

通道中串列倒转柔性体的运动与传热

李无为¹, 杨 茉²

(1. 上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093; 2. 上海建桥学院, 上海 201306)

摘要:为研究柔性结构运动对通道换热性能的影响,采用任意拉格朗日-欧拉(Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE)法,对通道中串列布置的倒转柔性体进行数值模拟。研究不同长宽比的柔性体在抗弯刚度系数相同时的拍动状态、流场特性以及对通道换热性能的影响。结果表明:随抗弯刚度系数变化柔性体存在稳定模式、大幅度拍动模式和偏转拍动模式3种运动模式;随抗弯刚度系数减小,小长宽比柔性体的拍动状态变化具有滞后性;大长宽比柔性体在净换热量提升上更有优势,在合理的机械能损失范围内拥有更高的热效率系数,相较于小长宽比通道,平均净换热量提高了3.87倍,最高热效率系数可达1.3;在实际工程应用中,应采用大长宽比并处于大幅度拍动模式下才能有效提升通道内传热性能。

关键词:流固耦合;倒转柔性体;强化换热

中图分类号:TK121 文献标识码:A DOI:10.16146/j.cnki.rndlgc.2022.10.015

[引用本文格式]李无为,杨 茉. 通道中串列倒转柔性体的运动与传热[J]. 热能动力工程,2022,37(10):122-128. LI Wu-wei, YANG Mo. Heat transfer enhancement in a heated channel by inverted tandem flags[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power,2022,37(10):122-128.

Heat Transfer Enhancement in a Heated Channel by Inverted Tandem Flags

LI Wu-wei¹, YANG Mo²

(1. School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai, China, Post Code:200093; 2. Shanghai Jian Qiao University, Shanghai, China, Post Code:201306)

Abstract: In order to explore the influence of vibration of flexible structures on the heat transfer performance, arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method was used to simulate the inverted flexible flags which were arranged in tandem in the channel numerically. The flag vibration, flow field characteristics and their combined effects on the heat transfer performance were studied at the different aspect ratios with the same bending stiffness coefficient. The results show that there are three flapping modes with the change of bending stiffness coefficient, such as straight mode, flapping mode and deflection mode. With the decrease of the bending stiffness coefficient, the hysteresis phenomenon is observed at the small aspect ratio. The large aspect ratio has more advantages in the enhancement of net heat flux, and has higher heat transfer efficiency within a reasonable mechanical energy loss. Compared with the small aspect ratio channel, the average net heat flux has increased by 3.87 times, and the highest heat transfer efficiency can reach 1.3. In practical engineering application, the heat transfer in the channel can be effectively enhanced only by adopting the large aspect ratio and keeping in flapping mode.

Key words: fluid-solid coupling, inverted flag, heat transfer enhancement

引 言

通道内安装肋片、翅片和涡流发生器^[1-2]等装置,以此在近壁面处产生湍流现象,能显著提高通道换热效果。此类技术在热交换器以及汽轮机设备中被广泛使用。

近年来,使用倒转柔性体强化传热得到广泛关注。在适当的流动条件下,使柔性体在通道内产生周期性拍动,破坏壁面处热边界层,增强壁面与通道中心区域流体的混合^[3-4]。Kim 等人^[5]研究发现,柔性体前端固定并不是振动的必要条件,采用倒转结构的柔性体可使流体以更低的临界流速在通道内产生拍动,并可产生大规模互相影响的漩涡;当抗弯刚度系数减小时存在 3 种拍动模式:稳定模式、拍打模式以及偏转模式,由此提出猜想,漩涡动力学对阐明涡激振动的行为至关重要。Ryu 等人^[6]利用浸入边界法在 $Re \leq 250$ 条件下,研究倒转柔性体周围流体动能转化为弹性应变能的机制,同样也发现不同雷诺数和柔性体刚度下倒转柔性体在流体中的 3 种运动模式(偏转模式、拍打模式和稳定模式),并定义无量纲振动频率 $f^* = fL/U$,发现不同漩涡结构的产生与振动频率相关,这与 Kim 等人的观点相对应。这种自激振动状态可有效提高通道换热性能。Park 等人^[7]数值模拟了热通道内单个倒转柔性体,发现在大幅度拍打模式下,与传统前端固定结构相比传热性能提高了 2.5 倍,总效率提高了 120%。随后, Lee 等人^[8]将两个柔性体对称布置在通道上下两侧,通过模拟得出当长宽比 $C^* = 0.4$ 并且 $Re = 1\ 500$ 时通道净热流量增加 85%,热效率提高 6%。同时使用非对称布置结构可进一步降低压降并提高热效率。为探究多组柔性体的运动特性, Huang 等人^[9]研究发现,当柔性体组数足够多时,前后柔性体的弯曲能接近无限多群组时的弯曲能,这一发现有助于设计能量收集装置。

综上所述,尽管倒转布置柔性体在强化通道传热方面有着巨大潜在应用,但串联布置倒转柔性体对流动与传热影响研究较少。本文在低雷诺数范围

下,对两种长宽比且串联布置的倒转柔性体的振动模式进行分析,对比不同长宽比柔性体运动特性,包括对通道流动特性的影响,并对换热效果进行量化分析,为工程实践提供指导。

1 物理模型及数值方法

1.1 模型建立

如图 1 所示,串联倒转柔性体系统图由上下游两个后端固定的柔性体组成,其后端为固定约束条件,前端为自由端。计算域以柔性体长度 L 为特征长度,柔性体厚度 $h = 0.005 L$,通道长度为 D ,高度为 H 。定义长宽比为 $C^* = L/W$,其中 W 为通道宽度,分别令 $C^* = 0.25$ 以及 0.5 进行模拟。柔性体密度 $\rho_s = 1\ 200\ \text{kg/m}^3$,杨氏模量 $E = 2.2 \times 10^6\ \text{Pa}$,泊松比 $\nu = 0.39$ 。空气从左边流入,从右边流出,密度 $\rho_f = 1.23\ \text{kg/m}^3$, U_∞ 表示来流速度,前端为自由端,在均匀来流的影响下自由拍动,柔性体在通道内的拍动模式主要由抗弯刚度系数 k 决定^[10]。无量纲参数 k 主要表征柔性体的弯曲力与流体惯性力之比,柔性体的运动状态随 k 值变化呈现不同的状态。

$$k = \frac{\gamma}{\rho_f U_\infty^2 L^3}, \gamma = \frac{E h^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (1)$$

式中: ρ_f —流体密度; γ —抗弯刚度; E —弹性模量; ν —泊松比; U_∞ —入口流速。

从式(1)中可看出改变柔性体长度 L 将会导致入口流速 U_∞ 的变化。为研究相同 Re 数以及相同 k 值条件下,长宽比变化对通道的影响,保证式(1)中柔性体长度 L 与柔性体宽度 h 比值为定值。

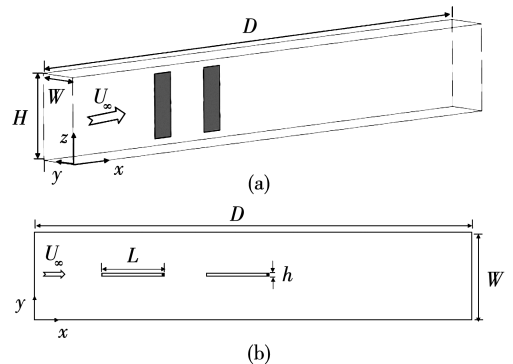


图 1 串联倒转柔性体系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of inverted tandem flags

另外,本文中涉及的无量纲参数包括:

$$Re = \frac{\rho_f U_\infty D}{\mu}, M = \frac{\rho_s h}{\rho_f L} \quad (2)$$

式中: μ —流体黏性系数; ρ_s —柔性体密度; h —柔性体宽度。 M —固体与流体的无量纲质量比; $M = 0.48$, 根据 Kim^[5] 的结论, 当 $1 \times 10^{-3} \leq M < 10$ 时, 质量比对抗弯刚度系数的影响可忽略。

1.2 数值方法

1.2.1 ALE 方法概述与网格划分

流固耦合问题具有强非线性特征, 求解此类问题的基本思路是在每个时间步内依次对流体力学方程和结构力学方程求解^[11-12]。本模拟中采用 Comsol Multiphysics 多物理场仿真软件, 使用任意拉格朗日-欧拉 (Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE) 方法求解, 此方法的特点是划分独立求解域, 分别求解流体域和固体域。通过 Lagrangian 法处理并追踪柔性体的运动边界, 再以 Euler 法划分流体域网格, 使求解过程通过固液耦合界面进行物理量的传递, 从而达到不同求解域相互耦合, 减小计算量的目的。

计算过程中, 时间步长 Δt 取 10^{-3} s, 当网格最大扭曲度的平方值大于 1.5 时, 网格自动重新划分以减少网格畸变。图 2 为计算过程中柔性体大形变的某一网格构型, 此时 $k = 0.36$, $C^* = 0.5$ 。ALE 方法使得网格质量始终保持较高水平, 加快方程收敛。进行网格独立性求解, 采用的网格数为 21.8 万。

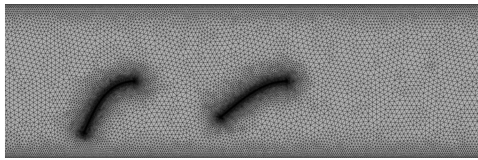


图 2 柔性体变形时的一个网络构型

Fig. 2 Mesh configuration with the deformed flags

1.2.2 数值计算边界条件

通道左侧为来流速度, 温度边界条件, 初始温度为 20°C , 右侧为流出边界条件, 通道上下壁面为恒温边界条件, 设定上下壁温为 45°C 。在流固耦合交界面上设为无滑移边界条件即固体的变形速度等于边界上流体的速度, 且固体边界上受到的力等于流体在边界上对其施加的压力和黏性力。

1.2.3 流体域控制方程

视来流空气为不可压缩流体, 则三大基本方程

可按不可压缩流体的对流传热问题简化:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho_f c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

式中: τ —时间变量; λ —流体导热系数; μ —动力黏度; c_p —比定压热容; p —压力; T —温度; u, v — x, y 方向的速度分量。

1.2.4 固体域控制方程

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\sigma \frac{\partial X}{\partial s} \right) - \frac{\partial^2}{\partial s^2} \left(\gamma \frac{\partial^2 X}{\partial s^2} \right) - \mathbf{F} \quad (7)$$

式中: $X(s, t)$ —坐标位置; s —曲线坐标; σ —沿曲线坐标的张力大小; \mathbf{F} —流固相互作用的拉格朗日动量。

1.2.5 耦合控制方程

在流体-固体交界面处速度和应力都相等, 即无滑移边界条件:

$$u_s = \frac{dz}{dt} = u_f \quad (8)$$

$$\mathbf{F}_s \cdot \mathbf{n} = (-\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V}) \cdot \mathbf{n} \quad (9)$$

式中: u_s —固体速度; u_f —流体速度; ∇p —压力梯度; $\nabla^2 \mathbf{V}$ —流体速度梯度的散度; \mathbf{n} —界面法向向量。

2 计算结果与讨论

2.1 数值计算结果验证

为验证数值方法的可靠性, 模拟了文献^[13]中 FSI3 工况, 其中 $Re = 200$, 弹性模量 $E = 5.6$ MPa, 并对比分析其模拟结果。图 3 中给出了柔性体尾端 y 方向上位移随时间的变化情况。从图 3 可看出, 数值计算结果从 $t = 19.5$ s 开始与模拟结果基本吻合, 证明该方法可有效求解大变形的流固耦合问题。

2.2 串列倒转柔性体的拍动现象

文献[14-15]关于倒转柔性体的研究中, 拍动模式大致分 4 种: 偏转模式、小幅度拍动模式、大幅

度拍动模式和稳定模式。拍动模式的变化取决于柔性体抗弯刚度。由式(1)与 Re 定义式可知,抗弯刚度系数 k 与 Re 成反比, Re 范围取 400 ~ 800,即入口速度 U_∞ 在 0.18 ~ 0.36 m/s 之间,则 k 的范围为 0.17 ~ 0.68 之间。图 4、图 5 中的前后分别代表沿来流方向上游和下游的两个柔性体。如图 4 所示,两种长宽比 C^* 下,抗弯刚度关系 k 与无量纲尖端振幅的关系。发现 3 种柔性体拍动模式:稳定模式、大幅度拍动模式和偏转拍动模式。由图 4 中可观察到,长宽比 C^* 对柔性体拍动模式临界 k 值的影响。图 4、图 5 中的“前、后”分别代表沿来流方向上游和下游的两个柔性体。观察到随 Re 数的增大即抗弯刚度系数 k 的减小, $C^* = 0.5$ 在 $k = 0.6$ 时,进入了大幅度拍动模式,而小长宽比 $C^* = 0.25$ 直至 $k = 0.48$ 才从稳定模式转变为大幅度拍动模式。这意味着较大的长宽比增加了附加质量效应,使柔性体更易进入不稳定状态。随抗弯刚度系数 k 进一步减小, $C^* = 0.5$ 在 $k = 0.26$ 时从大幅度拍动模式过渡到偏转拍动模式,临界 k 值在小长宽比时进一步滞后;当 $k = 0.17$ 时,小长宽比才进入偏转拍动模式。由此得出结论,小长宽比在拍动模式的过渡上相较于大长宽比有一定的滞后性。

体自身刚性无法克服流体施加在固液界面上的力,柔性体无法回到初始位置,上下游柔性体偏向通道上下两侧,在近壁面处小幅度拍动。

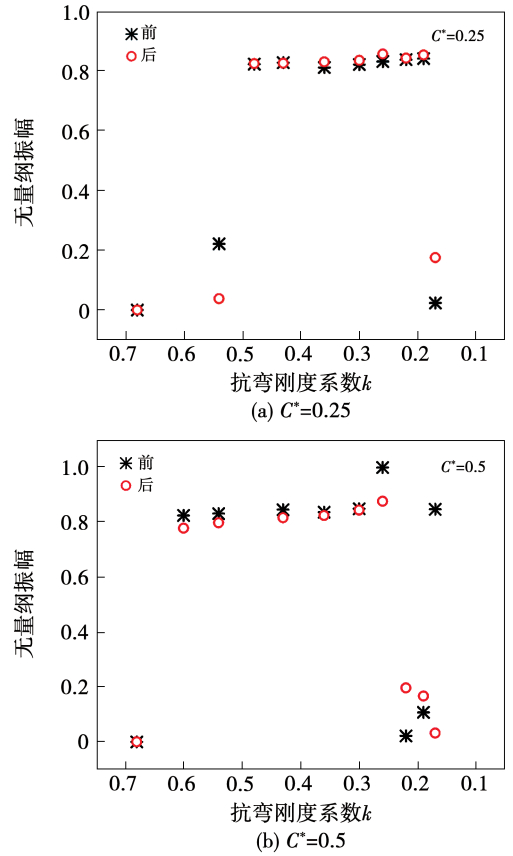


图 4 不同抗弯刚度系数下的无量纲振幅

Fig. 4 The dimensionless flapping amplitudes for various bending rigidities

进一步对 3 种拍动模式的 k 值进行划分。当 $C^* = 0.25$ 时, $k < 0.19$ 处于偏转拍动模式; $0.19 < k < 0.43$ 处于大幅度偏转拍动模式;当 $k < 0.54$ 处于稳定模式。当 $C^* = 0.5$ 时, $k < 0.26$ 处于拍动模式; $0.26 < k < 0.6$ 处于大幅度拍动模式; $k < 0.6$ 处于稳定模式。

2.3 流场内漩涡结构与温度场分析

流场内,由于柔性体抗弯刚度不同,流体流经时产生不同的漩涡结构。取相同抗弯刚度系数下不同长宽比案例进行对比,研究涡流尾迹的变化规律以及柔性体间的相互影响,如图 6 所示。

当 $k = 0.17, C^* = 0.5$ 时,由于柔性体的刚性力无法抵消施加在固液界面上的流体力,因此上游柔性体偏向 y 轴负半轴几乎不产生拍动,下游柔性体

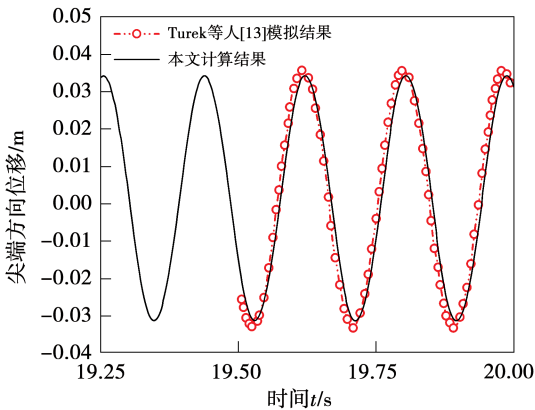


图 3 无量纲尾端位移随时间的变化

Fig. 3 Variation of non-dimensional displacement of the trailing end with time

图 5 为 3 种典型拍动模式前、后柔性体的尖端位移图像。由图 5(a)可知,稳定模式时柔性体几乎不发生形变;由图 5(b)可知,随抗弯刚度系数 k 减小,柔性体在通道内呈周期性的大幅度拍动模式;由图 5(c)可知,进一步减小抗弯刚度系数 k ,由于柔性

则在 y 轴负半轴区域内做小幅度拍动。上游柔性体在下壁面处持续产生一个向上的漩涡,下游柔性体受此影响得以保持小幅度拍动,并在通道中心处产生一个连续的漩涡。

下半部分,如图 7 中漩涡 1,2 以及 1',2' 所示。同时,下游柔性体后端固定点以及尖端形成漩涡 3,4 并与漩涡 2' 相撞,随后漩涡 3' 向通道下半部分运动,漩涡 4' 向通道上半部分运动

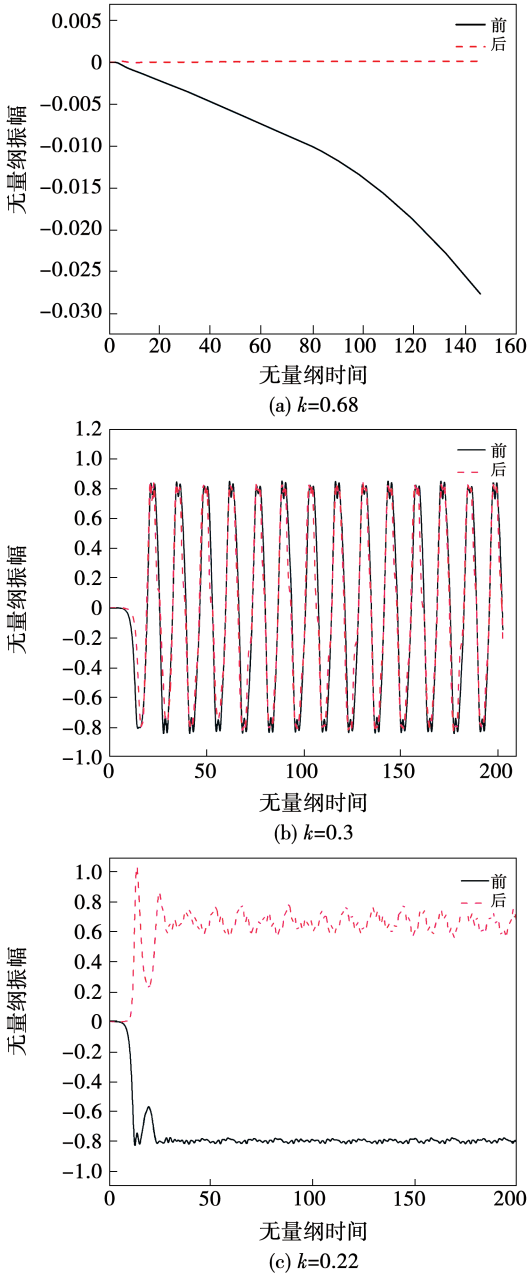


图 5 3 种典型拍动模式

Fig. 5 Three typical flapping modes

当 $k = 0.17, C^* = 0.25$ 时,上下游柔性体分别偏向 y 轴负半轴以及 y 轴正半轴,并持续做小幅度拍动,振幅不及大幅度拍动模式。通过图 6 观察到,上游柔性体的尖端以及后端固定点交替出现一个漩涡,由于下游柔性体的存在,两个漩涡分别经过通道

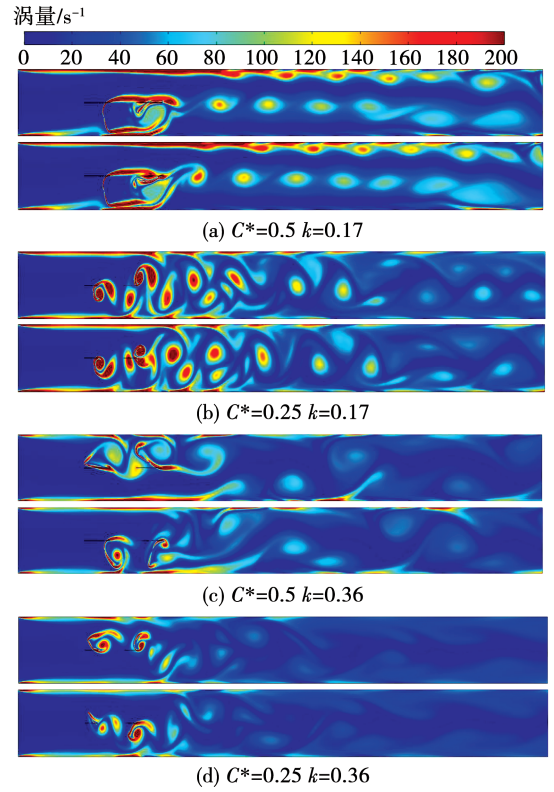


图 6 不同 k 值下涡的变化图

Fig. 6 Vortex variation diagram for different values of k

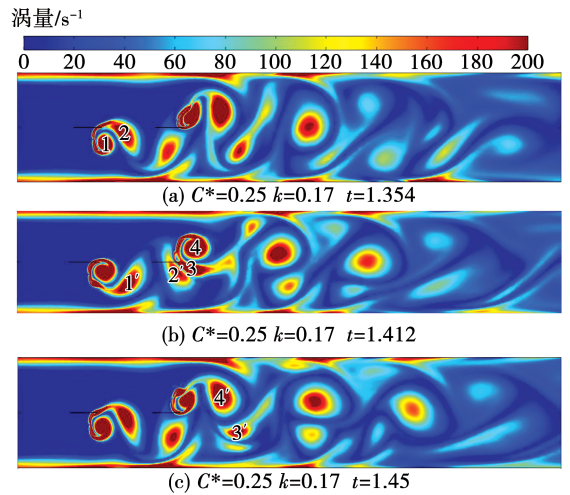


图 7 漩涡变化图

Fig. 7 Vortex variation diagram

当 $k = 0.36, C^* = 0.5$ 时,由图 6 可知,柔性体

在通道内形成周期性拍动,即柔性体在通道内处于拍动模式。在一个周期中,观察到在 2 个柔性体的尖端和后端固定点分别出现一个漩涡,因柔性体尖端处形成的漩涡靠近通道上壁面,上壁面附近流体被引流至通道下游处,并逐渐流向通道中心区域与其他漩涡合并,破坏壁面热边界层。随后,上游柔性体后端固定点形成的漩涡撞击到下游柔性体,漩涡逐渐消散。而下游柔性体后端固定点处形成的漩涡也随尖端涡流进入到通道中心区域。当两个柔性体运动到接近通道下壁面时,两个柔性体尖端以及上游柔性体后端固定点逐渐形成新的漩涡,而下游柔性体后端固定点,受到通道中心区域涡流合并的影响并没有形成新的漩涡。在靠近下壁面处,两个柔性体尖端处形成的漩涡逐渐影响着下壁面处的热边界层,在近壁面处形成两个新的漩涡,并逐渐流向通道的下游,增强了近壁面处的对流换热效果。

当 $k = 0.36$, $C^* = 0.25$ 时,柔性体也处于大幅度拍动模式。通过图 6 观察到在一个拍动周期中,上下游柔性体的尖端和后端固定点稳定出现两对漩涡。当柔性体在 y 轴正半轴拍动时,上游柔性体形成的一对涡撞击下游柔性体后向通道下半部分运动,并在下壁面处形成新的漩涡将近壁面处流体引流至通道中心区域。相反,当柔性体运动到 y 轴负半轴时,上游柔性体形成的一对涡撞击下游柔性体后向通道上半部分运动,并与下游柔性体尖端漩涡汇合后被引流至通道中心区域。

综上所述,流场内串列布置倒转柔性体改变了流场流动状态,在偏转拍动模式和大幅度拍动模式下,对流场有较大影响。前者柔性体的尖端在靠近壁面处持续拍动,后者则在通道中进行大幅度周期性运动。

2.4 串列倒转柔性体换热分析

为研究串列倒转柔性体对通道换热效果的影响,进行流-固-热三场耦合。通过通道净换热量 Q 以及由压降引起的进出口机械能损失 E_1 评估通道的换热情况:

$$Q = \rho_f c_p \left(\int_0^w u_\infty T d y_{\text{out}} - \int_0^w u_\infty T d y_{\text{in}} \right) \quad (10)$$

$$E_l = \int_0^w u_\infty \rho_f d y_{\text{in}} - \int_0^w u_\infty \rho_f d y_{\text{out}} \quad (11)$$

同时,定义热效率系数 $\eta^{[16]}$,物理意义为相同泵送功率下含有柔性体通道与空通道的平均热通量之比。

$$\eta = \frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} \times \left(\frac{\bar{E}_{l,0}}{\bar{E}_0} \right)^{1/3} \quad (12)$$

式中: \bar{Q} —平均热通量; \bar{E}_l —平均机械能损失;下角标 0—空通道。当热效率系数大于 1 时,表明具有倒转柔性体的通道较空通道换热性能有所提升。

如图 8 所示, $C^* = 0.5$ 与 $C^* = 0.25$ 相比,净换热量通常更高。尤其当 $C^* = 0.5$,处于大幅度拍动模式($0.26 < k < 0.6$)时,平均净换热量可达 $C^* = 0.25$ 时的 3.87 倍。同时, $C^* = 0.25$ 时,随抗弯刚度系数 k 增大,通道净换热量呈递减趋势。

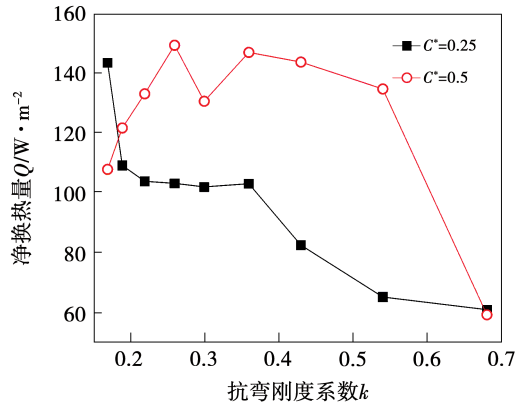


图 8 不同 k 值下通道净换热量

Fig. 8 Net heat flux for different values of k

由图 9 可知,在 $C^* = 0.5$ 处于偏转拍动模式 ($k = 0.17, 0.19$ 和 0.22) 以及稳定模式 ($k = 0.68$) 时,通道热效率系数劣于 $C^* = 0.25$ 处于大幅度拍动模式 ($k = 0.19, 0.22$) 以及稳定模式 ($k = 0.68$),但考虑到实际热效率系数大于 1 的情况仅有 $k = 0.19$ 时,故在上述状态下实际应用意义不大。热效率系数较高的情况发生在 $C^* = 0.5$, $k = 0.36, 0.54$ 时以及 $C^* = 0.25$, $k = 0.36$ 时,即柔性体处于大幅度拍动模式。

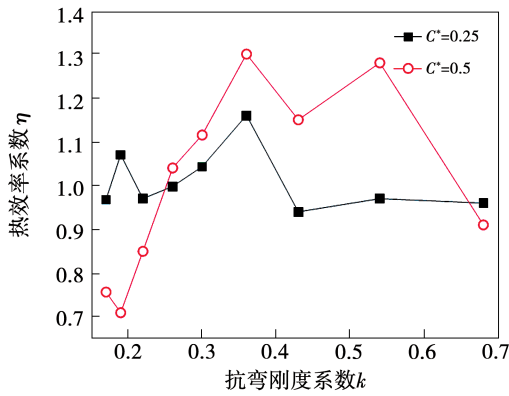


图9 不同 k 值下通道平均热效率系数
Fig.9 Average heat transfer efficiency coefficient for different values of k

图 10 为两种长宽比柔性体通道与空通道的机械能损失对比图。发现在上述热效率系数较高的情况下,机械能损失增加不多。当 $C^* = 0.5, k = 0.36, 0.54$ 时,机械能损失分别增加了 2.9% 和 3.41%; 当 $C^* = 0.25, k = 0.36$ 时,机械能损失增加了 1.01%。

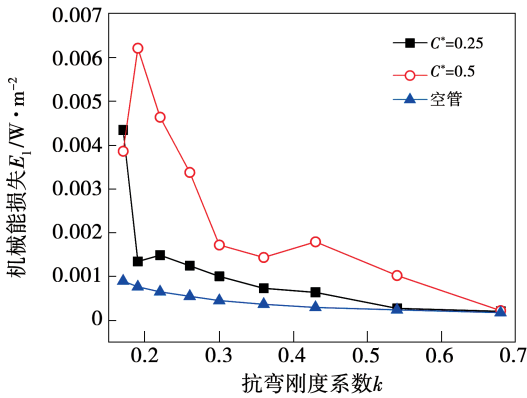


图 10 不同 k 值下机械能损失
Fig.10 Mechanical energy loss for different values of k

综上所述,大长宽比在净换热量提升方面相较小长宽比更有优势,并在合理的机械能损失范围内拥有更高的热效率系数。

3 结 论

(1) 随抗弯刚度系数 k 变化,串列倒转柔性体在来流作用下发现 3 种拍动模式:当 $C^* = 0.25$ 时, $k < 0.19$ 处于偏转拍动模式; $0.19 < k < 0.43$ 处于大

幅度拍动模式; $k < 0.54$ 处于稳定模式。当 $C^* = 0.5$ 时, $k < 0.26$ 处于偏转拍动模式; $0.26 < k < 0.6$ 处于大幅度拍动模式; $k < 0.6$ 处于稳定模式。

(2) 小长宽比的柔性体较大长宽比拍动模式的临界 k 值有一定滞后性。

(3) 大长宽比在净换热量提升上更有优势,在合理的机械能损失范围内拥有更高的热效率系数。

(4) 在实际工程应用中,应尽量选择大长宽比并使其处于大幅度拍动模式下才能有效提高通道内的传热性能。

参 考 文 献:

- [1] LI Z, XU X, LI K, et al. A flapping vortex generator for heat transfer enhancement in a rectangular airside fin[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 118:1340 – 1356.
- [2] DESHMUKH P W, VEDULA R P. Heat transfer and friction factor characteristics of turbulent flow through a circular tube fitted with vortex generator inserts[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 79:551 – 560.
- [3] GALLEGOS R K B, SHARMA R N. Flags as vortex generators for heat transfer enhancement: gaps and challenges [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2017, 76:950 – 962.
- [4] SHOELE K, MITTAL R. Computational study of flow-induced vibration of a reed in a channel and effect on convective heat transfer [J]. Physics of Fluids, 2014, 26(12):127103.
- [5] KIM D, COSSÉ J, CERDEIRA C H, et al. Flapping dynamics of an inverted flag [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2013, 736:1 – 12.
- [6] RYU J, PARK S G, KIM B, et al. Flapping dynamics of an inverted flag in a uniform flow [J]. Journal of Fluids and Structures, 2015, 57:159 – 169.
- [7] PARK S G, KIM B, CHANG C B, et al. Enhancement of heat transfer by a self-oscillating inverted flag in a Poiseuille channel flow [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 96:362 – 370.
- [8] LEE J B, PARK S G, KIM B, et al. Heat transfer enhancement by flexible flags clamped vertically in a Poiseuille channel flow [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 107:391 – 402.
- [9] HUANG H B, WEI H, LU X Y. Coupling performance of tandem flexible inverted flags in a uniform flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 837:467 – 476.