

# 绕圆盘钝体空化绕流现象的试验与数值模拟

黄彪, 王国玉, 张敏第

北京理工大学机械与车辆工程学院, 北京 100081

**摘要** 通过试验研究与计算流体力学(CFD)数值分析相结合的方式深入研究了在不同空化阶段,绕圆盘钝体的非定常空化流动现象。试验和计算中,保持雷诺数不变,通过改变环境压强获得了不同空化数。试验在高速空化水洞中完成,采用高速摄像技术观测了各个空化阶段绕圆盘钝体的空穴形态,数值计算采用了汽-液两相的均相流模型,湍流模型和空化模型均分别采用基于密度函数分域的闭合方式,数值计算结果与试验结果吻合较好。研究结果表明,在不同空化阶段,绕圆盘钝体非定常空化流场呈现不同的阶段性特征,空化流场结构与形态存在很大的差异,随着空化数的减小,空化流场经历了小尺度空泡团的脉动—不稳定团状空化—稳定超空化等阶段,在空化的发展过程中,存在强烈的汽、液相间的质量和动量交换。

**关键词** 圆盘钝体;非定常空化;空穴形态

**中图分类号** TV131.32

**文献标识码** A

**doi** 10.3981/j.issn.1000-7857.2011.12.004

## Experimental and Numerical Simulation of Cavitating Flow Around a Disc

HUANG Biao, WANG Guoyu, ZHANG Mindi

School of Mechanical and Vehicular Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

**Abstract** The unsteady cavitating flows around a disc are studied by experimental and numerical methods, where the Reynolds number remains the same and different cavitation numbers are obtained by changing the pressure values. Experiments are carried out in a rectangular test section of a cavitation tunnel; and a high-speed video camera is used to visualize the unsteady cavitation flow patterns. The calculations are conducted for a three-dimensional disc, based on a single-fluid model of the cavitation: the liquid/vapor mixture is considered as a homogeneous fluid with its composition being regulated by the mass transfer equation. A density modified corrected unsteady cavitation closure is used in calculations. The results show that the cavitation around the disc can be well simulated with the density modification based closure, the trend of cavity shapes against the cavitation number and the time is properly reflected. The flow field of the cavitating flows experiences several stages, including the small-scale bubble pulse, the instable bulk cavitation and the stable supercavitation. Here, the unsteadiness of the mass transfer process between the vapor and the two-phase regions is dominant.

**Keywords** disc; unsteady cavitating flow; cavity shape

### 0 引言

钝体绕流由于伴随着流动分离、再附着以及尾迹区的非定常涡脱落等复杂特征而成为人们研究的热点问题。旋涡脱落现象会在钝体后面自然产生,物面压力随着两侧旋涡的交替脱落而变化,从而产生一个周期力,引起物体振动。目前,国内外大多数学者对单相流体的钝体绕流现象做了许多工

作,在试验方面,Coutanceau等<sup>[1]</sup>对圆柱绕流尾涡的形成的过程进行了细致的试验研究,Achenbach<sup>[2]</sup>、Batham<sup>[3]</sup>研究了圆柱体在单相流中的受力情况;在数值研究方面,Muralami等<sup>[4]</sup>使用标准的 $k-\varepsilon$ 模型对钝体绕流进行了研究,其结果表明,该模型不能合理地模拟钝体绕流的分离、再附着和涡脱落等一系列非定常特征。大涡模拟(LES)通过滤波函数对求解长度

收稿日期:2010-10-08;修回日期:2011-04-07

基金项目:国家自然科学基金项目(50979004)

作者简介:黄彪,博士研究生,研究方向为非定常空化流动,电子信箱:huangbiao@bit.edu.cn;王国玉(通信作者),教授,研究方向为高速水动力学,电子信箱:wanggy@bit.edu.cn

尺度进行控制,可以精确地预测大尺度脉动的运动,但LES方法需要精细的网格,对计算资源消耗较大。Wu等<sup>[5]</sup>通过结合标准k-ε模型和大涡模拟的方法,利用滤波器湍流模型(Filter-Based Model,FBM),对经典的绕方柱单相流动现象进行了模拟,并与试验结果<sup>[6]</sup>进行对比,取得了良好的效果。对于钝体的空化绕流现象,人们主要研究二维圆柱体、圆台及半球体头部的空化流动现象<sup>[7]</sup>,其研究手段及成果还需进一步完善。

为了深入了解空化对钝体绕流流场特性的影响,本文通过试验与数值研究相结合的方式研究了在不同空化数下,绕圆盘钝体的非定常空化流动,并发展了一种基于密度分域的空化流动计算方法,揭示了空化区域的轮廓形状和流场结构随空化数的变化呈现的不同特征。

### 1 试验装置和方法

本文试验均在循环式高速水洞中进行,图1为该水洞的示意图,水洞试验段的具体参数见文献[8],试验时,通过其上下部及前侧面的透明有机玻璃窗,察圆盘周围的流场形态。图2为高速全场显示系统布局示意图,流动显示试验时,采用3台1.2kW的镝灯照明,高速摄像机记录空化发展过程中的流动演变历程,采集速度为3000fps。图3为试验所用的圆盘钝体。

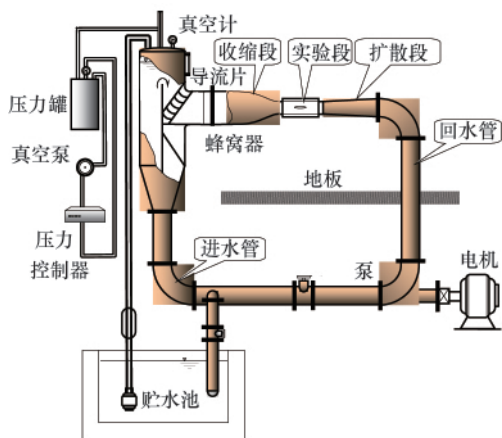


图1 空化水洞示意

Fig. 1 Schematic diagram of the cavitation tunnel

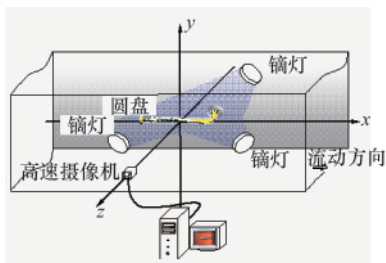


图2 全场高速显示系统

Fig. 2 Layout of the experimental setup



图3 试验所用圆盘

Fig. 3 Geometries of the test disc

试验中,两个重要的无量纲参量分别为空化数

$$\sigma = \frac{p_x - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_x^2} \quad (1)$$

雷诺数

$$Re = \frac{U_x D_n}{\nu} \quad (2)$$

式中,  $p_x, U_x, \rho, \nu$  和  $p_v$  分别为圆盘中心上游 0.21m 处参考断面上的静压力、平均速度(速度剖面充分均匀)、水的密度、运动黏度和汽化压力,其中  $p_v=2340\text{Pa}$ 。式(2)中,特征长度  $D_n$  为圆盘直径,雷诺数为  $1.52 \times 10^5$ 。

### 2 计算方法

#### 2.1 基本方程

采用均质平衡流模型,则 Favre 平均的 N-S 方程为

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) \right] \quad (4)$$

$$\rho_m = \rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v \quad (5)$$

式中,下标  $i$  和  $j$  分别为坐标方向;  $\rho_m, \rho_l, \rho_v, u$  和  $p$  分别为混合介质的密度、液相密度、汽相密度、速度和压强;  $\mu$  和  $\mu_t$  分别为混合介质的层流和湍流黏性系数;  $\partial_l$  和  $\partial_v$  分别为汽相和液相的体积分。

#### 2.2 分域湍流模型

湍流模型的选择对于预测空化流动现象有着非常重要的影响。在空化流动现象中,一方面,由于空穴内部的含气量较大,空穴内部存在一定的可压缩特性;另一方面,空化流动体现出强烈的非定常特性,往往伴随着空泡群的破灭和脱落,Wu等<sup>[5]</sup>和 Coutier-Delgosha<sup>[10]</sup>等基于上述两点,分别对标准k-ε湍流模型进行了修正。本研究中,针对上述两种修正方式的优势,对空化流场以混相密度进行分域,在不同区域采用不同的湍流黏性修正方式,为了保证湍流黏性系数在空穴界面处的光滑过渡,两种湍流黏性系数通过混合函数连接。表达形式如式(7)所示,式中,  $C_1$  和  $C_2$  为经验常数,其值分别为4和0.2;  $\mu_{T,hybrid}$  为混合湍流模型的湍流黏性系数,其具体表达式为

$$\mu_{T\_hybrid} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{hybrid} \quad C_\mu = 0.09 \quad (6)$$

$$f_{hybrid} = \chi(\rho_m/\rho_l) f_{FBM} + [1 - \chi(\rho_m/\rho_l)] f_{DCM}$$

$$\chi(\rho_m/\rho_l) = 0.5 + \tanh \left[ \frac{C_1(0.6\rho_m/\rho_l - C_2)}{0.2(1 - 2C_2) + C_2} \right] / [2 \tanh(C_1)] \quad (7)$$

式(6)中,  $f_{FBM}$  为滤波函数, 由滤波器尺寸  $\Delta$  和湍流长度尺度的比值决定<sup>[5]</sup>:

$$\mu_{T\_FBM} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{FBM} \quad C_\mu = 0.09 \quad f_{FBM} = \min \left( 1, \frac{\Delta \cdot \varepsilon}{k^{3/2}} \right) \quad (8)$$

$$\Delta = \max(\Delta_{present}, \Delta_{grid}) \quad \Delta_{grid} = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3} \quad (9)$$

式(9)中,  $\Delta x$ 、 $\Delta y$  和  $\Delta z$  分别为网格在 3 个坐标方向的长度。在标准  $k-\varepsilon$  湍流模型中加入滤波函数后, 对尺度小于滤波器尺寸的湍流, 采用标准  $k-\varepsilon$  模型模拟, 对尺度大于滤波器尺寸的湍流流场结构, 则采用直接计算方法求解, 较大涡模拟而言 (LES), 该修正方法减轻了对壁面附近网格的分辨率要求。

式(10)中, 通过引入密度修正函数, 在水蒸气含量较大的空泡透明区, 充分考虑了汽液两相空化流动的可压缩特性。对于式中  $n$  的取值, 相关文献目前均取为  $10^{10}$ 。

$$\mu_{T\_DCM} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{DCM} \quad C_\mu = 0.09 \quad f_{DCM} = \frac{\rho_v + (\alpha_l)^n (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v + \alpha_l (\rho_l - \rho_v)} \quad (10)$$

### 2.3 分域空化模型

计算中, 忽略热传输和非平衡相变效应, 空化流动中液相体积分量的输运方程表示为

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \mathbf{u}) = \dot{m}^+ + \dot{m}^- \quad (11)$$

式中,  $\alpha_l$  为液相体积分量,  $\rho_l$  为液相密度。设汽相密度为  $\rho_v$ , 则混合介质密度为  $\rho_m = \rho_l \alpha_l + \rho_v (1 - \alpha_l)$ 。为了考虑空化过程中, 不同区域汽液质量传输过程的差异, 采用了基于 Kubota 与 IDM 的分域空化模型, 其具体表达式为

$$\dot{m}_l = \chi(\rho_m/\rho_l) \dot{m}_l^k + (1 - \chi(\rho_m/\rho_l)) \dot{m}_l^w \quad (p < p_v) \quad (12)$$

$$\dot{m}_v = \chi(\rho_m/\rho_l) \dot{m}_v^k + (1 - \chi(\rho_m/\rho_l)) \dot{m}_v^w \quad (p > p_v) \quad (13)$$

这里,  $\dot{m}_l^k$ 、 $\dot{m}_v^k$  为 Kubota 空化模型的蒸发与凝结源项,  $\dot{m}_l^w$ 、 $\dot{m}_v^w$  为 IDM 空化模型的蒸发与凝结源项, 模型的具体数学表达式见文献[11]、[12], 分段函数  $\chi$  定义如图 4。

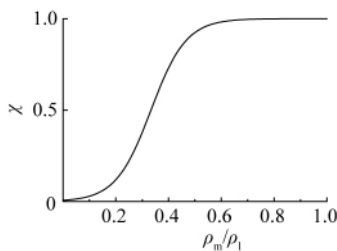


图 4 混合函数  $\chi$  的分布  
Fig. 4 Hybrid function  $\chi$

### 2.4 几何边界与设置

计算采用的圆盘与试验中的几何尺寸相同, 其直径  $D=0.015\text{m}$ 。图 5 给出了计算区域其边界条件。圆盘前端的区域采

用 C 型结构化网格划分(图 6), 这样可以较好地匹配圆盘头部的形状, 在圆盘钝体周围近壁区域进行网格加密, 近壁面  $y^+$  值在 20—100 之间, 满足壁面函数要求。

本文采用速度入口作为边界条件,  $U_{in}=6.8\text{m/s}$ , 计算中保持以圆盘直径为特征长度的雷诺数为  $1.52 \times 10^5$ 。出口采用压力出口, 流动区域上下边界为自由滑移壁面条件, 圆盘表面采用无滑移固壁条件。根据试验工况对计算参数空化数进行相应设置。

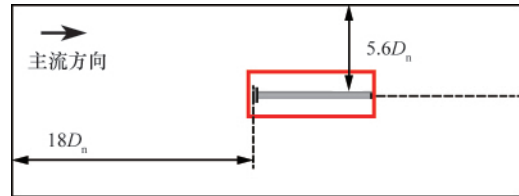


图 5 计算区域和边界条件  
Fig. 5 Outline of the computational domain

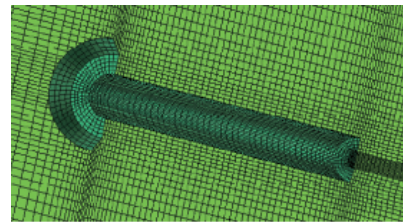


图 6 圆盘周围网格  
Fig. 6 Computational grids around the body

## 3 结果与讨论

图 7 给出了在较大空化数、典型工况下的空穴形态, 图 7(a)、7(b)描述了空化数为 1.44 和 1.20 时绕圆盘钝体的空化流场情况, 可以看出, 此时绕圆盘钝体的空化流场处于初生空化状态, 试验观察到圆盘钝体尾部产生了微小的脉动空泡, 空泡几乎是单个产生的, 并不稳定, 运动到下游后迅速溃灭, 且空泡的产生无规律, 是一个随机过程。当空化数降低到 0.96 时(图 7(c)), 圆盘钝体的后部出现了尺度较大的带状空

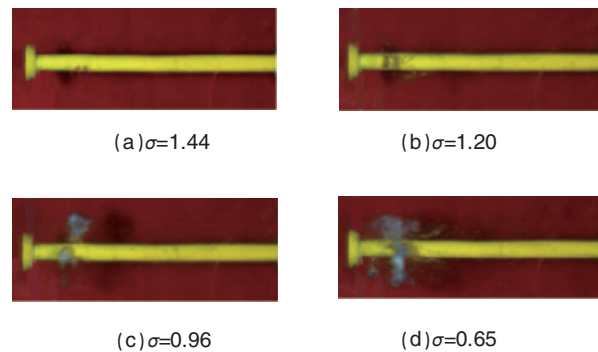


图 7 空穴形态随时间的变化(大空化数)  
Fig. 7 Time evolution of cavity shape in the experiment

泡,偶尔还可观察到连续的空泡串。当空化数为 0.65 时,如图 7(d)所示,空化区域有明显增大,在圆盘钝体后部出现了由漩涡形成的环状空泡带,此时空化流场处于极不稳定的状

态,空泡带以螺旋状细长的形式不断向下游运动。

图 8 为数值计算和试验得到在空化数比较小的工况下的非稳定空穴形态。数值模拟了对应时刻空化区域水蒸汽含

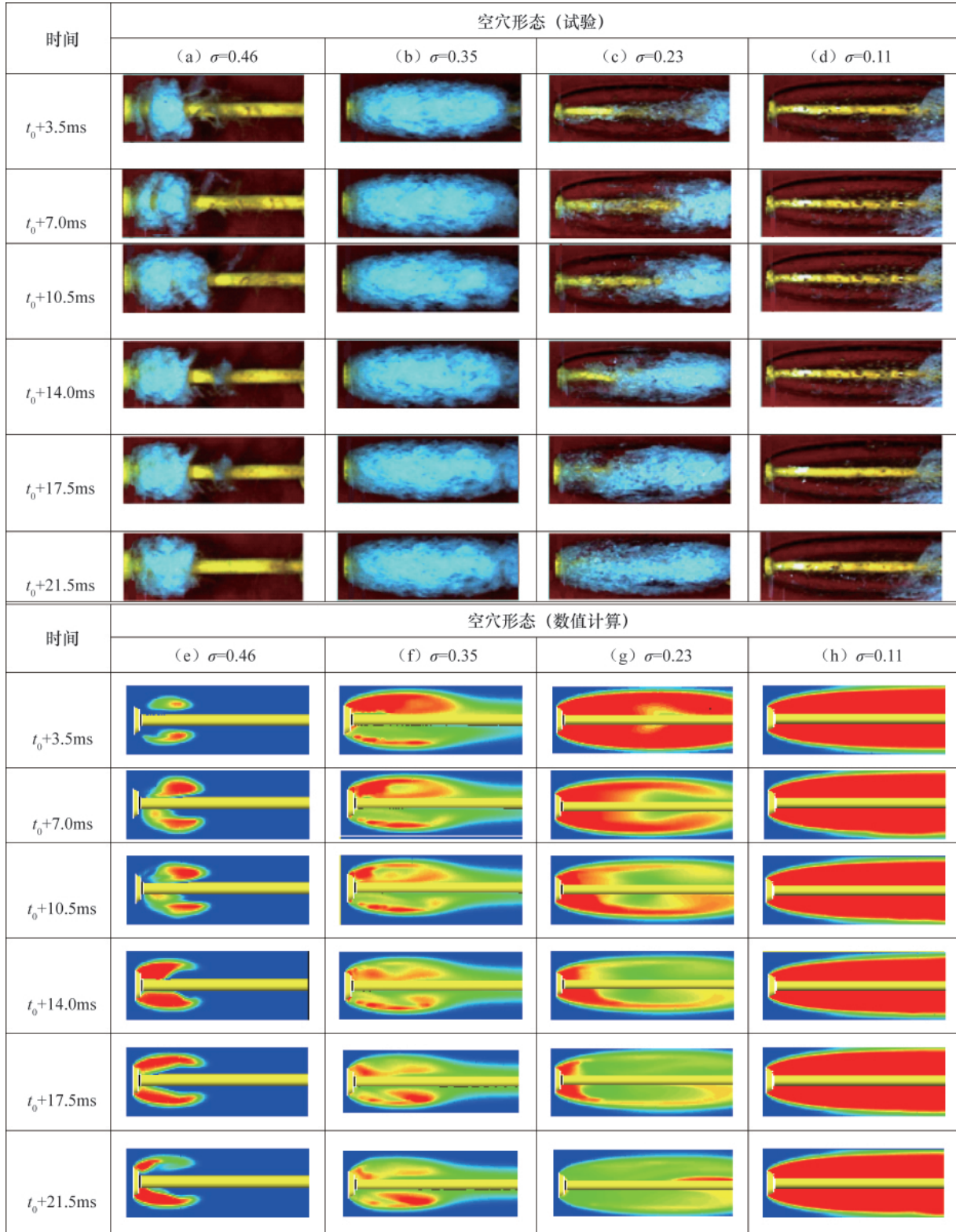


图 8 空穴形态随时间的变化 (小空化数)

Fig. 8 Time evolution of cavity shape in the experiment and the calculation

量的分布,空化区用红色表示,颜色越深代表含汽量越大。

采用分域空化流动的计算方法得到的结果清楚地描述了在不同空化数下,绕圆盘的非定常空穴形态的发展历程。随着空化数的不断降低,空化区域面积和空穴长度不断增加,在空化数为 0.46 时,如图 8(a)、8(e)所示,绕圆盘钝体空化流场处于典型的云状空化阶段,在圆盘钝体后部,产生了一个开式椭球形空化区域,内部为雾状的水汽混合相,尾部环状气泡在旋涡的作用下不断上下抖动。此时,空泡团的变化已较为连续,在空化区域尾部产生了连续的反向射流涡,涡的形成和溃灭呈现比较明显的规律性。试验与数值计算的结果均表明,空泡团生成后逐渐向尾部运动,当漩涡的强度增大到一定程度后,会发生大尺度空泡团脱落现象。当空化数降低到 0.35 左右时,如图 8(b)所示,绕圆盘钝体的自然空化发展到临界超空泡状态,此时开式椭球形空化区域达到最大,一直延伸到支撑杆的尾端,试验结果表明,此时绕圆盘钝体的空化区域为稳定的雾状水汽混合相,空穴形态与空穴长度几乎不随时间而改变,数值计算结果如图 8(f)所示,很好地描述了这一过程,从宏观上看,空穴形态比较稳定,只是在空化区域内部存在着频繁的汽液质量交换。

当空化数继续降低至 0.23 时,绕圆盘钝体的空化流动处于向超空化发展的特殊时刻,如图 8(c)所示,此时,在空穴内部,汽相和水汽混合相之间形成了清晰的分界面,且两相区呈较为明显的断面反向推进(汽化区后部的浅白色界面),表现为白色区域的增加,直至圆盘钝体的后缘,然后汽相区开始扩张,如此反复。也就是说,在两相共存阶段,空化区域内纯汽相区与两相区的界面进行着周期性的沿主流流动方向的振荡变化,表明在空化区域内部存在着剧烈的水汽质量交换。采用分域空化流动的计算方法合理地再现了汽相区与两相区的界面的周期性振荡推进过程,如图 8(g)所示,空化区域内前部为透明的纯汽相区,后部大部分仍是混合均匀的水汽两相混合区,且汽相和水汽混合相始终共存。计算结果表明,分域空化流动的计算方法对不同空化区域进行区别处理,成功地捕捉到该阶段非定常空化流动的流动特征。

当空化数降低到 0.11 后,如图 8(d)、图 8(h)所示,空化区形成稳定的界面,汽相基本充满整个空化区域,只在其中后部仍有部分水汽混合相,呈狭窄的连续带状分布,此时的超空化已处于相对稳定状态,称这个最终阶段为超空化的完全发展阶段。数值计算得到的空穴形态十分稳定,汽相充满了整个空化区域。

#### 4 结论

采用基于密度的分域空化流动计算方法,结合高速全场显示技术系统地研究了绕圆盘钝体的自然空化流场,结果表明,绕圆盘非定常空化流动的发展,随空化数的变化,其空化区域的轮廓形状和流场结构呈现不同的特征。

(1) 在空穴初生阶段,圆盘肩部存在小尺度空泡团的脉

动现象,空化流场处于极不稳定的状态。空穴尾部的闭合点位置处于上下波动的不稳定状态。

(2) 随着空化数的降低,空化区域增大,呈明显的椭球状,在特定空化数下,空穴的非定常性发展过程中存在大尺度空泡团的整体脱落现象。继续降低空化数至两相共存阶段,空化区域内前部为透明的纯汽相区,后部大部分仍为混合较为均匀的水汽两相混合区,且汽相和水汽混合相始终共存。纯汽相区与两相区的界面进行着周期性的沿主流流动方向的振荡变化,表明在空化区域内部存在着强烈的水汽质量交换。

(3) 在空穴的完全发展阶段,纯汽相区已充满了绝大部分空化区域,空穴形态稳定,且上下流线已基本平稳,形成了准稳定的超空化。

#### 参考文献 (References)

- [1] Coutanceau M. On the role of high order separation on the onset of the secondary instability of the circular cylinder wake boundary[J]. *C R Acad Sci Serie*, 1988, 306(22): 1259-1263.
- [2] Achenbach E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re=5 \times 10^4$  [J]. *J Fluid Mech*, 1968, 34: 625-639.
- [3] Batham J P. Pressure distribution on circular cylinder at critical Reynolds number[J]. *J Fluid Mech*, 1973, 57: 209-228.
- [4] Muralami S, Mochida A. On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1995, 54(3): 191-211.
- [5] Wu J, Senocak I, Wang G, et al. Three-dimensional simulation of turbulent cavitating flows in a hollow-jet valve[J]. *J Comp Modeling Eng & Sci*, 2003, 4(6): 679-689.
- [6] Lyn D A, Rodi W. The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder[J]. *J Fluid Mesh*, 1994, 267: 353-376.
- [7] Stinebring D R, Billet M L, Holl J W. An investigation of cavity cycling for ventilated and nature cavities [R]. TM 83-13. University Park, PA: The Pennsylvania State University, 1983.
- [8] 李向宾, 王国玉, 张博, 等. RNG  $k-\varepsilon$  模型在超空化流动计算中的应用及评价[J]. *水动力学研究与进展 A 辑*, 2008, 23(2): 181-188.  
Li Xiangbin, Wang Guoyu, Zhang Bo, et al. *Chinese Journal of Hydrodynamics A*, 2008, 23(2): 181-188.
- [9] Johansen S T, Wu J, Shyy W. Filter-based unsteady RANS computations [J]. *Int J Heat and Fluid Flow*, 2004, 25(1): 10-21.
- [10] Coutier-Delgossa O. Numerical prediction of cavitation flow on a two-dimensional symmetrical hydrofoil and comparison to experiments [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2007, 129(3): 279-291.
- [11] Kubota A, Kato H, Yamaguchi H, et al. Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling techniques [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1989, 111(3): 204-210.
- [12] Senock I, Shyy W. Evaluation of cavitation models for navier-stokes computations [C]. ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Montreal, Canada, July 14-18, 2002.

(责任编辑 代丽)