

涡量控制对自主推进俯仰振荡翼型推进效率的影响

王亮^{1,2},王明^{1,3},吴锤结¹

(1.河海大学水利水电工程学院,江苏南京 210098;2.解放军理工大学理学院,江苏南京 211101;
3.黄河水利科学研究院泥沙研究所,河南郑州 450003)

摘要 用自适应多重网格法和浸没边界法对俯仰振荡翼型的自主推进进行了数值模拟.在研究翼型原地摆动和自主推进的基础上,提出了一种确定俯仰振荡翼型推力的新方法,在得到推进效率与斯特劳哈尔(Strouhal)数关系的同时,还得到了斯特劳哈尔数与雷诺数之间的关系.通过分析不同推进效率下涡量场的演化规律发现,当尾迹中有正负涡抵消时,推进效率就会降低;反之,若出现同号涡的合并时,推进效率就会提高,从而说明涡量控制过程对推进效率的影响起着决定性的作用.

关键词 自适应多重网格法;自主推进俯仰振荡翼型;涡量控制;推进效率;斯特劳哈尔(Strouhal)数
中图分类号 O351.3 **文献标识码** A **文章编号** 1000-1980(2008)03-0337-05

长期以来,探索海洋高级水生动物游动的奥秘,揭示其运动规律,进而创造出最优仿生运输工具以适应军事和民用的需求,一直是人类不断追求的目标.在大型水生哺乳动物中,游动速度最快的就是以月牙尾摆动模式推进的动物.由于月牙形尾鳍的横截面与翼型非常类似,而且实验研究表明,在适当参数条件下,匀速前进且做振荡摆动的翼型可以产生推力,所以人们试图通过研究波状俯仰运动(heave and pitch)翼型来揭示月牙尾的推力产生机制.

对于俯仰振荡翼型和鱼类游动这类问题,最难解决的就是其在运动过程中所受的阻力以及摆动所产生的推力.因为当鱼匀速运动时,其所受的阻力与产生的推力互相平衡,根本无法将其分开.为了分析研究的需要,前人采用了一些近似的方法.例如,刘浩等^[1]在用计算流体方法模拟蝌蚪的游动时,将均匀来流情况下蝌蚪所受合力的压力部分定义为推力,将黏性力部分定义为阻力;Barrett等^[2]在利用机器鱼研究减阻机制时,将减阻定义为马达提供给鱼进行自主推进的净功率小于以相同速度拖动刚性机器鱼所需功率,回避了确定机器鱼所受推力和阻力的难题.此外,由于实验设备和计算方法等方面的困难,前人在进行俯仰振荡翼型和鱼游研究时,基本上都是采用匀速拖动或均匀来流条件下原地摆动的方法,这与本文所要进行的自主推进俯仰振荡研究有着本质的区别.因为鱼类在游动过程中是自主推进的,所以研究自主推进俯仰振荡翼型将会得到更加接近实际情况的结果.

本文在研究翼型原地摆动和自主推进的基础上,提出了一种确定俯仰振荡翼型推力的新方法,并以此为基础研究了振荡翼型的推进效率问题.

1 数值算法与验证

1.1 数值算法

本文采用有限体积法求解不可压 Navier-Stokes 方程组.计算时采用自适应网格技术,网格为二叉树(2D)或八叉树结构(3D),求解泊松方程采用投影法和多重网格法,对流项的离散采用二阶迎风格式.

时间离散采用经典的分数步投影法.在任意给定时间步 n ,假定该时刻的速度场 U^n 和分数步压力 $p^{n-\frac{1}{2}}$ 已知.首先,用式(1)计算速度的临时值 U^{**} :

$$\frac{U^{**} - U^n}{\Delta t} = [- (U \cdot \nabla) U + \nu \nabla^2 U]^{n+\frac{1}{2}} \quad (1)$$

然后,将投影算子作用于 U^{**} 就可以计算出新的速度场 U^{n+1} 以及分数步压力 $p^{n+\frac{1}{2}}$. 该数值算法的详细描述可参考文献[3].

当翼型在流场中进行自主推进运动时,其边界位置是不断变化的,因此,本研究需要用到动边界计算流体力学方法,故采用浸没边界法来实现动边界的计算. 浸没边界法中最关键的是如何把边界条件加载到浸没边界上,这也是一种浸没边界法区别于另外一种浸没边界法的标志. 根据加载边界条件的不同方式,浸没边界法可分为2大类^[4] 连续力场法和离散力场法. 用连续力场加载边界条件的方法是一种间接的方法,该方法无法精确刻画出物体的边界. 在高雷诺数条件下,连续力场法所确定的边界无法满足边界层求解所需的精度要求. 在这种情况下,人们提出了直接将边界条件加载到浸没边界上的新方法,如 ghost-cell 有限差分法^[5] 和 cut-cell 有限体积法. 本研究所采用的是 ghost-cell 有限差分法,而自适应网格技术的应用,可以进一步提高浸没边界的刻画精度. 在计算过程中,采用 VOF 方法来确定动边界的位置,并利用体积分数的梯度在边界处最大的性质,保证边界附近网格在自适应过程中始终最密,细节可参考文献[6].

1.2 算法验证

利用圆柱绕流对算法进行验证,基于圆柱直径 D 和来流速度 U_∞ 的雷诺数 Re_D ($Re_D = U_\infty D/\nu$) 为 100, 为消除边界对计算的影响,将计算区域取为 $16D \times 64D$. 计算了 7 层网格下的情形,图 1 是所得的自适应网格和相应涡量场. 从图 1 可以看出,二者对应得非常好,说明自适应算法非常有效,可以有效地节约计算时间和内存. 表 1 给出了本文的计算结果、前人的计算结果以及实验结果,通过阻力系数 C_D ($C_D = F_d/(0.5\rho U_\infty^2 D)$) 和斯特劳哈尔(Strouhal)数 Sr ($Sr = fD/U_\infty$) 的比较可以看出,计算结果准确可信.

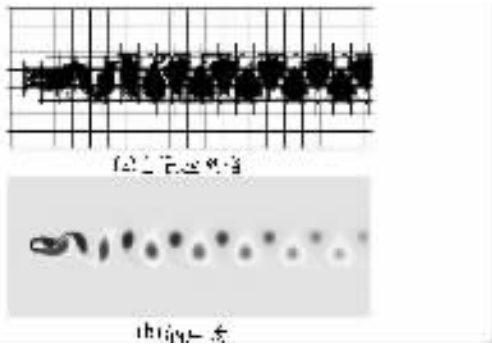


图 1 自适应网格和相应涡量场

Fig.1 Adaptive grid and corresponding vortex field

表 1 圆柱的阻力系数 C_D 与斯特劳哈尔数 Sr

Table 1 Drag coefficient C_D and Strouhal number

Sr of circular cylinder		
对比数据来源	Sr	C_D
本文计算结果	0.166	1.355
文献[5]计算结果	0.164	1.420
文献[7]计算结果	0.165	1.447
文献[8]计算结果	0.160	1.390
文献[9]计算结果	0.165	1.330
文献[10]实验结果	0.165	1.400

2 数值模拟结果与涡量控制过程分析

2.1 摆动规律与边界速度

自主推进俯仰振荡翼型的运动控制方程为

$$\begin{cases} h(t) = h_0 \sin \omega t \\ \theta(t) = \theta_0 \sin(\omega t + \phi) \\ m \frac{du}{dt} = F_x \end{cases} \quad (2)$$

式中: ω ——圆频率, $\omega = 2\pi/T$, 其中 T 为振荡周期; m ——翼型的质量; F_x ——翼型在 x 方向上所受到的合力; $\theta(t)$ ——翼型绕自身重心的转动规律; $h(t)$ ——翼型在 y 方向上的运动规律; ϕ —— $\theta(t)$ 和 $h(t)$ 的相位差. $\theta(t)$ 和 $h(t)$ 如图 2 所示, 图中 c 为翼型的弦长, b 为翼型前缘到转轴的距离. 从式(2)可以看出, 要进行的二维翼型自主推进仅仅是 x 方向上的自主推进, y 方向上的运动规律是给定的.

边界速度 u_b 包括平动速度和旋转所产生的线速度 2 部分, 即

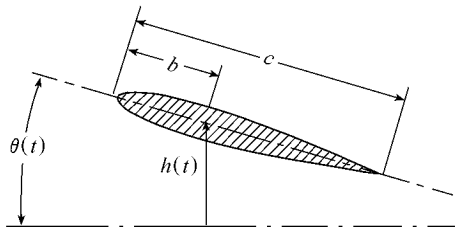


图 2 波状俯仰振荡翼型的控制参数

Fig.2 Control parameters of undulatory pitching oscillating foil

$$u_b = U_0 + \dot{\theta}(t)(x - X) \tag{3}$$

式中： U_0 ——翼型的平动速度； $\dot{\theta}(t)$ ——翼型的角速度； x ——翼型边界上任意一点的坐标； X ——翼型的转轴坐标，转轴取在距前缘 $\frac{1}{3}$ 弦长处。

数值模拟过程中采用无因次计算，NACA0012 翼型的弦长 $c = 1.0$ ，计算区域大小为 8.0×2.0 ，运动黏性系数 $\nu = 1.0 \times 10^{-4}$ 。值得注意的是，基于翼型弦长 c 和自主推进平均速度 U 的雷诺数 Re ($Re = Uc/\nu$) 需要在计算结束后才能得到，因为翼型自主推进的平均速度必须在计算结束才能得到，这也是自主推进与匀速拖动的主要区别之一。

当翼型自主推进时，运动方向沿 $-x$ 方向。计算区域的上、下、左、右边界均采用无滑移边界条件，所以，计算区域相当于一个没有出流也没有入流的水槽。初始速度场设为 $u = v = 0$ ，即初始时刻为静水。

2.2 自主推进俯仰振荡翼型的推进效率和雷诺数

为了得到俯仰振荡翼型所受到的推力，本文提出一种新的近似方法。首先在没有来流的情况下，让翼型在原地做俯仰振荡运动，这样在水平方向上翼型只受到推力，通过时间平均就可以得到翼型所产生的推力以及所消耗的功率。由于没有来流，所以翼型摆动所产生的涡不会向下游传播，在涡的相互干扰下，翼型在不同摆动周期内的受力都有所差异，这种差异随着摆动次数的增加而增大。为了防止涡的相互干扰，取第一个周期的时间平均作为翼型所受到的平均推力。通过该方法得到的推力与自主巡游翼型所受到的推力略有差异，差异主要来自于自由巡游翼型的前缘分离涡与尾缘分离涡的相互作用，但这种差异是相对较小的。然后，让翼型做自主推进游动，当达到平衡状态以后，就可以得到翼型的平均速度。最后，得到翼型的推进效率 η 为

$$\eta = \frac{F_T U}{P} \tag{4}$$

式中： F_T ——翼型受到的平均推力； P ——翼型消耗的总功率； U ——翼型巡游的平均速度。

参数 S_r 常用来表征翼型的俯仰振荡运动，其定义与用来表征圆柱脱落频率的 S_r 相同，但定义式 $S_r = fD/U$ 中 f 为翼型振荡频率， D 为尾迹的宽度（通常用尾缘的水平位移代替）， U 为翼型巡游的平均速度。

本文分别计算了 $f = 0.40, 0.50, 0.67, 1.00, 1.33, 4.00, 10.00$ 和 20.00 时的情况，最大攻角 $\theta_0 = 15^\circ$ ，计算结果与实验数据和理论分析^[11] 的比较如图 3(a) 所示。图中的非线性无黏理论分析结果与 $h_0/c = 0.25$ 时的实验结果相对应。从图 3(a) 可以看出，推进效率有一个峰值，当 h_0/c 较小时，推进效率在经过峰值以后，会随着 S_r 的增大而迅速减小。本文的计算结果在这一变化趋势上与 $h_0/c = 0.25$ 时的结果非常一致。通过比较 2 组实验数据可以看到， h_0/c 越小，推进效率越低。因此，本文计算得到的推进效率 ($h_0/c = 0.0$) 低于 0.25 时是合理的。图 3(b) 是 Re 和 S_r 之间的函数关系，图 3(a) 中的实验结果都是在 $Re = 40\,000$ 的情况下测得的。而计算结果是在不同 Re 下得到的，最小的 Re 是 $8\,090$ ，最大的达到 $178\,710$ 。这就可以用来解释为什么当 S_r 较大时，计算结果的曲线斜率与实验结果有所差别了。从图 3(b) 还可以看出，当 Re 增大到一定程度时， S_r 基本稳定在 $0.25 \sim 0.45$ 之间。Rohr 等^[12] 通过对海豚的多次观察测量发现， S_r 是 Re 的函数，且 S_r 基本都在 $0.25 \sim 0.40$ 之间。本文的计算结果与实验研究结果非常吻合。

2.3 涡量控制过程对推进效率的影响

从图 3(a) 可以看到，当翼型振荡频率不同时，推进效率差距很大。为了了解俯仰振荡翼型在运动过程中的涡量控制机制，分别考察 $f = 0.50$ ($S_r = 0.197$) 和 $f = 4.00$ ($S_r = 0.356$) 时的涡量场。当 $f = 0.50$ 时，推进效率为 62.3% ，而当 $f = 4.00$ 时，推进效率仅为 31.3% 。通过流场分析，可以找到导致推进效率不同的原因。

翼型在摆动过程中会产生多级涡结构。图 4 给出了 $f = 0.50$ 时 1 个周期内诱导出的涡量场。当 $t = 4.0$ 时，在翼型前缘上表面有 1

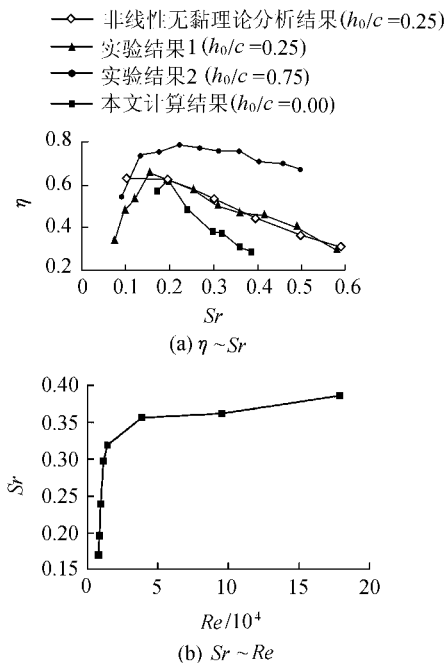


图 3 俯仰振荡翼型的推进效率和雷诺数
Fig.3 Propulsion efficiency and Reynolds number of pitching oscillating foil

个负涡正在形成.在翼型下表面,前缘所生成的涡已经脱落并传到了翼型的中后部,将这个涡称为一级正涡.同时,翼型头部的摆动还在下表面的中前部产生了一个涡,称之为二级正涡.当 $t=4.4$ 时,一级正涡传到了尾缘处,二级正涡传到了翼型的中后部;当 $t=4.8$ 时,一级正涡已经进入了翼型的尾迹中,二级正涡传到了尾缘处,并开始与尾缘形成的正涡进行合并,三级正涡和四级正涡开始沿下表面向后传播.图4(d)~(f)清楚地给出了二级正涡与尾缘正涡的合并过程,在2个正涡合并的同时还合并进了一个很小的负涡,这个负涡是从上表面分离的四级负涡,由于二级正涡的强度都大于四级负涡,所以合并后的正涡的强度要比尾缘正涡的强度大.

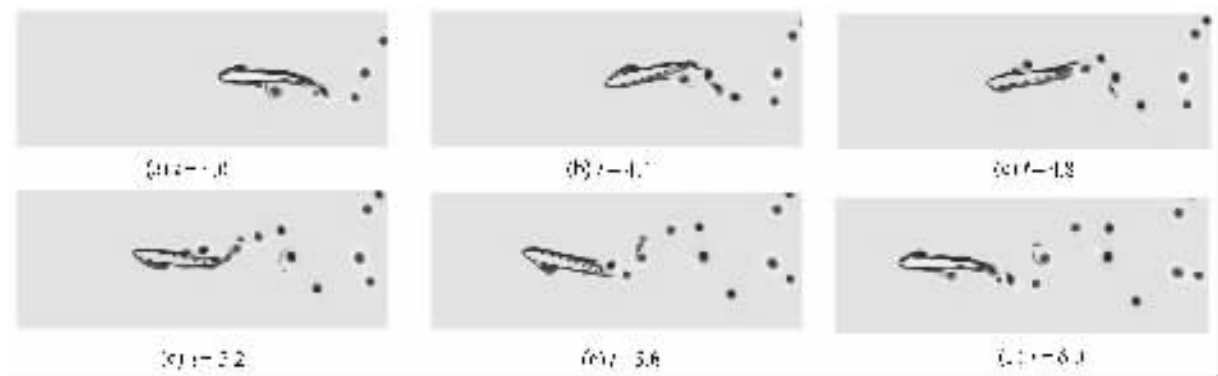


图4 $f=0.50$ 时自主推进振荡翼型诱导出的尾涡
Fig.4 Vortices of self-propelled oscillating foil ($f=0.50$)

此外,从图4(a)可以看出,与一级正涡同时分离的还有一个负涡,二者形成一个涡对,只是负涡的强度远远小于正涡的强度.同理,一级负涡分离时也存在同样的情况,如图4(c)所示.一级正涡和一级负涡是大攻角情况下所产生的分离涡,而与之伴生的负涡和正涡则是由于翼型的摆动在表面附近生成的.

图5是 $f=4.00$ 时的尾涡演化过程,它与 $f=0.50$ 时的相比,有着很大不同.首先,虽然 $f=4.00$ 时也会从前缘处分离出一级涡,但与它们相伴的另一符号相反的涡的强度和它们自身的强度相差不大,这就会导致较强的涡量抵消.其次,在翼型的中前部没有产生二级涡.第三,从图5(c)可以看出,尾缘涡要比一级涡较早地进入尾迹中,当二者都进入尾迹中以后,由于距离较近,所以会发生合并,同时参与合并的还有与一级涡相伴的反号涡,结果生成一个强度和范围都很大的涡.最终形成了非常明显且强度很大的反卡门涡街.这就导致了 $f=4.00$ 时的推力远远大于 $f=0.50$ 时的推力.但 $f=4.00$ 时的尾迹中有大量的正负涡抵消,所以其推进效率反而不如 $f=0.50$ 时的推进效率,如图3(a)所示.

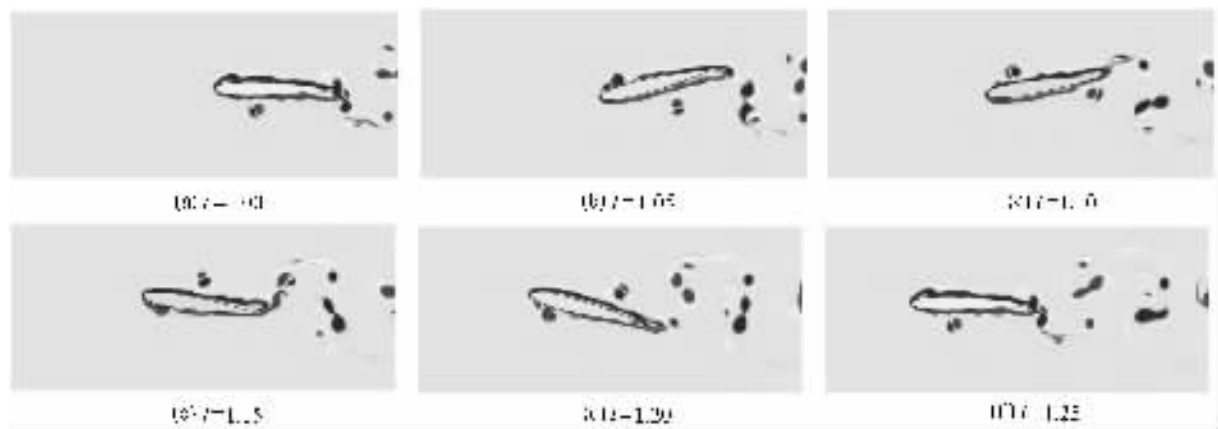


图5 $f=4.00$ 时自主推进振荡翼型诱导出的尾涡
Fig.5 Vortices of self-propelled oscillating foil ($f=4.00$)

3 结 论

通过研究翼型的原地摆动与自主推进,提出了一种确定自主推进俯仰振荡翼型推力的新方法,得到了推进效率与 S_r 的关系,结果与实验和理论结果比较一致.与以往研究不同的是,本文还得到了 S_r 随 Re 的变化

规律.此外,通过分析 $f = 0.50$ 和 $f = 4.00$ 时的涡量场发现,当 $f = 4.00$ 时尾迹中有大量的正负涡抵消,而 $f = 0.50$ 时尾迹中的涡是互相加强的,从而导致 $f = 0.50$ 的推进效率远远大于 $f = 4.00$ 时的推进效率,说明涡量控制过程决定了自主推进俯仰振荡翼型推进效率的大小.

参考文献：

[1] LIU Hao,WASSENBERG R,KAWACHI K.The three-dimensional hydrodynamics of tadpole swimming[J] . J Exp Biol,1997,200 :2807-2819.

[2] BARRETT D S,TRIANTAFYLLOU M S,YUE D K P,et al. Drag reduction in fish-like locomotion[J] . J Fluid Mech,1999,392 :183-212.

[3] POPINET S. Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries[J] . J Comput Phys,2003,190 :572-600.

[4] MITTAL R,IACCARINO G. Immersed boundary methods[J] . Ann Rev Fluid Mech,2005,37 :239-261.

[5] TSENG Y H,FERZIGER J H. A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry[J] . J Comput Phys,2003,192 :593-623.

[6] 王亮. 仿生鱼群自主游动及控制的研究[D] . 南京 :河海大学,2007.

[7] LAI M,PESKIN C S. An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity[J] . J Comput Phys,2000,160 :705-719.

[8] SILVA L E,SILVEIRA N A,DAMASCENO J J R. Numerical simulation of two-dimentional flow over a circular cylinder using the immersed boundary method [J] . J Comput Phys,2003,189 :351-366.

[9] KIM J,KIM D,CHOL H. An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries[J] . J Comput Phys,2001,171 :132-150.

[10] ZDRAVKOVICH M M. Flow around circular cylinders,Vol.1 :fundamentals[M] . New York :Oxford University Press,1997.

[11] ANDERSON J M,STREITLIEN K,BARRETT D S,et al. Oscillating foils of high propulsive efficiency[J] . J Fluid Mech,1998,360 :41-72.

[12] ROHR J J,HENDRICKS E W,QUIGLEY L,et al. Observations of dolphin swimming speed and Strouhal number[R] . San Diego :Space and Naval Warfare System Center,1998.

Propulsion efficiency of self-propelled pitching oscillating foil under the influence of vortex control

WANG Liang^{1,2}, WANG Ming^{1,3}, WU Chui-jie¹

- (1. College of Water Conservancy and Hydropower Engineering , Hohai University , Nanjing 210098 , China ;
2. PLA University of Science and Technology , Nanjing 211101 , China ;
3. Yellow River Institute of Hydraulic Research , Zhengzhou 450003 , China)

Abstract : The self-propulsion of pitching oscillating foil was numerically simulated using the adaptive multigrid and immersed boundary methods . A new method to determine the thrust of pitching oscillating foil was established on the basis of tethered and the self-propelled oscillating foil , providing the relationships of Strouhal number with both the propulsion efficiency and the Reynolds number . Finally , the relationship between vortex field and propulsion efficiency was analyzed , and it indicates that the vortex control process is one of the most important factors determining the propulsion efficiency : the propulsion efficiency decreases when positive vorticity merges into negative vorticity in the wake and increases when vorticities with the same sign merges into each other .

Key words : multigrid method with adaptive mesh refinement ; self-propelled oscillating foil ; vortex control ; propulsion efficiency ; Strouhal number