

# 热力学效应对液氢非定常空化流动的影响

王永康, 张敏第, 陈泰然, 黄彪

(北京理工大学 机械与车辆学院, 北京 100081)

**摘 要:** 为研究热力学效应对低温流体非定常空化流动的影响,以液氢为研究对象,采用大涡模拟计算了热力学和等温条件下液氢绕回转体的非定常空化流动。计算结果表明:热力学效应延长了液氢的空化周期,增强了空化的非定常特性,抑制了空化的发展。热力学条件下的空泡团内部包含更细、更小的气泡,呈现出多孔质特征,且使整个流域存在 1.5 K 左右的温度波动。通过旋涡运动分析发现,热力学效应使旋涡结构由空穴交界面向空穴内部移动。基于涡量传输方程分析了热力学和等温条件下空穴和旋涡的交互作用,发现在热力学条件下,旋涡伸长项的作用位置主要位于空穴前端和尾端的交界面处,旋涡扩张项和斜压扭矩项主要位于空穴内部;在等温条件下,旋涡伸长项和旋涡扩张项主要位于空穴上方交界面处,斜压扭矩项主要位于空穴尾端。

**关 键 词:** 热力学效应; 液氢; 非定常空化; 大涡模拟; 旋涡

**中图分类号:** V231; O359.1

**文献标志码:** A

## Effects of thermodynamic on unsteady cavitation flow of liquid hydrogen

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 effects of thermodynamics on the unsteady cavitation flow of cryogenic fluid, the unsteady cavitation flow of the liquid-hydrogen around the O-give body was studied by using the large eddy simulation under thermodynamics and isothermy. The results showed that the thermodynamics prolonged the cavitation period of liquid hydrogen, enhanced the unsteady characteristics and suppressed the cavitation. In addition, compared with isothermy, the cavitation in thermodynamics contained finer bubbles. A temperature depression about 1.5 K was detected because of thermodynamics. Besides, the vortex structure moved from the cavity interface to the inner of the cavity due to the thermodynamics. The interaction between cavitation and vortex structure was also studied based on the vorticity transfer equation under thermodynamics and isothermy. In thermodynamics, the vortex stretching term is mainly located at the front and the end of the cavity, and the vortex dilation term and baroclinic torque term are mainly located inside the cavity. In isothermy, the vortex stretching term and vortex dilation term are mainly located at the interface of cavity, and the baroclinic torque term is located at the end of cavity.

**收稿日期:** 2017-10-19

**基金项目:** 国家自然科学基金(51106009)

**作者简介:** 王永康(1993—),男,硕士生,主要从事低温空化方面研究。E-mail:17326992704@163.com

**引用格式:** 王永康,张敏第,陈泰然,等.热力学效应对液氢非定常空化流动的影响[J].航空动力学报,2018,33(12):2866-2876.

WANG Yongkang, ZHANG Mindi, CHEN Tairan, et al. Effects of thermodynamic on unsteady cavitation flow of liquid hydrogen[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(12): 2866-2876.

**Key words:** thermodynamics; liquid hydrogen; unsteady cavitation;  
large eddy simulation; vortex

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<sup>[1]</sup>。空化在泵、水轮机、船舶推进器等旋转机械中普遍存在<sup>[2]</sup>。空穴的生长、脱落以及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<sup>[3-4]</sup>。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,可能会导致叶片断裂,甚至造成重大灾难性工程事故<sup>[5]</sup>。研究还发现:当空化发生时,空泡产生并且随液体流动,当周围压力大于饱和蒸气压时,空泡发生溃灭,在固体壁面处造成气蚀破坏,还会引起空化噪声。从力学角度来看,空化是液体在应力作用下发生的一种断裂现象,因此空化也被认为是液体的一种力学破坏。

近年来,随着人类对外层空间探测开发的需要,液体火箭发动机以液氢、液氧为燃料,液氢、液氧作为一种绿色环保燃料,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。为了提高液体火箭涡轮泵的抗空化性能,常在其前加装诱导轮。但诱导轮由于空化会产生各种不稳定现象,比如振动、噪声和空蚀等,尤其是振动和空蚀会对整个推进系统产生影响,轻则元件受损,重则整个系统产生剧烈振动甚至造成严重的结构破坏<sup>[6]</sup>,其中一种振动的来源就是诱导轮前端回转体转轴处的空化,会导致径向力不平衡性发生。P&W 公司研发的航天飞机主发动机(SSME)改进型高压氧涡轮泵,在研制初期遇到了空化激发的较严重的振动,不仅磨损了诱导轮叶片和密封装置,而且导致实验系统提前关机<sup>[7]</sup>。1999 年 11 月日本 H-II 火箭发射失败,调查发现 LE-7 发动机液氢涡轮泵诱导轮的空化诱发的脉动与泵前导流叶片固有频率发生共振使叶片疲劳断裂,导致转子失衡及摩擦,并最终致使发动机停机<sup>[8]</sup>。目前,对于液氢绕回转体的非定常空化流动的数值研究较少,且基本上都是基于 RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes)模型进行的仿真,严重限制了非定常特性。由于常温水中一般可以忽略热力学效应对其空化的影响,因此以往大部分研究中都不考虑温度的影响,而将空化过程视为绝热过程<sup>[9]</sup>。不同于常温水,液氢的固有属性导致热力学效应会对其空化进程产生重要影响,故本

文针对热力学效应对液氢非定常空化流动的影响展开论述。

目前,已有很多学者研究了热力学效应对低温流体空化特性的影响。在实验方面,Franc 等人采用低温物质 R114 作为流动介质,观测了诱导轮里的空化现象,结果表明:随着温度的升高,泵内产生的空穴尺度减小,而且抗空化性能得到改善<sup>[10-11]</sup>。Cervone 等人用 NACA 0015 水翼在充满热水的空腔管道内进行了一系列的实验,研究了空穴长度的变化规律和空化的不稳定性,并且发现这种不稳定主要依赖流体介质热效应强度<sup>[12]</sup>。Cervone 等人还研究了诱导轮中不同温度水的非定常空化,研究结果发现:随着温度升高,诱导轮中压强非定常脉动的程度降低,而且基于非定常压力脉动得到的频谱峰值降低<sup>[13]</sup>。Niiyama 等人在攻角为  $8^\circ$  的 NACA16 水翼上用液氮进行了实验,结果显示:在空穴内有很多的小气泡并且它的尺度存在很强烈的脉动<sup>[14]</sup>。1973 年, Hord 在 NASA 采用  $\text{LN}_2$ (液氮)和  $\text{LH}_2$ (液氢)研究了绕二维水翼和对称回转体的空化现象,通过压强传感器测得空穴区域内的五个位置处的温度和压力,发现空穴内部的压力不是一个常值<sup>[15-16]</sup>。Hord 在不同的流动条件下进行了多次实验,同时考虑了实验仪器误差的影响,因此 Hord 的实验数据被公认为是检验空化热力学作用数值模拟正确性的标准。尽管 Hord 对液氢绕 Ogive 回转体的空化流动进行了实验研究,但是受实验条件的限制,并没有深入分析热力学效应对其空化流动的影响,因此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,Shi 等人用  $\text{LN}_2$  和  $\text{LH}_2$  研究了绕二维水翼的空化现象,数值计算结果表明:由于热力学效应的影响,空穴内部的气体体积分数下降,呈现多孔质特征,空穴尺度有所减小,并且交界面变得模糊<sup>[17]</sup>。Chen 等人分析了热力学效应对液氮绕二维水翼空化流动的影响,发现:热力学效应推迟空化的发生,抑制了空穴的生长,并且随着温度的升高,液氮的热力学效应增强<sup>[18]</sup>。虽然已有很多学者研究了液氢、液氮等低温流体的热力学效应,但大部分都是基于 RANS 模型进行的,RANS 有很大的局限性,并不能准确捕捉到流动的非定常现象,而且热力学效应对于液氢

绕 Ogive 回转体的非定常空化流动过程和旋涡特性的影响尚鲜有研究,但对其深入分析无论是在工程问题还是科研层面都有较大意义。

目前,在针对空化流动的数值计算中最常用的是 RANS 模型,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<sup>[19]</sup>。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 LES 能够有效并准确地模拟流体的非定常过程以及旋涡运动。故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,数值模拟在热力学和等温条件下液氢绕 Ogive 回转体的非定常空化流动,分析热力学效应对其空化进程及旋涡特性的影响。

## 1 控制方程及数值方法

### 1.1 控制方程及湍流模型

目前有两种处理多相流的方法:均相流模型和非均相流模型。由于相对非均相流模型,采用均相流模型进行计算时,计算能较好地收敛,且经济性较高,计算结果能较好地反映空化流场的流动特性<sup>[20]</sup>,在本文的计算中,采取了均相流模型。在均相流模型中,不同的相被处理成互相贯穿的连续介质。由于一种相所占的体积无法再被另一种相所占有,故此引入相体积率的概念。体积率是时间和空间的连续函数,各相的体积率之和等于 1。在均相流模型中,各相具有同样的速度,压强和湍动流场等。在这种模型中,采用单流体模型计算两相流动,采用模型的主要区别在于所引入的混合密度的定义不同。质量连续、动量和能量守恒方程如下面所示:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_m u_j)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m E_m) + \frac{\partial}{\partial x_j}[(\rho_m E_m + p)u_j] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \kappa_m \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i \sigma_{ij} \right) - h_{lg} m \quad (3)$$

$$\sigma_{ij} = \mu_m \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

式(1)~式(4)中, $x_i, x_j, x_k$ 为坐标系; $\rho_m$ 为混合物密度; $\mathbf{u}$ 为速度矢量; $p$ 为压力; $T$ 为温度; $t$ 为时间; $\mu$ 为动力黏度; $\delta_{ij}$ 为克罗内克函数; $E = h - p + (u_i)^2/2$ ;热焐  $h = c + p/\rho$ ,  $c$  为比热容; $\kappa$ 为热导率; $m$ 为气液质量传输源项; $h_{lg}$ 为潜热;下标  $m$ 代表混合物,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  $\varphi$  为体积分数,下标  $v$  和  $l$  分别代表气相和液相。把 Favre 过滤方程加入到式(5)和式(6)中,得到 LES<sup>[21]</sup> 方程

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

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

$$\sigma_{ij} = \mu_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (9)$$

上标“—”代表时均值, $\tau_{ij}$ 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  $S_{ij}$  的模数

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

式中  $\mu_t$  为亚格子的湍流黏度,在 LES WALE (wall-adapted local eddy-viscosity)<sup>[22]</sup> 模型中, $\mu_t$  和  $S_{ij}$  定义为

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

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

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{kk}^2, \quad \bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j},$$

$$L_s = \min(Kd, C_w V^{1/3}) \quad (14)$$

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。

### 1.2 空化模型

本文采用的是 Zwart 空化模型<sup>[23]</sup>, Zwart 空化模型如下:

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

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

式中  $\varphi_{\text{nuc}}$  为空化核子的体积分数;  $R_b$  为空泡直径;  $p_v$  为当地饱和蒸气压;  $C_{\text{dest}}$  和  $C_{\text{prod}}$  为凝结和蒸发系数;  $\rho_l$  和  $\rho_v$  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:  $\varphi_{\text{nuc}} = 5 \times 10^{-4}$ ,  $R_b = 2 \mu\text{m}$ 。由于 Hosangadi 和 Ahuja<sup>[24]</sup> 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  $C_{\text{dest}}$  和  $C_{\text{prod}}$  缩小 10 倍,取  $C_{\text{dest}} = 5, C_{\text{prod}} = 0.001$ 。

1.3 几何模型及网格划分

本文的计算域如图 1 所示,与 Hord 实验中流域的几何模型保持一致<sup>[14]</sup>。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  $y^+ \approx 1$  ( $y^+ = \rho_l u_t y / \mu$ , 其中  $u_t$  为壁面摩擦速度,  $y^+$  为壁面到第一层网格的距离,  $\mu$  为液体动力黏度);回转体附近最大网格尺度  $C = U_\infty \Delta t$  求得,  $\Delta t = L_c / 200 U_\infty$ , 其中  $U_\infty$  为入口速度,  $\Delta t$  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

( $N_g$ ) 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(图 1 虚线区域)网格划分。数值计算中,采用速度进口、压力出口设置,具体为 63.9 m/s 和 246 kPa,根据空化数  $\sigma_\infty$  的计算公式:  $\sigma_\infty = [p_\infty - p_v(T_\infty)] / (0.5 \rho_l U_\infty^2)$ , 计算得  $\sigma_\infty = 0.38$ , 其中  $p_\infty$  为出口压力,  $p_v(T_\infty)$  为当地温度下的饱和蒸气压。

在 CFX PRE 的设置中,heat transfer 模型中分别选择 thermal energy 和 isothermal 来实现热力学和等温条件求解,从而探究热力学效应的影响。在求解设定中,采用中心差分(central difference)和二阶向后欧拉(second order backward Euler)模式,由于求得的理论时间步太大,会导致在求解的时候出现 over flow 错误,所以在本次数值模拟中利用库朗特数控制每一步所消耗的时间,最大库朗特数为 12,初始时间设定为  $5 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,最大时间设定为  $1 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,最小时间设定为  $1 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,根据计算过程,每一步的时间大约为  $5.8 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,时间总长为 0.1 s,每一步最大的迭代次数为 10,收敛残差同样为  $1 \times 10^{-4}$ 。在求解时,由于初始条件的设定对计算结果影响很大,本次数值计算中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。

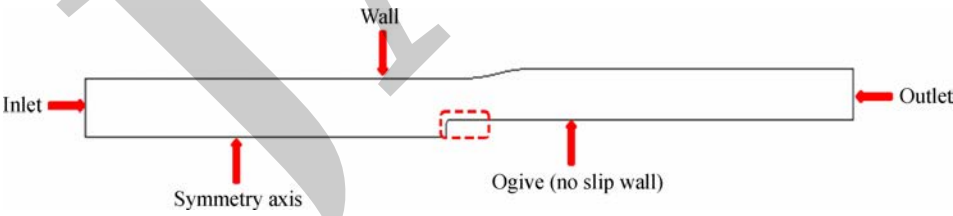


图 1 计算域几何模型及边界设置

Fig. 1 Geometry model and boundary conditions of computational domain

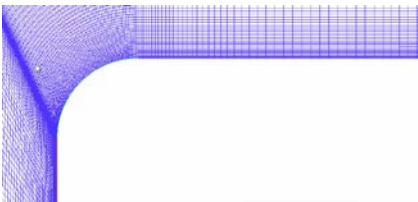


图 2 回转体头部区域网格划分

Fig. 2 Grid in the head of the Ogive body

2 结果与讨论

2.1 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,最小误差为 2%,最大误差为 8%,而在 6 万网格数下得到的压力曲线则和实验值误差较大,最小误差为 10%,最大误差为 22%,考虑计算精度与经济性,本次数值模拟中选取 12 万网格进行计算。

2.2 数值计算方法验证

Hord 的实验中捕捉到了同一工况下的液氢绕回转体非定常空化流动时典型的空穴形态,分

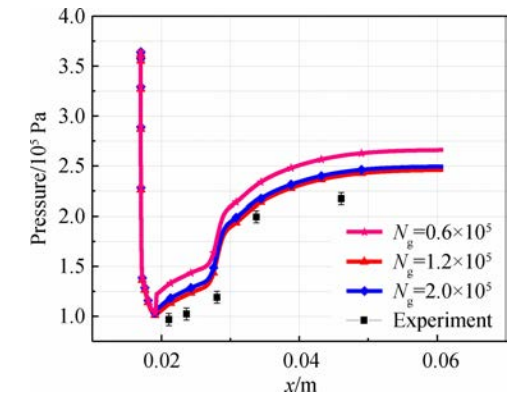


图 3 不同网格数下的回转体壁面压力分布  
Fig. 3 Comparison of pressure distributions along the Ogive wall under different grid numbers

别为空穴形成、发展、溃灭时典型的空穴形态<sup>[14]</sup>, 如图 4(a)所示, 与之对应的数值计算结果如图 4(b)所示( $t_0$  为空化开始的时刻,  $\tau$  为液氢空化周期), 从空穴形态的对比中可以看出, 数值计算得到的空穴形态和实验基本一致, 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呈现模糊状与多孔质的典型特征。

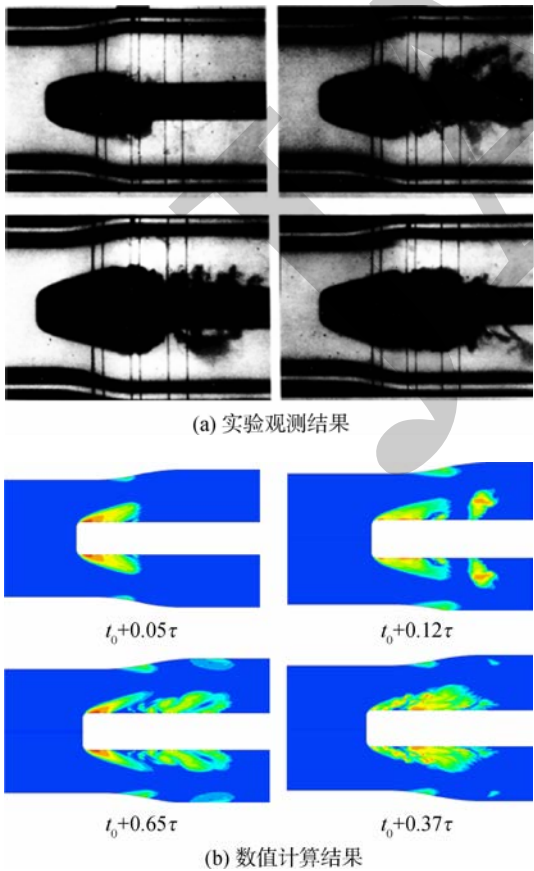


图 4 实验和数值计算的空穴形态对比  
Fig. 4 Comparison of cavity shape between the experimental and numerical simulations

Shi 采用了标准 RANS 模型探究了液氢、液氮的流动, 但是 RANS 模型只能描述空泡的大体轮廓, 并不能捕捉小空泡分离等非定常过程, 因此不能准确地描述空泡形成、发展、溃灭等非定常过程, 但是本文所用的 LES 却能很好地捕捉这一特征<sup>[15]</sup>。图 5 列出了热力学和等温条件下回转体壁面的温度和时均压力分布, 可以看出热力学条件下的数值模拟与实验数据(实验考虑热力学效应)拟合较好, 数值计算得到的监测点温度基本上在实验误差范围之内, 压力的最小误差为 2%, 最大误差为 8%, 虽然有一定误差, 但基本反映了液氢空化区域压力和温度的变化趋势, 说明该数值方法能够很好地模拟液氢绕回转体的非定常空化流动。而等温条件得到的温度和压力则与实验数据差距较大, 没有反应出温度和压力的变化趋势, 故热力学效应对液氢非定常空化流动的影响巨大。

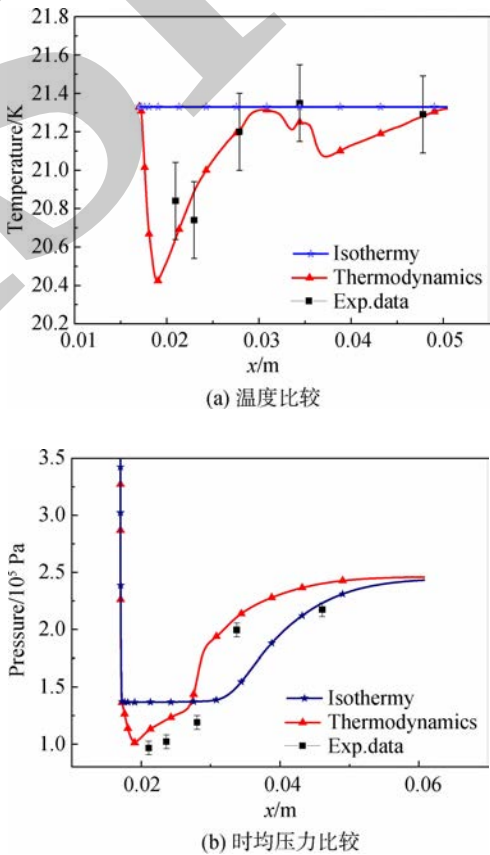


图 5 实验数据和数值计算数据比较  
Fig. 5 Comparison between the experimental and numerical simulation data

2.3 热力学效应对液氢空化的影响

2.3.1 热力学效应对液氢空化周期的影响  
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热力学效应对液氢空化周期的影响。图 6 列出了热力学和等温条件下对称面处无量纲空穴面积  $A_1/A_c$  ( $A_1$  代表空穴面积,为气相体积分数在对称面处的积分, $A_c$  为回转体特征面积)的傅里叶变换。由图 6 可知,两种条件下的液氢空化都呈现周期性的发展,在热力学条件下,空穴面积的变化频率大约为 318 Hz,对应的空化周期大约为 3.1 ms;在等温条件下,空穴面积的变化频率大约为 342 Hz,对应的空化周期大约为 2.9 ms,可见热力学效应延长了液氢的空化周期。应该注意到的是在热力学条件下,在低频尖峰之后,存在一个 707 Hz 的高频尖峰,并且在 750 Hz 之后其傅里叶变换相较于等温条件波动更复杂,文中第 2.3.2 节中会解释 707 Hz 高频尖峰产生的原因。

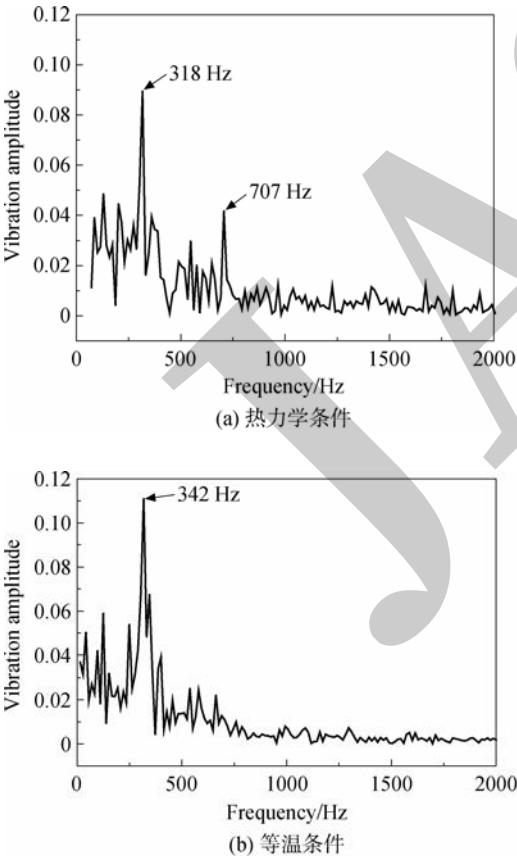


图 6 热力学和等温条件下无量纲空穴面积的傅里叶变换

Fig. 6 Fourier transform of non-dimensional cavity area with thermodynamics and isothermy

2.3.2 热力学效应对液氢空化进程的影响

热力学效应对低温流体空化演变进程的影响

巨大,为探究热力学和等温条件下液氢绕回转体空化进程的异同,利用无量纲空穴面积以及气相体积分数云图加以分析。两种条件下无量纲空穴面积的变化曲线如图 7(a)和图 7(b)所示,图 7(c)为两种条件下一个周期内的无量纲空穴面积变化曲线。以  $0.1\tau$  为时间间隔的 11 张气相体积分数云图来展示空穴的动态演化过程,如图 8 所示。由图 7(a)和图 7(b)可知,两种条件下的空穴都呈现周期性的发展,结合图 8 可得两种条件下空化的共同点:两种条件下的空穴都是附着型空穴,空

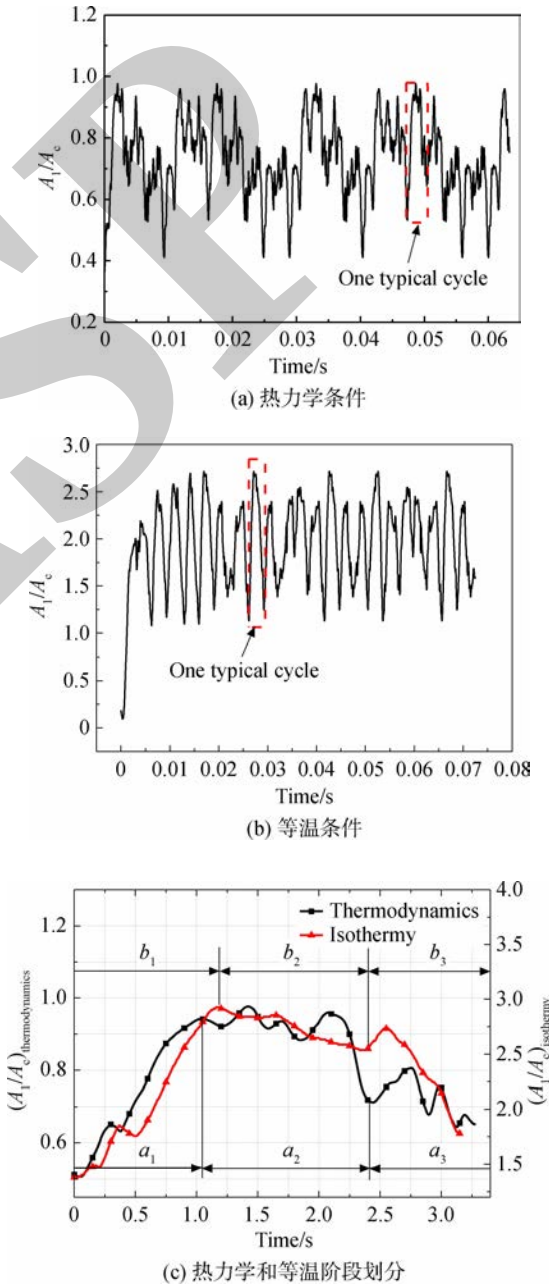
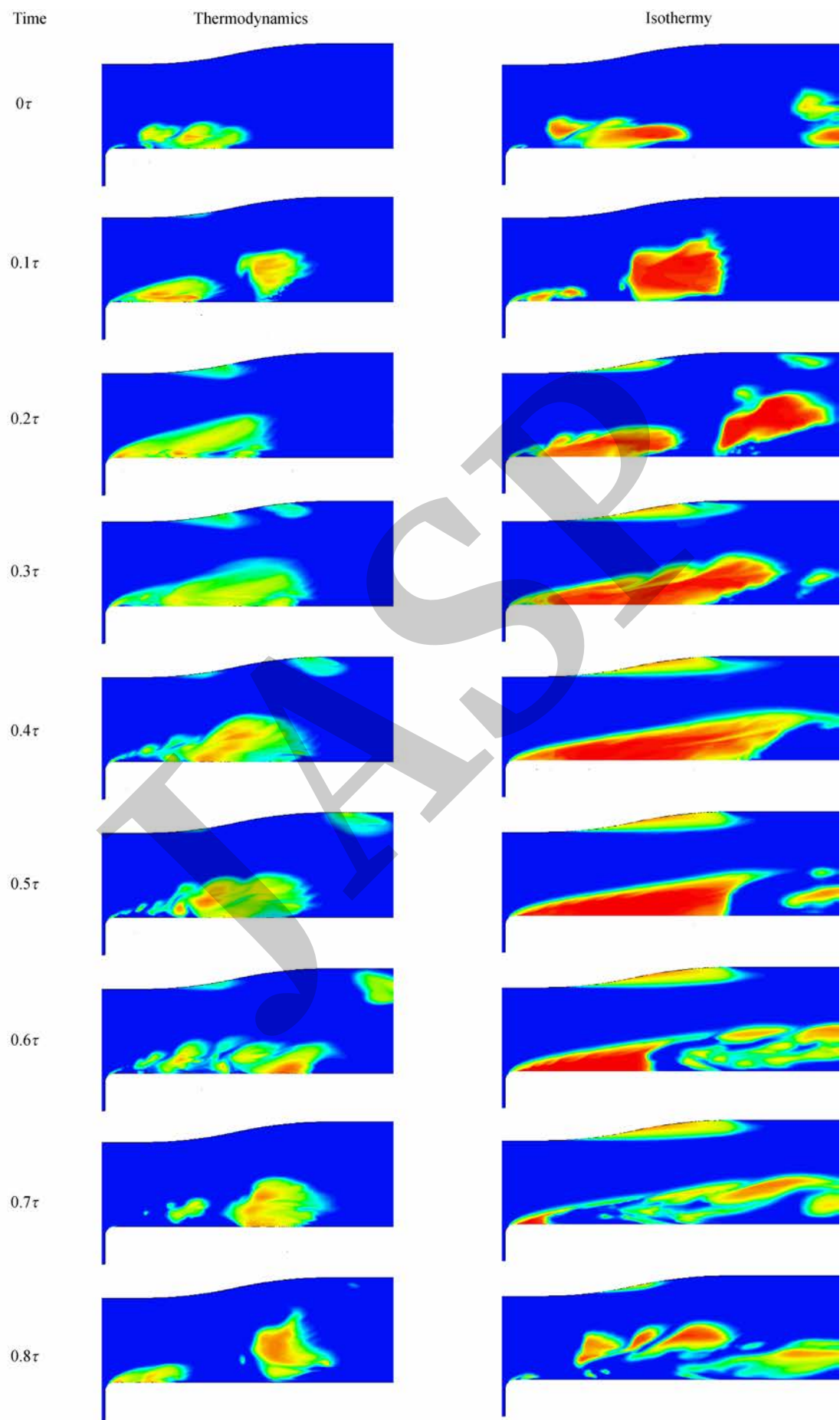


图 7 热力学和等温条件下无量纲空穴面积

Fig. 7 Non-dimensional cavity area with thermodynamics and isothermy



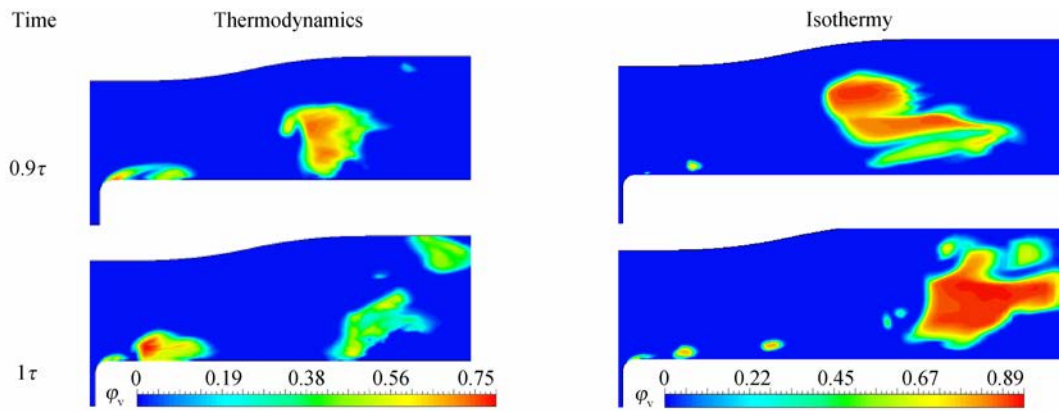


图 8 热力学和等温条件下空泡在一个周期内的演化过程

Fig. 8 Cavity evolution process in one cycle with thermodynamics and isothermy

穴在回转体前缘生长逐渐向后缘发展,最后脱落,并逐渐向下游移动,在周围的高压下溃灭;空穴形态均呈现出前缘薄、后缘厚的特点;在空穴的演化过程中,均发现了两种不同尺度空泡的发展;液氢的空化演变过程均可分为三个阶段,分别为附着空穴发展阶段、大尺度空泡发展阶段和小尺度空泡发展阶段。

由于热力学效应的影响,热力学和等温条件下液氢绕回转体非定常空化流动的特征也是存在很大差异的。由图 8 明显可以看出,在热力学条件下,空穴大部分区域的气相体积分数低于 55%,最大为 80%;在等温条件下,空穴大部分区域的气相体积分数达到 90%,最大为 95%,且在空穴尺度上,等温条件下的空穴明显更大。因此,等温条件下的液氢空化现象更加剧烈,说明热力学效应抑制了液氢空化的发展。除此之外,两种条件下空穴的脱落形式也存在明显的差异,在热力学条件下,反向射流沿回转体壁面到达空穴前端,使得空穴出现整体脱落,形成空泡团,空泡团内部的气相体积分数与脱落之前的附着空穴几乎相同,空泡团在周围流场的作用下变得分散,逐渐向下游移动并在周围的高压下溃灭;在等温条件下,空穴内部及回转体壁面处气相体积分数很高,故反向射流受到阻力只能向上方运动,反向射流在空穴尾端处不断作用,所以存在小空泡团不断在尾端处脱落,使空穴不断变小,最后消失。已脱落的小空泡团内部的气相体积分数相比脱落之前的附着空穴要小得多,并逐渐向下游移动,最后在周围的高压下溃灭。虽然在两种条件下的空穴演化过程中,均发现了两种不同尺度空泡的发展,分别为大尺度空泡发展和小尺度空泡发展,但在大尺度空泡发展中,等温条件下的空穴在尺度上明

显更大,在小尺度空泡发展中,等温条件下的空穴则小得多,而且相比于等温条件,热力学条件下的空泡团内包含更细小、更小的气泡。

图 7(c)为两种条件下一个周期内的无量纲空穴面积的变化曲线,空穴的发展阶段分别用  $a_1$ 、 $a_2$ 、 $a_3$  和  $b_1$ 、 $b_2$ 、 $b_3$  表示。由图 7(c)可知,相比于热力学,等温条件下的空穴面积更大,说明在等温条件下液氢的空化流动更加剧烈,所以热力学效应抑制了液氢空化的发展,与对比两种条件下的空穴动态演化过程得到的结论一致。相比于等温,热力学条件下的无量纲空穴面积的曲线更加复杂一些,存在小范围的周期波动,说明在热力学条件下液氢的空化进程更加复杂。热力学条件下的空穴面积存在小范围周期性的波动,所以其傅里叶变换中存在一个高频尖峰,即 707 Hz。此外,由图 7(c)还可知,与等温相比,热力学条件下的空穴面积达到最大的时刻要早,且大尺度空泡发展阶段和小尺度空泡发展阶段持续时间段更长,但两种条件下的小空泡发展阶段开始时间近乎相同。

热力学效应对液氢流域内温度的分布也会产生极大影响,图 9 为热力学条件下流域的温度分布。由图 9 可知,热力学效应使得流域内存在 1.5 K 左右的温度波动,液氢属性受温度的影响巨大,因此热力学效应对液氢的非定常空化有着不可忽视的影响。除此之外,空穴内部的低温区域出现明显的断层,说明空穴内部温度不是一个恒定值,这大大增加了液氢绕回转体的非定常特性。两种条件下的流线图如图 10 所示,由图可知,在热力学条件下,空穴内部气相体积分数相对较低,来流流线能够进入到空穴的内部;在等温条件下,空穴内部气相体积分数相对较高,来流流线

几乎不能进入到空穴的内部,只能贴近空穴交界面向下游流动,在空穴尾端受高压区域的影响形成环流(红色区域所示),环流在空穴尾端处不断作用,故在此处存在小空泡团不断脱落。

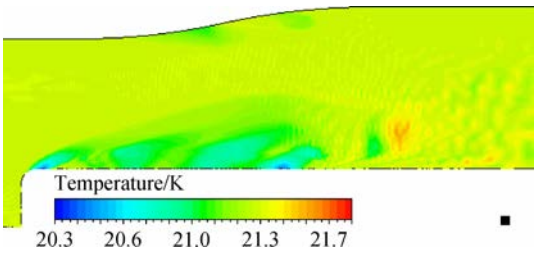


图 9 热力学条件下流场的温度分布  
Fig. 9 Distribution of flow field temperature with thermodynamics

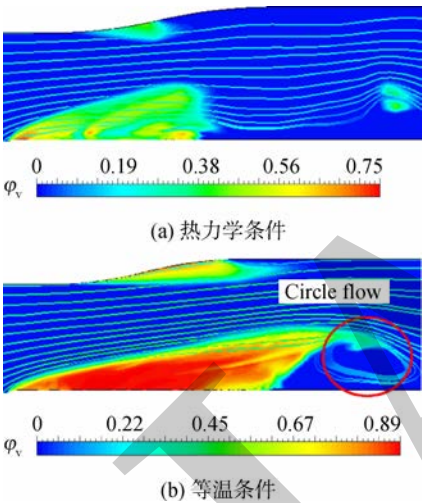


图 10 热力学和等温条件下的流线分布对比  
Fig. 10 Comparison of streamlines distribution between thermodynamics and isothermy

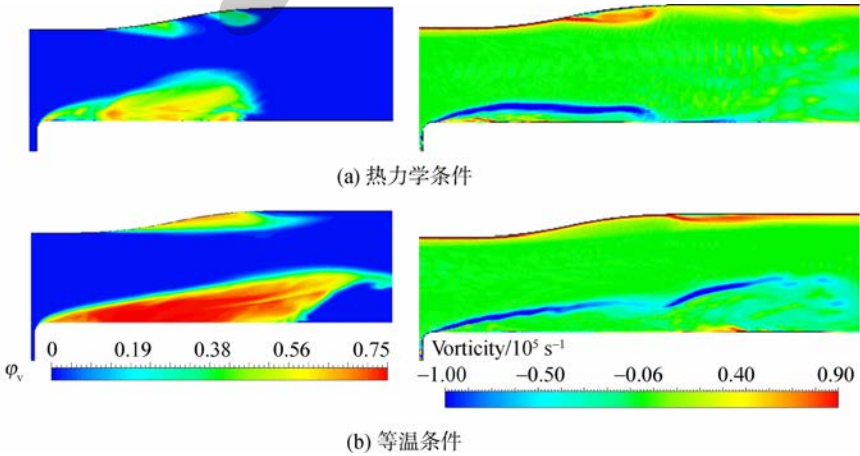


图 11 热力学和等温条件下的气相体积分数和涡量分布对比  
Fig. 11 Comparison of vapor volume fraction and vorticity distribution between thermodynamics and isothermy

2.4 热力学效应对非定常流场旋涡特性的影响

热力学效应不但影响着液氢空穴的演化进程,而且对其旋涡特性也会产生重要影响。为了具体分析热力学效应对液氢非定常流场旋涡运动与动力特性的影响,图 11 列出了热力学和等温条件下空穴面积最大时刻的气相体积分云图(量纲与图 10 相同)和涡量云图。由图 11 可知,在热力学条件下,旋涡主要位于回转体近壁面处,因为来流流线可以进入到空穴的内部,在空穴内部和空穴的交互作用明显,产生了负向涡量的旋涡;在等温条件下,旋涡主要位于空穴的交界面附近,因为来流流线几乎不能够进入空穴内部,只能在空穴交界面处流动,在空穴交界面处和空穴的交互作用明显,产生了负向涡量的旋涡。除此之外,值得注意的是,热力学条件下,在回转体壁面处存在正向涡量的旋涡,这是由于反向射流贴近壁面向回转体前缘流动,并与空穴相互作用,产生了正向涡量的旋涡;在等温条件下,反向射流不能贴近壁面向回转体前缘流动,只能向上流动,故在空穴尾端近壁面处产生了正向涡量的旋涡,主要与小空泡团在空穴尾端脱落有关。

为了具体分析热力学和等温条件下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:

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \boldsymbol{\omega}(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \frac{\nabla \rho_m \times \nabla p}{\rho_m^2} + (\mu_m + \mu_t) \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \tag{17}$$

式中  $\boldsymbol{\omega}$  为涡度矢量,  $\mu_m$  和  $\mu_t$  为层流和湍流黏度;  $D\boldsymbol{\omega}/Dt$  为流体粒子的涡量改变率;等号右边的第一项是旋涡伸长项,是由于速度梯度产生的;第二

项是旋涡扩张项,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;第三项是斜压扭矩项,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,故可忽略。

热力学和等温条件下的旋涡伸长项、旋涡扩张项和斜压扭矩项如图 12 所示。由图 12 可知,对于旋涡伸长项,在热力学条件下,作用位置主要位于空穴的前端和尾端的交界面处,产生了正、负向涡量的旋涡;在等温条件下,主要位于空穴上方的交界面处,在交界面的前 2/3 产生了负向涡量的旋涡,后 1/3 产生了正向涡量的旋涡。对于斜压扭矩项,在热力学条件下,主要位于空穴的内部,在前 1/3 产生了负向涡量的旋涡,在后 2/3 产生了正向涡量的旋涡,且在空穴尾端产生了少许的负向涡量的旋涡;在等温条件下,主要位于空穴尾端,产生了正、负向涡量交替的旋涡。

其他位置都是产生了负向涡量的旋涡。对于旋涡扩张项,在热力学条件下,主要位于空穴的内部,产生了正、负向涡量交替的旋涡;在等温条件下,主要位于空穴上方的交界面处,在交界面的前 2/3 产生了负向涡量的旋涡,后 1/3 产生了正向涡量的旋涡。对于斜压扭矩项,在热力学条件下,主要位于空穴的内部,在前 1/3 产生了负向涡量的旋涡,在后 2/3 产生了正向涡量的旋涡,且在空穴尾端产生了少许的负向涡量的旋涡;在等温条件下,主要位于空穴尾端,产生了正、负向涡量交替的旋涡。

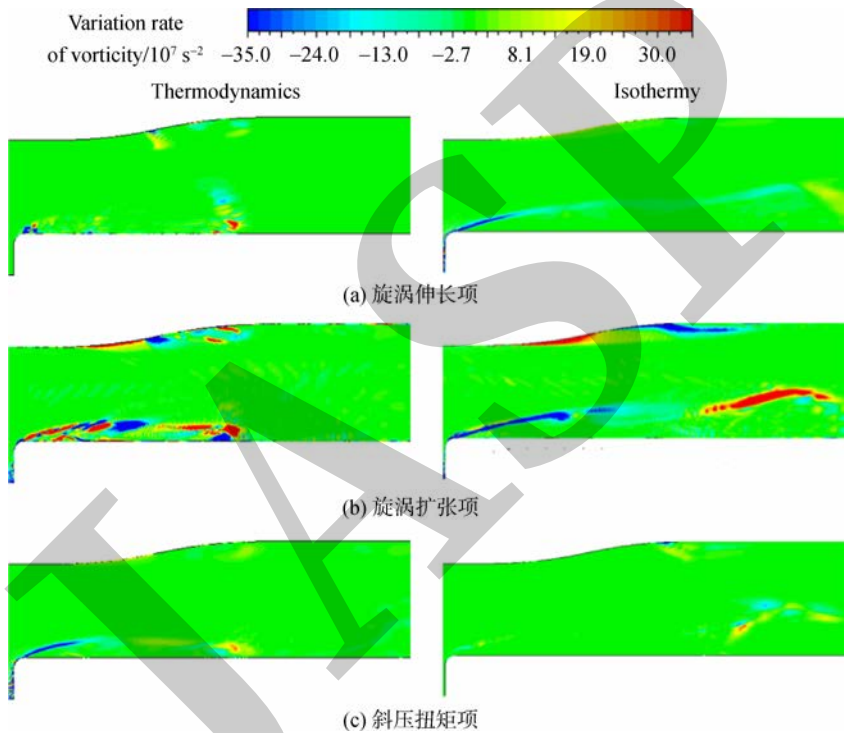


图 12 热力学和等温条件下旋涡伸长项、旋涡扩张项和斜压扭矩项的作用位置  
Fig. 12 Positions of vortex stretching term, vortex dilatation term, baroclinic torque term with thermodynamics and isothermy

### 3 结 论

本文以液氢为研究对象,利用商业软件 ANSYS CFX,采用 LES,数值模拟了热力学和等温两种条件下液氢绕回转体的非定常空化流动,探究热力学效应对液氢空化进程及空化-旋涡交互作用的影响,研究可得如下结论:

1) 本文所用的 LES 相比前人所用的 RANS 模型能够有效地模拟液氢空化流动的非定常过程以及旋涡运动,准确预测了空泡的形成、发展及溃灭过程,且有效描述了热力学效应对液氢空化周期、空泡脱落及旋涡运动的影响。

2) 从空化周期分析,热力学条件下的液氢的空化周期大约为 3.1 ms,等温条件下的周期大约为 2.9 ms,热力学效应虽延长了液氢空化周期,但是由于延长时间较小,故热力学效应对液氢空化周期影响较小;从温度场分析,热力学效应使整个流域存在 1.5 K 左右的温度波动,由于液氢属性,故热力学效应会大大影响液氢空化流动;从空化进程分析,热力学效应增强了氢空化的非定常特性,抑制了空化的发展;从空穴脱落形式分析,热力学条件下的空穴是整体脱落,等温条件下的空穴是小空泡团在尾端处不断脱落,最后整个空穴消失。

3) 热力学效应使空穴面积存在小范围周期波动,故其傅里叶变换存在一个次高频尖峰,为 707 Hz,说明热力学效应使空泡变得分散。

4) 在热力学条件下,来流流线可以进入到空穴的内部,产生的旋涡结构集中在回转体壁面附近;在等温条件下,来流流线不能够进入空穴的内部,产生的旋涡结构集中在空穴交界面附近。

5) 基于涡量传输方程分析了热力学和等温条件下旋涡和空穴的交互作用,发现在热力学条件下,旋涡伸长项的作用位置主要位于空穴前端和尾端的交界面处,旋涡扩张项和斜压扭矩项主要位于空穴内部;在等温条件下,旋涡伸长项和旋涡扩张项主要位于空穴上方交界面处,斜压扭矩项主要位于空穴尾端。

## 参考文献:

- [1] BATCHELOR G K. An introduction to fluid dynamics [M]. New York: Cambridge University Press, 1967.
- [2] MAT S K, OHIGASHI H, ITO T, et al. H-II A rocket engine development[J]. Mitsubishi Juko Giho, 2002, 39(2): 8-11.
- [3] 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.
- [4] TSUJIMOTO Y, YOSHIDA Y, HASHIMATO T. Observations of oscillating cavitation of an inducer[J]. Journal of Fluids Engineering, 1997, 119(4): 775-781.
- [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] RUBIN S. Longitudinal instability of liquid rockets due to propulsion feedback (POGO) [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1966, 3(8): 1188-1195.
- [7] ROBERT S R, LOREN A G, MILLS D, et al. The space shuttle main engine liquid oxygen pump high-synchronous vibration issue, the problem, the resolution approach, the solution[R]. AIAA 94-3153, 1994.
- [8] SEKITA R, WATANABE A, HIRATA K, et al. Lessons learned from H-2 failure and enhancement of H-2A project [J]. Acta Astronautica, 2011, 48(5): 431-438.
- [9] 时素果. 空化热力学效应及数值计算模型研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2012.  
SHI Suguo. Thermodynamic effects on cavitation and the modeling issues[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2012. (in Chinese)
- [10] FRANC J P, JANSON E, MOREL P, et al. Visualizations of leading edge cavitation in an inducer at different temperatures[R]. Pasadena, Canada: Fourth International Symposium on Cavitation, 2001.
- [11] FRANC J P, REBATTET C, COULON A. An experimental investigation of thermal effects in a cavitating inducer [R]. Osaka, Japan: Fifth International Symposium on Cavitation, 2003.
- [12] CERVONE A, BRAMANTI C, RAPPOSELLI E, et al. Thermal cavitation experiments on a NACA 0015 hydrofoil[J]. Journal of Fluids Engineering, 2006, 128(2): 326-331.
- [13] CERVONE A, TESTA R, BRAMANTI C, et al. Thermal effects on cavitation instabilities in helical inducers[J]. Journal of Propulsion and Power, 2005, 21(5): 893-899.
- [14] NIYAMA K, YOSHIDA Y, HASEGAWA S, et al. Experimental investigation of thermodynamic effect on cavitation in liquid nitrogen[R]. Singapore: the 8th International Symposium on Cavitation, 2012.
- [15] HORD J. Cavitation in liquid cryogenics; II hydrofoil[R]. NASA Contractor Report NASA CR-2156, 1973.
- [16] HORD J. Cavitation in liquid cryogenics; III ogives [J]. NASA Contractor Report NASA CR-2242, 1973.
- [17] SHI Suguo, WANG Guoyu. Numerical calculation of thermal effect on cavitation in cryogenic fluids [J]. Chinese Journal of Mechanical of Engineering, 2012, 25(6): 1176-1183.
- [18] CHEN Tairan, WANG Guoyu, HUANG Biao. Numerical study of thermodynamic effects on liquid nitrogen cavitating flows[J]. Cryogenics, 2015, 70: 21-27.
- [19] 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 and numerical investigation of unsteady cavitating flows [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2012. (in Chinese)
- [20] 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 Hydrodynamics, 2013, 25(4): 510-519.
- [21] 孔德才. 通气超空化多相流动模型的研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2005.  
KONG Decai. Numerical investigation on ventilation-air super cavitation multiphase flow[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2012. (in Chinese)
- [22] NICOUD F, DUCROS F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. Flow Turbulence and Combustion, 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.
- [24] HOSANGADI A, AHUJA V. Numerical study of cavitation in cryogenic fluids[J]. Journal of Fluids Engineering, 2005, 127(2): 267-281.