

文章编号: 1674-8190(2022)01-051-09

# 柔性对涡街中细丝运动状态的影响

刘亮, 何国毅, 何心怡, 王琦

(南昌航空大学 飞行器工程学院, 南昌 330063)

**摘要:** 在涡街中, 细丝的运动状态和其推进性能是密切相关的, 研究柔性对涡街中细丝运动状态的影响, 可以为柔性飞行器在编队飞行时的柔性设计提供参考。给出三种不同的细丝柔性分布模式, 通过浸入边界法, 探究在不同涡街中(卡门涡街和反卡门涡街)柔性对细丝运动状态的影响, 并总结细丝运动状态随柔性的变化规律。结果表明: 当细丝柔性发生改变时, 细丝运动状态也会发生变化, 由绕核运动转变为在涡街一侧运动, 或者由后者转变为前者, 并且细丝运动状态随柔性的变化规律受竖直方向上诱导速度和涡向下游传输速度的共同影响。

**关键词:** 柔性; 细丝; 扑翼; 运动状态; 浸入边界法

**中图分类号:** V211.3

**DOI:** 10.16615/j.cnki.1674-8190.2022.01.05

文献标识码: A

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



## Effect of Flexibility on the Motion State of Filament in Vortex Streets

LIU Liang, HE Guoyi, HE Xinyi, WANG Qi

(School of Aircraft Engineering, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China)

**Abstract:** In vortex streets, the motion state of filaments is closely related to its propulsion performance. Studying the influence of flexibility on the motion state of filaments in vortex streets can provide reference for flexible design of flexible aircraft in formation flight. In this paper, three different flexible distribution modes of filaments are given. The influence of flexibility on the motion state of filaments in different vortex streets (including Karman vortices and reversed Karman vortices) is explored by immersed boundary method, and the variation law of the motion state of filaments changing with flexibility is summarized. The results show that when the flexibility of the filament changes, the motion state of the filament will also change, from flapping between vortex streets to flapping outside vortex streets, or from the latter to the former. Moreover, the variation of the motion state of the filament with the flexibility is affected by the vertical dipole-induced velocity and the vortex transportation speed.

**Key words:** flexibility; filament; flapping wing; motion state; immersed boundary method

收稿日期: 2021-01-30; 修回日期: 2021-04-22

基金项目: 国家自然科学基金(11462015, 11862017)

通信作者: 何国毅, hegy509@163.com

引用格式: 刘亮, 何国毅, 何心怡, 等. 柔性对涡街中细丝运动状态的影响[J]. 航空工程进展, 2022, 13(1): 51-59.

LIU Liang, HE Guoyi, HE Xinyi, et al. Effect of flexibility on the motion state of filament in vortex streets[J]. Advances in Aeronautical Science and Engineering, 2022, 13(1): 51-59. (in Chinese)

## 0 引言

在自然界中,游动或飞行动物通过鳍、翅膀、尾部、躯干等结构的摆动来获得推力、升力是非常普遍的现象。在摆动过程中,动物的身体往往会发生比较大的变形,其中柔性起着至关重要的作用。实验研究表明,柔性可以提高推进性能<sup>[1-2]</sup>。对游动或飞行过程中动物身体或者翅膀柔性的研究,不仅有助于了解运动机理,也能为飞行器和自主水下航行器的设计提供参考。

近年来,考虑到生物体柔性的特点,同时为了摒除其他因素的影响,一些研究者单独研究柔性对推进性能的影响,将翅膀、鳍、鱼类的尾部以及躯干等柔性结构,简化成柔性扑翼、细丝等模型<sup>[3-5]</sup>。D. Iverson 等<sup>[6]</sup>通过对扑翼的弦向柔性进行研究,发现和刚性扑翼相比,柔性扑翼可以提高推力和运动效率;张云飞等<sup>[7]</sup>的研究表明,展向柔性的引入改变了扑翼有效攻角沿展向的分布,并且适当的展向柔性可以减小阻力系数,但是过大的展向柔性却会增加阻力系数;Z. Peng 等<sup>[8]</sup>通过数值模拟,发现当细丝的柔性从头端到尾部逐渐减小时,其推力要高于柔性不变的细丝;N. L. Kelsey 等<sup>[9]</sup>发现,当水翼的前 1/3 部分的柔性比较小,后 2/3 部分的柔性比较大时,推进效率是最高的。对于鱼类来说,虽然有很多因素(材质,外形,流体之间的相互作用,驱动方式)影响推力的产生和游动效率,但是被动不均匀柔性是影响推力和效率的主要变量<sup>[10-11]</sup>。

需要指出的是,在大部分对柔性的研究中,只探究了柔性对推力、运动效率以及推进速度的影响,关于柔性对运动状态以及其他方面影响的研究还比较少。Zhu X 等<sup>[12]</sup>通过自推进柔性细丝模型,探究了柔性对尾涡对称性的影响:增加细丝的柔性,会导致细丝头端攻角减小,使得头端涡量降低,同时也会增加尾端的拍打速度,导致尾端涡量的增加,这两种相反的作用相互影响,最终决定尾涡的对称性。通过对串联布置在均匀来流中的两根头端固定细丝进行数值模拟研究(细丝的头端在水平方向和竖直方向上都是固定不动的,其他

部分是自由的),Zhu L D<sup>[13]</sup>发现,在其他实验条件都相同的情况下,细丝柔性较大时,细丝能处于摆动状态,但是当细丝柔性较小时,细丝几乎处于静止状态。

鸟类在长途迁徙的过程中经常能保持一定的队形规律飞行,后面的个体通常位于前面个体的涡街中,并且当鸟群保持“V”字形队飞行时,位于侧后方的个体能够节约能量<sup>[14-15]</sup>。为了探究其中的流体力学机理,研究者提出了涡街中的细丝模型。Lin Xingjian 等<sup>[16]</sup>通过对扑翼尾迹中的细丝进行研究,发现当细丝在涡街中做绕核运动(细丝总是绕着涡核运动,并不会与涡核相撞,类似于障碍滑雪)时,相比于当细丝在涡街一侧运动,细丝的阻力明显减小;王思莹等<sup>[17]</sup>通过对比柔性细丝在卡门涡街和自由来流中的运动,发现在卡门涡街中,细丝的摆动频率和卡门涡街脱泄的频率相同,并且受推力作用,但是在自由来流中,细丝受阻力作用。

在上述研究中,无论是自推进柔性细丝模型还是头端固定细丝模型,细丝在垂直于前进方向上的运动都是受到限制的,在竖直方向上的流-固耦合作用可能会被忽略,无法充分探究柔性对细丝运动状态的影响。

本文在侧向完全自由的柔性细丝模型<sup>[16]</sup>基础上,给出三种细丝柔性分布模式,均匀柔性、连续变柔性和分段柔性分布;并应用浸入边界法(Immersed Boundary Method),通过数值模拟分析柔性变化对细丝运动状态的影响。

## 1 物理模型和数值方法

### 1.1 物理模型

本文物理模型中左边是刚性扑翼,右边是柔性细丝,二者均置于从左向右的二维不可压缩均匀来流中(如图 1 所示)。其中, $c$ 、 $d$ 分别为扑翼弦长和头端直径; $\theta$ 为扑翼最大摆角; $L$ 为细丝长度; $U_\infty$ 为初始来流速度; $D$ 为细丝头端和扑翼尾端的距离。

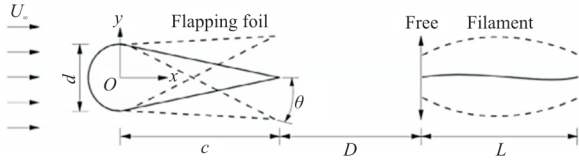


图 1 位于扑翼尾迹中的侧向自由细丝模型示意图  
Fig. 1 Diagrammatic sketch of the physical model

刚性扑翼绕着头端半圆中心摆动,摆动方程为

$$\theta(t) = \theta \cdot \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

式中: \$\theta(t)\$ 为扑翼的摆角,是时间 \$t\$ 的函数; \$\theta\$ 为扑翼最大摆动角度; \$f\$ 为摆动频率。

通过给定参数 \$\theta\$ 和 \$f\$ 的不同取值,扑翼可以产生不同的尾迹,包括卡门涡街和反卡门涡街。细丝的头端在水平方向上是固定的,在垂直方向上是自由的,细丝其他部分在水平方向和垂直方向上都是不受限制的。在扑翼产生的尾迹稳定之后,沿来流方向 (\$y=0\$),细丝被水平放置在涡街中。在周围流体的作用下,细丝被动摆动。

细丝柔性的三种分布模式:均匀柔性分布,即细丝的柔性从头端到尾端都是相同的, \$\hat{K}\_b = k\$, \$\hat{K}\_b\$ 为细丝刚度, \$k\$ 为常数,如图 2(a) 所示;连续变柔性分布,细丝柔性按线性函数规律变化, \$\hat{K}\_b = bx + 0.001\$, \$b\$ 为常数, \$x\$ 为细丝上的点到细丝头端的距离,如图 2(b) 所示;分段柔性分布,细丝的头端 (\$\alpha L\$) 柔性为 \$\hat{K}\_b = b\_1\$, 细丝尾端柔性为 \$\hat{K}\_b = b\_2\$, \$b\_1, b\_2\$ 和 \$\alpha\$ 为常数,其中 \$0 < \alpha < 1\$, 如图 2(c) 所示。

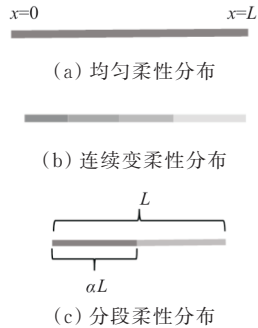


图 2 细丝的三种柔性分布模式示意图

Fig. 2 Three flexible distribution modes of the filament

## 1.2 数值方法

流-固系统的控制方程为

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

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{F}(s, t) \delta[\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)] ds \quad (4)$$

$$U(s, t) = \int \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \delta[\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)] d\mathbf{x} \quad (5)$$

式中: \$\mathbf{u}, p\$ 和 \$\mathbf{X}(s)\$ 分别为流体的速度,压强和细丝的位置坐标; \$\mathbf{f}\$ 和 \$\mathbf{F}\$ 分别为欧拉力密度和拉格朗日力密度,表示流体和固体间的相互作用; \$s\$ 为拉格朗日坐标; \$t\$ 为时间。

式(2)~式(5)均是无量纲形式,是通过细丝长度 \$L\$ 和初始来流速度 \$U\_\infty\$ 进行无量纲化的 (\$L=1.0, U\_\infty=1.0\$)。

$$Re = \frac{\rho d U_\infty}{\mu} \quad (6)$$

式中: \$Re\$ 为雷诺数, \$Re=255\$; \$\rho\$ 为流体密度; \$d\$ 为扑翼头端直径; \$\mu\$ 为动力黏度。

本文使用到的其他主要无量纲参数定义为

$$St = \frac{fd}{U_\infty} \quad (7)$$

$$A_d = \frac{2c \cdot \sin \theta}{d} \quad (8)$$

$$D_L = \frac{D}{L} \quad (9)$$

式中: \$St\$ 为基于扑翼扑动频率的斯特劳哈尔数; \$A\_d\$ 为扑翼摆动的的振幅; \$D\_L\$ 为细丝和扑翼之间的水平距离。

此扑翼细丝模型存在两种浸入边界,一种是扑翼的刚性边界,另外一种为细丝的柔性边界,因此,浸入边界和流体之间的相互作用力由两部分组成,如式(10)所示。

$$\mathbf{F}(s, t) = \mathbf{F}_1(s, t) + \mathbf{F}_2(s, t) \quad (10)$$

式中: \$\mathbf{F}(s, t)\$ 为流体和浸入边界之间的相互作用力; \$\mathbf{F}\_1(s, t)\$ 为流体和刚性扑翼之间的相互作用力; \$\mathbf{F}\_2(s, t)\$ 为流体和柔性细丝之间的相互作用力。

计算周围流体和细丝之间相互作用力的方程<sup>[18]</sup>如下:

$$\mathbf{F}_2(s, t) = \mathbf{F}_s(s, t) + \mathbf{F}_b(s, t) = \frac{\partial T \hat{\boldsymbol{\tau}}}{\partial s} + \frac{\partial E_b}{\partial \mathbf{X}} \quad (11)$$

$$T = K_s \left( \left| \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \right| - 1 \right) \quad (12)$$

$$\hat{\boldsymbol{\tau}} = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \quad (13)$$

$$E_b = \frac{1}{2} K_b \int \left| \frac{\partial^2 X(s, t)}{\partial s^2} \right|^2 ds \quad (14)$$

式中:  $F_s(s, t)$  为细丝的拉伸和压缩力;  $F_b(s, t)$  为弯曲力;  $T$  为细丝张力, 具体定义见式(12);  $\hat{\tau}$  为在细丝的每个点上定义的单位切向量;  $E_b$  为细丝的弯曲能, 定义见式(14);  $K_s$  为细丝的拉伸系数 ( $K_s = 1 \times 10^2$ );  $K_b$  为细丝的弯曲刚度,  $K_b$  的值越小, 说明细丝柔性越大;  $\hat{K}_b$  为流体动能和细丝弹性势能之间的相对重要性<sup>[15]</sup>, 是  $K_b$  的无量纲形式,  $\hat{K}_b = K_b / (\rho_0 U^2 L^3)$  ( $\rho_0$  是流体的质量密度), 在本文中,  $\hat{K}_b$  的取值范围为  $10^{-5} < \hat{K}_b < 10^{-3}$ 。

扑翼和流体之间的相互作用, 通过以下方程计算<sup>[19]</sup>:

$$\left[ \int F_1(s, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) ds \right] \delta[\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)] dx = \frac{U_b(s, t) - U(s, t)}{\Delta t} \quad (15)$$

式中:  $U_b(s, t)$  为扑翼的实际速度;  $U(s, t)$  为扑翼的浸入边界速度(根据流体速度估算得到)。

对于固体结构, 无滑移边界条件施加在柔性细丝和刚性扑翼表面。施加在细丝头端( $s=0$ )的边界条件为

$$\begin{cases} \mathbf{X}(s=0, t=0) = (x_0, 0) \\ \mathbf{X}(s=0, t) = x_0 \\ \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial s^2} = (0, 0)^T \end{cases} \quad (16)$$

施加在细丝自由端( $s=L$ )的边界条件为

$$\begin{cases} T = 0 \\ \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial s^2} = (0, 0)^T \\ \frac{\partial^3 \mathbf{X}}{\partial s^3} = (0, 0)^T \end{cases} \quad (17)$$

采用浸入边界法对扑翼细丝模型进行数值模拟计算, 计算区域为矩形, 尺寸为  $-5L < x < 20L$ ,  $-8L < y < 8L$ 。本文所使用的计算网格参考于课题组前期的工作<sup>[20]</sup>, 计算网格由  $280 \times 160$  个空间网点组成, 网格宽度为  $\Delta x = \Delta y = 0.025L$ , 时间步长为  $dt = 0.002$ 。通过模拟在均匀流中圆柱体的振荡以及位于圆柱绕流中细丝的运动<sup>[16]</sup>, 得到本文所使用的求解程序验证是准确的。

## 2 计算结果与分析

### 2.1 细丝运动状态计算结果

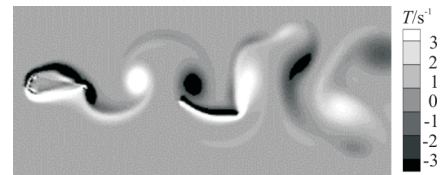
通过改变扑翼的摆动频率  $f$  和最大摆角  $\theta$ , 扑翼可以产生不同的尾迹, 包括卡门涡街和反卡门涡街。在扑翼产生的尾迹稳定之后, 细丝才被放入扑翼的尾迹中。通过对比 6 组数据(如表 1 所示), 分别在卡门涡街和反卡门涡街中, 探究柔性对细丝运动模式的影响。

表 1 对比实验中的物理参数设置

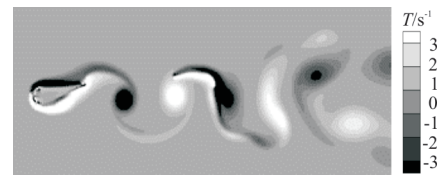
Table 1 Physical parameter settings in the comparative experiment

组号	$Re$	$U_\infty$	$D_L$	$f$	$\theta$	$\hat{K}_b$
A	255	1.0	2.0	0.40	20	$10^{-3}$
B	255	1.0	2.0	0.40	20	$10^{-5}$
C	255	1.0	2.0	0.30	25	$5 \times 10^{-3}$
D	255	1.0	2.0	0.30	25	—
E	255	1.0	2.0	0.55	15	$10^{-3}$
F	255	1.0	2.0	0.55	15	—

在 A、B、C、D 四组对比实验中, 扑翼产生的尾迹为卡门涡街。A、B 两组实验除了细丝柔性不同, 其他参数都是相同的, 在这两组实验中, 细丝的柔性都是均匀的, 但是 B 组中的细丝柔性更大。在 A 组实验中, 细丝做绕核运动, 即细丝总是在相邻涡核之间来回穿梭摆动, 逆时针方向旋转的漩涡(正涡)总是会从细丝的下侧( $-y$ 方向)通过, 而顺时针旋转的漩涡(负涡)总是会从细丝的上侧( $+y$ 方向)通过, 细丝做绕核运动时, 一个周期内四个时刻的涡量云图如图 3 所示。



(a) 0.2T



(b) 0.4T

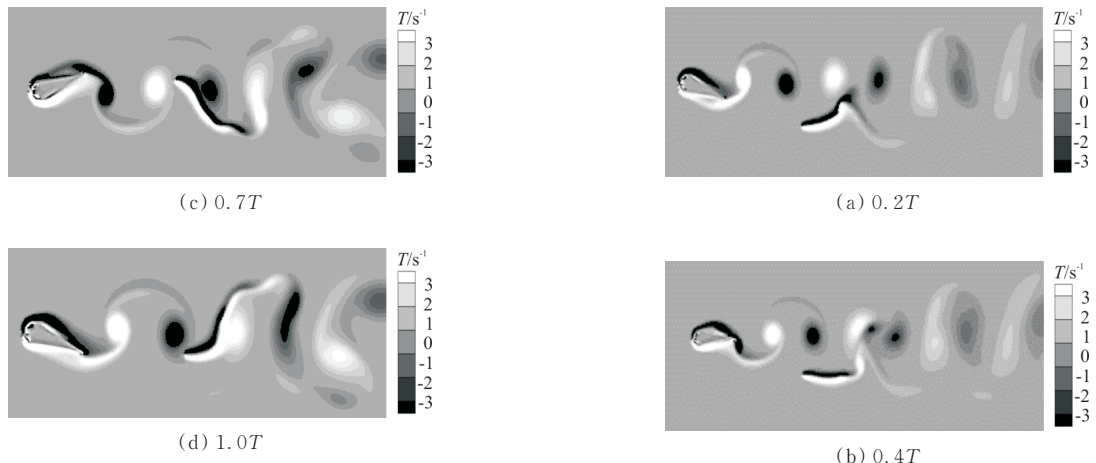


图 3 柔性细丝做绕核运动时,一个周期内的四个不同时刻的涡量云图( $St=0.12, A_d=2.1$ )

Fig. 3 The instantaneous vorticity contours and filament shapes within a complete swing cycle ( $St=0.12, A_d=2.1$ )

在 A 组实验中,细丝在涡核间做绕核运动的结果如图 4 所示。在 B 组实验中,细丝的运动模式和 A 完全不同,细丝在涡街一侧运动,即细丝总是保持在涡街外侧摆动,不会返回到涡街中间的位置,正涡和负涡都在细丝的同一侧(上侧或者下侧)。细丝在涡街一侧运动时,一个周期内四个时刻的涡量云图如图 5 所示。

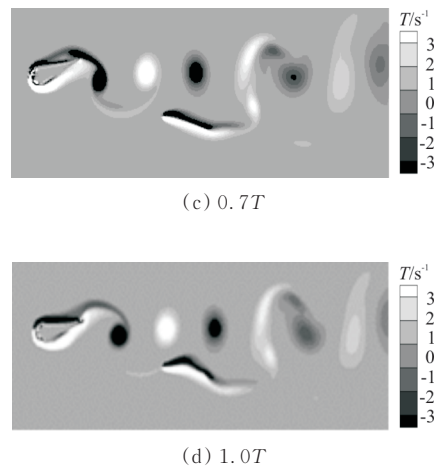
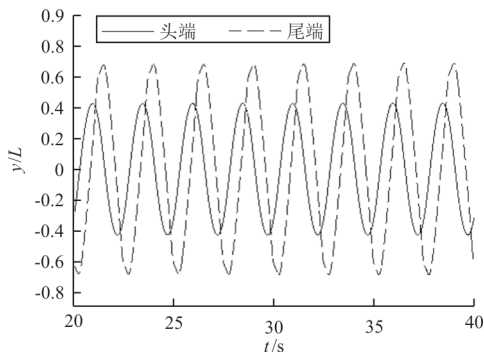


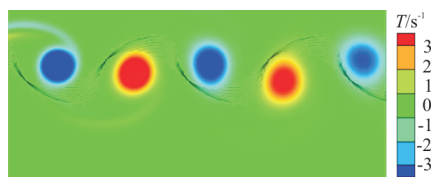
图 5 柔性细丝在涡街一侧运动时,一个周期内的四个不同时刻的涡量云图( $St=0.22, A_d=2.1$ )

Fig. 5 The instantaneous vorticity contours and filament shapes within a complete swing cycle ( $St=0.22, A_d=2.1$ )

在 B 组实验中,细丝在涡街一侧运动的结果如图 6 所示。

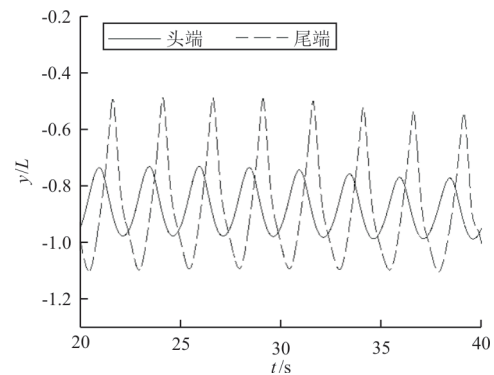


(a) 细丝头端和尾端的  $y$  坐标随时间变化的曲线



(b) 细丝在涡核间穿梭的运动轨迹图

图 4 A 组实验结果结果  
Fig. 4 Results of group A



(a) 细丝头端和尾端

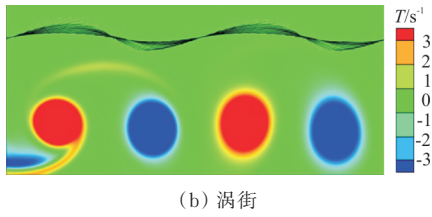
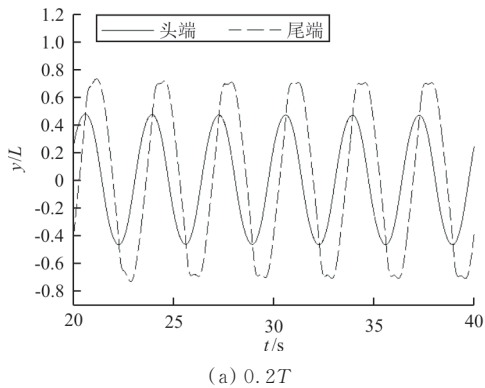


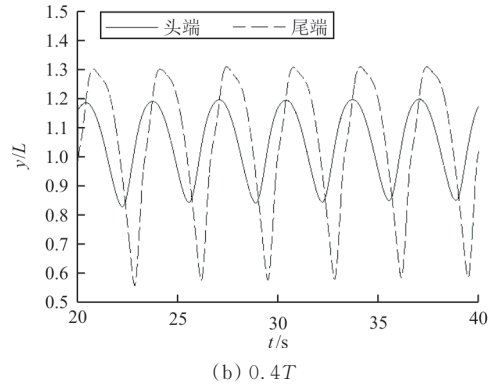
图 6 B 组实验结果  
Fig. 6 Results of group B

C、D 两组实验除了细丝柔性不同,其他参数都是相同的,C 组中细丝柔性是均匀的,D 组细丝柔性由两部分组成,前半部分(0.5L)细丝刚度为  $\hat{K}_b=10^{-3}$ ,后半部分细丝的刚度为  $\hat{K}_b=10^{-5}$ ,两组细丝的尾端和头端的  $y$  坐标随时间变化的曲线分别如图 7(a)~图 7(b)所示,可以看出:改变细丝柔性分布模式,细丝由绕着涡核运动变成了在涡街一侧运动。通过对比 A、B、C、D 四组实验,可以得出:在卡门涡街中,改变细丝的柔性,会改变细丝的运动状态。

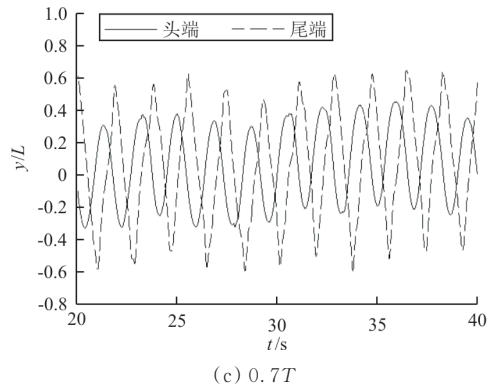
在反卡门涡街中,本文通过 E、F 两组实验,也得到了相同的结果。在 E、F 两组实验中,其他实验参数都相同,扑翼产生的尾迹为反卡门涡街,但 E 组中细丝的柔性是均匀的,细丝的尾端和头端的  $y$  坐标随时间变化的曲线如图 7(c)所示,细丝做绕核运动;F 组中的细丝柔性是按线性方程( $\hat{K}_b=bx+0.001$ )变化的,从头端到尾部,细丝柔性沿长度方向逐渐增大,细丝的尾端和头端的  $y$  坐标随时间变化的曲线如图 7(d)所示,细丝在涡街一侧摆动。以上数值模拟结果表明,无论是在卡门涡街中,还是在反卡门涡街中,改变细丝柔性,细丝的运动模式都会发生改变。



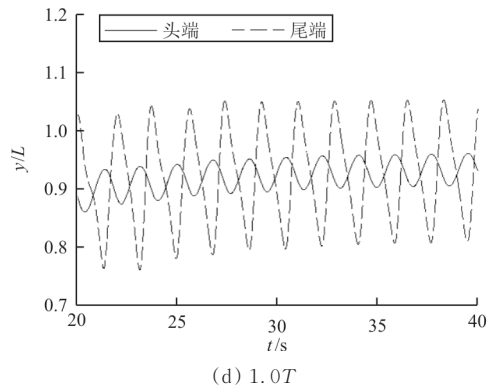
(a) 0.2T



(b) 0.4T



(c) 0.7T



(d) 1.0T

图 7 细丝头端和尾端的  $y$  坐标随时间变化的曲线  
Fig. 7 The curve of the  $y$  coordinate of the filament changing with time

## 2.2 细丝运动状态随柔性变化的规律

由于细丝是被静止地放入涡街中,在竖直方向上,没有受到除流场力以外的其他任何力的作用。细丝在竖直方向的摆动(向上摆动或者向下摆动)是因为受到扑翼扑动产生的涡对诱导速度在  $y$  方向的分量  $V_{ry}$  的作用,其中,  $V_{ry}=(\Gamma/2\pi\xi)\sin\alpha$ ,  $\Gamma$  为涡环量,  $\xi$  为两相邻涡核之间的距离,  $\alpha$  为诱导速度和水平线之间的夹角<sup>[21]</sup>,如图 8 所示。

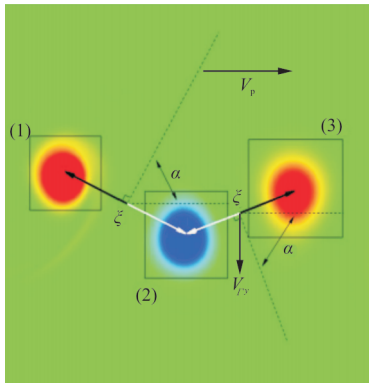


图 8 流场中涡对的  $y$  向诱导速度  $V_{ry}$  计算示意图  
Fig. 8 Calculation diagram of  $y$ -direction induced velocity  $V_{ry}$  of vortex pair in flow field

随着漩涡不断向下游移动,细丝所在区域的  $y$  向(竖直方向)流场诱导速度  $V_{ry}$  的方向(向上或者向下)也会周期性变化,细丝的运动模式和  $y$  方向上流场诱导速度  $V_{ry}$  大小有关,同时也受漩涡向下游移动的速度  $V_p$  影响,  $V_p = dx(t)/dt$ ,  $x(t)$  是涡核  $t$  时刻所在位置的  $x$  坐标。当  $V_{ry}$  的值比较大时,细丝会受流场力作用,在涡街一侧做自适应摆动运动,无法回到涡街中。本课题组前期工作<sup>[22]</sup>发现,当  $V_p$  比较大时,在细丝刚开始放入涡街的过程中,细丝没有足够的时间运动到涡街的外侧,便受到从上游传输过来的反向涡的诱导力,从而改变摆动方向,如此循环往复,在涡街中做绕核运动,如图 9 所示。

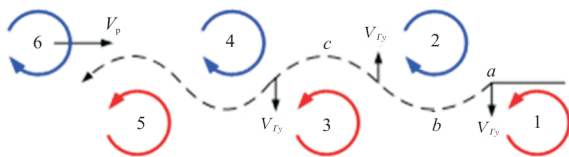


图 9 细丝做绕核运动示意图<sup>[20,22]</sup>  
Fig. 9 Schematic diagram of filament moves around the vortex cores<sup>[20,22]</sup>

通过数值研究<sup>[16]</sup>发现,在其他条件都相同的情况下,扑翼产生的尾迹是卡门涡街时,细丝做绕核运动;当扑翼产生的尾迹为反卡门涡街时,细丝的运动状态为在涡街一侧做自适应摆动。本文通过进一步研究发现,运动参数相同,但细丝柔性改变,细丝在卡门涡街(或者反卡门涡街)中的运动状态也会发生改变,并且细丝运动状态随柔性变化的规律和  $V_{ry}$ 、 $V_p$  的值都有关。为了探究细丝的运动状态随柔性变化的规律,本文模拟不同流场结构下的细丝运动状态,发现细丝的运动状态随

柔性的变化规律和  $|V_{ry}|/|V_p|$  之间有 3 种典型的关系(如图 10 所示)。

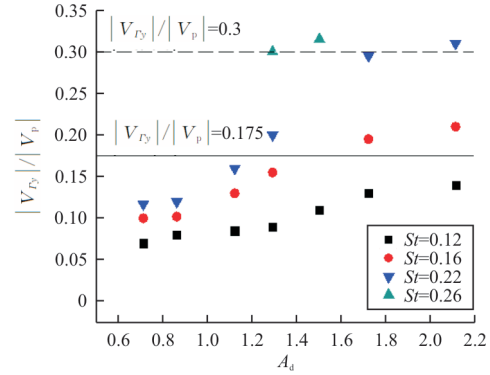


图 10 在扑翼摆动参数  $(St, A_d)$  不同的条件下  $|V_{ry}|/|V_p|$  的值  
Fig. 10 The value of  $|V_{ry}|/|V_p|$  under different flapping parameters  $(St, A_d)$

从图 10 可以看出:

(1) 当  $|V_{ry}|/|V_p| < 0.175$  时,细丝在涡街中做绕核运动。改变细丝的柔性,细丝的运动状态并不会改变,始终是做绕核运动。这是由于当  $|V_{ry}|/|V_p|$  的值较小时,涡对在竖直方向上的诱导速度较小,且由于  $V_p$  的值相对较大,细丝没有足够的时间朝涡街的上侧(或下侧)运动,便受到从上游传输过来的反向涡的作用,被迫改变运动方向,开始朝涡街下侧(或上侧)摆动,因此细丝一直在涡街中做绕核运动。

(2) 当  $0.175 \leq |V_{ry}|/|V_p| < 0.3$  时,细丝在涡街一侧运动。但是,减小细丝柔性,细丝的运动状态会由在涡街一侧运动转变绕核运动。为了探究细丝运动状态发生改变所对应的  $\hat{K}_b$  值和  $|V_{ry}|/|V_p|$  之间的关系,通过六组算例进行对比,如表 2 所示。

表 2 细丝的运动状态随刚度的变化关系  
Table 2 The motion state of the filament varies with the stiffness

组号	$St$	$A_d$	$\hat{K}_b$	运动状态
A1	0.16	1.72	$10^{-5} \sim 5 \times 10^{-5}$	涡街一侧
A2	0.16	1.72	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	绕核
B1	0.26	1.29	$10^{-5} \sim 10^{-4}$	涡街一侧
B2	0.26	1.29	$2 \times 10^{-4} \sim 10^{-3}$	绕核
C1	0.22	1.72	$10^{-5} \sim 8 \times 10^{-4}$	涡街一侧
C2	0.22	1.72	$10^{-3}$	绕核

在算例 A1 中,当  $10^{-5} \leq \hat{K}_b \leq 5 \times 10^{-5}$  时,细丝始终做绕核运动。在算例 A2 中,当  $10^{-4} \leq \hat{K}_b \leq 10^{-3}$  时,细丝一直在涡街一侧运动。将细丝运动状态发生改变所对应的  $\hat{K}_b$  值称为  $\hat{K}_b$  临界值(当细丝刚度大于这个值时,细丝做绕核运动,当细丝刚度小于这个值时,细丝在涡街一侧运动),将此  $\hat{K}_b$  临界值所在的区间称之为过渡区间。通过对比 A1 和 A2,可以得出,在  $St=0.16, A_d=1.72$  流场条件下,细丝的运动状态随柔性变化所对应的  $\hat{K}_b$  过渡区间为  $(5 \times 10^{-5}, 10^{-4})$ 。通过对比 B1 和 B2,可以得出,当  $St=0.26, A_d=1.29$  时,  $\hat{K}_b$  过渡区间为  $(10^{-4}, 2 \times 10^{-4})$ 。通过对比 C1 和 C2,发现当  $St=0.26, A_d=1.29$  时,  $\hat{K}_b$  过渡区间为  $(8 \times 10^{-4}, 10^{-3})$ 。同时,通过对比不同  $\hat{K}_b$  临界值区间所对应的  $|V_{ry}|/|V_p|$ ,可以得出,当  $|V_{ry}|/|V_p|$  越大时,  $\hat{K}_b$  的过渡区间值也越大(如表 3 所示),即当  $|V_{ry}|/|V_p|$  的值越大时,只有刚度较大的细丝才能保持在涡街中做绕核运动,刚度小(较柔软)的细丝会被流场力带到涡街外侧,在涡街一侧摆动。

表 3  $\hat{K}_b$  值过渡区间与  $|V_{ry}|/|V_p|$  的对应关系  
Table 3 The corresponding relationship between  $\hat{K}_b$  transition interval and  $|V_{ry}|/|V_p|$

$ V_{ry} / V_p $	$\hat{K}_b$ 值过渡区间
0.195	$(5 \times 10^{-5}, 10^{-4})$
0.200	$(10^{-4}, 2 \times 10^{-4})$
0.300	$(8 \times 10^{-4}, 10^{-3})$

(3) 当  $0.3 \leq |V_{ry}|/|V_p|$  时,细丝的运动状态为在涡街一侧运动,改变细丝的柔性,细丝依然保持在涡街一侧运动。由于  $V_{ry}$  的值比较大,涡对在竖直方向上的诱导速度较大,且上游反向涡向下游传输的速度较慢,细丝有足够的时间运动到涡街的上侧(或下侧),在这种情况下,即使细丝的刚度较大,细丝也会被带到涡街外侧。

### 3 结 论

(1) 本文提出了固定柔性分布、连续变柔性分布和分段柔性分布三种细丝柔性分布模式,在扑翼尾迹中(卡门涡街或者反卡门涡街),当其他参

数相同时,改变细丝柔性,细丝的运动状态也会改变。

(2) 细丝运动状态随柔性的变化规律受涡对在竖直方向上的诱导速度和涡向下游传输速度的共同影响,并且,刚度较大的细丝倾向于在涡街中做绕核运动,而刚度较小的细丝倾向于在涡街一侧运动。

柔性飞行器或自主水下航行器在进行编队航行时,应根据流场结构,对下游个体设置合适的柔性,使其能够始终保持在上游个体产生的尾迹一侧运动,达到减小阻力,节约能量的目的。

### 参考文献

- [1] WANG S, ZHANG X, HE G, et al. Numerical simulation of unsteady flows over a slow-flying bat[J]. Theoretical & Applied Mechanics Letters, 2015, 5(1): 5-8.
- [2] YU Y, GUAN Z. Learning from bat: aerodynamics of actively morphing wing[J]. Theoretical and Applied Mechanics Letters, 2015, 5(1): 13-15.
- [3] ZHU L, PESKIN C S. Simulation of a flapping flexible filament in a flowing soap film by the immersed boundary method[J]. Journal of Computational Physics, 2002, 179(2): 452-468.
- [4] ANEVLAVI D E, KARPERAKI A E, BELIBASSAKIS K A, et al. A non-linear BEM-FEM coupled scheme for the performance of flexible flapping-foil thrusters[J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2020, 8(1): 1-3.
- [5] FU J, LIU X, SHYY W, et al. Effects of flexibility and aspect ratio on the aerodynamic performance of flapping wings[J]. Bioinspiration and Biomimetics, 2018, 13(3): 1748.
- [6] IVERSON D, RAHIMPOUR M, LEE W, et al. Effect of chordwise flexibility on propulsive performance of high inertia oscillating-foils[J]. Journal of Fluids and Structures, 2019, 91: 102750.
- [7] 张云飞, 叶正寅, 谢飞. 展向柔性对扑翼推力影响原因的数值分析[J]. 工程力学, 2013, 30(2): 419-426.  
ZHANG Yunfei, YE Zhengyin, XIE Fei. The numerical analysis of the reason for the effect of spanwise flexibility on flapping wing thrust[J]. Engineering Mechanics, 2013, 30(2): 419-426. (in Chinese)
- [8] PENG Z, ELFRING G J, PAK O S. Maximizing propulsive thrust of a driven filament at low Reynolds number via variable flexibility[J]. Soft Matter, 2017, 13(12): 2339.
- [9] KELSEY N L, PATRICK J M, LAUDER G V, et al. Effects of non-uniform stiffness on the swimming performance of a passively-flexing, fish-like foil model[J]. Bioinspiration & Biomimetics, 2015, 10(5): 056019.
- [10] RAMANANARIVO S, GODOY-DIANA R, THIRIA B.



- Rather than resonance, flapping wing flyers may play on aerodynamics to improve performance [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2011, 108(15): 5964-5969.
- [11] WOOD R J. Effect of flexural and torsional wing flexibility on lift generation in hoverfly flight [J]. Integrative & Comparative Biology, 2011, 51(1): 142-150.
- [12] ZHU X, HE G, ZHANG X. How flexibility affects the wake symmetry properties of a self-propelled plunging foil [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 751: 164-183.
- [13] ZHU L D. Interaction of two tandem deformable bodies in a viscous incompressible flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 635: 455-475.
- [14] WEIMERSKIRCH H, MARTIN J, CLERQUIN Y, et al. Energy saving in flight formation [J]. Nature, 2001, 413: 697-698.
- [15] PORTUGAL S J, PORTUGAL T Y, HUBEL J F, et al. Upwash exploitation and downwash avoidance by flap phasing in ibis formation flight [J]. Nature, 2014, 505: 399-402.
- [16] LIN Xingjian, HE Guoyi, HE Xinyi, et al. Dynamic response of a semi-free flexible filament in the wake of a flapping foil [J]. Journal of Fluids and Structures, 2018, 83: 40-53.
- [17] 王思莹, 贾来兵, 尹协振. 柔性物体在卡门涡街中的运动和受力分析 [J]. 科学通报, 2008, 53(22): 2687-2691.  
WANG Siying, JIA Laibing, YIN Xiezhen. Kinematics and forces of a flexible body in Karman vortex street [J]. Chinese Science Bulletin, 2008, 53(22): 2687-2691. (in Chinese)
- [18] ZHU L D, PESKIN C S. Simulation of a flapping flexible filament in a flowing soap film by the immersed boundary method [J]. Journal of Computational Physics, 2002, 179, 452-468.
- [19] SU S W, LAI M C, LIN C A. An immersed boundary technique for simulating complex flows with rigid boundary [J]. Computers & Fluids, 2007, 36: 313-324.
- [20] HE Guoyi, WANG Qi, ZHANG Xing, et al. Numerical analysis on transitions and symmetry-breaking in the wake of a flapping foil [J]. Acta Mechanica Sinica, 2012, 28: 1551-1556.
- [21] GODOY-DIANA R, MARAIS C, AIDER J L, et al. A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street produced by a flapping foil [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 622: 23-32.
- [22] 林星箭. 鱼群和鸟群迁徙运动中的流体力学机理研究 [D]. 南昌: 南昌航空大学, 2017.  
LIN Xingjian. Numerical study of the fluid dynamic mechanism in fish school and bird flock [D]. Nanchang: Nanchang Hangkong University, 2017. (in Chinese)

#### 作者简介:

刘 亮(1996—),男,硕士研究生。主要研究方向:飞行器气动布局设计,计算流体力学。

何国毅(1968—),男,博士,教授。主要研究方向:飞行器气动布局设计,流体力学。

何心怡(1996—),女,硕士研究生。主要研究方向:飞行器气动布局设计,计算流体力学。

王 琦(1963—),男,博士,教授。主要研究方向:飞行器总体设计。

(编辑:丛艳娟)