

扩展角对收缩-扩散型喷嘴空化效果的影响

刘海锋, 张凤华, 唐川林, 胡东

(湖南工业大学 机械工程学院, 湖南 株洲 412007)

摘要: 喷嘴扩展角是影响收缩-扩散型喷嘴空化效果的重要参数之一。运用连续方程、动量方程和 Rayleigh-Plesset 方程, 对流经不同扩展角的收缩-扩散型空化喷嘴的泡液流进行稳态求解。计算结果表明: 扩展角的存在对液泡流的流动特性有强烈影响, 随着扩展角的变化, 喷嘴空隙率和气泡半径呈现“剧烈振荡”。空泡在临界值附近大幅值、高频率振荡导致的空泡多次溃灭过程, 将有利于释放更大的空化能量。

关键词: 收缩-扩散型喷嘴; 空化喷嘴; 扩展角; 稳态解

中图分类号: O358

文献标志码: A

文章编号: 1673-9833(2011)02-0022-04

The Extend Angle's Effects on the Cavitation of Convergence-Divergence Nozzle

Liu Haifeng, Zhang Fenghua, Tang Chuanlin, Hu Dong

(College of Mechanical Engineering, Hunan University of Technology, Zhuzhou Hunan 412007, China)

Abstract: The extend angle is a major parameter to effect the cavitation of convergence-divergence nozzle. Applies continuity equation, momentum equation and Rayleigh-Plesset equation to the steady-state solutions of bubbly liquid through different extend angles of converging-diverging nozzle. The results show that the flow properties are affected dramatically by the extend angels and the void fraction and the bubble radius vibrate violently with the increasing of the extend angle. With large-amplitude and high-frequency oscillating near the threshold, bubble creates and collapses repeatedly, which will help to release more cavitation energy.

Keywords: convergence-divergence nozzle; cavitation nozzle; extend angle; steady-state solution

空化喷嘴的尺寸与结构对空化效果的影响比较显著^[1-6], 在空化射流冲蚀试验中角形喷嘴所获得的冲蚀材料体积数倍于非角形喷嘴^[1]。笔者曾参与了收缩-扩散型喷嘴内高速泡液流稳态解的研究, 结果表明: 无量纲喷嘴长度 $L=100$ 的收缩-扩散型喷嘴, 泡液流中很小的空隙率亦强烈地影响着其流动特性, 当空隙率为临界值时, 泡液流稳态解出现分岔现象^[7]。而关于收缩-扩散型喷嘴长度变化对喷嘴

空化效果的影响研究表明: 随着喷嘴长度的增长, 喷嘴入口空隙率临界值以指数规律下降, 气泡半径呈线性增长。本文是在文献^[7]基础上的深入研究, 探讨了收缩-扩散型喷嘴扩展角的变化对喷嘴空化效果的影响。

1 基本方程

本文所研究的收缩-扩散型喷嘴的物理模型如

收稿日期: 2010-12-24

基金项目: 科技部国际科技合作基金资助项目(2008DFA70300)

作者简介: 刘海锋(1986-), 男, 山西大同人, 湖南工业大学硕士生, 主要从事空化水射流处理污水方面的研究,

E-mail: liuhaifeng0322@163.com

通信作者: 张凤华(1960-), 男(彝族), 云南弥勒人, 湖南工业大学教授, 博士, 主要从事水射流技术及应用方面的研究,

E-mail: fenghua387@126.com

图1所示。选择图中所示坐标系,收缩-扩散型喷嘴的长度为 L ,横断面积为 $A(x)$,扩展角为 θ 。

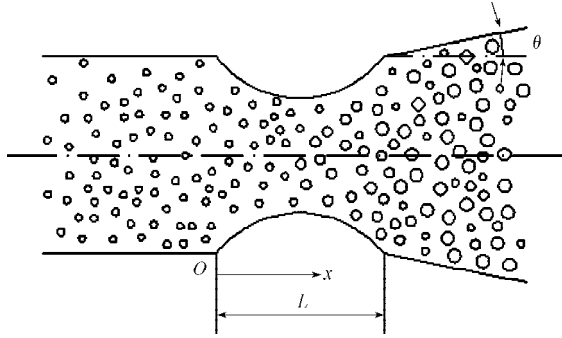


图1 收缩-扩散型喷嘴物理模型

Fig. 1 Physical model of the convergence-divergence nozzle

分析问题作如下假设: 1) 液体是不可压缩的,气相、液相间相对运动以及流体与管壁间的摩擦均忽略不计,可按一维流体分析计算; 2) 入口液体单位体积的气泡数是均匀的,且流动中无气泡凝聚和破裂; 3) 液体蒸发与冷凝的质量可忽略不计。

泡液流的连续方程和动量方程为^[8]

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)A] + \frac{\partial}{\partial x}[(1-\alpha)uA] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{2(1-\alpha)} \frac{\partial C_p}{\partial x}, \quad (2)$$

式中: $u = u^*/u_s^*$ 为无量纲速度;

$A = A^*/A_s^*$ 为无量纲喷嘴横截面积;

$x = x^*/R_s^*$ 为无量纲坐标;

$t = t^*/R_s^*$ 为无量纲时间。

带上标“*”的为有量纲量,带下标“s”的为喷嘴入口处的量,如 R_s^* 为喷嘴入口处的泡半径。因为液体密度远大于蒸汽密度,故在式(1)和式(2)中无量纲流体密度取 $\rho = (1-\alpha)$ 。

空隙率 $\alpha(x,t)$ 与无量纲泡半径 $R(x,t)$ 有关,即

$$\alpha(x,t) = \frac{4\pi\eta R^3(x,t)/3}{1 + 4\pi\eta R^3(x,t)/3}, \quad (3)$$

式中: $\eta = \eta^*/R_s^{*3}$ 为无量纲单位液体空泡数,据假设2)知其为常数。

液体压力系数为

$$C_p(x,t) = \frac{p^*(x,t) - p_s^*}{\rho^* u_s^{*2}/2}. \quad (4)$$

用Rayleigh-Plesset方程^[9]模拟气泡与流场间的相互作用,把压力系数 $C_p(x,t)$ 和泡半径 $R(x,t)$ 联系起来,则可得方程式(5)。

$$R \frac{D^2 R}{Dt^2} + 3 \left(\frac{DR}{Dt} \right)^2 + \frac{\sigma}{2} (1 - R^{-3\gamma}) + \frac{4}{Re} \frac{1}{R} \frac{DR}{Dt} +$$

$$\frac{2}{We} (R^{-1} - R^{-3\gamma}) + \frac{C_p}{2} = 0, \quad (5)$$

式中: $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}$ 为算符;

$\sigma = \frac{p_s^* - p_v^*}{\rho^* u_s^{*2}/2}$ 为空化数;

p_v^* 为饱和蒸汽压;

$Re = \frac{\rho^* u_s^* R_s^*}{\mu_c^*}$ 为雷诺数;

$We = \frac{\rho^* u_s^{*2} R_s^*}{S^*}$ 为韦伯数;

S^* 为液体的表面张力;

μ_c^* 为液体的等效黏性,包括各种气泡阻尼作用,如声学、热学和黏性等阻尼。

2 稳态解

假设式(1)、式(2)和式(5)具有稳态解,喷嘴入口处的条件决定的质量流量为常数,去除所有的时间偏导项后,控制方程变成了单个独立变量的常微分方程系统。

$$(1-\alpha)uA = 1 - \alpha_s = \text{常数}, \quad (6)$$

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{1}{2(1-\alpha)} \frac{dC_p}{dx}, \quad (7)$$

$$R \left(u^2 \frac{d^2 R}{dx^2} + u \frac{du}{dx} \frac{dR}{dx} \right) + \frac{3}{2} u^2 \left(\frac{dR}{dx} \right)^2 + \frac{4}{Re} \frac{u}{R} \frac{dR}{dx} + \frac{2}{We} (R^{-1} - R^{-3\gamma}) + \frac{\sigma}{2} (1 - R^{-3\gamma}) + \frac{C_p}{2} = 0, \quad (8)$$

初始(或入口) $x=0$ 处条件为

$$R_0 = 1, u_0 = 1, C_{p0} = 0, (dR/dx)_0 = 0. \quad (9)$$

喷嘴的形状函数为

$$A(x) = \begin{cases} \left\{ 1 - \frac{1}{2} C_{p\min} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi x}{L} \right) \right] \right\}^{-1/2}, & 0 \leq x \leq L; \\ \pi \left[(x-L) \tan \theta + \pi^{-1/2} \right]^2, & x > L. \end{cases} \quad (10)$$

用二、三阶Runge-Kutta法积分方程(7)和(8)。所用初始数值为: 气体绝热指数 $\gamma=1.4$, 入口泡半径 $R_s^*=100 \mu\text{m}$, 水温 $20 \text{ }^\circ\text{C}$, $\rho^*=1000 \text{ kg/m}^3$, $\mu_c^*=0.001 \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$, $S^*=0.073 \text{ N/m}$, 喷嘴入口处流速 $u_s^*=100 \text{ m/s}$, 最小压力系数 $C_{p\min}=1$, 入口处空化数 $\sigma=0.8$, 雷诺数 $Re=333$, 用等效液体黏性 $\mu_c^*=0.03 \text{ N/m}^2$ 代替实际液体黏性^[10], 韦伯数为 $We=13699$ 。

给定喷嘴长度 $L=100$, 求每种喷嘴的无量纲流体速度 u 、压力系数 C_p 、空隙率 α 和无量纲空泡半径 R 的稳态解, 结果见图2~4。

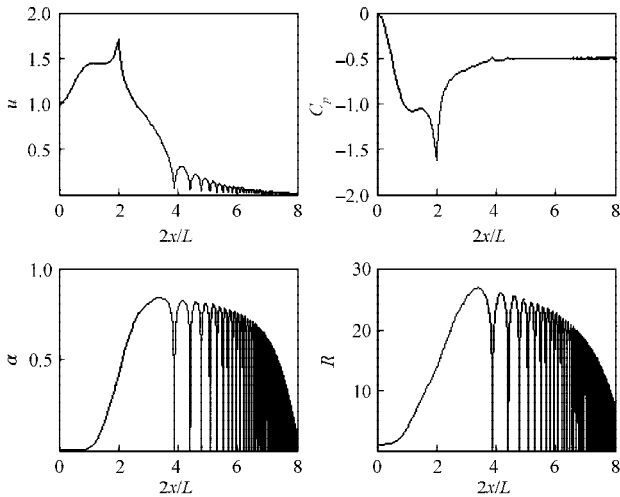


图2 $\theta = 1^\circ, \alpha_s = 2.70 \times 10^{-4}$ 的数值解

Fig. 2 The numerical solution when $\theta = 1^\circ, \alpha_s = 2.70 \times 10^{-4}$

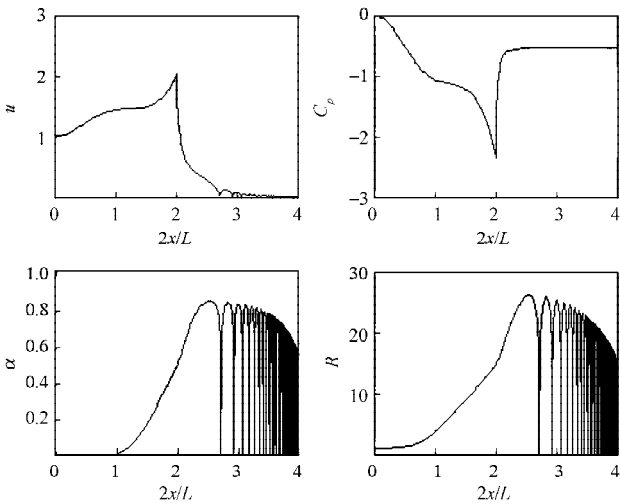


图3 $\theta = 5^\circ, \alpha_s = 3.2 \times 10^{-4}$ 的数值解

Fig. 3 The numerical solution when $\theta = 5^\circ, \alpha_s = 3.2 \times 10^{-4}$

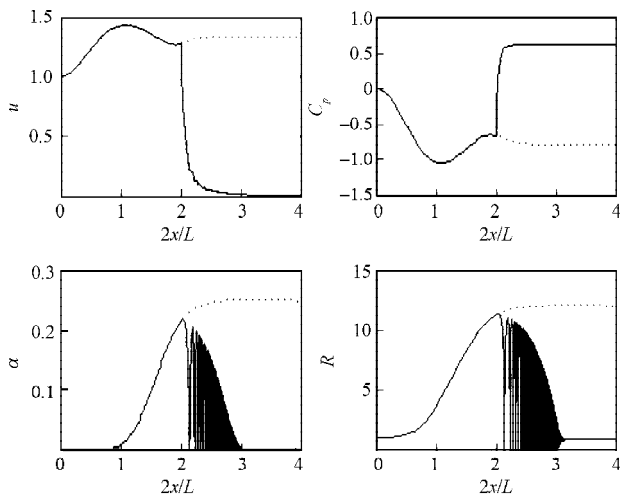


图4 $\theta = 0^\circ$ (虚线), $\theta = 5^\circ$ (实线), $\alpha_s = \alpha_c$ 的数值解

Fig. 4 The numerical solution when $\theta = 0^\circ$ (dot line), $\theta = 5^\circ$ (solid line), $\alpha_s = \alpha_c$

图4中条件参数 $\alpha_c = 1.9424265 \times 10^{-4}$ [7]为形状函数 $A(x) = 1$ 时的临界空隙率值。

3 结果分析

由于本文数学模型并未考虑喷嘴外部流体对喷嘴内流场的影响,当扩展角增大到一定程度时,外界流体会进入喷嘴内部,对喷嘴内部流场造成影响,连续方程不再成立。故本文重点研究扩散展角 θ 在较小范围($1 \sim 5^\circ$)变化的情况。

从计算结果得出,喷嘴扩展角 θ 在 $1 \sim 5^\circ$ 变化时,各稳态解有着相似的分布,见图2和图3。随入口空隙率 α_s 增大,稳态解空隙率 α 和空泡半径 R “振荡”范围逐渐减小,二者的“振荡频率”也逐渐减小;当入口空隙率 α_s 大于 3.3999×10^{-4} 时,二者停止“振荡”, α 和 R 值迅速落回到0点。可见,受扩展角影响,本文中稳态解并未如文献[7]中那样出现分叉现象。

从图4中可得出,在喷嘴出口具有扩展角的情况下,当入口处空隙率为临界值时,无量纲流体速度 u 在喷嘴出口处迅速趋于0。当流量一定时,由于喷嘴出口据有扩展角,根据质量守恒定律,过流截面增大,则流速减小。而无量纲压力系数 C_p 在喷嘴出口处迅速趋于某一定值,这可以解释为:当喷嘴出口流速减小时,流体动压强减小,根据伯努利方程,则流体静压强必然增大,故在喷嘴出口处无量纲压力系数 C_p 增大为正值,即喷嘴出口处压强大于喷嘴入口处压强。随着过流截面进一步增大,无量纲流速 u 趋于0,进而无量纲压力系数 C_p 趋于定值。在扩展角发生变化时,二者的稳态解变化不大。

如图2~4所示,喷嘴出口有扩展角时,空泡半径 R 在喷嘴出口处“剧烈振荡”,与之相应的空隙率 α 也在“强烈振荡”,说明出口处流体流速和压力的突变强烈影响着空泡的形态,此时空泡成长经历胀大-缩小-再胀大-再缩小的反复过程。空泡在临界值附近大幅值、高频率的振荡将导致空泡的多次溃灭,且势必会诱发新的空泡。可以预见空泡的这种反复溃灭过程将有利于释放更大的空化能量。

随扩展角 θ 增大,振动段空泡半径 R 的最大值总趋势在减小,但即使在扩展角的最大降幅范围($\theta = 1 \sim 5^\circ$)内,空泡半径 R 的降幅也只有0.63%,所以认为扩展角的变化对于空泡半径振动影响不大。

对扩展角 θ 与空泡半径振动段宽度 d 作曲线图,如图5所示。从图中可见:随扩展角 θ 增大,空泡半径振动段宽度减小,在 $\theta = 1 \sim 5^\circ$ 范围内变化最大,降幅达到38%;而在扩展角为 $5 \sim 8^\circ$ 时,降幅趋缓。如前

讨论,在真实环境中,当出口扩展角较大时,由于外部流体对喷嘴内部流场的影响,会使稳态解产生较大误差,然而这并不影响对稳态解趋势的预测。可以预见:适当增加喷嘴出口锥度,有利于增大空泡振动宽度,亦即具有出口扩展角的收缩-扩散型喷嘴更有利于空化。

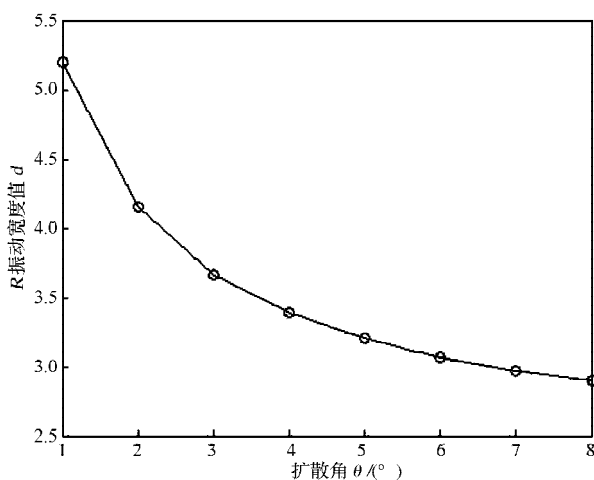


图5 扩展角 θ 与空泡半径波动段宽度 d 插值曲线

Fig. 5 The interpolate curve of the extend angle θ and fluctuated width d of the bubble radius

4 结论

对空化流通过有、无扩展角的收缩-扩散型喷嘴时其稳态解的对比分析表明:当喷嘴出口具有扩展角时,与之相应流体速度、压力系数、空隙率和空泡半径的稳态解会发生变化。首先流体速度会在出口处迅速趋于0,而压力系数则迅速趋于平稳,且二者稳态解不随扩展角的变化而变化。其次,由于扩展角的存在,空隙率和空泡半径在喷嘴出口处“剧烈振动”,此时空泡成长经历胀大-缩小-再胀大-再缩小的反复过程,空泡这种在临界值附近大幅值、高频率的振荡势必会诱发新的空泡,且产生多次溃灭,从而更有效地释放空化能量。可以预见空泡这种反复溃灭过程比单一溃灭过程将释放更多的空化能量。再次,空隙率与空泡半径振动宽度随着扩展角的增大而减小,且在 $\theta=1\sim 5^\circ$ 时降幅最大,达到38%,而二者振动幅值几乎不随扩展角变化而变化,因此,适当增加收缩-扩散型喷嘴出口的扩展角,将更有利于空化。

参考文献:

[1] Katsuya Yanaida. Water Jet Cavitation of Submerged Horn

Shaped Nozzles[C]// Proc. 3rd U. S. Water Jet Conference. Los Angeles: [s. n.], 1985: 103-110.

[2] 廖振方,唐川林,张凤华.自激振荡脉冲射流喷嘴的试验研究[J].重庆大学学报,2002,25(2):28-32.

Liao Zhenfang, Tang Chuanlin, Zhang Fenghua. Experiments of the Self-Excited Oscillation Pulsed Jet Nozzle [J]. Journal of Chongqing University, 2002, 25(2): 28-32.

[3] 易 灿,李根生,沈忠厚.自振空化射流提高钻井速度的实验研究[J].天然气工业,2006,26(5):52-54.

Yi Can, Li Gensheng, Shen Zhonghou. Experimental Study of Self-Resonating Cavitating Jet to Improve Drilling Speed [J]. Gas Industry, 2006, 26(5): 52-54.

[4] 卢晓江,李辉普.自激振动空化射流喷嘴的设计与实验研究[J].天津科技大学学报,2009,24(6):65-67.

Lu Xiaojiang, Li HuiPu. Design and Experimental Study of Self-Resonating Cavitating Jet Nozzle[J]. Journal of Tianjin University of Science & Technology, 2009, 24(6): 65-67.

[5] 王 超,张凤华,张 伟,等.水射流空化噪声的自适应滤波处理[J].湖南工业大学学报,2009,23(3):83-85.

Wang Chao, Zhang Fenghua, Zhang Wei, et al. Self-Adaptive Filtering Processing of Cavitation Noise Generated by Cavitation Water Jet[J]. Journal of Hunan University of Technology, 2009, 23(3): 83-85.

[6] 刘江辉,张凤华,唐川林,等.空化喷嘴混沌特性的辨识[J].湖南工业大学学报,2007,21(4):65-68.

Liu Jianghui, Zhang Fenghua, Tang Chuanlin, et al. Identification of the Chaotic Property of Cavitation Nozzles [J]. Journal of Hunan University of Technology, 2007, 21(4): 65-68.

[7] 张凤华,唐川林,杨 林,等.收缩-扩散型喷嘴内高速泡液流稳态解的分岔[J].机械科学与技术,2004,23(8):979-981.

Zhang Fenghua, Tang Chuanlin, Yang Lin, et al. Bifurcation of Steady-State Solution of Cavitation Flow Through Converging-Diverging Nozzle[J]. Mechanical Science and Technology, 2004, 23(8): 979-981.

[8] d'Agostino L, Brennen C E. Linearized Dynamics of Spherical Bubble Clouds[J]. Journal Fluid Mechanics, 1989, 199: 155-176.

[9] Plesset M S, Prosperetii A P. Bubble Dynamics and Cavitation[J]. Annual Review Fluid Mechanics, 1977, 9: 145-185.

[10] Chapman R B, Plesset M S. Thermal Effects in the Free Oscillation of Gas Bubbles[J]. J. Basic Engineering, Trans. ASME D, 1971, 93: 373-376.

(责任编辑:李玉珍)