

超空化航行体气体流量率的确定方法研究¹⁾

杨武刚^{*,**、2)} 杨振才[†] 温凯歌^{*} 李三财^{*} 张宇文^{**}

^{*}(长安大学电子与控制学院, 西安 710064) [†](长安大学理学院, 西安 710064)

^{**}(西北工业大学航海工程学院, 西安 710072)

摘要 通气超空化技术是大幅提高水下航行体速度的重要途径, 通气流量率的确定是实现该技术的核心问题之一. 通常的流量率预估没有考虑雷诺数的影响, 因而造成统计数据过于分散. 基于边界层理论及其相关假设, 提出了一种确定人工通气超空化气体流量率的预估方法, 并引用相关试验数据进行验证. 结果表明, 所得近似关系式在雷诺数为 $0.35 \times 10^5 \sim 5.4 \times 10^5$, 空化器锥角为 $30^\circ \sim 180^\circ$ 的变化范围内都是适用的.

关键词 人工超空化, 气体流量率, 边界层理论, 减阻, 水洞实验

中图分类号: O352 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2012)04-0694-07

引 言

长期以来, 设计出具有超高速度的水下航行体一直是困扰科技工作者们的难题, 水下航速难以大幅提高的根本原因有: (1) 海水介质的密度远远高于空气的密度, 因此在相同条件下物体在水中航行所承受的阻力约为在空气中的 1000 倍. 而航行体动力推进装置的功率近似和航速的立方成正比, 期望航速的些微增大将会使得推进功率增长很多, 要使航速提高一倍必将对航行体动力推进系统的承受能力提出极为苛刻的要求; (2) 难以避免的空化现象是制约水下航行体速度提高的另一个障碍, 该现象往往会伴随着一系列不良后果, 如振动、噪声、表面剥蚀等, 所以常规的水下航行体总是试图避免空化现象的发生. 可见想要采用常规技术来实现水下大幅减阻和增速的目的, 将会面临着许多难以克服的困难, 即使是目前最快的常规水下航行体, 其航速也总是难以突破 35 m/s 的速度极限.

超空泡水下航行体只有头部空化器和尾部与海水接触, 与全沾湿情形相比提供了一种大幅减小水下航行器阻力的方法, 并可获得高达 100 m/s 的超高速. 超空化减阻作为一种极具前景的技术, 它的问世彻底打破了常规方法的许多限制, 该技术可以突破现有的速度屏障, 已经成为当前的热门研究课题. 通常采用向流场低压区 (空化器后部区域) 注入适量气体来人工通气生成超空泡^[1-5]. 然而自然超

空化和通气超空化之间仍存在着一些差异, 对于前者而言, 从空泡壁面析出或扩散出的气体/汽体可造成可观的供给量以补充空泡尾部的泄气量; 而对于后者, 该泄出量则可以由人工通入的气体来平衡. 这意味着为了保持所需的空泡尺度, 必须使得从前部向空泡内的供入气体流量和空泡尾部的泄气流量相匹配才能维持所需的空泡内部气体含量.

确定给定条件下的气体流量率是通气超空化理论研究的基本问题所在^[3-4]. 超空化技术的应用首先是形成可包覆整个航行体的超空泡, 确定出其所必需的气体供入量具有着理论和实际意义. 为此人们进行了多方面的尝试, 包括渐进/扰动方法、半经验假设、数值和试验研究等. 在过去的半个多世纪以来人们致力于二维和轴对称超空化流的问题的研究^[4-5], 但至今并没有可用于求解气体流量率的直接方法. 其中缘由是因这些研究大多以势流假设作为基础, 加之气体流量率本身也是依赖于多个参数的, 况且空泡尾部往往并不是很稳定的. 可以说无论是对于所谓的第 1 种阵泄出模式 (重力影响可忽略) 或者是第 2 种涡管泄出模式 (重力影响很大) 都尚未建立起统一的理论^[4]. 就相关的试验和数值模拟结果来看, 人们总会面临统计数据极为分散的处境, 甚至其中的基本参数选取也存在着很大差异^[4-6].

从目前公开发表的文献来看, 有关研究通气超空化气体流量率方面的研究尚属罕见. 一个重要的例外是德国学者 Spurk^[3] 基于高弗劳德数下, 空泡

2011-11-07 收到第 1 稿, 2012-02-21 收到修改稿.

1) 国家重点实验室基金资助项目 (K1804061802).

2) E-mail: xaywg@yahoo.com.cn

的泄气量是由于其壁面上的气体夹带现象而做出的理论假设。本文基于该理论提出了极为简化的气体流量率确定的显式确定方法，为超空化的进一步研究提供了数学和物理上的参考。

1 相似参数

在经典的空化流理论研究中，基本相似参数有空化数、弗劳德数和雷诺数

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_c}{0.5\rho V_\infty^2}, Fr = \frac{V_\infty}{\sqrt{gD_n}}, Re_n = \frac{\rho_w V_\infty D_n}{\nu} \quad (1)$$

其中， p_∞ 和 p_c 分别为远场环境压力和空泡内部压力； V_∞ 为来流速度或航行体速度； ρ_w 和 ν 分别为液体密度和运动黏性系数； g 为重力加速度； L 为航行体的线性特征尺度，通常采用空化器直径 D_n 作为参考。

对于人工通气超空化，为了保持所需空泡的形态和尺度，通气流量率是其研究中的重要参数。超空化航行体能否稳定取决于空泡长度是否可以覆盖其尾部鳍舵所需面积，而空泡尺度将和航行体水下弹道以及减阻效果等密切相关。一般地，随着通气流量的增加空化数减小。作者在水洞和拖曳水池的试验中发现，当分别增大远场速度或者增大空化器直径（雷诺数增大）时，空泡易于生成并明显发展，换句话说，要保持同样的空泡尺度所需要的气体量减小，或者定性地说维持通气率不变总是会导致空化数减小，即来流速度和空化器直径对于流量率的影响效果应当是一致的。这种现象如果用弗劳德数来衡量是难以解释的。这意味着除了空化数之外，在定量地描述本身就是多参数依赖的通气流量率时，选择雷诺数 Re 要比选择弗劳德数 Fr 要更为合理些，况且对于所谓的第 1 种泄气类型（弗劳德数比较大），重力效应对超空泡的影响是可忽略的。出于这种考虑选择雷诺数作为确定气体流量率的基本相似参数。

关于流量率的定义形式，许多的文献 [4-8] 都采用 $C_Q = Q/(V_\infty D_n^2)$ 。而 Logvinovich 则通过引入所谓的通用线性尺度 $D = D_n \sqrt{C_{x0}}$ 来替代 D_n ，用以分析锥角空化器下的气体流量率 C_Q 和空化数 σ 的相互依赖关系 [4]

$$C_Q = \frac{Q}{C_{x0} V_\infty D_n^2} \quad (2)$$

式中， Q 为气体体积流量 (m^3/s)； C_{x0} 为零空化数下 $\sigma = 0$ 的空化器阻力系数，对圆盘而言 $C_{x0} = 0.82$ 。

通常认为超空泡的形状是一个扁的椭球体，Garabedian 获得了小空化数下流经圆盘的超空泡两个主要特征尺度的渐进结果，认为空泡总长度 L_c 以及最大截面直径 D_c 只是依赖于空化器阻力系数 C_x 和空化数 σ

$$\frac{D_c}{D_n} = \sqrt{\frac{C_x}{\sigma}}, \quad \frac{L_c}{D_n} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{C_x \ln \frac{1}{\sigma}} \quad (3)$$

其中， D_c 为超空泡最大截面直径， L_c 为超空泡长度， C_x 为阻力系数， $C_x(\sigma) = C_{x0}(1 + \sigma)$ 。

2 相关假设和积分关系

边界层近似的假设认为其厚度是黏性剪切层的厚度，并且往往很薄 [9]。对于通气超空泡流，当弗劳德数足够大，由于空泡的大长细比特征，这种假设也是完全可以接受的。边界层的厚度 δ 取决于惯性和黏性作用之间的关系，严格地说取决于雷诺数的数值大小，雷诺数越大，边界层越薄。由于空泡壁面外部为液体而内部则为通入的气体，并且流体的两相交界面不可能维持任何的应力突变，即穿过空泡边界压力应具有连续性。这样为了描述的方便，小空化数下空泡流场中的流动由空泡界面分为两个区域，充满运动黏性较大的气体的空泡内部区域以及可看作是势流流动的外部区域。图 1 给出了空泡内部流动区域的示意图。

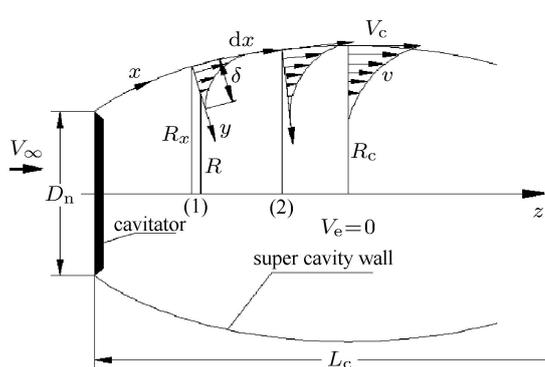


图 1 超空泡的边界层流动示意图

Fig.1 Schematic of the boundary layer near a body of revolution

假设超空泡形态为细长的回转椭球体，并且完全忽略因重力效应导致的形态变形。事实上若以空泡长度为参考尺度的弗劳德数较大时 ($Fr_L > 7$)，这样的假设是可以接受的。通气流经过空泡壁面并且在空泡壁上形成相对于壁面上速度 V_c 的零相对速度的边界层。根据前面的假设，无因次的边界层厚度 δ/R_x 应具有很小的量级，因此有近似关系

$R(x, y) \approx R_x(x)$. 在空泡外部流动和内部气体流动都是定常条件下, 并忽略空泡内部气体的轴向压力梯度, 则有如下 x 方向的动量积分关系成立

$$2\pi R_x \tau_w dx = \frac{d}{dx} \left(2\pi R_x \int_0^\delta \rho_g v^2 dy \right) dx \quad (4)$$

式中, τ_w 为壁面切应力, δ 为边界层厚度, ρ_g 为空泡内部的气体密度.

同样可得 x 方向单位长度的质量变化率为

$$d\dot{m} = \dot{m}(x+dx) - \dot{m}(x) = \frac{d}{dx} \left(2\pi R_x \int_0^\delta \rho_g v dy \right) dx \quad (5)$$

分别定义位移厚度 δ_1 和动量厚度 δ_2 如下

$$\delta_1 V_c = \int_0^\delta (V_e - v) dy, \quad \delta_2 V_c^2 = \int_0^\delta v(V_e - v) dy \quad (6)$$

由上面式 (6) 定义的动量厚度 δ_2 , 并引入当地摩擦系数 $C_f = \tau_w / (0.5\rho_g V_c^2)$, 若假设边界层内气体密度 ρ_g 为常数, 并且边界层外部区域气流速度 $V_e = 0$, 则动量积分关系式 (4) 可简化为

$$R_x \frac{C_f}{2} = -\frac{d(\delta_2 R_x)}{dx} \quad (7)$$

将位移厚度 δ_1 代入到式 (5), 可得到气体体积流量为 $Q = \dot{m} / \rho_g = -2\pi R_x V_c \delta_1$, 再应用式 (7) 并考虑到对于具有很大曲率半径的超空泡, 其壁面弧长可用空泡长度 L_c 代替, 最终可得到在整个空泡长度范围内气体体积流量积分形式为

$$Q = 2\pi V_c \frac{\delta_1(L_c)}{\delta_2(L_c)} \int_0^{L_c} R_x \frac{C_f}{2} dx \quad (8)$$

如果进一步假设整个空泡内的压力变化很小并忽略重力因素, 由 Bernoulli 定理可得到具有平均意义的空泡壁面速度 $V_c = V_\infty \sqrt{1+\sigma}$, 于是按照无因次的流量率 C_Q 定义式 (2) 有

$$C_Q = 2\pi \frac{\sqrt{1+\sigma}}{C_{x0}} \frac{\delta_1(L_c)}{\delta_2(L_c)} \int_0^{L_c/D_n} \frac{R_x}{D_n} \frac{C_f}{2} d\left(\frac{x}{D_n}\right) \quad (9)$$

3 通气流量率的理论分析

积分关系式的求解任务主要是确定式 (9) 中 R_x 涉及的不同锥角空化器阻力系数 C_x , 壁面摩擦阻力系数 C_f 和形状因子 $H = \delta_1/\delta_2$.

椭圆外形的空泡形态通常是以下述表达式来描述^[4]

$$\bar{R}_x(\bar{x}) = \frac{R_x}{D_n} = \bar{D}_c \sqrt{\frac{\bar{x}}{\bar{L}_c} \left(1 - \frac{\bar{x}}{\bar{L}_c}\right)} \quad (10)$$

式中, R_x 即式 (9) 被积函数中的变量, \bar{D}_c , \bar{L}_c 分别为无量纲形式的空泡最大直径 D_c/D_n 和长度 L_c/D_n , 对给定的空化数 σ 以及相应空化器阻力系数 C_{x0} 的值, 可由式 (3) 来确定. \bar{x} 为无因次的坐标长度 x/D_n .

3.1 湍流情形

对于湍流情形而言, 假设雷诺数足够大, 使得空泡从空化器锐边起始 ($x=0$) 就达到完全湍流状态, 在下面的论述中, 将应用定常情形下的独立扩张原理寻求对应于式 (9) 的气体流量率的准理论解, 引入柯尔斯通用边界层速度分布^[9]

$$\frac{V_e - v}{v_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} + \frac{\Pi}{\kappa} \left[2 W\left(\frac{y}{\delta}\right) \right] \quad (11)$$

式中, v_* 为壁面摩擦速度, $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho_g}$, κ 为卡门常数, 文中取 $\kappa \approx 0.41$, Π 和 W 为尾迹参数.

将通用亏损速度分布式 (10) 代入到式 (6) 中, 可得到形状因子 H 为

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\kappa \Lambda (1 + \Pi)}{2 + 3.179 \Pi + 1.5 \Pi^2} \quad (12)$$

考虑到关系式 $\tau_w = \rho_g v_*^2 = 0.5 \rho_g V_c^2 C_f$ 成立, 因此有

$$\Lambda = \frac{V_c}{v_*} = \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad (13)$$

在上述讨论中并没有给出形状因子 H 的求解方法, 另外一个将涉及积分关系式 (9) 的重要参数是当地摩擦系数 C_f 的确定. 虽然从理论上讲, 完全可以按照类似于湍流边界层的求解那样来进行动量积分关系的求解^[3-4,6], 本文不是去寻求其相应的数值解, 而是利用特定形式的局部摩擦阻力系数 C_f 获得适用于任意锥角空化器的通气流量率的准解析解. 从而避免了依赖于多参数的流量率的物理量纲的不确定性 (例如, 很多文献选取 Fr 而不是 Re 来处理). 这种做法的重要性还在于使得流量率的形式具有统一性, 方便各种条件下的试验数据处理. 不失一般性, 考虑具有下述幂次率形式的局部摩擦阻力系数

$$C_f = A Re_x^{-m} \quad (14)$$

其中, Re_x 为局部雷诺数, 由当地坐标位置 x 和空泡壁面速度 V_c 构成, $Re_x = V_c x / \nu$; A 和 m 分别为常值系数和指数.

为了能够获得式 (9) 的近似解, 可将式 (14) 转换为如下的无因次形式

$$C_f = A Re_n^{-m} \bar{x}^{-m} \quad (15)$$

其中 $Re_n = V_c D_n / \nu$.

显然在式 (14) 中常值系数 A 和指数 m 是和流动条件密切相关的. 一旦其值按照流动状态被确定, 就可求出对应于式 (9) 的解.

3.2 层流情形

对于层流情形而言, 雷诺数较小, 如果也利用 Blasius 层流无限长平板的相应结果, 即取壁面摩擦阻力系数 $C_f = 0.6641 Re_x^{-1/2}$, 以及形状因子 $H = \delta^* / \theta = 1.7208 / 0.6641$, 然而数值计算结果与实验数据的差异较大. 可见对于层流情形而言, 必须寻找更为合适的参数. Spurk 曾利用水翼的局部壁面摩擦阻力系数 $C_f = 0.8944 Re_x^{-1/2}$ 和相应的形状因子 $H = 5/3$ 建立了流量率和空化数的相互关系 [3], 发现该组参数与实验结果较为接近, 事实上经过近似理论和数值计算并与实验进行比拟, 发现若保持 C_f 前的常值系数与形状因子 H 的乘积约为 1.5, 并且同时保持 $C_f \propto Re_x^{-1/2}$ 的比例关系, 所得计算结果都与实验点较为接近. 这样可取如下一组参数

$$C_f = 0.6641 Re_x^{-1/2}, \quad H = \delta_1 / \delta_2 = 2.5912$$

3.3 通气流量率的理论确定

对于湍流情形, 将式 (15) 代入到式 (9), 并考虑到雷诺数 $Re_n = V_c D_n / \nu$, 则对应于式 (9) 中的积分项为

$$I = \frac{A}{2} Re_n^{-m} \int_0^{\bar{L}_c} \frac{\bar{R}_x}{\bar{x}^m} d\bar{x} = A Re_n^{-m} \bar{R}_c \bar{L}_c^{1-m} B\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2} - m\right) \quad (16)$$

这样利用式 (12) 和式 (16), 将式 (9) 进一步记为考虑了阻力系数 C_{x0} 以及雷诺数 Re_n 的下述形式

$$C_Q = C_1 Re_n^{-m} \frac{\sqrt{1+\sigma}}{C_{x0}} H(L_c) \bar{D}_c \bar{L}_c^{1-m} \quad (17)$$

式中, $C_1 = \pi AB(1.5, 1.5 - m)$ 为依赖于流动条件的系数, $B(1.5, 1.5 - m)$ 为 Beta 函数.

在式 (17) 中参数 H 和 C_{x0} 依然是未知的. 前者和尾迹参数 Π 、卡门常数 κ 、以及常值系数 A 和指数 m 都相关, 而后者可采用近似估算.

将式 (3) 中的 \bar{L}_c 以及 \bar{D}_c 代入到式 (17) 中, 并且考虑到关系式 $V_c = V_\infty \sqrt{1+\sigma}$ 成立, 最终可得

到对应于湍流情形下的气体流量率 C_Q 和空化数 σ 的显式依赖关系.

对于湍流情形有气体流量率

$$C_{QT} = C_T C_{x0}^{-\frac{m}{4}} Re_n^{-\frac{m}{2}} \left(\frac{1+\sigma}{\sigma}\right)^{\frac{3-m}{2}} \left(\ln \frac{1}{\sigma}\right)^{\frac{2-m}{4}} \quad (18)$$

式中, C_T 为对应于湍流情形下的通用系数, 可表示为 $C_T = \frac{\pi \kappa (1 + \Pi) \sqrt{2AB}(1.5, 1.5 - m)}{2 + 3.179\Pi + 1.5\Pi^2}$.

类似地可得到对于层流情形下的气体流量率

$$C_{QL} = C_L C_{x0}^{-\frac{m}{2}} Re_n^{-m} \left(\frac{1+\sigma}{\sigma}\right)^{\frac{3-m}{2}} \left(\ln \frac{1}{\sigma}\right)^{\frac{1-m}{2}} \quad (19)$$

其中, $C_L = \pi AHB(1.5, 1.5 - m)$, 为层流情形下的通用系数.

为了方便计算, 表 1 给出了可用于式 (18) 和式 (19) 中的系数经验值. 计算结果表明, 对于湍流情形, 采用 White 和 Prandtl 等 [9] 提出的参数所得的偏差都很小.

表 1 式 (18) 和式 (19) 中所涉及的部分系数

Table 1 Some empirical values in Eqs.(18) and (19)

Item	Turbulent		Laminar	
	White ^[9]	Prandtl ^[9]	Blasius ^[9]	Spurk ^[3]
A	0.026	0.0578	0.6641	0.8944
m	1/7	1/5	1/2	1/2
H	0.1475A	0.1475A	2.5912	1.6667
C_L	—	—	3.6041	3.1220
C_T	0.0486	0.0766	—	—

通过以上研究获得了具体条件下的气体流量率的显式确定方法, 定性地, 从式 (18) 和式 (19) 中可以看出, 流量率主要依赖于空化数 σ , 同时也是微弱地依赖于雷诺数 Re_n 和阻力系数 C_{x0} 的, 这一点可经过简单的估算容易得知.

为了工程应用的方便, 采用曲线拟合技术也获得了对应于湍流情形的式 (18) 的如下气体流量率近似计算式

$$C_Q = \frac{0.066}{C_{x0}^{0.0357} Re_n^{0.0714} \sigma^{1.518}}$$

结合后面的试验结果可以初步看出, 该关系式适用于雷诺数 $Re_n > 10^5$, 并且对于圆盘和圆锥角空化器同样适用, 进一步可得到对于常用的圆盘空化器头型的有量纲通气体积流量估算式为

$$Q = \frac{0.02 V_\infty^{0.929} D_n^{1.929}}{\sigma^{1.518}}$$

该式对工程应用和计算机仿真模拟也是方便的,从应用的角度来看近似式具有较大适用范围.

4 试验验证

针对空泡尾部第 1 类阵泄出类型进行试验研究,首先给出在西北工业大学高速水洞中的试验结果,实验中水洞速度的调节范围在 10m/s~15m/s,对应的以空化器直径为特征尺度的弗劳德数 Fr_n 均大于 20,雷诺数 Re_n 约为 1.2×10^5 ,气体流量的调节范围为 $0 \sim 0.0034 \text{ m}^3/\text{s}$,空化器最大直径为 $0.008 \sim 0.025 \text{ m}$,模型头部所用系列空化器锥角由 $30^\circ \sim 180^\circ$,每间隔 15° 设计一组不同直径空化器系列.为了消除试验模型垂直固定支杆对通气流量率的影响,本实验专门设计了流线型导流罩.实验在给定水速、环境压力和模型空化器直径的条件下,通过持续地向空泡内供入一定量气体,直至获得形态稳定的超空泡,记录对应的最大流量值和相应时刻的泡内压力,该流量可视为对应定常工况下的空泡气体泄出量,此时供入到空泡内的气体流量与空泡尾部泄出流量达到一种动态平衡,于是获得了流量率与空化数的对应关系.图 2 给出了水洞实验中的部分典型通气空泡照片,其中空化器锥角介于 $30^\circ \sim 180^\circ$.

图 3 给出了部分典型试验数据处理结果,其中

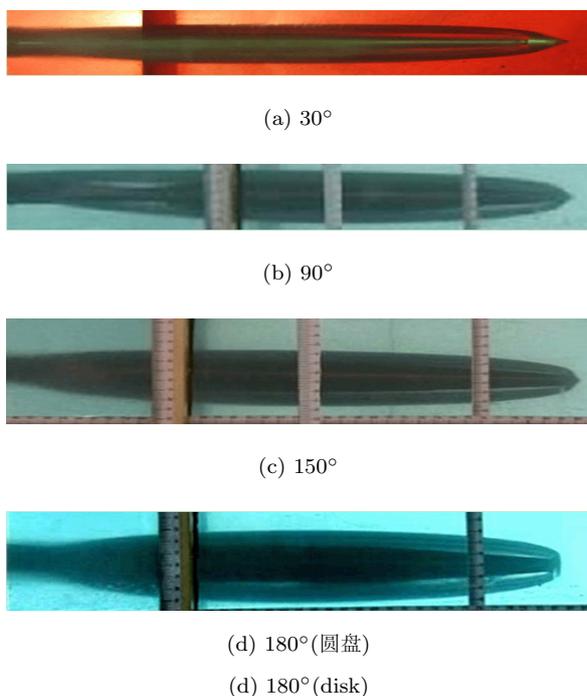


图 2 典型锥角空化器系列的通气超空化实验照片

Fig.2 Some experimental photos of typical cone cavitator

曲线是按照式 (18),分别对 3 种不同锥角空化器的计算结果.由图可见,对于不同锥角空化器的所有试验点和计算曲线规律是一致的,并且圆盘空化器更易于空化,表明采用式 (2) 的气体流量率定义形式 C_Q 是合理的,并且图中计算曲线能够和试验测量结果良好吻合.一般地气体流量率 C_Q 和空化数具有很强的依赖关系,而且是雷诺数 Re_n 而不是弗劳德数 Fr 的弱函数.

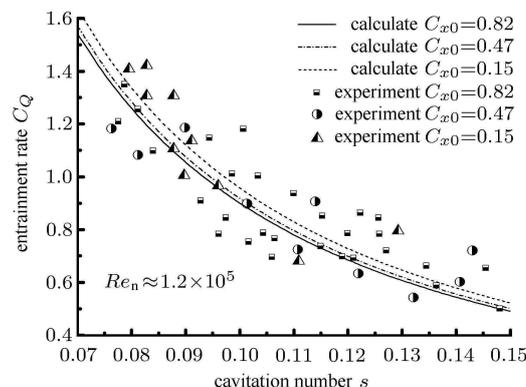


图 3 西北工业大学水洞试验结果

Fig.3 Experimental results in water tunnel of NWPU

下面的图 4~ 图 6 分别给出国外相关文献在不同试验条件下获得的试验数据,图中试验数据是用 Getdata 软件提取的文献图表数据,将一并作为基于相关假设所提出的理论结果的佐证.

图 4 是乌克兰国家科学研究院试验结果 [7],其雷诺数约为 $Re_n \approx 0.35 \times 10^5$.图中 3 条曲线是按照层流情形而绘制的,分别对应于空化器锥角 $180^\circ, 90^\circ$ 和 30° .

图 5 给出了美国海军水下作战中心在水洞和拖曳水池的试验结果 [8].其试验用空化器为半锥角

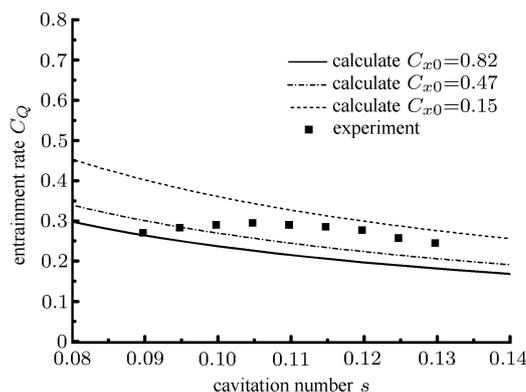


图 4 文献 [7] 的实验结果

Fig.4 Experimental results from Ref.[7]

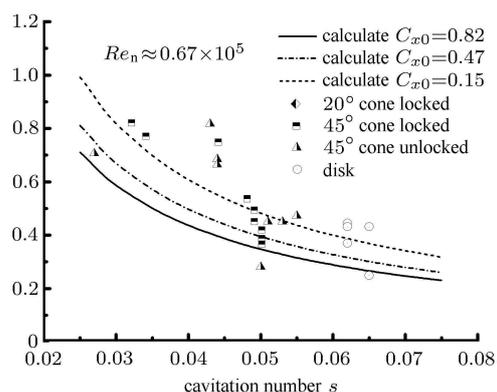


图 5 文献 [8] 的实验结果

Fig.5 Experimental results from Ref.[8]

20°, 45° 和圆盘 3 种形状, 直径 0.025~0.076 m, 水速 $V_\infty = 13.7 \text{ m/s}$, 雷诺数 $Re_n \approx 0.67 \times 10^5$. 图中给出了试验数据和计算结果的比较, 其计算曲线是按照本文式 (19) 得到的. 相比而言, 由于原文是采用传统气体流量率形式 $C_Q = Q/(V_\infty D_n^2)$, 所给出的处理结果规律性很差, 而采用式 (2) 的流量率定义形式来处理则要理想许多, 尽管预测值和试验点仍存在偏差.

图 6 给出了文献 [3] 和 [10] 的综合试验结果, 其试验中雷诺数较高, 约为 $Re_n \approx 0.53 \times 10^6$, 弗劳德数 $Fr_n \approx 10^4$. 需要注意的一点是文献 [10] 也考虑了所通入空泡内气体温度的变化而引起的气体体积流量率变化, 其实验中的气水温度相对差 $\Delta T/T_w$ 约为 10. 原文认为这种温度的变化使得曲线会向左偏移一个小量. 从物理上这可由气体的热膨胀或对流换热来解释, 同时也表明流量率也应当是普朗特数或努塞尔数的弱函数.

显然以上几个处理结果都初步地表明了按照本文所得到的预测值和部分已经公开发表的文献提供

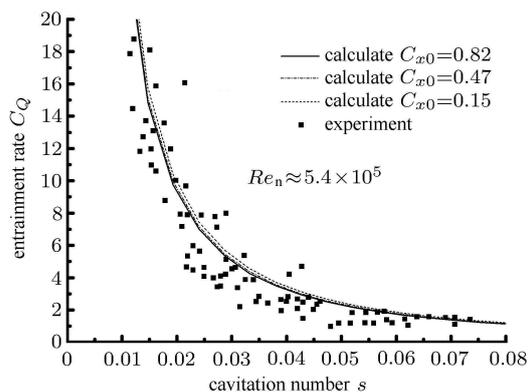


图 6 文献 [3] 和 [10] 的试验结果

Fig.6 Experimental results from Refs.[3] and [10]

的试验数据良好地吻合.

5 结论

本文基于当地的局部摩擦阻力系数具有幂次率形式的假设, 以空泡壁面上边界层的气体夹带为基础, 提出了气体流量率的显式近似确定方法.

(1) 运用量纲理论分析了气体流量率的参数依赖关系, 指出了流量率的确定准则, 提出了基于雷诺数 Re_n 的流量率多参数建模方法;

(2) 针对重力可忽略的第 1 种泄气方式, 基于边界层假设, 建立了空泡内部气体流动模式, 对通气流率的影响因素及其预测问题进行了分析, 并导出了适用于任意锥角空化器的人工气体流量率的统一确定关系式. 结果表明通气超空化的气体流量率 C_Q 主要依赖于空化数 σ , 并且也受到雷诺数 Re_n 的影响, 而和阻力系数 C_{x0} 几乎无关;

(3) 对所提出的气体流量率确定结果进行了试验验证, 并对相关文献的试验结果进行了综述和评论, 并以国外相关试验数据为旁证, 验证了所给出的流量率确定形式是合理的, 所得结果是正确的, 为进一步的超空化研究奠定基础.

参 考 文 献

- 1 杨武刚, 张宇文, 阚雷等. 通气法控制超空泡流动的试验研究. 应用力学学报, 2007; 24(4): 504-508 (Yang Wugang, Zhang Yuwen, Kan Lei, et al. Experimental investigation to supercavitation flow with ventilated method. *Chinese Journal of Applied Mechanics*, 2007, 24(3): 504-508 (in Chinese))
- 2 Yang WG, Zhang YW, Yang J, et al. Three dimensional multiphase computational fluid dynamics analysis of ventilated supercavitation. *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, 2008, 21(1): 61-65
- 3 Spurk JH. On the gas loss from ventilated supercavities. *Acta Mechanica*, 2002, 155: 125-135
- 4 Logvinovich GV. Hydrodynamics of Flows with Free Boundary. New York: Halsted Press, 1969 (in Russian)
- 5 Semenenko VN. Artificial supercavitation: physics and calculation. In: Proc. RTO AVT Lecture Series on Supercavitating Flows, von Karman Institute, Brussels Belgium, February 12-16, 2001, ADA400728: 206-237
- 6 Franc JP, Michel JM. Fundamentals of Cavitation. In: Moreau R ed., Fluid Mechanics and its Applications, Volume 76, Madylam, New York: Kluwer Academic Publishers, 2005. 105-117, 200-216
- 7 Savchenko YN. Supercavitation problems and perspectives. In: Proceeding of 4th International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, California: California Institute of Technology, Pasadena, CA USA: CAV2001, Lecture. 2001, 003: 1-8

- 8 Kuklinski R, Henoch C, Castano J. Experimental study of ventilated cavities on dynamic test model. In: Proceeding of 4th International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, California: California Institute of Technology, Pasadena, CA USA: Cav2001, Session B3. 2001, 004: 1-8
- 9 Schlichting H. Boundary Layer Theory. New York: McGraw-Hill, 1979. 635-665
- 10 Spurk JH. Effect of gas temperature on the gas loss from ventilated cavity. *Acta Mechanica*, 2004, 172: 75-81

DOI: 10.6052/0459-1879-11-320

(责任编辑: 刘希国)

DETERMINATION OF ENTRAINMENT RATE FOR SUPERCAVITATION VEHICLE¹⁾

Yang Wugang^{*,**,2)} Yang Zhencai[†] Wen Kaige^{*} Li Sancai^{*} Zhang Yuwen^{**}

^{*}(School of Electronic and Control Engineering, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

[†](College of Science, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

^{**}(College of Marine Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 7100724, China)

Abstract The supercavitation technique provides a method of achieving stunning speed for submarine vehicle. To determine the entrainment rate under the specific condition represents a basic problem of this technique. In the tradition entrainment rate determination method, the parameter Reynolds number is not considered. Therefore the statistical results were widely scattered. We now propose boundary-layer-state approximation method to solve the problem. The physical description and its corresponding hypotheses were discussed. The integral relation and its solution were demonstrated. The curves of the variation of cavity number with the gas entrainment rate were obtained for the different Reynolds numbers ranged from 0.35×10^5 to 5.4×10^5 and for three different fixed half angles of conical cavitator— 15° , 45° , 90° ; all the curves preliminarily show, in general, that the approximation calculation results according to the proposed relationship are in good agreement with the experimental data.

Key words artificial supercavitation, entrainment rate, boundary layer theory, drag reduction, water-tunnel experiment

Received 7 November 2011, revised 21 February 2012.

1) The project was supported by National Defense Basic Research Foundation of China (K1800060604).

2) E-mail: xaywg@yahoo.com.cn