

离自由面不同深度下水平运动超空泡的数值模拟研究

陈 波, 胡青青, 施红辉, 贾会霞, 王 昀

(浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018)

摘 要: 基于 VOF 多相流模型, 采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型, 对不同浸深水位下的水平运动空化流动进行了数值模拟, 研究了浅水域时自由液面对水平超空泡形状的影响, 以及深水域时空化数对空泡形态的影响。结果表明: 浅水域时, 由于自由液面的影响, 空泡形态呈现出上部较凸, 下部较平的非对称形态, 并且相比于深水域时的情况, 空泡更为粗短, 此外空泡上下所受压强是不对称的; 深水域时, 空泡为上下基本对称的椭圆形态, 空泡的无量纲直径和长度都随着空化数的增大逐渐减小, 与 Logvinovich 和 Savchenko 提出的半经验公式基本符合, 此外空泡上下所受压强基本对称。

关键词: 超空泡; 自由液面; 空泡形态; 数值模拟

中图分类号: O352.1; O359

文献标志码: A

0 引 言

超空泡技术通常运用在军事上, 它的原理是: 当航行体在深水区域高速运动时, 由于航行体表面压力降低至饱和蒸汽压, 使液体空化形成包裹航行体的空泡, 从而大大降低航行体运动摩擦阻力。由于超空泡技术能够大幅提高航行体的速度, 超空泡减阻技术已成为研究热点^[1-2]。超空泡减阻技术主要研究空化器外型、空化数、通气率、攻角等对空泡的发生、生长以及空泡形态和动力特性的影响, 目前已经取得了较大的成果。然而, 在不同的海洋水域环境和不同的发射方式下, 所产生的水下航行体超空泡会处在不同的航行深度, 尤其是当超空泡近自由面运动的时候, 自由液面还会对超空泡产生影响。目前国内已经开展了近自由面超空泡流相关研究^[3-4]。程闻等^[5]通过数值方法研究了在 Stokes 波浪场中, 水下翼型体运动产生的非稳态空泡流动, 分析了浸湿深度和波浪高度对非稳态空泡的发展过程和脱落周期频率的影响, 以及柔性自由水液面、波浪对翼型体产生的非稳态空泡流动特性的影响规律;

Chen 等^[6]基于单流体多相流方法, 通过数值方法研究了自由液面和固壁对空泡形状以及水动力系数的影响, 分析了空泡形态和阻力系数的变化特性; 魏卓慧等^[7]对水下航行体运动产生超空泡的过程进行了数值模拟, 分析了航行深度和温度对航行体阻力系数和头部压力的影响。然而对于不同水位深度下超空泡形状的发展变化以及流场压力分布情况, 目前还没有深入的研究。

本文采用基于 VOF 多相流模型, 通过求解带混合介质的雷诺平均纳维-斯托克斯方程、RNG $k-\epsilon$ 湍流输运方程和(气、汽和水)三相的质量输运方程, 进行了水下航行体自然超空泡形态发展及周围流场特性的数值模拟, 研究了在柔性自由液面的边界效应下空泡的发展过程、非对称形态以及内部压力场分布情况。

1 控制方程

1.1 连续性方程和动量方程

本文采用 VOF 多相流模型研究空泡流问题^[7]。假设流体是由水、水蒸气和非凝结气体组成,

收稿日期: 2014-03-21

基金项目: 浙江省自然科学基金项目(LQ13A020006, LQ13A02005, Z1110123); 浙江理工大学科研启动基金项目(1202802-Y)

作者简介: 陈 波(1982-), 女, 湖北天门人, 讲师, 博士, 主要从事空泡流实验和数值模拟方面的研究。

通信作者: 施红辉, E-mail: hhshi@zstu.edu.cn

对于同一控制单元内的各相流体共享同一压力、速度场,忽略相间滑移速度和重力效应。考虑流动过程中相变及非凝结气体的影响,结合质量守恒和动量守恒理论,建立两相流场的控制方程^[8-9]。

混合相连续性方程可以表示为:

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

其中: ρ_m 表示混合相密度, u_i 和 x_i 分别表示 i 方向的速度分量和坐标分量, t 表示时间。

空气相连续性方程可以表示为:

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha_g)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_g \alpha_g u_i) = 0 \quad (2)$$

其中 ρ_g 和 α_g 分别表示气相的密度和体积分数。

水蒸气相连续性方程可以表示为:

$$\frac{\partial(\rho_v \alpha_v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_v \alpha_v u_i) = R_e - R_c \quad (3)$$

其中: ρ_v 和 α_v 分别表示水蒸气相的密度和体积分数, R_e 和 R_c 分别表示由自然空化引起的蒸发和凝结的源相。

混合介质动量方程可以表示为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_m u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho_m g_j + \frac{\partial}{\partial x_j}[(\mu_m + \mu_t)(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})] \quad (4)$$

其中: μ_m 和 μ_t 分别表示混合物动力学粘度和湍流动力学粘度, u_j 和 x_j 分别表示 j 方向的速度分量和坐标分量。

方程中各相应满足相容性条件:

$$\alpha_l + \alpha_v + \alpha_g = 1 \quad (5)$$

混合相密度 ρ_m 和粘度 μ_m 由体积分量加权平均获得:

$$\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v + \alpha_g \rho_g \quad (6)$$

$$\mu_m = \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v + \alpha_g \mu_g \quad (7)$$

其中 α_l 、 μ_l 以及 ρ_l 分别表示水相的体积分数、动力学粘度和密度。

1.2 湍流模型

采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型^[10-11]来封闭上节粘性方程组:

$$\frac{\partial(\rho_m k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i k)}{\partial x_i} = G_k + \rho_m \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}[\alpha_k(\mu + \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j}] \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho_m \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i \epsilon)}{\partial x_i} = C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho_m \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\alpha_\epsilon(\mu + \mu_t) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}] \quad (9)$$

其中: k 为湍动能, ϵ 为湍流耗散率, G_k 为湍动能生成项, $C_{1\epsilon}$ 和 $C_{2\epsilon}$ 为经验常数, C_μ 为模型系数(一般取 0.09)。

2 数值计算模型

2.1 数值方法

本文采用有限体积法离散积分微分型控制方程对水平超空泡进行数值模拟。由于采用的是 VOF 多相流模型,只能使用压力基求解器。选择明渠流动,流动过程中设置三相(空气、水、水蒸气)。流动为非定常流动。采用 PEOSTO! 格式对压力梯度项进行的离散;在离散模型的求解器中,压力-速度耦合选用半隐式方法 SIMPLE 算法;动量方程的差分格式采用 Second Order Upwind 格式;湍流输运方程的差分格式选用 First Order Upwind。

2.2 计算域和边界条件

计算模型的尺寸如图 1 所示。计算区域如图 2 所示,设定:航行体距离前方来流入口取 400 mm,距离尾部出口取 1 500 mm。边界条件设置为:air-inlet,water-inlet 均为速度入口,air-outlet 为压力出口(压力值为大气压 101 325 MPa),water-outlet 设置为压力出口,压力出口由 UDF 函数定义为 $P=101\,325-\rho gh$,底部边界为无滑移边界条件。航行体从左向右运动,通过改变航行体位置(h 为 20、400 mm 两种不同深度),对不同流场分别进行计算,分析不同流场下空泡的形态变化和压力分布。

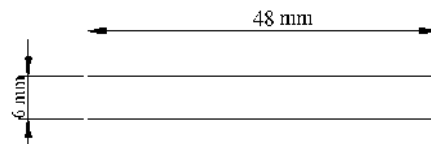


图 1 模型尺寸

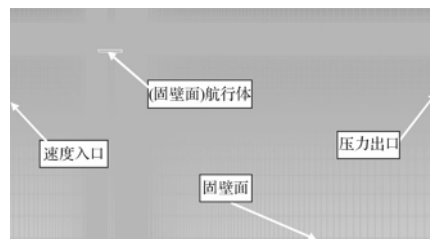


图 2 网格划分和边界条件设定

网格的划分由 FLUENT 前期处理软件 GAMBIT 完成,网格内部采用四边形结构网格。为使计算有较高的精度,网格在局部区域进行了加密。这主要是由于航行体四周产生了空泡流,流场的特性相对于其他区域会复杂很多,在计算过程中为了减少计算的误差,对产生空泡的区域进行了加密。另外由于空气和水的自由交界面区域流动也较为复杂,对自

由面附近的网格进行了加密处理。此外对固壁附近的网格也进行了加密处理,这样可以较好地利用壁面函数,体现流场中边界层的特性。由于本文模拟的是带有气液分界面的空化现象,包含了水、水蒸气和空气3种介质,对流场初始化后,需要利用 patch 将流场区域内液相和气相区分开。



图3 计算前 patch 后的各相体积分布

3 计算结果与分析

影响水平运动超空泡形态的因素很多,如柔性自由液面和水深(距离自由水液面的高度)、空化器形态、长细比、物体运动速度等。本文重点分析自由液面和运动速度对空泡形态特性及流动特性的影响。

3.1 典型深浅水位下空泡的发展过程

本文模拟了航行体在深浅不同水深下的算例,图4给出了航行体在典型的深浅水位下(图4(a): $h=20\text{ mm}$ 、 $v=55\text{ m/s}$,图4(b): $h=400\text{ mm}$ 、 $v=40\text{ m/s}$)流场内部空泡发展时航行体周围的密度分布变化图。从分布图中可以清楚地看出空泡生长中的形态变化过程,黑色的部分表示气体(表示在此区域内,几乎没有液态水存在,充满其中的几乎为蒸汽,此区域为“空化区”)。首先可以观测到当 $t=0.0006\text{ s}$ 时,无论航行体处于浅水位还是深水位,在航行体头部和尾部都开始形成空化区域。然后空泡慢慢从头部长大,发展,最后空泡完全将实验体包裹于内部。但是比较特殊的是,航行体在距离自由液面较近时($h=20\text{ mm}$),也就是空泡在浅水位发展时,随着空泡壁的膨胀,航行体上方的自由液面明显上升,高出未扰动液面。并且在 $t=0.0042\sim0.006\text{ s}$ 时,空泡上方自由液面抬升比较迅速,使得其后方流场发生紊乱,液面上方的空气被少量卷入到水中,并进入空泡尾部。随时间推移,空泡继续增长;在 $t=0.06\text{ s}$ 时,深浅水位下的空泡形态发展都基本达到一个稳定状态,不再继续增大。

当 $t=0.06\text{ s}$ 时,从图4(a)中可以观察到浅水位下运动空泡稳定后呈现的是上面较凸、下面较平的非对称椭圆形态;从图4(b)中可以观察到深水位

下运动空泡稳定后呈现出的是一个上下基本对称的椭圆形态。另外还可以观测到,钝体在深、浅水位运行时空泡的最大长度和最大直径也不一样:在浅水位时我们发现空泡呈现出粗短的状态,而深水位时空泡呈现的是细长的状态。产生空泡的形态差异,一方面因为空泡受到了柔性自由液面的界面效应,另一方面是因为空泡在自由面运行时尾部容易卷入一定量的空气,破坏了空泡的对称性。

另外还可以观测到空泡尾部,总是存在白、灰色交织的浑浊区域,这是空泡流中空泡壁附近产生的水汽混合区域。出现这种现象,可能是因为超空泡的尾部流场比较复杂,具有较强的湍流特性,导致空泡穴内产生浑浊的汽、水混合物。

3.2 不同深度下空泡周围压强分布的分析

为了进一步分析空泡对称性遭到破坏的原因,下面对深、浅水位下航行体周围压强分布作分析。图5和图6分别为浅水位($h=20\text{ mm}$)和深水位时($h=400\text{ mm}$), $t=0.06\text{ s}$ 时的压强场分布,从图中可以看出,空泡内部的压强均为整个流场中压力最低处(空泡内部绝对压强值基本达到了水温为常温 27°C 时的饱和蒸汽压 $3\,540\text{ Pa}$)。从图中压强云图可以看出,空泡内完全空化区内的气压都不大于饱和蒸汽压的理论值。

对比深浅两种水位下空泡周围的压强分布图(如图5和图6所示),可以明显看出,深水位($h=400\text{ mm}$)时,空泡上下所受压强基本对称,以空泡中心最小压强值对称性的逐步向外部增大;但是在浅水位($h=20\text{ mm}$)时,空泡上下所受的压强不一致,可以看出由于受到自由水液面的影响,航行体上部的压强要小于航行体下部的压强,使得空泡的受力不均从而影响了空泡的上下对称性。

对比深浅水位下航行体前端面的压力系数分布(如图7),同时也可以观测到空泡在浅水位运行时,空泡前端,也就是航行体前端面的压强分布已经不对称,以空泡中线为参考,可以看出在浅水位时刻,空泡下半部分压强逐步缓慢减小,空泡上半部分减小的速度大于下半部分。同样可以看到在深水位时,压强的变化幅度基本是以空泡中线为对称轴,上下基本呈对称状态变化。另外可以发现位于浅水位运行产生空泡时,航行体所受到的最大压强小于深水位时受到的最大压强值。这表明在其他条件相同状态下,航行体在浅水位运行头部受到的冲击压力相对更小,对航行体的材料性能及结构设计要求较低,这为工程实际应用提供了一定的参考依据。

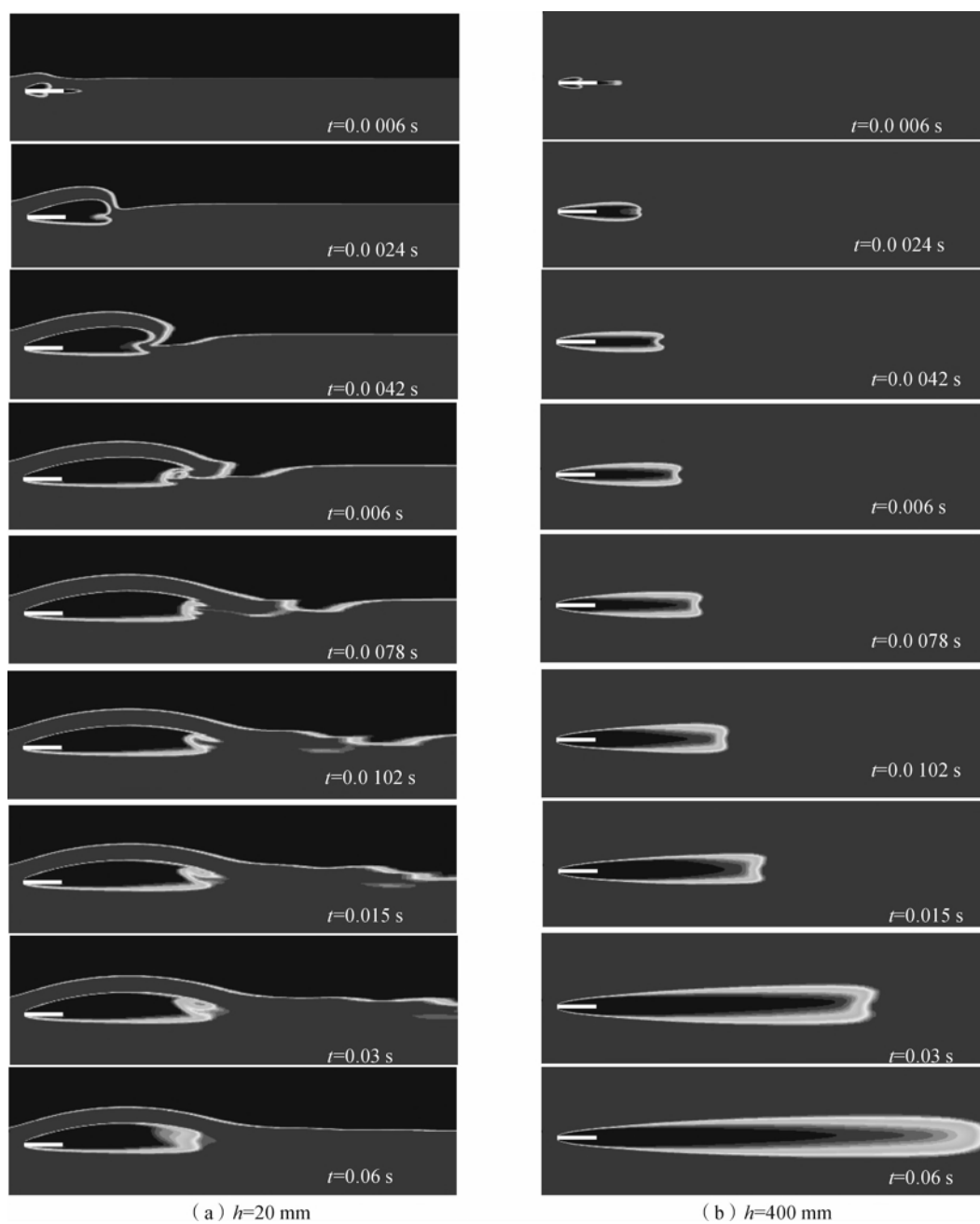


图4 浅水位和深水位工况下超空泡发展过程

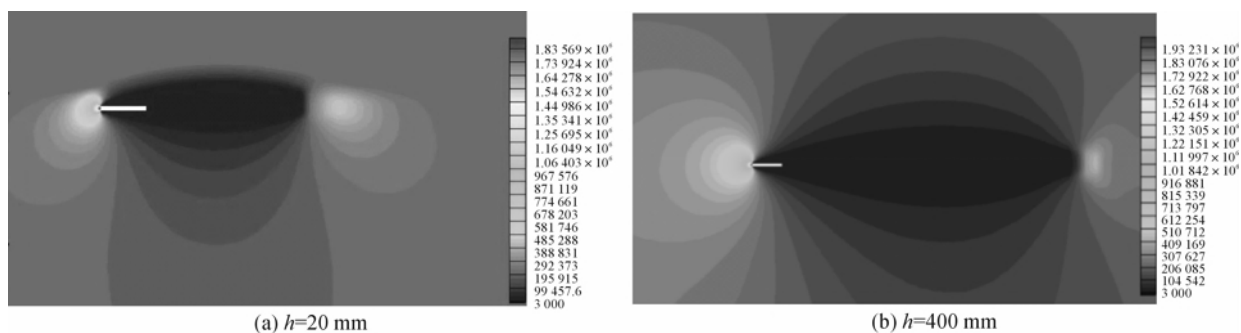


图5 压强场分布(单位:Pa)

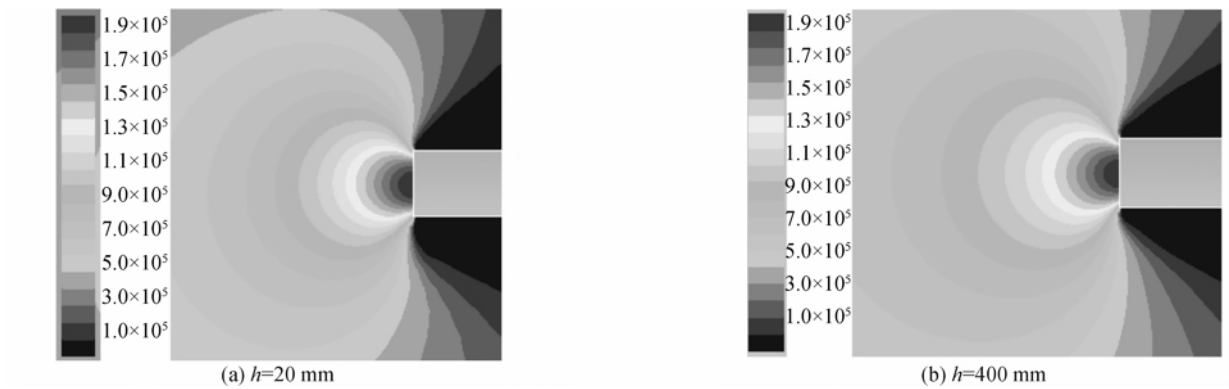


图 6 航行体前端压力分布局部放大(单位:Pa)

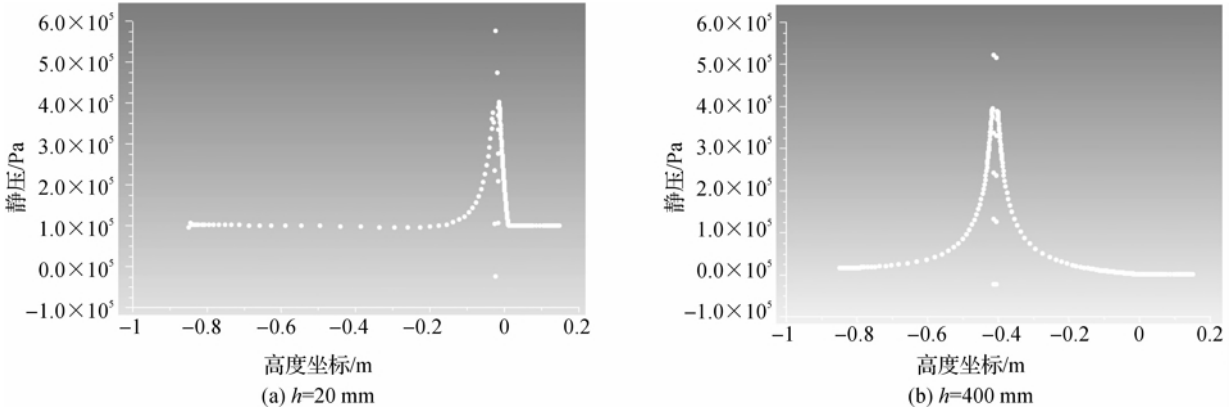


图 7 航行体前端面压力系数分布

3.3 空化数对空泡形态的影响

描述空泡发生及其流动细节的无量纲参数为空化数 σ ^[2],定义为:

$$\sigma=(p_{\infty}-p_v)/\left(\frac{1}{2}\rho v_{\infty}^2\right) \quad (10)$$

其中: p_{∞} 为液体的来流压力,通常为前方未扰动处液流静压; p_v 为液体在环境温度下的饱和蒸气压; ρ

为流场中液体的密度; v_{∞} 为流场中来流的速度。

通过改变入口速度,可以得到航行体浸湿深度为 $h=400\text{ mm}$ 时不同空化数下空泡的形态,由此来分析空化数对空泡形态特性的影响。本次数值模拟实验中,分别计算了入口速度为 30、40、45、50、55 m/s 和 60 m/s 时超空泡的形成情况。表 1 中给出了这 6 个空化数下,空泡发展稳定后的形状。

表 1 不同空化数下的空泡形态

空化数 σ	空泡形态	空泡无量纲长度 $\frac{L_c}{D_n}$	空泡无量纲长度 $\frac{D_c}{D_n}$
0.217 1		2.43	5.02
0.122 1		2.87	10.22
0.096 5		3.40	17.06
0.078 2		4.11	24.67
0.064 6		4.26	29.84
0.054 3		5.18	34.74

从流场的密度分布图可以看出,空泡尾部受到的扰动比较大,处于水和水蒸气掺杂的状态,这给空泡长度的测量带来了很多的不确定性。本文取航行体左侧起始处到水蒸气混杂物最右侧处的长度为最大空泡长度。 D_c 为空泡的最大直径, L_c 为空泡的最大长度, D_n 是空化器直径,如图 8 所示。

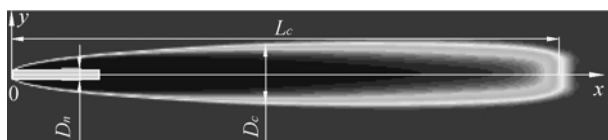


图 8 数值结果中超空泡长度和宽度的确定

Logvinovich^[12]提出了空泡截面扩张的独立原理,它可以很简单地确定各种情况下空泡截面的外形,同时也给出了表述超空泡的无量纲直径($\overline{D_c} = D_c/D_n$)和无量纲长度($\overline{L_c} = L_c/D_n$)的半经验公式,其表达式为:

$$\overline{D_c} = \sqrt{\frac{c_{x0}(1+\sigma)}{k\sigma}}, \overline{L_c} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{c_{x0}(1+\sigma)L_n} \frac{1}{\sigma} \quad (11)$$

其中: c_{x0} 取 0.827, σ 为空化数(空化数使用范围 0~0.25), k 为经验常数(取值范围 0.9~1.0)。

Savchenko^[13]关于空泡的无量纲尺寸提出的半经验公式(该公式适用的空化数范围 0.012~0.057)为:

$$\overline{D_c} = \sqrt{3.659 + \frac{0.761}{\sigma}}, \overline{L_c} = 4.0 + \frac{3.595}{\sigma} \quad (12)$$

利用上述经验公式,分别得到了超空泡的无量纲直径、长度与空化数的关系图,对比上述结果与数值模拟方法所得数据,如图 9 和图 10 中拟合曲线所示。本文数值模拟方法所得的超空泡无量纲直径和超空泡无量纲长度的变化趋势,与 Logvinovich 和 Savchenko 所提出的半经验公式基本相似。当空化数增大时,空泡的无量纲直径随之减小,且减小的越来越慢;计算得到的无量纲空泡直径基本与经验公式值一致,在空化数较小的情况下,比经验公式所得值略微偏大。这是由于计算模型中,空泡边缘处是空气、水蒸气及水的混合物,使得空泡壁有一定厚度,从而导致测量过程中有一定偏差。无量纲长度与 Savchenko 的半经验公式较为一致,表现为随着空化数的增大而减小。这样的对比,在一定程度上验证了本文研究方法的准确性。

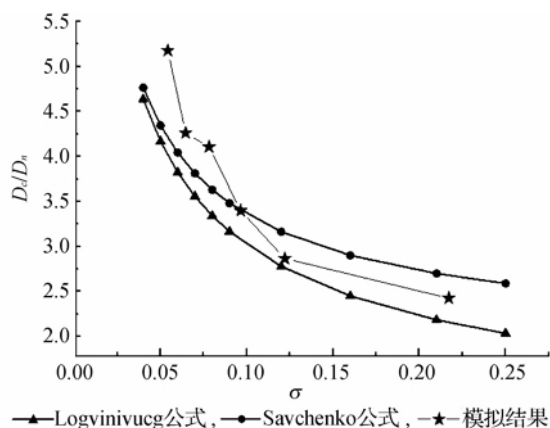


图 9 超空泡无量纲直径

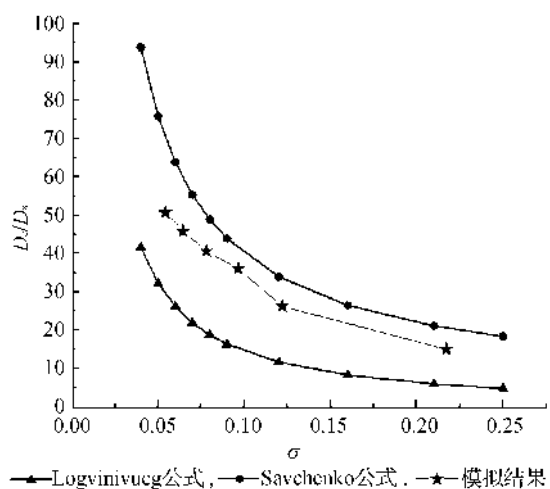


图 10 超空泡无量纲长度

4 结 论

水平运动超空泡接近自由液面运动时的运动形态,与其在深水域运动时相比会发生很大变化,本文通过数值模拟将近自由面空泡形态以及流场压力分布与深水域时的超空泡进行了比较,同时研究了深水域时空化数对超空泡形态的影响,得到如下结论:

a) 浅水位时,空泡稳定后呈现的是上部较凸,下部较平的非对称椭圆形态;而深水位时,空泡稳定后为一上下基本对称的椭圆形态。浅水位时的空泡呈现出粗短的状态,而深水位时的空泡呈现细长的状态。

b) 不同水位下空泡周围的压力分布情况为:浅水位时,由于受到自由液面的影响,空泡上下所受的压强不一致,使得空泡的受力不均从而影响了空泡的对称性;深水位时,空泡上下所受压力基本对称,流场压力从空泡中心处的最小压力上下对称地向外逐渐增大。

c) 空泡的无量纲直径和长度都是随着空化数的增大逐渐减小,并与 Logvinovich 和 Savchenko

提出的半经验公式基本符合。

本文的研究为超空泡近自由面运动状态的研究提供了分析手段。根据本文所建立的数值模型,可以进一步对一系列不同深度的水平超空泡以及超空泡出水问题进行研究,找出更详细的超空泡形态和流体动力变化规律。

参考文献:

- [1] 颜开,褚学森,许晟,等. 超空泡流体动力学研究进展[J]. 船舶力学, 2006, 10(4): 148-155.
- [2] 王献孚. 空化泡和超空化泡流动理论及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009: 30-56.
- [3] 周素云,施红辉,胡青青,等. 水平超空泡发生装置的研制及相关实验研究[J]. 浙江理工大学学报, 2013, 30(2): 218-223.
- [4] 施红辉,吴岩,周浩磊,等. 物体高速出水实验装置研制及流场可视化[J]. 浙江理工大学学报, 2011, 28(4): 534-539.
- [5] 程闻,鲁传敬,曹嘉怡. 波浪对水翼非稳态空泡流动特性的影响研究[J]. 水动力学研究与进展, 2011, 26(6): 763-769.
- [6] Chen X, Chen Y, Lu C, et al. Properties of natural cavitation flows around a 2-D wedge in shallow water[J]. Journal of Hydrodynamics, 2011, 23(6): 730-736.
- [7] 魏卓慧,王树山,马峰. 水下航行体模型空化流动的数值模拟[J]. 科技导报, 2009, 27(8): 23-26.
- [8] Hirt C, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Comput Phys, 1981, 39(1): 201-255.
- [9] 陈鑫,鲁传敬,曹嘉怡,等. 通气空泡流中洞壁效应对空化数和压力场影响的研究[J]. 船舶力学, 2012, 16(1/2): 1-8.
- [10] 张目,易文俊,谭俊杰,等. 带尾翼水下自然超空泡射弹数值模拟研究[J]. 计算力学学报, 2013, 30(1): 161-165.
- [11] Chen X, Lu C J, Li J, et al. The wall effect on ventilated cavitating flows in closed cavitation tunnels[J]. Journal of Hydrodynamics, Ser B, 2008, 20(5): 561-566.
- [12] Logvinovich G V. 自由边界流动的水动力学[M]. 施红辉,译. 上海: 上海交通大学出版社, 2012.
- [13] Savchenko Y N. Experimental investigation of supercavitating motion of bodies[C]// RTO AVT Lecture Series on Supercavitating Flows. Brussels, 2001: 43-66.

Numerical Simulation Study of Horizontally-moving Supercavities at Different Water Depth from the Free Surface

CHEN Bo, HU Qing-qing, SHI Hong-hui, JIA Hui-xia, WANG Yun

(School of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: Based on the homogeneous equilibrium multiphase theory, RNG $k-\epsilon$ turbulence module was used to carry out numerical simulation of horizontal motion cavitation flow under different water depths. Effects of free surface on horizontal supercavity in shallow water area and influences of cavitation number on cavitation morphology in deep water area were studied. The results indicate that in shallow water area, due to influence of free surface, cavitation morphology presents up-down asymmetric form, and cavitation is thicker and shorter than the situation in deep water area. Besides, the pressure for the cavitation is also up-down asymmetric. In deep water area, the cavitation configuration is basically up-down symmetric and elliptical. the dimensionless diameter and length of the cavitation decrease as the growth of cavitation number. This basically complies with semi-rational formula proposed by Logvinovich and Savchenko. Moreover, the pressure for the cavitation is also up-down symmetric.

Key words: supercavity; free surface; supercavity morphology; numerical simulation

(责任编辑: 康 锋)