

黏弹性流体中柔性丝线拍动的数值模拟研究

卢杨¹, 阙夏², 刘难生¹

(1.中国科学技术大学工程科学学院近代力学系,安徽合肥 230027;2.合肥工业大学计算机与信息学院,安徽合肥 230009)

摘要:采用格子波尔兹曼方法结合有限差分方法求解黏弹性流体的运动方程,非线性有限元方法求解柔性丝线的运动方程,浸没边界法处理流固耦合,数值求解了柔性丝线在均匀来流中因流固耦合作用产生的自由拍动问题.通过与牛顿流情况的对比,重点考察了流体弹性效应对丝线拍动特性的影响.计算结果发现,对于流体弹性效应较弱的情况($We < 20$),柔性丝线从稳定(静止)模态过渡为周期性拍动模态的临界质量比随着 We 数的增加显著增大;而对于弹性效应较强的情况($We > 20$),临界质量比随着 We 数的增加渐近地趋于一常值.另外还发现,当质量比给定时,拍动丝线的阻力系数、拍动幅值和拍动频率均随 We 的增加而减小.以上发现表明,流体弹性效应的增强对丝线拍动和尾迹流动失稳脱涡具有明显的抑制作用.

关键词:非牛顿流体;流固耦合;柔性丝线

中图分类号: O373 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2018.05.007

引用格式: 卢杨,阙夏,刘难生.黏弹性流体中柔性丝线拍动的数值模拟研究[J].中国科学技术大学学报,2018,48(2):385-391.

LU Yang, QUE Xia, LIU Nansheng. Numerical investigation on flapping of a flexible filament in a viscoelastic fluid flow[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2018, 48(2): 385-391.

Numerical investigation on flapping of a flexible filament in a viscoelastic fluid flow

LU Yang¹, QUE Xia², LIU Nansheng¹

(1. Department of Modern Mechanics, School Engineering Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;
2. School of Computer and Information Science, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

Abstract: The flapping of a flexible filament in a uniform incoming flow of viscoelastic fluid of polymeric solution was numerically investigated. This paper aims at examining the effects of fluid elasticity on the filament flapping behavior by a comparison with its counterpart in the Newtonian flow. Specifically, the FENE-MCR model was used as the constitutive equation for the viscoelastic fluid. The simulations of fluid flow were based on the lattice Boltzmann method to solve the Navier-Stokes (N-S) equations, the finite difference method to solve the constitutive equation of the polymer stress, the finite element method to solve the motion equation of the filament, and a penalty immersed boundary method to deal with the fluid-structure interaction. From the numerical results obtained, it was found that for a relatively weak fluid elasticity of $We < 20$, the critical mass ratio of the filament to the fluid increases dramatically for the

收稿日期: 2017-02-14; 修回日期: 2017-05-30

基金项目: 国家自然科学基金(11472268, 11402261)资助

作者简介: 卢杨,女,1992年生,硕士.研究方向:黏弹性流体流固耦合数值模拟.E-mail: luyang18@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 刘难生,博士/教授.E-mail: lns@ustc.edu.cn

transition from a steady state to a periodically flapping state. However, for a stronger elasticity of $We > 20$, increasing We number leads to a tendency of the critical mass ratio to be an approximate value of ~ 0.43 . Moreover, it was demonstrated that increasing We number is also commensurate with the decrease of the time-averaged drag coefficient, the flapping amplitude, and the flapping frequency of the flexible filament. The above-mentioned facts indicate that enhancing the fluid elasticity has the increasing suppressing effects on the filament flapping behaviors.

Key words: viscoelastic flow; fluid-structure interaction; flexible filament

0 引言

流固耦合现象在自然生活中广泛存在,如鸟类和昆虫在空气中拍翼飞行^[1]、鱼类在水中摆尾游动^[2]、植物在风中摆动飘落等.在工程应用中,研究流固耦合现象具有十分重要的意义,如土木工程中的高层建筑在强风中的摆动稳定性问题、桥梁工程中桥身的风震问题、航空工程中机翼的气动弹性问题等.另外,随着生物科学技术的不断发展,在生物工程流固耦合问题也越来越受到关注,例如血液与血管的相互作用^[3]、血液与心脏的相互作用^[4]、组织细胞在组织液中的运动、细菌等微生物的游动推进^[5]等.可以说,流固耦合问题一直是流体力学研究的热点问题.

作为流固耦合的典型模型问题,柔性丝线在均匀来流中的拍动问题^[6-7]已受到大量研究工作者的重点关注,相应的研究成果有效地推动了深入了解柔性体与流体之间的相互作用机理.Connell 等^[8]指出,对于牛顿流中单根柔性丝线运动问题,存在三个无量纲参数对丝线拍动特性起着决定性作用,即丝线与流体的质量比、流动雷诺数(Re)和丝线的弯曲刚度.随着雷诺数的增大,静止丝线因流场作用逐渐失稳,开始出现侧向拍动运动.对于高 Re 的均匀来流(例如 $Re=1000$),丝线的侧向运动可根据质量比的大小分为三个模态:①当质量比很小时,丝线处于稳定(静止)模态,周围流体则为定常流动;②随着质量比的逐渐增加,丝线运动过渡为周期性拍动模态,这伴随着尾涡的周期性脱泻;③质量比进一步增加,丝线运动将进入一种混沌拍动模态.Zhu 等^[9]等人扩展研究了多根丝线之间的耦合拍动问题,特别考察了拍动丝线之间的相互影响,并取得了丰富的研究成果.

尽管近年来关于丝线拍动的流固耦合问题不断出现新的研究成果,但是这些研究工作主要都是针对牛顿流体开展的.然而,非牛顿流体更广泛存在于

生产生活以及大自然中,诸多生物流体都属于非牛顿流体,如人体的血液、淋巴液、囊液等多种体液以及像细胞质那样的“半流体”.除此之外,工程生产中的高分子聚合物溶液、各种工程塑料、泥浆等,日常生活中的油漆、牙膏、淀粉液、蛋清等也都可以看作非牛顿流体.相比于牛顿流体而言,具有黏弹性特性的非牛顿流体表现出很多特有的流动现象,如 Barus 效应、爬杆效应^[10]、湍流减阻^[11]等.由于很多实际中的流固耦合问题不能简单地采用牛顿流体本构关系进行简化,使得该类问题的理论研究具有特殊的复杂性;同时,限于实验研究的昂贵成本,关于非牛顿流体(特别是黏弹性流体)的流固耦合问题研究还不多见.因此,基于高精度数值模拟开展黏弹性流体中柔性丝线拍动的流固耦合问题研究具有重要的科学意义和工程应用背景.

本文通过数值模拟对比研究黏弹性流体的均匀来流中柔性丝线因流固耦合作用产生的自由拍动问题,探讨流体弹性效应对丝线拍动特性的影响,主要考察不同 We 下丝线运动从稳定(静止)状态过渡为拍动状态的临界质量比,丝线拍动时的阻力系数、拍动幅值以及拍动频率随着 We 的变化规律.

1 物理问题及控制参数

均匀来流中柔性丝线拍动的流固耦合问题如图 1 所示,柔性丝线浸没在速度为 U 的二维均匀来流中,丝线头部铰接固定,尾端保持自由.在一定来流条件和丝线弹性参数下,柔性丝线将由于流固耦合作用下绕头部产生自由拍动.

对于本文所考虑的黏弹性流体(如高聚物稀溶液)中柔性丝线拍动的流固耦合问题,流体的运动方程为不可压缩 Navier-Stokes 方程,包括以下连续性方程和动量方程:

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

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \eta_s \nabla^2 \mathbf{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} \quad (2)$$

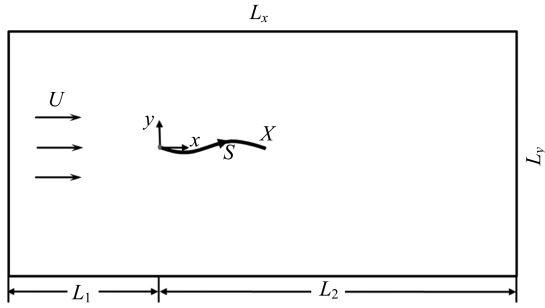


图 1 均匀来流中流固耦合作用下的柔性丝线拍动问题示意图

Fig.1 Sketch of a filament with head pinned at (0,0) in a uniform flow

式中, ρ , \mathbf{u} , p 分别为流体的密度、速度和压力; η_s 为溶剂的运动黏性系数, $\boldsymbol{\tau}$ 为溶质的应力, 即高聚物应力, 需要通过黏弹性流体的本构关系确定. 在本文研究中, 黏弹性流体的本构方程采用常用的 FENE-MCR 模型, 高聚物应力 $\boldsymbol{\tau}$ 的演化方程对应为

$$\frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \cdot \boldsymbol{\tau} + \frac{f(\boldsymbol{\tau})}{\lambda_p} (2\eta_p \mathbf{D} - \boldsymbol{\tau}) \quad (3)$$

式中,

$$f(\boldsymbol{\tau}) = \frac{L_p^2 + (\lambda_p / \eta_p) \text{tr}(\boldsymbol{\tau})}{L_p^2 - 3}, \quad \mathbf{D} = [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] / 2 \quad (4)$$

λ_p 为高聚物应力的松弛时间, L_p 为高聚物分子的有限拉伸参数. $\text{tr}(\boldsymbol{\tau}) = \tau_{ii}$ 表示高聚物应力的迹, 在二维问题中有 $\text{tr}(\boldsymbol{\tau}) = \tau_{xx} + \tau_{yy}$.

柔性丝线长度为 L , 头部固定在坐标原点, $(x, y) = (0, 0)$, 其拍动运动的控制方程为

$$\rho_l \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial s} \left[T(s) \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \right] + EI \frac{\partial^4 \mathbf{X}}{\partial s^4} = \mathbf{F}_{\text{ext}} \quad (5)$$

式中, ρ_l 为柔性丝线的线密度, \mathbf{F}_{ext} 为流体施加在丝线上的分布力. 为定解上述方程, 丝线头部采用固支边界条件, 尾端采用自由边界条件^[12-13].

我们选择 ρ, U, L 对上述流固耦合问题的控制方程进行无量纲化. 由量纲分析可知, 流体和丝线运动分别由以下的无量纲参数控制: 雷诺数 $Re = \rho UL / \eta_s$, 韦森博格数 $We = \lambda_p U / L$, 黏度比 $\xi = \eta_s / (\eta_s + \eta_p)$, 丝线的拉伸刚度 $K_s = Eh / (\rho U^2 L)$ 、弯曲刚度 $K_B = EI / (\rho U^2 L^3)$ 和质量比 $M = \rho_l / (\rho L)$. 在本文研究中, 计算参数取为 $Re = 165$, $M = 0.1 \sim 0.5$, $K_B = 1 \times 10^{-3}$, $K_s = 1 \times 10^3$ (即近似不可拉伸), $We = 0 \sim 80$, $\xi = 0.9091$, $L_p = 100$. 计算域为 $45L \times 30L$, 入口边界位于 $x = -15L$, 计算网格数

为 $N_x \times N_y = 2250 \times 1500$, 相应的网格分辨率为 $1/50L$.

2 计算方法及验证

本文采用格子波尔兹曼方法求解流体运动方程(2), 速度离散模型选择 D2Q9 模型, 碰撞项处理选择单松弛时间 LBGK 模型^[14]:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_0} (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)) + \Delta t G_i \quad (6)$$

式中, $f_i(\mathbf{x}, t)$ 为分布函数, τ_0 为无量纲松弛时间, $f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 平衡分布函数, G_i 为总的外力项 (由高聚物应力 $\nabla \times \boldsymbol{\tau}$ ^[15-16] 和流固耦合作用力 \mathbf{f} 两部分组成). $\mathbf{e}_i (i = 0, 1, \dots, 8)$ 为离散格子速度. 平衡分布函数取为

$$f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) = \omega_i \rho \left[1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right] \quad (7)$$

权函数 ω_i 取值为: $\omega_i = 4/9 (i = 0)$, $\omega_i = 1/9 (i = 1, \dots, 4)$, $\omega_i = 1/36 (i = 5, \dots, 8)$, 格子声速为 $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$. 外力项可以通过下式进行计算^[17]:

$$G_i = (1 - \frac{1}{2\tau_0}) \omega_i \left[\frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})}{c_s^4} \mathbf{e}_i \right] \cdot (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f}) \quad (8)$$

根据 Chapman-Enskog 展开, 方程(6)可以近似还原为 Navier-Stokes 方程并保持二阶精度. 溶剂的运动黏度 $\nu = \eta_s / \rho = c_s^2 (\tau_0 - 0.5) \Delta t$, 宏观量可通过下式求得:

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_i f_i \mathbf{e}_i + \frac{\Delta t}{2} (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f}) \quad (9)$$

高聚物应力 $\boldsymbol{\tau}$ 的控制方程(3)采用有限差分法进行求解. 其中, 对流项离散采用一种无震荡的迎风格式 (VONOS 格式^[28]), 在非极值点具有至少二阶精度. 高聚物应力 $\boldsymbol{\tau}$ 控制方程(3)中的其他空间导数项通过二阶中心差分格式近似, 时间推进则采用二阶的龙格库塔方法实现. 本文中, 柔性丝线拍动的运动方程(5)的求解使用 Doyle^[20] 提出的非线性有限元方法, 该方法具有时空二阶精度, 具体细节参见文献[20]. 流固耦合采用罚方法的浸没边界方法^[21]实现. 为验证本文数值方法的可靠性, 我们首先计算模拟了牛顿流中柔性丝线拍动的流固耦合问题, 为与文献[21]的典型结果进行对比, 此时取 $Re = 200$.

$M=1.5$.如图 2 所示,这里重点对比了柔性丝线自由端 y 坐标随时间的变化曲线.可以看到,我们的计算结果与文献[21]的已有结果符合良好,因而验证了本文数值方法的可靠性.此外,文献[12-13]已采用该方法成功研究了诸多柔性丝线的流固耦合问题.这些充分说明了本文数值方法的有效性和可靠性.

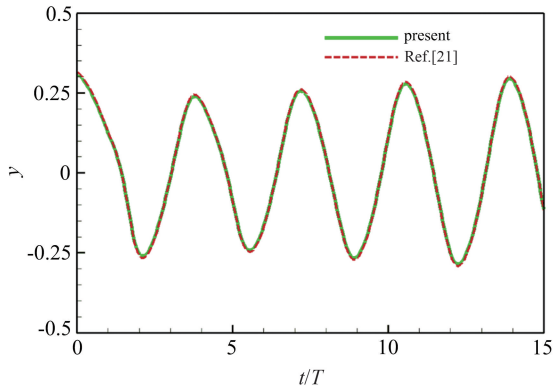


图 2 柔性丝线自由端运动轨迹对比图

Fig.2 Comparison of trajectory of the free end of the filament between the simulated results and that of Ref.[21]

3 计算结果及讨论

3.1 丝线运动模态与临界质量比

关于牛顿流体中柔性丝线拍动的研究^[8]指出,在给定的雷诺数下,随着质量比 M 的增大,丝线运动将从稳定(静止)模态过渡为周期性拍动模态;并且,这两种模态间的临界质量比 M^* 与雷诺数 Re 、丝线的弯曲刚度 K_B 以及无量纲的波数 k 满足如下关系式:

$$M^* = \frac{1.3Re^{-\frac{1}{2}} + K_B k^2}{1 - 0.65Re^{-\frac{1}{2}}k - 0.5K_B k^3} \quad (10)$$

为对比考察流体的弹性效应,我们首先计算模拟了牛顿流中柔性丝线拍动的流固耦合问题.本文中 $k=2\pi$,由式(10)可得本文计算参数对应的临界质量比为 $M^*=0.21$.图 3 给出了质量比 $M=0.2$ 和 0.21 时数值模拟得到的丝线运动模态.由图 3 可知,当 $M=0.2$ 时,丝线处于稳定(静止)模态;而当 $M=0.21$ 时,丝线不再保持静止,转变为周期性拍动.这一数值模拟结果与式(10)所预测的结果是一致的,进一步验证本文数值方法的可靠性.

为考察流体弹性效应对柔性丝线运动模态的影响,我们通过分析大量算例给出了不同 We 下丝线运动模态变换的临界质量比 M^* ,如图 4 所示.从图

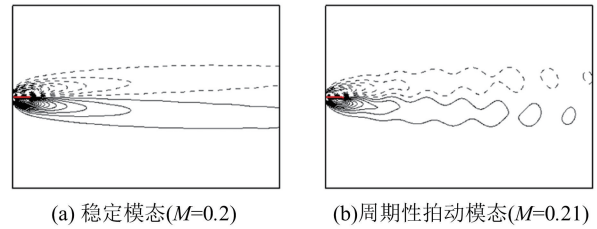


图 3 牛顿流中丝线运动的典型模态

Fig.3 Two typical patterns in Newtonian flow

4 可以看出,流体弹性效应的存在总体上可导致运动模态变换的临界质量比增大.其中,当 $We < 20$ 时,临界质量比 M^* 随着 We 的增加显著增大,此时流体弹性效应对柔性丝线的运动模态有着重要影响;而当 $We > 20$ 时,临界质量比 M^* 不再随着 We 的增加持续增大,而是渐近地趋于一特定值 0.43 ,因而流体的高弹性效应对柔性丝线运动模态不再具有决定性的影响.这一发现反映了流体弹性效应对柔性丝线流固耦合运动的特殊影响,即较低弹性效应对丝线运动影响显著,而高 We 下丝线运动模态转换的临界质量比 M^* 基本与流体弹性效应无关.

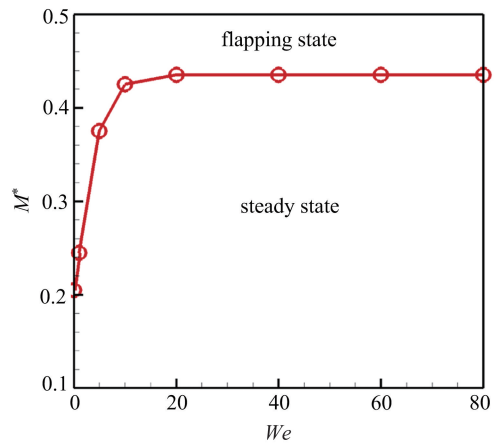


图 4 不同 We 下丝线运动从静止状态过渡为周期性拍动状态的临界质量比 M^*

Fig.4 Critical mass ratio of the filament for the flapping instability with different We

对比图 3(a),3(b)可以看出,当质量比 M 增大导致丝线运动从静止状态过渡为周期性拍动状态时,丝线尾部端点生成的流动剪切层失稳,流线逐渐弯曲形成脱涡,诱导丝线出现周期性拍动.图 4 表明,当流体弹性较弱时, We 的增大可导致临界质量比 M^* 显著增大,这意味着流体弹性效应可以抑制丝线尾端的流动剪切层失稳,即对绕流尾迹区的脱涡现象有抑制作用.

3.2 流体弹性效应与丝线拍动特性

为进一步研究流体弹性效应对丝线拍动特性的影响,本文重点对比了在牛顿流体($We=0$)和黏弹性流体($We=1$)中拍动丝线的平均阻力 C_D 、拍动幅值 A 以及 St 数随质量比 M 的变化情况,如图 5 所示.上述参量的定义分别为: $C_D = F_x / (\frac{1}{2}\rho U^2)$, F_x 为流体作用在丝线上沿来流方向的合力; $A = (y_{\max} - y_{\min})/2$, y_{\max} 和 y_{\min} 分别为丝线尾端轨迹的最高点和最低点对应的 y 坐标; $St = fD/U$, f 为柔性丝线的拍动频率.从图 5(a)中可以看出,对于牛顿流体($We=0$),当丝线运动进入周期性拍动模态后,丝线拍动幅值 A 与质量比 M 呈单调递增关系,即随 M 的增大显著增大;相应地,丝线所受阻力不断增大,而丝线拍动频率(St)继模态变换时的跃增后逐渐减小.图 5(b) 中的计算结果表明,在黏弹性流体中($We=1$),丝线运动发生模态变换的临界质量比 $M^* \approx 0.25$,拍动丝线的平均阻力 C_D 、拍动幅值 A 以及 St 数随质量比 M 的变化趋势和牛顿流体情况基本保持一致.相比而言,不同的是:①黏弹性流体中拍动幅值 A 相对较小(尤其是当 $M < 0.4$ 时);②对于 $0.25 \leq M \leq 0.3$,尽管此时丝线运动为周期性拍动,阻力系数 C_D 与静止模态相比反而稍有减小,而当 $M > 0.3$ 时,黏弹性流体中拍动丝线的 C_D 也相对较小.上述丝线拍动特性的不同进一步证实了流体弹性效应对柔性丝线拍动运动的明显抑制作用.

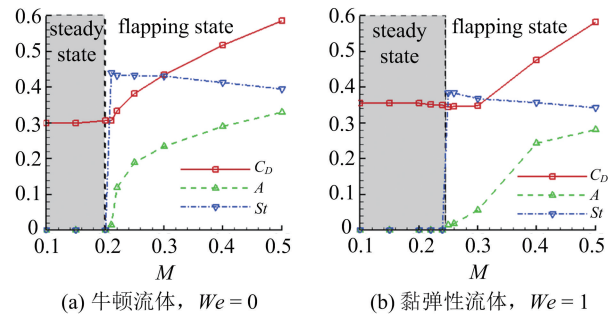


图 5 柔性丝线拍动时的平均阻力、拍动幅值、 St 数
Fig.5 Drag on the filament, flapping amplitude and Strouhal number as a function of mass ratios

另外,我们也计算考察了流体弹性效应的增强对柔性丝线拍动特性的影响,图 6 给出了 $M=0.5$ 时拍动丝线所受平均阻力 C_D 、拍动幅值 A 以及 St 数随 We 的变化情况.从图 6 可以看出,随着 We 的增加,拍动丝线的平均阻力、拍动幅值和拍动频率均

不断减小.这表明流体弹性效应的增强(即 We 增大)更能抑制柔性丝线的拍动运动.前人曾在关于牛顿流体的研究中指出,拍动丝线所受阻力与其拍动包络线所覆盖的面积成正比,丝线拍动幅值越大,拍动包络线的覆盖面积越大,丝线所受阻力也就越大.基于图 6 中所示 C_D 和 A 的变化趋势可以发现,这一结论同样对黏弹性流体的情况适用.图 7 所示的丝线拍动包络图直观地说明了流体弹性效应对丝线拍动运动的抑制作用.对比图 7(a),7(b)可以发现,相比牛顿流体的情况,流体弹性效应的增强对柔性丝线的拍动幅值具有显著的抑制作用,例如 $We=5$ 时丝线拍动幅值减少了约 70%,从而丝线拍动包络线的覆盖面积明显变小,这导致了图 6 中 C_D 随 We 的增大单调减小.

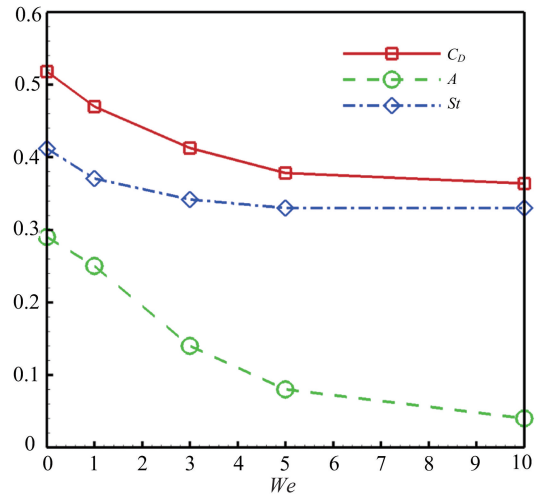


图 6 质量比 $M=0.5$ 时不同 We 下柔性丝线的拍动特性
Fig.6 Drag on the filament, flapping amplitude and Strouhal number as a function of We at $M=0.5$

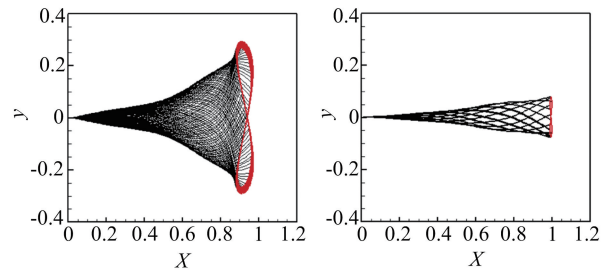


图 7 丝线拍动包络图
红色封闭曲线为柔性丝线尾端的运动轨迹

图 7 The trajectory of the filament in flow

3.3 尾迹区脱涡与高聚物应力

已有研究表明,流体的剪切脱涡可导致高聚物分子在流场中的拉伸变形,生成高聚物应力,进而反

馈作用于流体改变流动特性.因此,在研究柔性丝线拍动的流固耦合问题时,分析尾迹区的脱涡特性和高聚物应力分布可以促进理解流体运动与高聚物分子拉伸变形的相互作用特性.

图 8 给出了牛顿流体和不同 We 时的黏弹性流体的涡量等值云图.从图 8 可以发现,相比于牛顿流体,流体弹性效应的引入导致了以下脱涡现象的改变:①尾迹脱涡受到强烈抑制,表现为涡结构强度(即涡量)明显减弱;②脱涡频率明显降低,表现为尾迹区内涡结构的数目减少.上述的尾涡变化与图 6 所示的丝线拍动特性是可以相互印证的,这也进一步说明了流体弹性效应对流动剪切失稳机制的抑制作用.

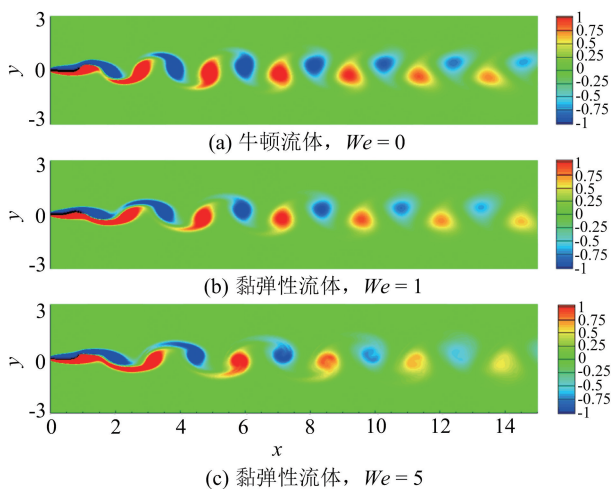


图 8 涡量等值云图

Fig.8 Contours of vorticity

另外,由于高聚物应力与流体的剪切脱涡密切相关,我们也考察了尾迹区高聚物应力的分布特性,图 9 分别显示了 $We = 1$ 和 5 时高聚物应力的迹($\text{tr}(\boldsymbol{\tau})$)的等值云图.从图中可以看出, $\text{tr}(\boldsymbol{\tau})$ 的极大值主要发生在拍动丝线附近,即流体剪切拉伸作用最为强烈的区域.因此,柔性丝线附近的高聚物分子受到的流体拉伸作用最强,该区域产生的高聚物应力也最大.在尾迹区,拉伸后的高聚物分子随着流体脱涡向下游对流,逐渐远离拍动丝线,同时高聚物分子也收缩趋于平衡态构型,因此高聚物应力逐渐减弱.特别值得注意的是, $\text{tr}(\boldsymbol{\tau})$ 在涡结构的中心区域最小,而在涡结构的外缘相对更大.这一分布特性表明高聚物分子在涡结构的外缘受到的流体拉伸作用更加强烈.

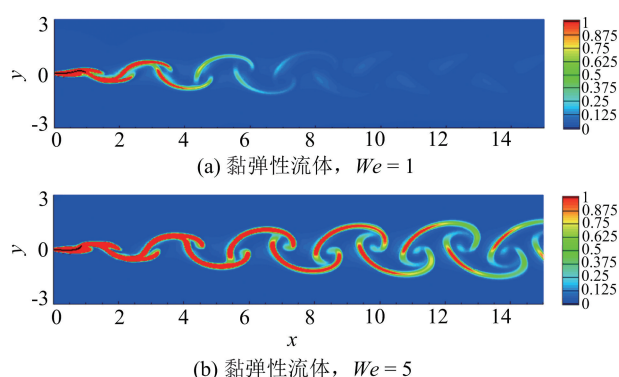


图 9 高聚物应力迹($\text{tr}(\boldsymbol{\tau})$)的等值云图

Fig.9 Contours of the trace of polymer stress

4 结论

本文利用数值模拟对比研究了黏弹性流体中柔性丝线因流固耦合作用产生的自由拍动问题,重点考察了流体弹性效应对丝线拍动特性的影响.通过与牛顿流体的情况对比,分析了柔性丝线在不同质量比 M 和 We 下的拍动特性以及尾迹区脱涡和高聚物应力分布特性.本文研究得到了以下结论:(I)对于给定雷诺数,当质量比 M 低于某一临界值 M^* 时,柔性丝线保持静止,周围流体处于定常绕流状态;当 $M > M^*$ 时,丝线运动进入周期性拍动模式,尾迹流场出现周期性脱涡.总体而言,流体黏弹性效应对柔性丝线运动模式转换具有抑制作用,表现为临界质量比 M^* 随着 We 的增大而增大.(II)对于柔性丝线的拍动特性,流体黏弹性效应主要表现为通过抑制丝线拍动幅值进而减弱其所受的流体阻力,这一抑制作用在小质量比(对于 $We = 1, 0.25 \leq M \leq 0.3$)情况下更为明显.(III)流体黏弹性效应对丝线绕流脱涡现象也有类似的抑制作用,表现为随着 We 的增大尾迹区涡结构的强度明显减弱,数目减少.另外,高聚物分子的剧烈拉伸主要发生在柔性丝线附近以及涡结构的外缘.

关于高聚物湍流减阻特性的研究^[11]曾指出,高聚物分子通过拉伸变形从湍流拟序结构中汲取能量,从而抑制湍流失稳产生强烈的减阻效果.综合以上结论,这一物理机制在本文的研究中具有借鉴意义:在黏弹性流体中,高聚物分子在柔性丝线附近被流体剪切作用拉伸变长,将部分流体动能转换为高聚物弹性势能,产生高聚物应力;同时,由于能量转换,流体动能减弱,导致柔性丝线尾端的流动剪切层不易失稳产生旋涡脱泻,因此尾迹流动更加稳定.

后续工作可将本文算法拓展研究粘弹性流体中

生物拍动自主推进机理以及生命医学工程中的非牛顿流固耦合复杂机制.

参考文献(References)

- [1] HANSEN A G, GIRARD Y, OLOVSSON L, et al. A numerical model for bird strike of aluminium foam-based sandwich panels [J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2006, 32(7): 1127-1144.
- [2] HELFMAN G, COLLETTE B B, FACEY D E, et al. *The Diversity of Fishes: Biology, Evolution, and Ecology*[M]. Chichester, UK: Wiley-Blackwell, 2009.
- [3] GROTBORG J B, JENSEN O E. Biofluid mechanics in flexible tubes[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2004, 36(1): 121-147.
- [4] WEINBERG E J, SHAHMIRZADI D, MOFRAD M R K. On the multiscale modeling of heart valve biomechanics in health and disease[J]. *Biomechanics and Modeling in Mechanobiology*, 2010, 9 (4): 373-387.
- [5] LIU B, POWERS T R, BREUER K S. Force-free swimming of a model helical flagellum in viscoelastic fluids[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2011, 108(49): 19516-19520.
- [6] 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.
- [7] SHELLEY M J, ZHANG J. Flapping and bending bodies interacting with fluid flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2011, 43: 449-465.
- [8] CONNELL B S H, YUE D K P. Flapping dynamics of a flag in a uniform stream [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 581:33-67.
- [9] ZHU L, PESKIN C S. Interaction of two flapping filaments in a flowing soap film[J]. *Physics of Fluids*, 2003, 15(7): 1954-1960.
- [10] SCHOWALTER W R. *Mechanics of Non-Newtonian fluid*[M]. Oxford: Pergamon, 1978.
- [11] MIN T, YOO J Y, CHOI H, et al. Drag reduction by polymer additives in a turbulent channel flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 486: 213-238.
- [12] HUA R N, ZHU L, LU X Y. Locomotion of a flapping flexible plate[J]. *Physics of Fluids*, 2013, 25 (12): 121901.
- [13] ZHU L. Numerical investigation of the dynamics of a flexible filament in the wake of cylinder[J]. *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*, 2014, 6(4): 478-493.
- [14] HE X, LUO L S. Theory of the lattice Boltzmann method: From the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation[J]. *Physical Review E*, 1997, 56 (6): 6811-6817.
- [15] MALASPINAS O, FIETIER N, DEVILLE M. Lattice Boltzmann method for the simulation of viscoelastic fluid flows [J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2010, 165(23): 1637-1653.
- [16] SU J, OUYANG J, WANG X, et al. Lattice Boltzmann method coupled with the Oldroyd-B constitutive model for a viscoelastic fluid[J]. *Physical Review E*, 2013, 88(5): 053304.
- [17] GUO Z, ZHENG C, SHI B. Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method[J]. *Physical Review E*, 2002, 65(4): 046308.
- [18] FERREIRA V G, TOMÉ M F, MANGIAVACCHI N, et al. High-order upwinding and the hydraulic jump [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2002, 39(7): 549-583.
- [19] LEONARD B P. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation [J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1979, 19(1): 59-98.
- [20] DOYLE J F. *Nonlinear Analysis of Thin-Walled Structures: Statics, Dynamics, and Stability*[M]. New York: Springer Science & Business Media, 2013.
- [21] HUANG W X, SHIN S J, SUNG H J. Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method [J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 226(2): 2206-2228.