

局部翼面运动对水翼水动力学特性的影响研究

郭 涛¹, 王文全², 王欣宇^{1,3}

(1. 昆明理工大学建筑工程学院工程力学系, 云南 昆明 650500; 2. 四川大学水力学与山区河流开发保护国家重点实验室, 四川 成都 610065; 3. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 陕西 西安 710049)

摘要:符合水动力学特性的水翼可以在运动过程中产生较高的升力, 大幅提升其水力性能。而边界层的分离发生在水翼上时将会产生失速, 使水动阻力大大增加, 从而失去水翼应用的初衷。为了达到良好的增升减阻效果, 采用了在关键部位以运动表面代替固定表面的流动分离控制技术, 基于隐式直接力浸入边界法, 采用 C++ 编程计算了流体与水翼的耦合运动。从升力系数、失速角推迟量和流场信息方面对比了运动表面的投放时机、投放位置、长度、运动速度等运动参数对水翼水力性能的影响。结果表明, 局部运动位于翼型上表面后缘时, 对流动分离控制和水翼水力性能的提升效果最好; 运动表面向边界层注入的附加动量能有效减小流动分离, 达到较好的增升减阻效果, 但注入的动量也不是越大越好, 局部运动的长度越长、速度越大, 越容易形成大范围的低压区和正向漩涡, 反而影响升阻比的提高或使失速角提前。从投放时机、长度、速度等方面综合考虑, 对于该翼型, 提升水力性能最佳的工况为攻角 45° 时, 在上表面后缘投放相对长度为 0.14, 相对速度为 3 的局部运动; 其次是攻角 28° 时, 在上表面后缘投放相对长度为 0.38, 相对速度为 1 的局部运动。

关键词:水翼; 浸入边界法; 边界层分离; 运动表面; 水翼后缘涡

中图分类号: TV131.2; TK730.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 1004-4523(2023)01-0170-09

DOI: 10.16385/j.cnki.issn.1004-4523.2023.01.018

引 言

水翼在水中的运动机理与机翼在空气中的运动机理一样, 来流与水翼有一定攻角, 由于翼界面的拱度而使其上、下表面受到的水压力不同, 下表面大而上表面小, 从而产生升力。符合水动力学特性的水翼可以在运动过程中, 产生较高的升力, 使水动阻力大为减小。这也就是为什么水翼艇能够在水面高速行驶的主要原因。同时, 水翼绕流也是一个经典的流体力学问题, 涉及层流边界层、转捩后的层流剪切层、过渡层和交叠层等湍流边界层, 以及湍流脉动等物理学机理。当水流过水翼时, 由于水翼表面不是绝对光滑的, 加之流体具有黏性, 所以, 紧贴表面的一层水受到阻滞, 流速减小为零, 内层影响外层, 直到减速接近停止, 贴近固体表面的这层范围称之为边界层, 也称之为附面层。而边界层的分离发生在水翼上时将会产生失速, 使水翼的水动阻力大大增加, 从而失去水翼应用的初衷。因此, 为了达到良好的增升减阻效果, 边界层分离控制技术一直是翼型设计和颤振抑制^[1-4]研究的热门课题。比较常见的控制方法有涡流发生器、射流^[5]、凹凸表面(粗糙面)

技术和吸气等。

近年发展的运动表面边界层分离控制技术(Moving Surface Boundary-Layer Control)^[6], 是一种可以有效防止或延迟边界层与固体壁面分离的主动流动控制技术, 在翼型增升减阻和船舶推进的研究中展现了良好的效果。该技术是在关键部位以运动表面代替固定表面, 其原理是通过运动表面向边界层注入附加动量以减小壁面处与平均流的速度差, 从而延缓边界层的生长和流动分离, 以达到降低水动阻力的目的。自 20 世纪 90 年代, 以 Modi 等^[7-10]团队为首, 对运动表面边界层控制技术进行了深入且广泛的研究, 获得了许多成果。通过对二维平板、翼型、矩形柱、圆柱等不同形状的大量实验及数值模拟发现运动表面的速度与自由流速度的比值、设置位置、运动表面粗糙程度以及间隙都对增升减阻效果有重要的影响。最近, Salimpour 等^[11-12]也对运动表面边界层控制技术进行了进一步的研究。2019 年其团队以圆柱绕流为研究对象, 通过研究发现运动表面在控制尾流、抑制附面层的生长、缩小尾迹区以及抑制涡在圆柱上脱落的效果明显, 但随着雷诺数的增加, 运动表面效应降低。2020 年, 对翼型绕流进行了运动表面的数值计算。在 S809 翼型表面上

收稿日期: 2021-07-05; 修订日期: 2021-11-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51969009, 52179087)。

设置了一个长度为 $0.1c$ (c 为弦长)的运动表面,雷诺数为 7.5×10^5 。结果表明,增升减阻效果明显,改善了翼型的气动性能。当攻角分别为 $8^\circ, 11^\circ, 14^\circ, 17^\circ$ 和 20° 时,翼型的机械性能分别提高了30%,62%,131%,152%和800%。说明运动表面向边界层注入的附加动量能有效减小分离的流动区域,达到较好的增升减阻效果。但是不同翼型的形状和翼界面拱度差异较大,如何使用具有适当速度和适当位置的运动表面,提升翼型的气动和机械性能仍然是一个值得关注的问题。

目前运动表面边界层控制技术在国内发展还比较贫乏,只有少数的几例^[13-15],国内外差距仍较大。本文以实验室某型实际水翼为研究对象,采用一种隐式直接力浸入边界法^[16],采用C++编程计算了流体与水翼的耦合运动。浸入边界法(Immersed Boundary Method, IBM)将固体域视为流体,固体边界离散为若干个拉格朗日网格点,通过计算网格点上的“力场”来模拟固体边界。采用该方法能有效捕捉攻角发生改变时的水翼边界,并有效避免了贴体网格的不断更新对动边界流场计算效率和精度的影响,特别适用于固体具有大变形时的流-固耦合,在生物力学方面得到了广泛应用^[17-22]。本文选取翼型上表面某局部为运动表面,对比分析了不同绕流条件下,运动表面的位置、长度、速度以及投放时机(攻角)等参数对翼型的增升减阻性能、失速角推迟量等水动力学特性和绕流流场结构及流动分离控制的影响规律。

1 数值求解方法

为避免复杂贴体网格的生成和动、静界面滑移网格技术插值带来的误差,采用浸入边界法模拟流体与水翼之间的耦合运动。借助求解不可压缩N-S方程组的分步投影方法的思想,求解基于浸入边界法的耦合系统方程。其中刚体边界离散点的作用力密度通过强制满足刚体边界的无滑移条件(位移和速度一致)导出,结合刚体定轴旋转的动量矩定理,

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{1}{8}(3 - 2|r| + \sqrt{1 + 4|r| - 4r^2}), & 0 \leq |r| < 1 \\ \frac{1}{8}(5 - 2|r| + \sqrt{-7 + 12|r| - 4r^2}), & 1 \leq |r| < 2 \\ 0, & 2 \leq |r| \end{cases} \quad (6)$$

式中 h 为欧拉网格尺度。

1.2 时间推进

借助Chorin求解不可压缩N-S方程组的分步投影法的预估-校正思想,求解基于浸入边界法的耦合方程式(1)和(2)。

采用Newmark时间积分方法,实现对刚体运动特性的预测。同时,通过光滑函数,将刚体边界离散点的作用力密度转换到流体的欧拉网格点上,实现对流场速度的修正。该IBM数值算法的有效性验证可参见文献[16]。

1.1 浸入边界法控制方程

流场采用固定欧拉网格,浸入在其中的固体边界采用拉格朗日坐标描述,并可以在欧拉网格上自由移动。流固之间的信息交换通过隐式直接力浸入边界法进行处理。将整个物理区域(包括流场和固体)视为不可压缩黏性牛顿流体,其连续方程和动量方程的无量纲形式可表示为:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (2)$$

式中 \mathbf{u} 为速度矢量; $-\frac{1}{\rho} \nabla P$ 为压力项; $\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u}$ 为黏性项; \mathbf{f} 表示虚拟的力源项,代表刚体对流体产生的作用力密度。可表示为:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \int_r \mathbf{F}(\mathbf{X}(s), t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) ds \quad (3)$$

式中 s 为固体边界; \mathbf{x} 为流体域欧拉坐标; \mathbf{X} 和 \mathbf{F} 为拉格朗日坐标和物面边界力密度。 $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t))$ 为正则化的近似光滑函数。对于参考构型下任意光滑的微区域 V , 在 t 时刻运动到 $V_t = \mathbf{X}(V, t)$, 则:

$$\int_{V_t} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) dx = \begin{cases} 1, & \text{若 } \mathbf{X}(s, t) \in V_t \\ 0, & \text{其他区域} \end{cases} \quad (4)$$

即当物面边界产生移位或变形时,便会产生一个对应的回复力,这个力通过正则化的Delta广义函数被分配在临近区域的欧拉点上,由此完成对边界的描述。Delta函数有不同形式,本文采用4节点二维形式:

$$\delta_h(\mathbf{x}) = \frac{1}{h^2} \phi\left(\frac{x}{h}\right) \phi\left(\frac{y}{h}\right) \quad (5)$$

首先,忽略力源项和压力项,根据已知速度场 \mathbf{u}^n, A^{n-1} 预估一个中间速度 \mathbf{u}^* :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\frac{3}{2} A^n + \frac{1}{2} A^{n-1} \quad (7)$$

$$A = u \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} - \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

其次,加入下一时间步的压力场 p^{n+1} 求解中间速度 \mathbf{u}' :

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u}^* - \Delta t \nabla p^{n+1} \quad (9)$$

式中 p^{n+1} 通过解耦压力 Poisson 方程求出,即:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot (\mathbf{u}^*) \quad (10)$$

最后,再加入力源项,更新速度,得到下一时间步速度 \mathbf{u} ,即:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{f} \quad (11)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}' + \delta \mathbf{u} \quad (12)$$

(1) 结合无滑移边界条件,求固体边界力密度 $F(\mathbf{X}_B^i, t)$;

将 \mathbf{f} 看作未知量,将式(11)改写为:

$$\frac{\delta \mathbf{u}}{\delta t} = \mathbf{f} \quad (13)$$

式中 δt 为时间步长, $\delta \mathbf{u}$ 为下一步校正速度。

翼型的固体边界以一系列拉格朗日点 $\mathbf{X}_B^i (i=1, 2, \dots, M)$ 表示,计算域的网格由一系列欧拉点 $\mathbf{x}_j (j=1, 2, \dots, N)$ 表示。欧拉网格为正交等间距,其间距为 $h = \Delta x = \Delta y$ 。则定义拉格朗日点和欧拉点之间的转换矩阵为:

$$C_{ji} = C(\mathbf{X}_B^i - \mathbf{x}_j) = \frac{1}{h^2} \phi\left(\frac{X_B^i - x_j}{h}\right) \phi\left(\frac{Y_B^i - y_j}{h}\right) \quad (14)$$

$$D_{ij} = D(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}_B^i) = \frac{1}{h^2} \phi\left(\frac{x_j - X_B^i}{h}\right) \phi\left(\frac{y_j - Y_B^i}{h}\right) \quad (15)$$

式中 C_{ji} 表示将拉格朗日点上的物理量转换至欧拉网格点; D_{ij} 表示将欧拉网点上的物理量转换至拉格朗日点。

此时,式(3)的离散形式可表示为:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_j, t) = \sum_i C_{ji} F(\mathbf{X}_B^i, t) \Delta s_i \quad (16)$$

式中 Δs_i 表示第 i 段物面边界的面积。

将式(16)代入式(13)得到:

$$\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t) = \sum_i C_{ji} F(\mathbf{X}_B^i, t) \Delta s_i \Delta t \quad (17)$$

为满足无滑移边界条件,令固体边界上拉格朗日点的速度 $\mathbf{u}(\mathbf{X}(s_i))$ 与给定固体边界的自然速度

$$\begin{aligned} \phi \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{\phi_{i,j}}{2\Delta x} (\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}) - \frac{\phi^+ C_F}{\Delta x} (\phi_{i+1,j} - 3\phi_{i,j} + 3\phi_{i-1,j} - \phi_{i-2,j}) - \\ &\quad \frac{\phi^- C_F}{\Delta x} (\phi_{i+2,j} - 3\phi_{i+1,j} + 3\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j}) \end{aligned} \quad (25)$$

其中, $\phi^+ = \frac{1}{2}(\phi_{i,j} + |\phi_{i,j}|)$; $\phi^- = \frac{1}{2}(\phi_{i,j} - |\phi_{i,j}|)$;

$C_F = 0.125$ 。

扩散项采用中心差分:

$U(\mathbf{X}_B^i, t)$ 相等^[23],即:

$$U(\mathbf{X}_B^i, t) = \sum_j D_{ij} \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t) h^2 \quad (18)$$

式中 $\mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$ 为第 j 个欧拉网格点上下一步的速度。通过式(12)的定义,可将其表示为中间速度 $\mathbf{u}'(\mathbf{x}_j, t)$ 和校正速度 $\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$ 之和,即:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t) = \mathbf{u}'(\mathbf{x}_j, t) + \delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t) \quad (19)$$

将式(17)和(19)代入式(18)得到:

$$\begin{aligned} U(\mathbf{X}_B^i, t) &= \sum_i \sum_j D_{ij} \Delta s_i C_{ji} F(\mathbf{X}_B^i, t) \delta t h^2 + \\ &\quad \sum_j \mathbf{u}'(\mathbf{x}_j, t) D_{ij} h^2 \end{aligned} \quad (20)$$

将式(20)进一步写为矩阵形式:

$$\mathbf{A} \mathbf{X} = \mathbf{B} \quad (21)$$

求解该式,得到固体边界力密度 $F(\mathbf{X}_B^i, t)$ 。

其中:

$$\mathbf{A} = \delta t h^2 \begin{bmatrix} D_{11} \Delta s_1 & D_{12} \Delta s_1 & \cdots & D_{1N} \Delta s_1 \\ D_{21} \Delta s_2 & D_{22} \Delta s_2 & \cdots & D_{2N} \Delta s_2 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ D_{M1} \Delta s_M & D_{M2} \Delta s_M & \cdots & D_{MN} \Delta s_M \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & C_{1M} \\ C_{21} & C_{22} & \cdots & C_{2M} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ C_{N1} & C_{N2} & \cdots & C_{NM} \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} U_B^1 \\ U_B^2 \\ \vdots \\ U_B^M \end{bmatrix} - h^2 \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & \cdots & D_{1N} \\ D_{21} & D_{22} & \cdots & D_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ D_{M1} & D_{M2} & \cdots & D_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u'_1 \\ u'_2 \\ \vdots \\ u'_N \end{bmatrix} \quad (23)$$

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} F_B^1 \\ F_B^2 \\ \vdots \\ F_B^M \end{bmatrix} \quad (24)$$

(2) 将求得的固体边界力密度 $F(\mathbf{X}_B^i, t)$ 回代到式(17),得到校正速度 $\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$;

(3) 将校正速度 $\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$ 代入式(19),得到下一时间步的速度场 $\mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$ 。

1.3 空间离散

设 ϕ 为流场内任意变量,是一未知量。在流场内部节点上,对流项采用如下格式进行离散:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta x^2} \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta y^2} \end{cases} \quad (26)$$

压力泊松方程空间离散使用五点差分格式:

$$\begin{cases} \frac{P_{i+1,j} - P\phi_{i,j} + P_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{P_{i+1,j} - P\phi_{i,j} + P_{i-1,j}}{\Delta y^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^*}{\Delta t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v^*}{\Delta t} \right) \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^*}{\Delta t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v^*}{\Delta t} \right) = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{u_{i+1,j}^* - u_{i-1,j}^*}{2\Delta x} + \frac{v_{i+1,j}^* - v_{i-1,j}^*}{2\Delta y} \right) \end{cases} \quad (27)$$

当离散点为流场边界节点时,均采用一阶迎风格式,即 $i=0$ 。对于Neumann边界条件,采用增设虚拟点的方法进行处理,详情参考文献[24]。

2 数值算例

2.1 计算模型

计算域如图1所示,为一长 \times 宽 $=15c \times 10c$ (网格数 600×400)的矩形区域,流体次区域为边长 $1.4c$ (网格数 56×56)的正方形区域,次区域中央浸没一刚性水翼。计算域左侧为均匀来流入口边界,采用Dirichlet边界条件,即 $u=U_\infty, v=0$;上、下两侧均为无穿透边界,即 $u=U_\infty, v=0$;右侧为自由出流边界,采用Neumann边界,即 $\frac{\partial u}{\partial x}=0, \frac{\partial v}{\partial x}=0$ 。上游远方来流的最大特征速度 $U_\infty=1$,来流雷诺数为800。整个流场采用一套 $\Delta x=\Delta y=0.025$ 的等间距均匀四边形网格,时间步长为 $\Delta t=0.001$ s。固体边界也采取与流体网格尺度相等的等间距离散,即整个翼型的固体边界离散为101个拉格朗日点。

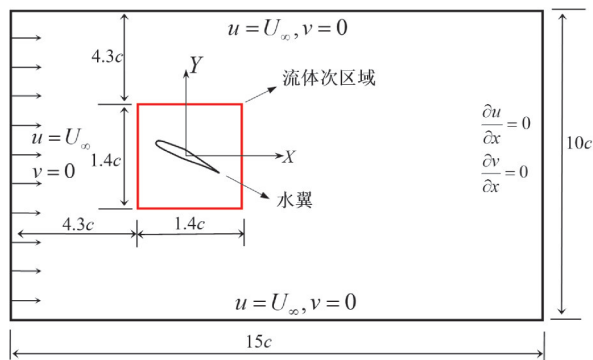


图1 整体计算区域与边界条件

Fig. 1 Computational domain and boundary conditions

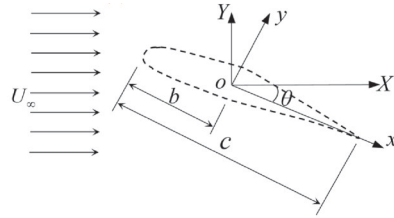
2.2 水翼摆动方式及表面运动参数设置

该翼型为本团队实验室内某型号实际水翼,其结构如图2所示,水翼特征弦长 $c=1.0$,翼片最大厚度为 $h=0.179c$,翼片相对弯曲度为0.019,枢轴点 O 位于弦长线的中心点上,与前缘的距离 $b=0.466c$ 。

坐标原点也位于枢轴点上,本文只考虑水翼绕枢轴点旋转摆动的主动运动形式,攻角 θ (摆角)的变化规律由下式控制:



(a) 翼型实物图
(a) Profile display of hydrofoil



(b) 翼型参数
(b) Geometrical parameter of hydrofoil

图2 翼型几何模型

Fig. 2 The geometric parameter of hydrofoil

$$\theta = \begin{cases} \theta_0 \sin\left(\frac{1}{2}\beta\omega t\right), & 0 \leq t \leq \frac{\pi}{\beta\omega} \\ \theta_0, & \frac{\pi}{\beta\omega} \leq t \leq \frac{\pi}{\omega} \left(2 - \frac{1}{\beta}\right) \\ \theta_0 \sin\left[\frac{1}{2}\beta\omega t + \pi\left(1 - \frac{1}{\beta}\right)\right], & \frac{\pi}{\omega} \left(2 - \frac{1}{\beta}\right) \leq t \leq \frac{2\pi}{\omega} \end{cases} \quad (28)$$

式中 θ_0 代表最大攻角值; $\omega=2\pi f$ 为圆频率,代表振荡角频率, f 为运动频率;该水翼的摆动形式为在正弦振荡的基础上演变而来(当 $\beta=1$ 时为正弦波的半个波长)。 $\beta=2.5$ 代表非正弦振荡,前后0.2 s为匀速开、关时间段,中间持续0.6 s,其方波曲线如图3所示。

该水翼最大升力系数为4.07,失速角为 45° 。

为方便分析运动表面的长度、运动速度、位置对翼型水力性能的影响,分别将其进行无量纲化处理,定义运动表面相对长度 S (翼面运动长度与水翼弦长之比)和相对速度 K (翼面速度与来流速度之比)为:

$$S = \frac{x_{ms}}{c}, 0.01 \leq S \leq 0.55 \quad (29)$$

$$K = \frac{U_{ms}}{U_\infty}, 1 \leq K \leq 5 \quad (30)$$

式中 x_{ms} 为运动表面真实长度; U_{ms} 为运动表面真实速度;对于运动表面的位置主要由起始点 $g(x, y)$

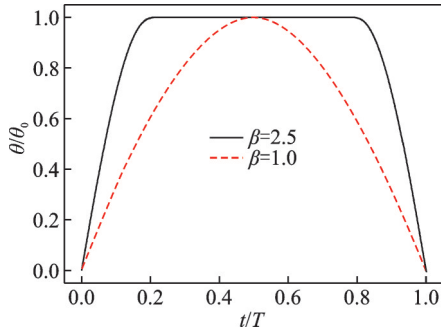


图 3 一个周期内水翼的瞬时攻角变化曲线

Fig. 3 The angle of attack operation curve of hydrofoil in a period

控制,如图 4 所示。

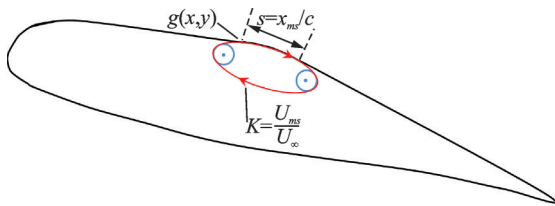


图 4 运动表面参数

Fig. 4 The parameters of moving surface

3 结果分析

3.1 运动参数对水翼水力性能的影响对比

表 1 对水翼水力性能提升的关键参数最大升力系数和失速角推迟量进行了对比,分析了运动表面

介入位置、相对特征长度和相对特征速度等不同运动参数下的流动分离控制效果。

由表 1 可知:(1)运动表面的介入位置对水力性能的影响分析:从失速角推迟量来看,当局部运动位于前缘时,失速角不仅没有推迟反而提前了,说明其对性能改善作用比较小,甚至有一定的反作用;当局部运动位于翼型上表面后缘时,对流动分离控制的效果最好。从升力的提升方面来考虑,在攻角分别为 15°,28°,36°时刻加入局部运动也是在后缘提升效果最佳;而达到失速角(45°)时才启动局部运动,则在水翼上表面中段位置启动时,升力系数提升效果最佳,提高了 1.16,但此时失速角推迟量却只有 0.3°。因此,综合考虑,局部运动对性能提升的最佳位置为后缘。(2)运动表面相对长度对水力性能的影响分析:在水翼上表面后缘加入相对速度 K=1,而长度变化的局部运动,综合对比升力系数提高值和失速角推迟量可知,在 0°,28°,36°攻角时刻,加入相对长度 S=0.38 的局部运动,效果最佳。而在 15°,45°攻角下则分别为 S=0.27,S=0.14 时,效果最佳。下一步,对这几个工况进行了不同相对速度影响的分析。(3)结果表明,在 45°攻角时,在水翼上表面后缘加入 S=0.14, K=3 的局部运动效果最佳,升力系数增量达 1.46。其次是在 28°和 36°攻角时,在水翼上表面后缘加入 S=0.38, K=1 的局部运动效果较好,升力系数增量分别为 1.13 和 1.0。而在 0°攻角时,在水翼上表面后缘加入 S=0.38, K=3 的局部运动,虽然升力系数提高了 2.05,但是失速角却反而提前。

表 1 不同投放攻角、位置、长度、速度等运动参数对水翼水力性能的影响

Tab. 1 The influence of motion parameters on hydrodynamic characteristics of hydrofoil under different case

运动参数	升力系数增量 ΔC_L					失速角推迟量					
	0°	15°	28°	36°	45°	0°	15°	28°	36°	45°	
位置影响	前缘, S=0.14, K=1	0.44	0.37	0.37	0.89	0.35	-4.8	-1.0	-1.0	-4.0	4.3
	中段, S=0.14, K=1	0.44	0.61	0.23	0.76	1.16	1.3	3.0	3.0	3.2	0.3
	后缘, S=0.14, K=1	0.27	0.73	0.43	0.89	0.69	6.9	7.0	7.1	4.2	7.0
长度影响	后缘, S=0.14, K=1	0.27	0.73	0.43	0.89	0.69	6.9	7.0	7.1	4.2	7.0
	后缘, S=0.27, K=1	0.51	0.42	0.8	0.90	0.66	0.4	10.0	4.0	4.2	9.7
	后缘, S=0.38, K=1	0.69	0.31	1.13	1.00	1.50	4.2	7.0	7.0	7.0	0.3
	后缘, S=0.14, K=1					0.69					7.0
	后缘, S=0.14, K=2					0.98					7.0
	后缘, S=0.14, K=3					1.46					7.0
速度影响	后缘, S=0.27, K=1		0.42					10.0			
	后缘, S=0.27, K=2		-0.24					4.2			
	后缘, S=0.27, K=3		-1.3					-10.6			
	后缘, S=0.38, K=1	0.69		1.13	1.00		4.2		7.0	7.0	
	后缘, S=0.38, K=2	0.19		0.53	1.16		14.1		27.0	6.1	
	后缘, S=0.38, K=3	2.05		-0.19	0.72		-13.9		-18.0	4.2	

3.2 失速角处流场结果对比

3.2.1 投放时机对边界层分离位置的影响

局部运动用于改善水翼水力性能的原理主要是通过防止或延迟边界层与固体壁面的分离以达到减小阻力的目的。边界层分离对于水翼绕流是有害的,当攻角达到一定程度时会导致失速。导致失速的根本原因是水翼上下表面受力不平衡,边界层分离则加剧了这种不平衡,轻则升阻比降低,重则直接

失去升力进而失稳。

图 5 对比了该翼型失速角(45°)处边界层分离点的位置,即在不同角度加入局部运动后攻角到达 45°时的边界层分离位置。根据前文分析的失速角推迟规律,将运动表面设在后缘对于失速角推迟效果最好,故对比方案中不同角度加入的局部运动均选择位于后缘,以观察局部运动对于水翼性能的改善效果。图中运动表面相对长度和相对速度均为 $S=0.14, K=1$ 。

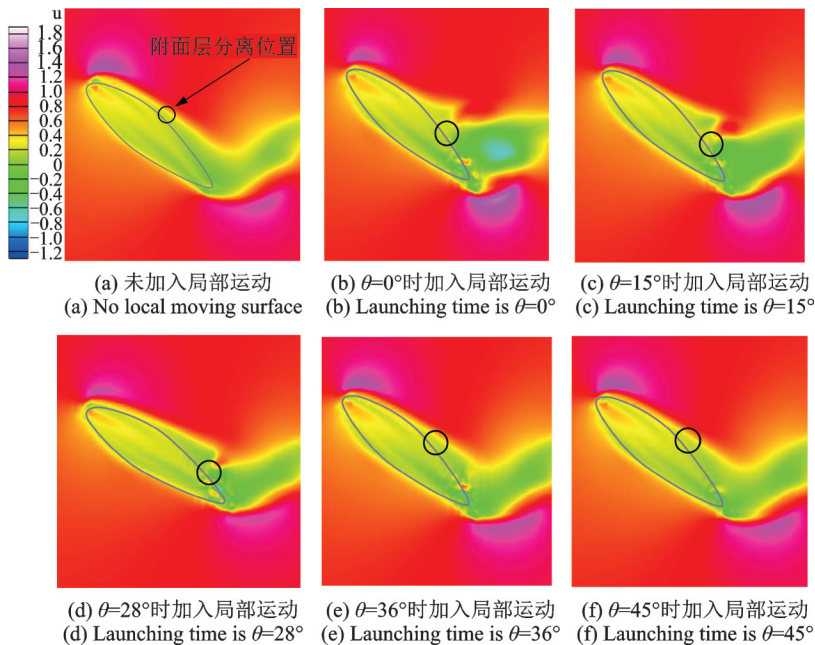


图 5 在不同攻角下投放同一运动参数(后缘, $S=0.14, K=1$)的局部运动后,对流动分离点位置的影响

Fig. 5 The boundary layer separation position under different launching time (angle of attack θ) and same motion parameters(at trailing edge of hydrofoil upper surface, $S=0.14, K=1$)

从图 5(a)中可直观地看到无局部运动加入时边界层分离位置在翼片上表面的中间位置。而在 $0^\circ, 15^\circ, 28^\circ$ 加入局部运动表面时,边界层的分离逐渐向水翼尾部靠近,而且在流动分离处流速明显增大,在图中表现为一个红色的凹陷。说明已经成功阻止了边界层分离的进一步扩大,表现为失速角延迟。其中, 28° 加入局部运动表面时,延迟边界层分离效果最好,其失速角延迟至 52.06° ,性能提升 15.69% 。而 $36^\circ, 45^\circ$ 加入局部运动的效果一般,分离位置似乎并无明显推后。考虑到此时刚刚启动局部运动,并未发挥优势。如图 6 所示,翼型运动到失速角 45° 附近时阻力系数突升,升力系数明显降低,流动分离已发生。虽然此时局部运动启动缩小了平均流与壁面之间的速度差,使升力系数有了小幅度的升高,但还是没能有效阻止或延迟流动的分流。

3.2.2 不同运动参数下压力场结果对比

图 7(a)为失速角处(45°)无局部运动加入时水翼附近的压力场。从中可看出,翼片下表面压力呈

现红色,远大于翼片上表面压力。上表面仅在翼型头部存在一个非常小的低压区,从前缘到后缘压力逐渐增大,流动减速,动量不足。

在绕流过程中,流体沿翼型上表面向后流动逐渐减速增压。流动在逆压梯度作用下,则会进一步减

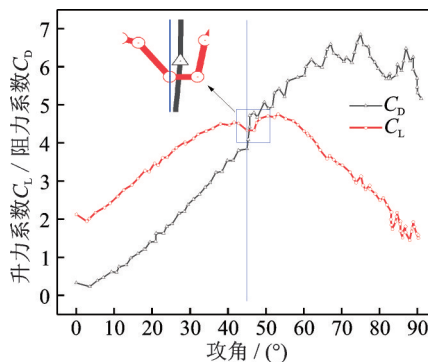


图 6 在 45° 攻角下投放局部运动时的升阻力系数曲线(后缘, $S=0.14, K=1$)

Fig. 6 The lift and drag coefficient curve when local motion is working at 45° angle of attack with $S=0.14, K=1$

速,最后整个边界层内流体的动量不足以长久地维持流体一直沿主流向后缘流动,以致于在物体表面某处的速度会与主流的速度方向相反,即产生逆流,形成一个负的后缘涡,如图7(b)所示。逆流会把边界层向

中间部位排挤,造成边界层突然变厚或分离。流体分离之后,逆流将从紧靠物面的地方进入主流,与主流发生掺混。这种掺混会使翼型上表面压力增加,升力骤降,水翼两侧受力不平衡,最终导致失速。

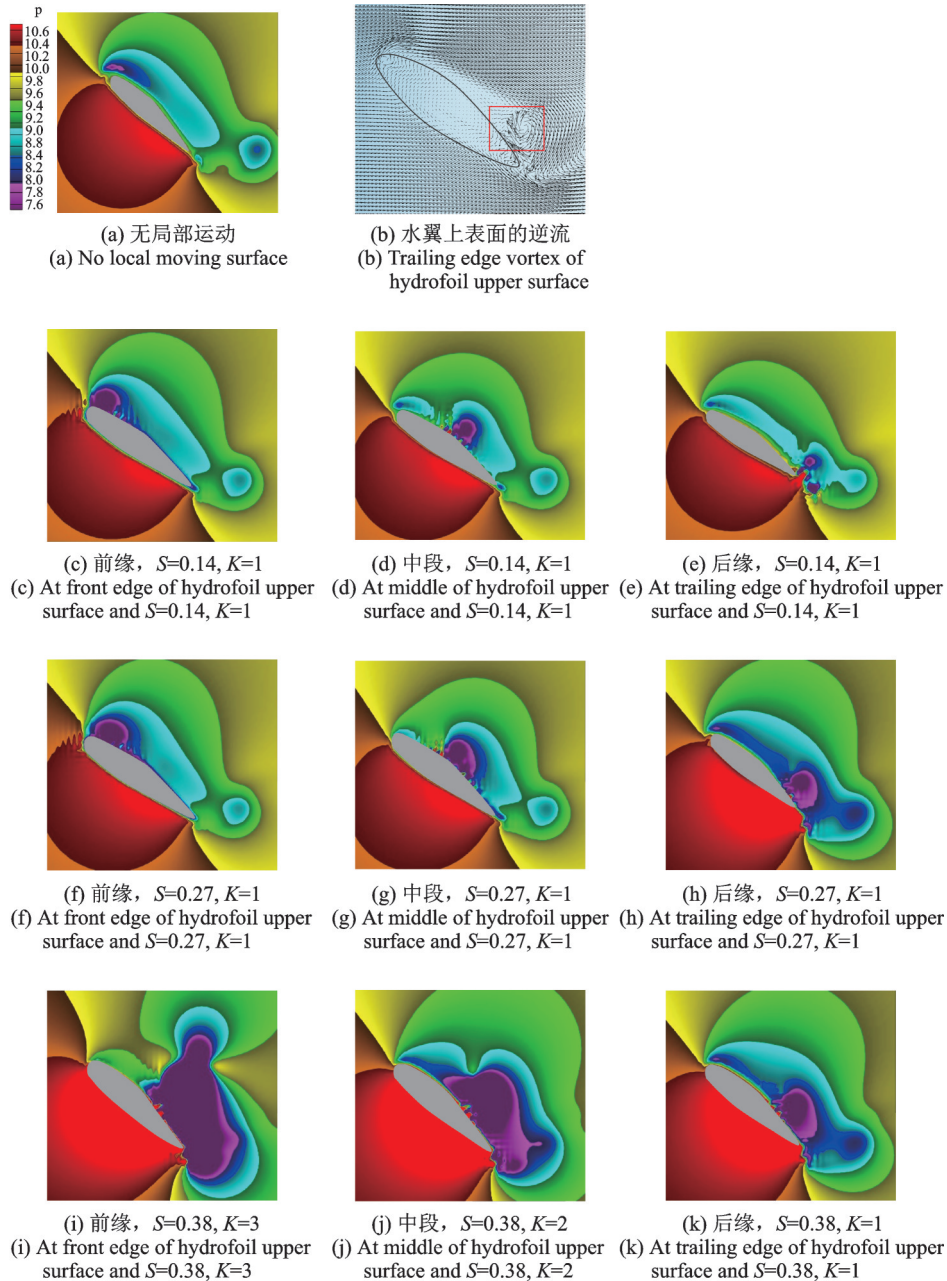


图7 同一投放时机(28° 攻角)下,不同运动参数的局部运动介入后的压力场

Fig. 7 The pressure field under different motion parameters with same launching time (angle of attack is $\theta = 28^\circ$)

图7(c)~(k)是在 28° 攻角下投放不同位置、长度比和速度比等运动参数的局部运动后,水翼运动到 45° 时的压力场。对比后发现:(1)在局部运动的介入之下,翼片表面流动速度加快,压力减小。特别是在上表面加入局部运动的附近,存在一个明显的低压区,有利于提高升阻比。(2)随着运动表面长度、速度的增加,向边界层内注入的动量增多,有利于维持流体一直沿主流向后缘流动;同时,低压区范围也增大,升阻比提高。(3)当加入的局部运动位于后缘

时,低压区也靠后,有利于流体向后缘流动。这也解释了为什么同样长度、速度的局部运动位于水翼后缘时,其减压效果和对流动分离控制的效果要优于前缘和中段。故局部运动最佳放置位置为翼片后缘。但是,在后缘加入的局部运动,速度也不宜过大,不然低压区太大一直拖到尾尖下游,形成较大的后缘涡,反而影响水翼下表面的升力,不利于结构的增升减阻作用,如表1所示, $K=3$ 时,升力系数不增反而降低了0.19。

4 结 论

本文基于隐式直接力浸入边界法,采用C++编程计算了流体与水翼的耦合运动,研究了局部翼面运动对水翼水动力学特性的影响。通过比较得到以下结论:

(1) 局部运动位于翼型上表面后缘时,对流动分离控制和水翼水力性能的提升效果最好。

(2) 局部运动的相对长度对水力性能的提升效果,与投放时机和自身长度有很大关系。即使在同一攻角下,也不是局部运动范围越长(注入动量越多),效果越好。例如,在 0° , 28° , 36° 攻角时刻,加入相对长度 $S=0.38$ 的局部运动,效果最佳。而在 15° , 45° 攻角下则分别为 $S=0.27$, $S=0.14$ 时效果最佳。

(3) 即使相同长度情况下,所加入的局部运动速度也不是越大越好。例如在后缘时,速度太大反而在局部形成一个大范围的漩涡,影响水翼的升阻力比。

(4) 综合考虑了局部运动的投放时机、位置、长度、速度等运动参数对水翼水力性能的影响后发现,该翼型提升水力性能最佳的工况为:攻角 45° 时,在上表面后缘加入 $S=0.14$, $K=3$ 的局部运动;其次是攻角 28° 时,在上表面后缘加入 $S=0.38$, $K=1$ 的局部运动。

参考文献:

- [1] 沐旭升,邹奇彤,黄锐,等.体自由度颤振主动抑制的多输入/多输出自抗扰控制律设计[J].振动工程学报,2020,33(5):910-920.
MU Xu-sheng, ZOU Qi-tong, HUANG Rui, et al. Design of multiple-input/ multiple-output active disturbance rejection controller for body-freedom flutter suppression [J]. Journal of Vibration Engineering, 2020, 33 (5):910-920.
- [2] 张兵,韩景龙,钱凯.超声速及高超声速壁板颤振中的湍流边界层效应[J].振动工程学报,2013,26(1):98-104.
ZHANG Bing, HAN Jing-long, QIAN Kai. Effect of turbulent boundary layer on panel flutter in supersonic and hypersonic flow [J]. Journal of Vibration Engineering, 2013, 26(1):98-104.
- [3] 于明礼,胡海岩.基于超声电机作动器的翼段颤振主动抑制[J].振动工程学报,2005,18(4):418-425.
YU Ming-li, HU Hai-yan. Active flutter suppression of an airfoil model using ultrasonic motor [J]. Journal of Vibration Engineering, 2005, 18(4):418-425.
- [4] 郑晓珂,唐炜,王立博,等.颤振主动抑制的LPV控制设计[J].振动工程学报,2018,31(3):411-416.
ZHENG Xiao-ke, TANG Wei, WANG Li-bo, et al. LPV control design for active flutter suppression [J]. Journal of Vibration Engineering, 2018, 31 (3):411-416.
- [5] 张海成,刘春嵘,徐道临,等.机翼失速颤振抑制的合成射流相位控制方法[J].振动工程学报,2014,27(5):661-667.
ZHANG Hai-cheng, LIU Chun-rong, XU Dao-lin, et al. Phase control for stall flutter suppression with synthetic jet [J]. Journal of Vibration Engineering, 2014, 27(5):661-667.
- [6] Modi V J. Moving surface boundary-layer control: a review [J]. Journal of Fluids and Structures, 1997, 11 (6):627-633.
- [7] Modi V J. On the moving surface boundary-layer control [C]. Proceedings of the Fluids 2000 Conference & Exhibit, 2000.
- [8] Modi V J, Triplett B. Moving surface boundary-layer control for aircraft operation at high angles of attack [C]. Proceedings of the 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 2003.
- [9] Modi V J, Munshi S R, Bandyopadhyay G, et al. High-performance airfoil with moving surface boundary-layer control [J]. Journal of Aircraft, 1998, 35(4):544-553.
- [10] Modi V J, Mokhtarian F, Fernando M S U K, et al. Moving surface boundary-layer control as applied to two-dimensional airfoils [J]. Journal of Aircraft, 1991, 28(2):104-112.
- [11] Salimipour E, Salimipour A. Power minimization and vortex shedding elimination of a circular cylinder by moving surface mechanism [J]. Ocean Engineering, 2019, 189(Oct.1):106408.1-106408.9.
- [12] Salimipour E, Yazdani S. Improvement of aerodynamic performance of an offshore wind turbine blade by moving surface mechanism [J]. Ocean Engineering, 2020, 195:106710.
- [13] 陈立. 可动表面附面层控制技术试验研究[D].长沙:国防科学技术大学,2007.
CHEN Li. Experimental investigation on moving surface boundary layer control [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2007.
- [14] 郑焕魁. 微型飞行器新式局部翼面运动翼型气动特性研究[D].上海:华东理工大学,2015.
ZHENG Huan-kui. Research of aerodynamic characteristics of new partially movable airfoil for MAV [D]. Shanghai: East China University of Science and Technology, 2015.
- [15] 庄月晴,黄典贵.运动表面风力机翼型的气动性能研

- 究[J].工程热物理学报,2010,31(2):283-286.
- ZHUANG Yue-qing, HUANG Dian-gui. Numerical study on the aerodynamic characteristics of the wind turbine airfoil with moving surface [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2010,31(2):283-286.
- [16] 王文全,张国威,闫妍. 模拟复杂流动的一种隐式直接力浸入边界方法[J].工程力学,2017,34(2):28-33.
- WANG Wen-quan, ZHANG Guo-wei, YAN Yan. An implicit direct force immersed boundary method for simulating complex flow[J]. Engineering Mechanics, 2017, 34(2): 28-33.
- [17] Peskin Charles S. Flow patterns around heart valves: a numerical method [J]. Journal of Computational Physics, 1972, 10(2):252-271.
- [18] 郭涛,郝栋伟,李明华,等. 基于浸入边界法研究超弹性红细胞在剪切流中的运动特性[J]. 医用生物力学, 2015,30(3):243-248.
- GUO Tao, HAO Dong-wei, LI Ming-hua, et al. Motion characteristics on hyper-elastic red cell in shear flow based on immersed boundary method [J]. Journal of Medical Biomechanics, 2015, 30(3):243-248.
- [19] 郝栋伟,张立翔,王文全. 流固耦合S型自主游动柔性鱼运动特性分析[J].工程力学,2015,32(5):13-18.
- HAO Dong-wei, ZHANG Li-xiang, WANG Wen-quan. Swimming patterns of an S-type self-propelled flexible fish in fluid-structure interaction [J]. Engineering Mechanics, 2015, 32(5): 13-18.
- [20] 郝栋伟,王文全. 超弹性柔性结构与流体耦合运动的浸入边界法研究[J].工程力学,2013,30(11):36-41.
- HAO Dong-wei, WANG Wen-quan. Numerical investigation of interaction between a flexible hyper-elastic structure and fluid using immersed boundary method [J]. Engineering Mechanics, 2013, 30(11): 36-41.
- [21] Tian F B, Luo H, Zhu L, et al. An efficient immersed boundary-lattice Boltzmann method for the hydrodynamic interaction of elastic filaments[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230, 7266-7283.
- [22] 宫兆新,鲁传敬,黄华雄. 浸入边界法及其应用[J]. 力学季刊,2007,28(3):353-362.
- GONG Zhao-xin, LU Chuan-jing, HUANG Hua-xiong. Immersed boundary method and its application [J]. Chinese Quarterly of Mechanics, 2007, 28(3): 353-362.
- [23] Ren W W, Shu C, Wu J, et al. Boundary condition-enforced immersed boundary method for thermal flow problems with Dirichlet temperature condition and its applications [J]. Computers & Fluids, 2012, 57:40-51.
- [24] 胡建伟,汤怀民. 微分方程数值方法[M]. 2版. 北京: 科学出版社, 2007.
- HU Jian-wei, TANG Huaimin. Numerical Methods for Differential Equations [M]. 2nd ed. Beijing: Science Press, 2007.

Effect of local moving surface on hydrodynamic characteristics of hydrofoil

GUO Tao¹, WANG Wen-quan², WANG Xin-yu^{1,3}

(1.Department of Engineering Mechanics, Faculty of Civil Engineering and Mechanics, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650500, China; 2.State Key Laboratory of Hydropower and Mountain River Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China; 3.State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The hydrofoil with better hydrodynamic characteristics can greatly improve the hydraulic performance in the process of motion. However, as the boundary layer separation occurs on hydrofoil, the drag force will increase and stall presented a vital problem. The local moving surface boundary-layer control technology base on immersed boundary method was applied to accurately capture the flowing character and hydrodynamic characteristics. The influence of the motion parameters such as the launching time (angle of attack), position, length and velocity of the moving surface on the lift coefficient, stall angle delay and flow field information was compared. The results show that the flow separation control and hydraulic performance can be improved best, when the moving surface is located at the trailing edge of hydrofoil upper surface. The best load case is that length $S=0.14$, speed $K=3$ and angle of attack is 45° . Secondly, is length $S=0.38$, speed $K=1$ and angle of attack is 28° .

Key words: hydrofoil; immersed boundary method; boundary layer separation; local moving surface; trailing edge vortex of hydrofoil

作者简介: 郭涛(1983—),男,博士,教授。E-mail: guotaoj@126.com, guotao@kust.edu.cn。

通讯作者: 王文全(1977—),男,博士,教授,博士生导师。E-mail: wwqquan@126.com。