其中 p_∞ 为出口压力, $p_v(T_\infty)$ 为当地温度下的饱和蒸气压, ρ_l 为液体密度, U_∞ 为入口速度),计算得出 $\sigma_\infty = 0.38$ 。

在求解时,由于初始条件的设定对计算结果影响很大,这里首先以无空化的单相流动计算结果作为定常空化流动的初值,再以定常结果作为初值计算非定常空化流动。

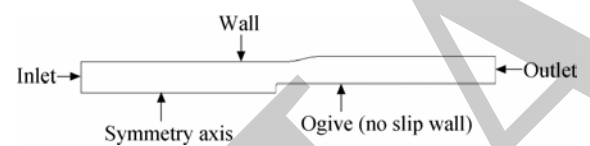


图 1 几何模型及边界条件设置

Fig. 1 Geometry model and boundary conditions used in the CFD computations

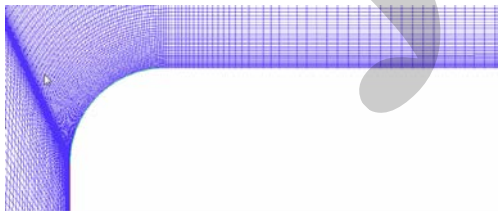


图 2 回转体头部区域网格划分

Fig. 2 Grid in the head of the ogive body

1.4 网格无关性验证

为了探究网格数对计算结果的影响,在此工况下有必要进行网格无关性验证,通过检测回转体壁面压力来验证网格无关性,如图 3 所示。对比图中各条曲线与实验结果的差异可知,12 万的网格和 20 万的网格得出的压力曲线近乎相同,而在 6 万网格数下得到的压力曲线则和实验值误差

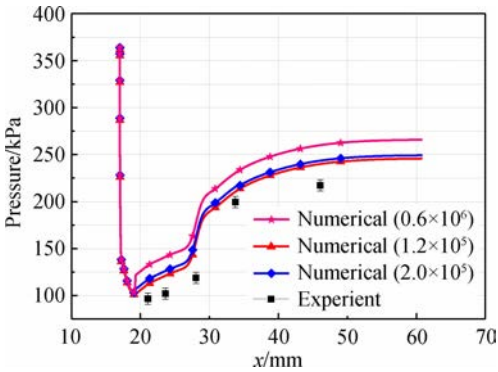


图 3 不同网格数的回转体壁面压力分布

Fig. 3 Comparisons of pressure distributions along the ogive wall under different mesh

较大,故在本次数值模拟中选取 12 万网格进行计算。

1.5 数值计算方法验证

Hord^[8]的实验中捕捉到了此工况(与本文一致)下液氢绕回转体非定常空化流动的空穴形态,分别为空穴初生、发展、溃灭时典型的空穴形态,如图 4(a)所示,与之对应的数值计算得到的空穴形态如图 4(b)所示。由图 4(a)与图 4(b)的对比中可知,数值计算得到的空穴形态与实验基本一致,能够很好地捕捉空穴逐渐发展的非定常过程,同时表现出了低温介质空穴内部多孔质的典型特征。

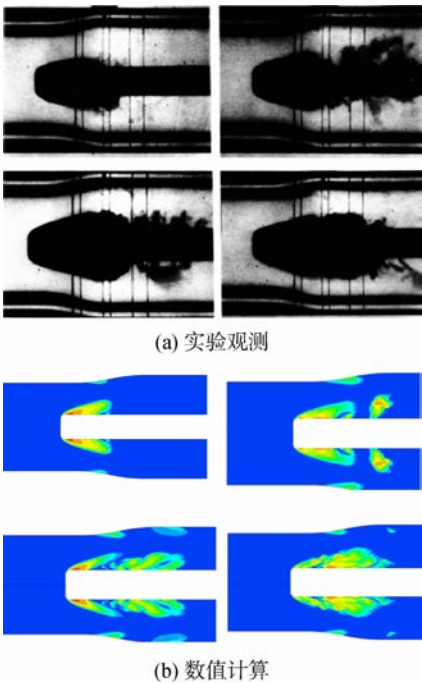


图 4 实验和数值计算的空穴形态

Fig. 4 Comparison between the experimental and numerical cavity shape

图 5 列出了回转体壁面的时均压力和温度分布。对比图 5(a)与图 5(b)可知,数值计算得到的数据与实验数据基本吻合,反映了液氢空化区域压力和温度的变化,说明 C_{dest} 和 C_{prod} 的取值是合理的,以下研究中均采用 $C_{dest} = 5$ 和 $C_{prod} = 0.001$ 。结合图 4 和图 5 中各图可知:本文采用的数值计算方法能够有效地模拟液氢绕回转体的空化流动,同时表明:空化主要发生在回转体前缘附近,在液相转化为气相过程中发生吸热过程,当地温度逐步降低,导致空化区域内部的温度和压强相对较低。

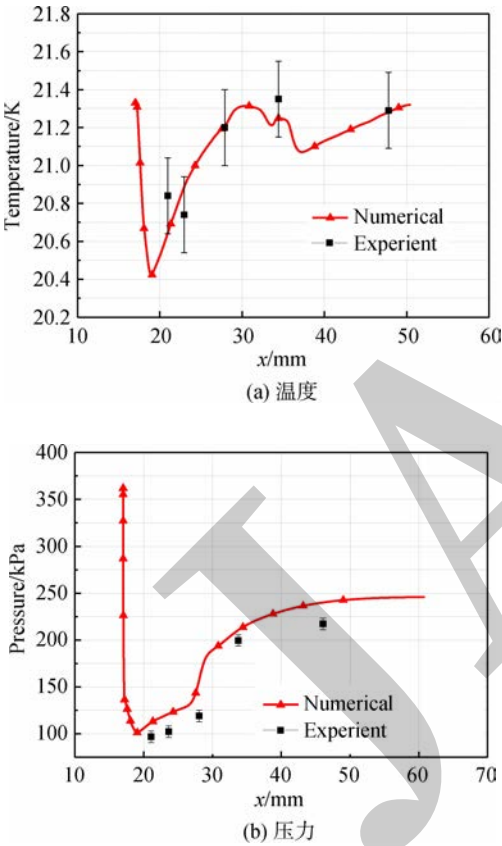


图 5 实验数据与数值计算数据比较
Fig. 5 Comparison between the experimental and numerical data

2 结果与讨论

2.1 液氢非定常空化流动的演变过程

空化结构的定量分析对讨论液氢绕回转体非定常流动的空化演变过程非常重要,因此本文通过对空穴面积进行无量纲化处理来研究空化结构。研究中,将提取的无量纲空穴面积 A_1/A_c (A_1 为空穴面积,用气相体积分数在对称面处积分表示, A_c 为回转体特征横截面积)随时间变化的

曲线进行了傅里叶变换,所得的频幅曲线如图所示。图 6 表明, A_1/A_c 频率最大值约为 318 Hz,可得此工况下液氢绕回转体的空化周期为 3.1 ms。

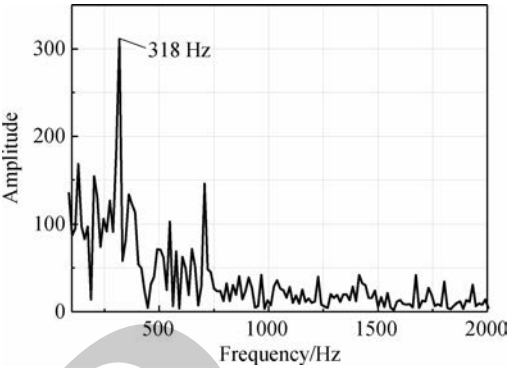


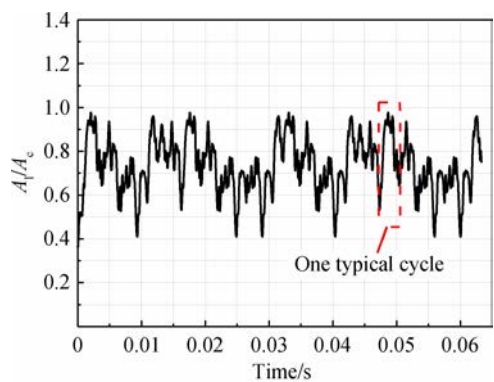
图 6 无量纲空穴面积 A_1/A_c 的傅里叶变换
Fig. 6 Fourier transform of cavity area A_1/A_c

图 7(a)为 $t=0\sim 0.07\text{ s}$ 内无量纲空穴面积 A_1/A_c 的变化曲线,图 7(b)截取了一个完整周期内的无量纲空穴面积 A_1/A_c 变化过程,并根据 A_1/A_c 的变化选取了 9 个代表性时刻,图 8 中列出了 9 个时刻的气相体积分数的分布云图来展示液氢空化流动的非定常过程,处理两相体积分数的连续性方程为

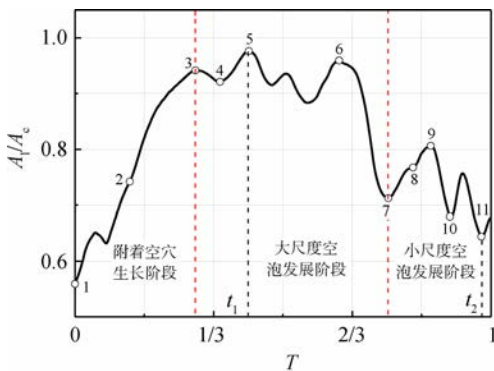
$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_q \rho_q) + \nabla \cdot (\varphi_q \rho_q \mathbf{v}_q) = S_{aq} + \sum_{p=1}^n (m_{pq} - m_{qp}) \quad (17)$$

式中 p, q 为数值计算的两相; ρ, v 分别为密度、速度; m_{pq}, m_{qp} 分别为 p 相到 q 相和 q 相到 p 相的质量传输。结合图 7(a)和图 7(b)可知,空穴的生长和脱落呈现出明显的周期性,并且发现了两种不同尺度空穴的交替生长。根据 A_1/A_c 的变化以及空穴的动态演化过程,1 个周期内空穴的发展过程大致可以分为 3 个阶段:附着空穴生长阶段(Ⅰ)、大尺度空泡发展阶段(Ⅱ)和小尺度空泡发展阶段(Ⅲ)。若 t_0 为 1 个周期开始时刻, T 为液氢空化周期,3 个阶段的时间段分别可表示为: $t_0 \sim t_0 + 29\%T$ 、 $t_0 + 29\%T \sim t_0 + 75\%T$ 和 $t_0 + 75\%T \sim t_0 + 100\%T$,图 7(b)中标明了各个时间段(红色虚线划分)。

由图 8 可知,空穴结构在 3 个阶段具有不同的特点。在附着空穴生长阶段 t_0 时刻,随着上个周期脱落的空泡逐渐向下游移动、溃灭,在回转体头部低压区首先产生厚度很小的空穴,此时空穴附着在回转体壁面处,随着时间的推移,附着空穴不断向下游发展,其厚度也在不断增加,到 $t_0 +$



(a) 无量纲空穴面积 A_1/A_c



(b) 1个周期内的无量纲空穴面积 A_1/A_c

图 7 无量纲空穴面积 A_1/A_c 随时间的变化
Fig. 7 Time evolution of cavity area A_1/A_c

29% T 时刻,附着空穴长度以及 A_1/A_c 达到最大值;在大尺度空泡发展阶段时, $t_0 + 42\% T$ 时刻出现了空穴大尺度脱落,之后,断裂的空穴形成大尺度空泡团,并逐渐向下游运动、溃灭;在小尺度空

泡发展阶段, $t_0 + 75\% T$ 时刻新的附着空穴开始出现,并在回转体壁面处逐渐生长,在 $t_0 + 90\% T$ 时刻,空穴长度达到最大值,不过在尺度上比第 1 阶段要小的多,到 $t_0 + 98\% T$ 时刻,空穴断裂成了两部分,主要包括:附着在回转体壁面上的前端空穴和逐渐向下游运动的小尺度空泡团的末端空穴。3 个阶段的流动对于分析绕回转体的流动特性至关重要,下面将逐一详细分析 3 个阶段液氢绕回转体的非定常空化流动的演变过程。

2.1.1 附着空穴生长阶段

在附着空穴生长阶段,上个空化发展周期内脱落的空泡逐渐远离回转体壁面,向下游移动,并在周围的高压下溃灭,前缘的附着型空穴逐渐发展并覆盖在回转体壁面。由图 9 中 $t_0 + 17\% T \sim t_0 + 29\% T$ 之间回转体壁面的压力分布可知,在附着空穴末端位置,存在逐渐增强的局部高压区域,这是由附着空穴的闭合产生的,由于高压区域的不断作用,在空穴末端位置产生了反向射流,即回转体表面边界层水气湍流混合,将周围水体卷吸进入混合区,且不断扩大,并沿回转体壁面逐渐向回转体前缘推进,图 10 中列出了反向射流区域速度分布情况。

2.1.2 大尺度空泡发展阶段

在大尺度空泡发展阶段,附着空穴尺度基本保持不变,但是空穴开始呈现剧烈的脉动,变得极其不稳定,而且出现了大尺度空泡的脱落。分析

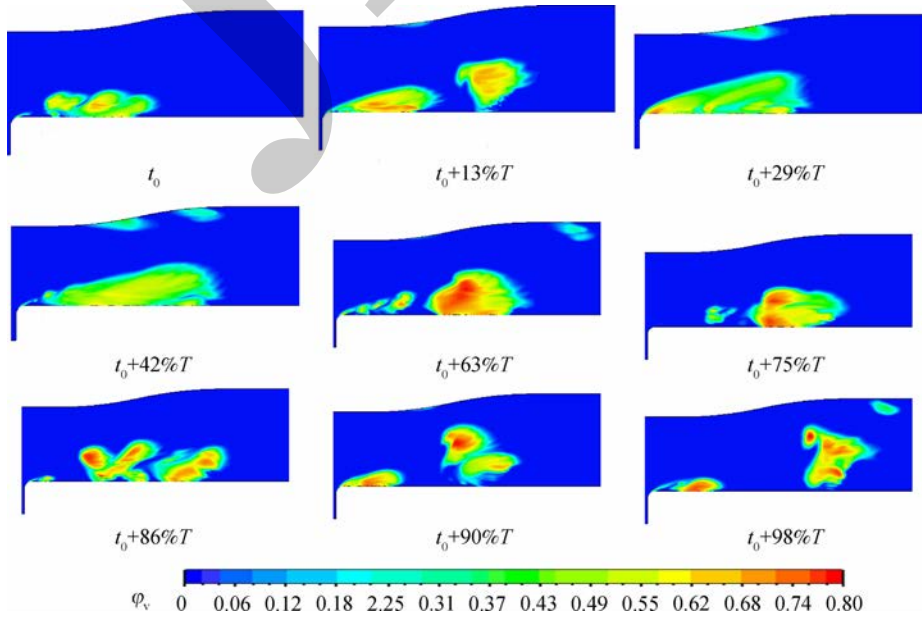


图 8 1 个周期内的气相体积分数
Fig. 8 Vapor volume fraction in a T

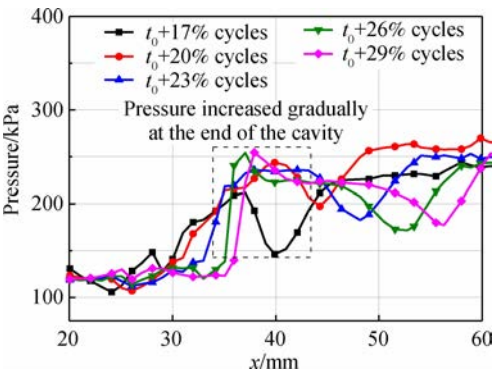


图 9 附着空穴生长阶段回转体壁面压力分布
Fig.9 Pressure distribution along the ogive wall in the growth of attached cavity

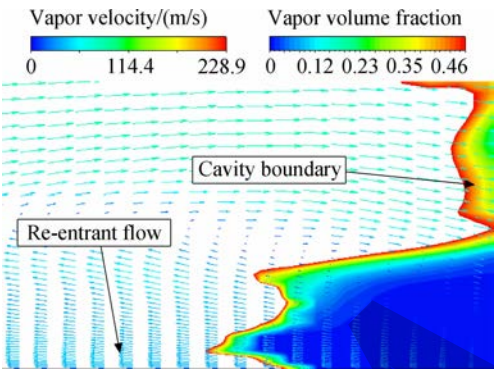


图 10 反向射流区域
Fig.10 Re-entrant flow region

认为,由于附着空穴生长阶段在空穴末端产生了反向射流,随着紧贴回转体壁面的反向射流向回转体头部运动过程中,会与空穴发生强烈的交互作用,空穴内部出现了如图 11 所示的旋涡结构(图中的气相体积分数与图 8 相同),使空穴极不稳定,且伴随有剧烈的脉动现象。

反向射流的发展导致了大旋涡结构空泡的脱落,使附着型空穴难以形成。反向射流不断向回转体前缘发展,由图 12 中 $t_0+33\%T\sim t_0+39\%T$ 之间回转体壁面压力分布可知,反向射流头部是一个高压区域。反向射流头部到达回转体前缘后,附着空穴前端的厚度变小,前端成为整个空穴最薄弱的地方,在来流连续作用下出现了大尺度空泡的脱落,脱落时刻记为 t_1 ,如图 7(b)所示。脱落的空泡会形成一个大旋涡结构随主流逐渐向下游移动、溃灭,旋涡结构如图 13 所示(图中的气相体积分数与图 8 相同)。该旋涡结构对回转体前缘流场的影响很大,导致回转体前缘附近有很长一段时间不会产生新的附着型空穴,因为不断产生的小尺度空泡会在大旋涡的作用下被卷进

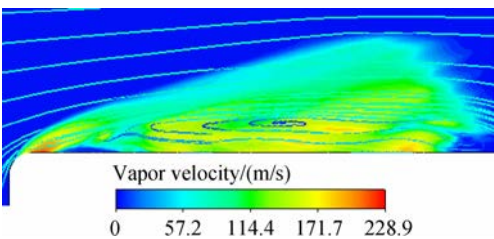


图 11 反向射流和来流作用产生的旋涡结构
Fig.11 Vortex structure produced by the interaction between re-entrant and cavity

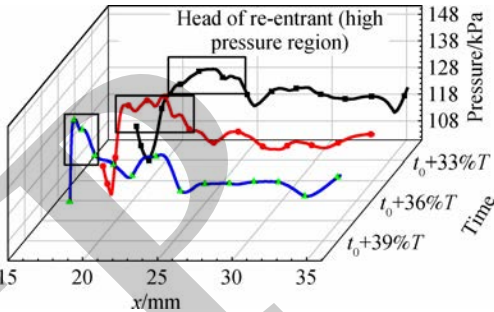


图 12 $t_0+33\%T\sim t_0+39\%T$ 时刻回转体壁面压力
Fig.12 Pressure distribution along the ogive wall in $t_0+33\%T\sim t_0+39\%T$

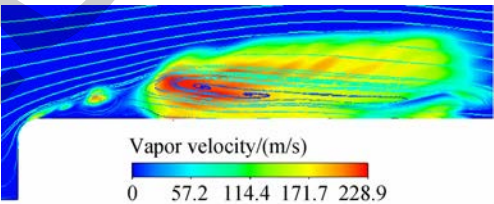


图 13 空穴脱落后形成的旋涡结构
Fig.13 Vortex structure after cavity shedding

去,随同大旋涡向下游移动并逐渐溃灭,故在 t_1 时刻到 5 时刻(如图 7(b)所示),无量纲空穴面积 A_1/A_c 存在周期性的波动。

2.1.3 小尺度空泡发展阶段

由图 8 可知,在小尺度空泡发展阶段,大尺度空泡发展阶段形成的团状空泡团逐渐向下游移动,并在周围的高压下溃灭,故在回转体前端会有附着空穴产生,并逐渐覆盖回转体壁面。由图 14 可知,大尺度空泡团是 1 个低温区域,故周围的温度也会随之降低,根据液氢的属性可知,液氢的饱和蒸气压也会降低,故抑制了附着空穴的生长。除此之外,由图 14 又可得,脱落的大尺度空泡团是 1 个低压区域,由于不能及时的向下游移动,故在新产生的附着空穴和已脱落的大尺度空泡之间有一定的压力梯度,该压力梯度会抑制附着空穴

的生长,所以该阶段的附着空穴的尺度比第 1 阶段小一些。

该阶段小尺度空泡脱落的原因仍然是反向射流的连续作用,形成的旋涡结构回转体前缘流场的影响很小。由图 15 可知,88.8% $T \sim t_0 + 93.6\% T$ 之间,在附着空穴的末端依然存在逐渐增强的局部高压区域,空穴末端同样会产生反向射流,所以该阶段小尺度空泡脱落的原因仍然是反向射流的不断作用,小空泡脱落时刻记为 t_2 ,如图 7(b) 所示。脱落的空泡会形成旋涡结构逐渐向下游移动,由于脱落的空泡带走了大部分气体,所以未脱

落的部分会迅速收缩,直至消失,而且由于形成的旋涡结构较小,所以对回转体前缘流场的影响很小,故对下一周期附着空穴的形成几乎没有影响, t_2 时刻之后,无量纲空穴面积 A_1/A_c 没有周期性的波动。

2.2 非定常流场旋涡运动分析

空化的发展脱落伴随着强烈的旋涡运动,为了解释旋涡和空化的交互作用,下面将引入基于密度场变化的涡量传输方程

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{V} - \boldsymbol{\omega}(\nabla \cdot \mathbf{V}) + \frac{\nabla \rho_m \times \nabla p}{\rho_m^2} + (v_m + v_t) \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (18)$$

式中 $\boldsymbol{\omega}$ 为涡度矢量, $\mathbf{V}$ 为速度矢量, ρ_m 为混合物密度, p 为压力, v_m 和 v_t 为层流和湍流黏度; $D\boldsymbol{\omega}/Dt$ 为流体粒子的涡量改变率;等号右边的第 1 项为旋涡伸长项,是由于速度梯度产生的;第 2 项为旋涡扩张项,产生的原因是体积的膨胀和压缩,描述的是流体可压缩性的影响;第 3 项为斜压扭矩项,产生的原因是偏离的压力梯度和密度梯度;最后一项是涡量的黏性扩散,由于在高雷诺数下的影响很小,故可以忽略。

1 个周期内 1~9 时刻的气相体积分数、旋涡伸长项、旋涡扩张项和斜压扭矩项云图如图 16 所示。由图 16 可知,附着空穴和旋涡结构之间有较强的交互作用,旋涡随着空穴的生长也在不断生长,表明空化是产生旋涡的一个很重要的机制。在空穴发展的整个周期中,旋涡扩张项是空穴内部旋涡涡量的主影响因素,伸长项和斜压扭矩项则为次要因素,这意味着流体压缩性在液氢非定常空化流动中发挥着至关重要的作用。

在空穴发展过程中,旋涡扩张项、旋涡伸长项和斜压扭矩项作用位置不同。空穴内部旋涡主要与旋涡扩张项相关;来流进入到空穴内部并贴近回转体壁面向回转体尾部运动,出现了较大的气液质量交换,空穴内气体压缩性很强,出现了旋涡结构,旋涡扩张项是旋涡形成的主要原因。空穴的前端和末端处旋涡主要与旋涡伸长项有关;在该处,来流和反向射流和空穴会发生交互作用,故存在较大的速度梯度,旋涡伸长项占主导地位。值得注意的是,由于来流和反向射流的方向相反,在空穴的阻碍作用下,来流顺时针运动,故空穴前端处形成了负向涡量的旋涡,反向射流逆时针运动,故空穴末端处形成了正向涡量的旋涡。在空穴的交界面处旋涡主要与斜压扭矩项有关;该处

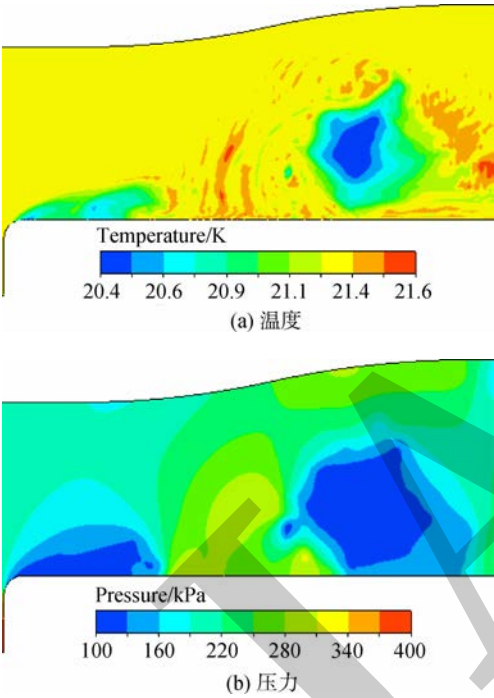


图 14 $t_0 + 90\% T$ 时刻的温度和压力分布
Fig. 14 Distributions of temperature and pressure in $t_0 + 90\% T$

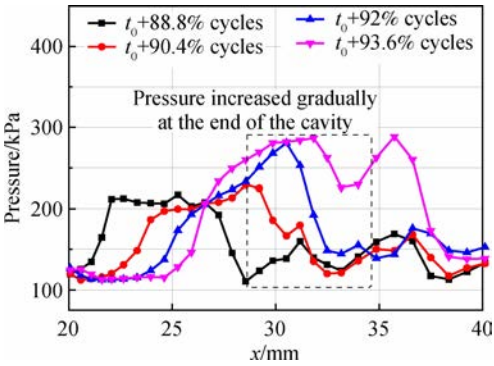


图 15 $t_0 + 88.8\% T \sim t_0 + 93.6\% T$ 回转体壁面压力
Fig. 15 Pressure distribution along the ogive wall in $t_0 + 88.8\% T \sim t_0 + 93.6\% T$

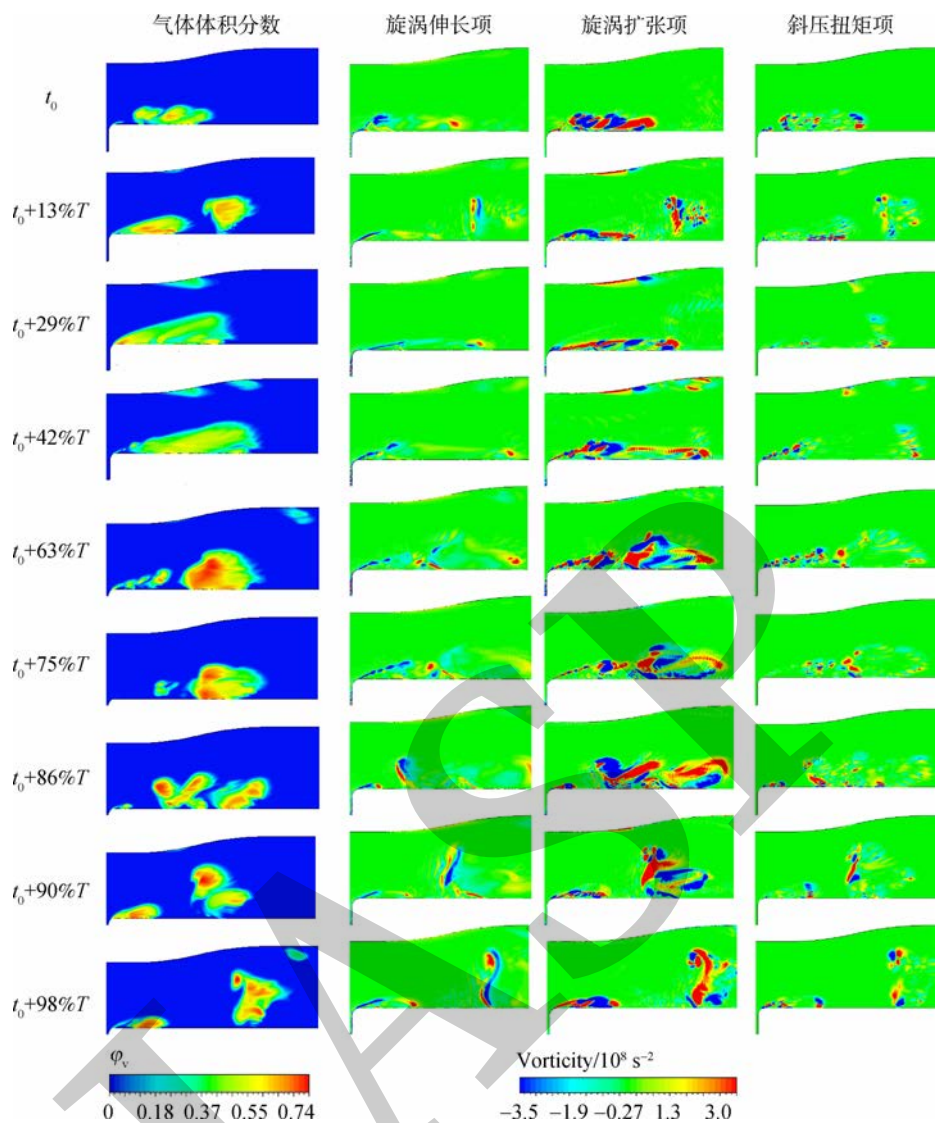


图 16 气相体积分数、伸长项、扩张项和斜压扭矩项
Fig. 16 Predicted vapor volume fraction, vortex stretching term, vortex dilation term and baroclinic torque term

存在较大的压力梯度和密度梯度,故斜压扭矩项占据主导地位。并且空穴交界面处产生了正、负向涡量交替的旋涡,因此斜压扭矩项主要维持空穴形态;反向射流头部是一个纯液相区域,因此该处存在较大的压力梯度和密度梯度,故斜压扭矩项的作用明显。

尽管在空穴的发展过程中,旋涡扩张项对于旋涡的影响最大,由于这三者在空穴中作用的位置不同,故旋涡伸长项和斜压扭矩项的作用也不可忽视。

3 结 论

本文主要以液氢为研究对象,采用大涡模拟对液氢绕回转体的非定常空化流动特性进行了研究,主要得到以下几点结论:

1) 在速度入口为 63.9 m/s,空化数为 0.38 的工况下,液氢绕回转体的空化周期为 3.1ms,空化的演变过程分为 3 个阶段,分别为:附着空穴生长阶段(Ⅰ)、大尺度空泡发展阶段(Ⅱ)和小尺度空泡发展阶段(Ⅲ)。对应的时间段分别为为: $t_0 \sim t_0 + 29\%T$ 、 $t_0 + 29\%T \sim t_0 + 75\%T$ 、 $t_0 + 75\%T \sim t_0 + 100\%T$ 。

2) 反向射流产生源于空穴末端局部高压区域,在与主流相互作用过程中形成了旋涡结构,造成空穴脉动的,液体区域(高压区域)使空泡以不同尺度脱落。

3) 系统解释了空化与旋涡结构之间的相互作用,结果表明:扩张项对旋涡的影响最大,在空穴前端和末端处涡量源于旋涡伸长项,在空穴内部涡量源于旋涡扩张项,在空穴交界面处、反向射

流头部涡量源于斜压扭矩项。

参考文献：

[1] BATCHELOR G K. An introduction to fluid dynamics [M]. New York:Cambridge University Press,1967.

[2] 黄继汤. 空化与空蚀的原理及应用[M]. 北京:清华大学出版社,1991.

[3] TSUJIMOTO Y, YOSHIDA Y, HASHIMATO T, et al. Observations of oscillating cavitation of an inducer[J]. Journal of Fluids Engineering,1997,119(4):775-781.

[4] MATSUYAMA K, OHIGASHI H, ITO T, et al. H-II A rocket engine development[J]. Core Mitsubishi Juko Giho, 2002,39(2):8-11.

[5] BAKIR F, REY R, GERBER A G. Numerical and experimental investigations of the cavitating behavior of an inducer[J]. International Journal of Rotating Machinery, 2004,10(1):15-25.

[6] 季斌, 罗先武, 彭晓星, 等. 绕扭曲翼型三维非定常空泡脱落结构的数值分析[J]. 水动力学研究与进展, 2010, 25(2):217-223.

JI Bin, LUO Xianwu, PENG Xiaoxing, et al. Numerical analysis for three dimensional unsteady cavitation shedding structure over a twisted hydrofoil[J]. Journal of Hydrodynamics,2010,25(2):217-223. (in Chinese)

[7] HORD J. Cavitation in liquid cryogenics: I venturi[R]. NASA CR-2054,1972.

[8] HORD J. Cavitation in liquid cryogenics: III ogive [R]. NASA CR-2242,1973.

[9] CERVONE A, BRAMANTI C, RAPPOSELLI E, et al. Thermal cavitation experiments on a NACA0015 hydrofoil [J]. Journal of Fluids Engineering,2006,128(2):326-331.

[10] YOSHIDA Y, KIKUTA K, HASEGAWA S, et al. Thermodynamic effect on a cavitating inducer in liquid nitrogen [J]. Journal of Fluids Engineering,2007,129(3):273-278.

[11] GIORGI M G D, BELLO D, FICARELLA A. Analysis of thermal effects in a cavitating orifice using rayleigh equation and experiments[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power,2010,132(9):128-132.

[12] ZHU Jiakai, ZHAO Dongfang, XU Lu, et al. Interactions of vortices, thermal effects and cavitation in liquid hydrogen cavitating flows[J]. Internation Journal of Hydrogen Energy,2015,41(1):614-631.

[13] FRUMAN D H. Estimation of thermal effects in cavitation of thermosensible liquids[J]. International Journal of Heat

and Mass Transfer,1999,42(17):3195-3204.

[14] DESHPANDE M, FENG J, MERKLE C L. Numerical modeling of the thermodynamic effects of cavitation[J]. Journal of Fluids Engineering,1997,119(2):420-427.

[15] HOSANGADI A, AHUJA V. Numerical study of cavitation in cryogenic fluids[J]. Journal of Fluids Engineer, 2005,127(2):267-281.

[16] CAI Jun, HUAI Xiulan, LI Xunfeng. Dynamic behaviors of cavitation bubble for the steady cavitating flow[J]. Journal of Thermal Science,2009,18(4):338-344.

[17] CAI Jun, LI Xunfeng, LIU Bin, et al. Effect of cavitating flow on forced convective heat transfer: a modeling study [J]. Chinese Science Bulletin,2014,59(14):1580-1590.

[18] 季斌, 罗先武, 吴玉林, 等. 考虑热力学效应的高温水空化模拟[J]. 清华大学学报, 2010, 50(2):262-265.

JI Bin, LUO Xianwu, WU Yulin, et al. Cavitating flow simulation for high temperature water based on thermodynamic effects[J]. Journal of Tsinghua University (Science and Technology), 2010, 50(2):262-265. (in Chinese)

[19] 崔振东, 刘斌, 蔡军, 等. 湍流模型对微通道内空化流动模拟结果的影响分析[J]. 中国科学院大学学报, 2016, 33(2):213-217.

CUI Zhendong, LIU Bin, CAI Jun, et al. Analysis of simulation results for cavitating flows in micro-channels using different turbulence models[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2016, 33(2):213-217. (in Chinese)

[20] 黄彪. 非定常空化流动数值计算模型研究及流动机理分析[D]. 北京:北京理工大学, 2012.

HUANG Biao. Physical numerical investigation of unsteady cavitation flows[D]. Beijing Institute of Tecnology, 2012. (in Chinese)

[21] JI Bin, LUO Xianwu, PENG Xiaoxing, et al. Three-dimensional large eddy simulation and vorticity analysis of unsteady cavitation flow around a twisted hydrofoil[J]. Journal of Hydrofoil,2013,25(4):510-519.

[22] NICOUUD F, DUCROS F. Subgrid scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. Flow Turbul Combust,1999,62(3):183-200.

[23] KUBOTA A, KATO H, YAMAGUCHI H. A new modeling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section[J]. Journal of Fluid Mechanics,1992,240(1):59-56.

(编辑:叶 青)