

文章编号: 1007-7294(2026)01-0147-12

粘弹性流体突扩管流噪声降噪机理研究

宋凯耀, 靳国永, 叶天贵, 刘志刚

(哈尔滨工程大学 动力与能源工程学院, 哈尔滨 150001)

摘要: 针对突扩管内流噪声降噪问题, 本文研究了粘弹性流体在突扩管内的流噪声特性, 并揭示了其降噪机理。通过将表面活性剂与水混合, 可以得到粘弹性流体, 以此控制突扩管内流噪声。基于具有佩特林近似的有限可延展非线性弹性 (FENE-P) 本构模型, 利用 Fluent 的 UDF 将其植入 N-S 方程, 结合大涡模拟和 Ffowcs Williams-Hawkings 方法, 对雷诺数为 8000、最大聚合物拉伸长度为 10、魏森贝格数 (We) 为 0.1 至 12 条件下的突扩管内粘弹性流体流噪声进行计算分析。结果表明: 当 We 到达一定值后, 粘弹性流体能够使流场流动趋于稳定, 延后涡在管内突扩段的产生位置, 从而抑制大涡的发展与形成, 降低低频噪声, 并且能够显著降低管路内部及管壁处脉动压力和脉动速度, 从声源处降低流噪声; 随着 We 的升高, 降噪效果增强, 降噪频率范围提升, 然而, 当 We 超过一定数值后降噪效果将达到阈值。

关键词: 粘弹性流体; 流噪声; 突扩管; 降噪

中图分类号: O427.5 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2026.01.014

Flow noise reduction mechanism of viscoelastic fluid in sudden expansion pipe

SONG Kai-yao, JIN Guo-yong, YE Tian-gui, LIU Zhi-gang

(College of Energy and Power Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: Aiming at the problem of flow noise reduction in sudden expansion pipe, this paper investigates the flow noise characteristics of viscoelastic fluid in a sudden expansion pipe and reveals the noise reduction mechanism. The flow noise in the sudden expansion pipe could be controlled by viscoelastic fluid which is obtained by mixing the surfactant with water. Based on the finite extensible nonlinear elastic model with Peterlin approximation (FENE-P), the flow noise is calculated by using Fluent UDF, combined with Large Eddy Simulation and the Ffowcs Williams-Hawkings method. The Reynolds number is 8000, the maximum polymer tensile length is 10, and the Weissenberg number (We) ranges from 0.1 to 12. The results show that when We reaches a certain value, the flow field is stabilised and the generation of vortices is delayed. Thus, the formation of large vortex that generates low-frequency noise is inhibited. The fluctuating pressure and fluctuating velocity inside the pipeline and at the pipe wall are reduced significantly, so that flow noise will be suppressed from the perspective of sound source. With the increase of We , the effect of noise reduction is enhanced and the frequency range of noise reduction is extended, but when We exceeds a certain value, the noise reduction effect reaches the threshold.

收稿日期: 2025-07-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52241101; 52225109)

作者简介: 宋凯耀(1997-), 男, 博士研究生;

靳国永(1980-), 男, 博士, 教授, 通讯作者, E-mail: guoyongjin@hrbeu.edu.cn。

Key words: viscoelastic fluid; flow noise; sudden expansion pipe; noise reduction

0 引言

变截面管被广泛应用于各行各业,当流体流经变截面时,会产生较大的速度梯度,形成漩涡,诱导产生的流噪声,是管路系统中主要的噪声来源之一。这些噪声会破坏设备的稳定性并降低舰船的隐蔽性,因此有必要对变截面管路流噪声降噪问题进行深入研究。

吕景伟等^[1]对突扩管内流噪声进行了实验测量和数值模拟,结果表明,在进出口处采用过渡形式可以有效降低流噪声。Sun等^[2]对变截面管进行了进一步研究,发现总声压级随变径角的增大而增大。在不同流速下,总声压级最小值在 $\varphi = 15.2^\circ$ 处,最大值在 $\varphi = 25.7^\circ$ 处,两者相差4.98 dB。以上研究说明,改变管路的结构形式能够改善管内流噪声问题,但这种方法对流噪声的影响较为有限。

噪声线谱控制技术也是解决管路噪声问题的途径之一。王震^[3]采用惯性作动器,开展了管路振动主动控制的研究,发现速度反馈控制能够削弱共振峰处的噪声而不会加强其他频段噪声,但这一方法对于降低管内的流体脉动压力并无作用,无法抑制沿管路传播的流噪声。Ashill^[4]和季晓伟等^[5]利用压电作动器和流体脉动入流的方式来抵消管内流体所产生的脉动压力,取得了一定效果,但这种方法对管径要求较高,当管径较大时难以产生效果。虽然上述方法能够降低部分管内流噪声,但存在设计繁琐和安装复杂这些共同难题,在工程上难以实现大规模运用,因此亟需一种简便有效的新型管路流噪声降噪方法。

将表面活性剂添加至水中可以得到粘弹性流体。粘弹性流体已被广泛应用于管路减阻中^[6-7],大量的研究^[8-10]表明其能够有效降低脉动压力。Richter等的研究^[11-13]表明,粘弹性流体能够抑制涡的形成,降低流场不稳定性。Zheng等^[14-16]通过UDF将粘弹性流体本构方程植入Fluent中,研究了粘弹性流体在突扩管内的流动特性,表明粘弹性流体能够提高临界雷诺数,延迟不稳定流动的发生。脉动压力、涡和流场稳定性等因素都会对流噪声造成影响。近年来,一些学者的研究^[17-20]发现,粘弹性流体能够有效抑制圆柱涡激振动的产生,噪声与振动具有一定的相似性,因此粘弹性流体在流噪声降噪方面具有极大潜力。

综上,目前管内流噪声降噪措施的实施复杂且繁琐。而粘弹性流体具有操作简便的特点,并有着较大的降噪潜力,具有很大的应用价值。突扩管作为管路系统的主要噪声源之一,其降噪方面的研究较少。针对以上两点,展开粘弹性流体突扩管内流噪声研究具有重要意义。因此,本文以突扩管为研究对象,基于Peterlin近似的有限可延展非线性弹性(FENE-P)模型,结合LES和FW-H方法,分析了 $Re=8000$ 时,由水和表面活性剂所形成的粘弹性流体在管内的流噪声特性,并揭示了其降噪机理。

1 理论和数值方法

1.1 流场计算方法

对于带有聚合物添加剂的不可压二维非定常流动,控制方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}^s}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^p}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: u_i 为流体速度, p 为压力, $\tau_{ij}^s(i, j = 1, 2)$ 为粘性应力, τ_{ij}^p 为弹性应力,该项为粘弹性流体所特有,对于牛顿流体来说该项为0。目前用于描述粘弹性流体的本构方程有许多,本文采用FENE-P模型。该模型将聚合物分子简化为多个珠子与弹簧相连的系统,以此来描述粘弹性流体中的弹性效应。由于大

多数粘弹性流体分子的拉伸是非线性的, 该模型引入了 Peterlin 函数 $f(C)$ 来考虑聚合物分子的非线性拉伸。在该本构方程中, 弹性应力可用以下形式表示为

$$\tau_{ij}^p = \frac{\mu_p}{\lambda} [f(C)C_{ij} - \delta_{ij}] \quad (3)$$

式中: λ 为松弛时间, μ_p 是粘弹性流体溶质的粘度贡献, 其与水的关系满足式(4), δ_{ij} 为 Kronecker 符号 (当 $i = j$ 时, $\delta_{ij} = 1$, 当 $i \neq j$ 时, $\delta_{ij} = 0$), C_{ij} 为聚合物分子构象张量, 其表明了局部聚合物分子的拉伸程度。由于其与弹性应力只相差一个系数, 因此变化趋势与弹性应力相同, 后文用该张量代替弹性应力张量来进行分析。 C_{ij} 可由式(5)计算所得为

$$\beta = \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_s} \quad (4)$$

$$\frac{\partial C_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial C_{ij}}{\partial x_k} = C_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + C_{kj} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\lambda} [f(C)\delta_{ik}C_{ij} - \delta_{ij}] + K \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial C_{ij}}{\partial x_k} \right) \quad (5)$$

式中: β 为零剪切速率下溶剂(水)与溶质之间的粘度比。由于本文主要研究的是稀聚合物溶液弹性对流噪声的影响, 为了最小化剪切稀化的影响, 将其设置为 0.1^[21], μ_s 为水的粘度贡献, K 为人工扩散系数, 由于方程(5)具有双曲特性, 需要引入人工扩散项使其稳定, 如该方程最右侧所示。采用动态的方法对 K 进行调整, 使其达到最小, 避免假扩散的产生, 提高求解精度。 $f(C)$ 为 Peterlin 函数, 在 FENE-P 模型中被视为聚合物分子构象张量的函数, 在采用式(2)进行计算时需要对该函数进行求导, 其满足下式

$$f(C) = \frac{L^2 - 2}{L^2 - Tr(C)} \quad (6)$$

式中: L 为最大聚合物分子拉伸长度, $Tr(C)$ 为聚合物分子应力张量的迹。

此外, 对于计算中所使用的工况, 我们采用基于来流速度的雷诺数 (Re) 及魏森贝格数 (We) 来进行区分。 We 可以表征流体弹性对流动的影响, 其影响随 We 增大而增大。

基于来流速度的 Re 及 We 定义为

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu_s + \mu_p}$$

$$We = \frac{\lambda U}{D}$$

式中: U 为来流速度, D 为管路特征长度。在本文中, 所研究的 Re 为 8000, We 范围为 0.1~12。

1.2 声学计算方法

在得到流场信息后, 通过 FW-H 方程将流场信息作为声波方程的源项, 用以求解噪声。FW-H 方程如下, 等号右边的三项为声学源项, 分别为单极子、偶极子和四极子声源。

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_0 v + \rho(u-v)] \delta(f) \} - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i(u-v)] \delta(f) \} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{ T_{ij} H(f) \} \quad (7)$$

式中: p' 为在观测点处声压值, C_0 为声速, ρ_0 和 ρ 分别为有、无扰动时的密度, U 和 V 分别为 x 方向及 y 方向速度, P_{ij} 为应力张量, T_{ij} 为 Lighthill 张量, $H(f)$ 为 Heaviside 函数, $\delta(f)$ 为 Dirac 函数, 分别如式(8)~(9)所示

$$H(f) = \begin{cases} 1, & f(x, t) > 0 \\ 0, & f(x, t) < 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\delta(f) = \frac{\partial H(f)}{\partial f} \quad (9)$$

利用格林函数在声学积分表面进行积分, 最终可以得到方程(7)的解析形式为

$$4\pi p'(x, t) = \frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1-M_r)^2} \right]_{\text{ret}} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1-M_r)^2} \right]_{\text{ret}} dS + \frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{L_r \{rM_r + c_0(M_r - M^2)\}}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{\text{ret}} dS \quad (10)$$

式中: ret 表示积分的核心是在相应的时间内计算的, M 为马赫数, f 表示积分面, L 代表声源应力张量, r 代表辐射方向单位向量, L_M 代表 L_i 和 M_i 的标量积分, c_0 代表声速。最终求解该方程, 以得到整个声场的信息。

1.3 模型及数值方法

突扩管计算模型如图 1 所示, 入口及出口直径 D 为特征长度, 入口段及出口段长度为 $10.5D$, 突扩段直径为 $2D$, 长度为 $3D$ 。结构比例与已有实验^[1] 中的结构保持一致, 同样也采用二维模型进行计算。以结构网格对其进行划分, 分别划分两套网格, 两套网格 y^+ 均满足大涡模拟计算要求。第一套网格如图 2(a) 所示, 为全正方形, 边长均为 $0.02D$, 总数为 8 万; 第二套如图 2(b) 所示, 对壁面及突扩段处进行了加密, 壁面处网格大小为 $0.002D$, 突扩段网格大小为 $0.006D$, 总数为 18 万。

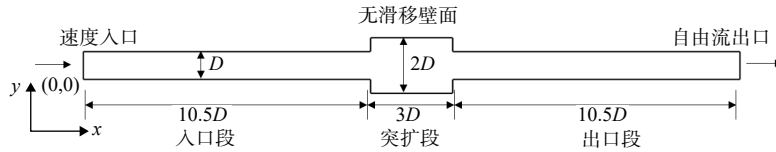


图 1 计算模型

Fig.1 Computation model

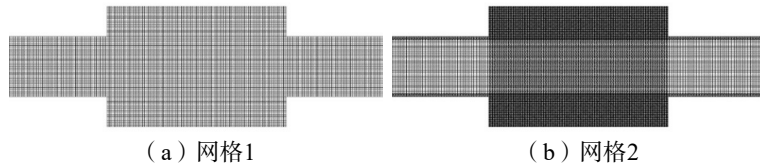


图 2 数值计算模型

Fig.2 Numerical calculation model

入口为速度入口, 出口为自由流出口, 管壁为无滑移壁面, 对于弹性应力张量, 在入口将边界条件设为第一类边界条件, 并使弹性应力张量分量的值满足 $\delta_{ij} = 1$ 。在其余边界处将其设置为第二类边界条件, 使所有弹性应力张量分量在边界处的梯度为 0。时间项采用二阶隐式格式, 动量方程采用界限中心差分格式, 弹性应力采用 QUICK 格式, 算法为 SIMPLEC 算法。直接由大涡模拟展开瞬态计算, 时间步长设置为 1×10^{-5} s, 对于 We 较大的工况, 采用更小的时间步长计算以保证其稳定性, 时间步长最小为 1×10^{-6} s。流场呈现出周期性后采集声学信号。提取 20 000 个时间步, 频率分辨率为 5 Hz, 分析范围为 0~3000 Hz。

1.4 数值验证

由于粘弹性流体在管路流噪声方面的研究鲜有公开报道, 无现有文献可进行直接对照, 而流噪声计算的精确度主要取决于流场所得到的声源信息及声学计算方法的准确性, 因此分别对牛顿流体声场和粘弹性流体流场进行数值模拟的有效性验证。将牛顿流体管内流噪声的数值计算与实验^[1] 进行了对比, 该实验所采用的实验台由流动源、测量系统、消声器及变截面管道组成, 所用的变截面管道结构与图 1 相同, 特征长度 $D = 100$ mm, 测点 1、2 分别位于距入口 700 mm 及 900 mm 处。对比结果如图 3 所示, 两者吻合良好, 说明了本文所用声学计算方法的准确性。再利用已有的粘弹性流体突扩管流场数值模拟^[14] 作为参考值进行验证, 论文中所计算的模型同样为突扩管, 但不包含突缩段。其入口段直径 d , 管长 $2d$, 出口段直径 $3d$, 管长 $50d$ 。更加详细的内容可以参考原文, 此处不再做过多介绍。图 4 为验证结果, 同样两者结果吻合良好, 表明了本文对粘弹性流体突扩管流场计算方法的准确性。

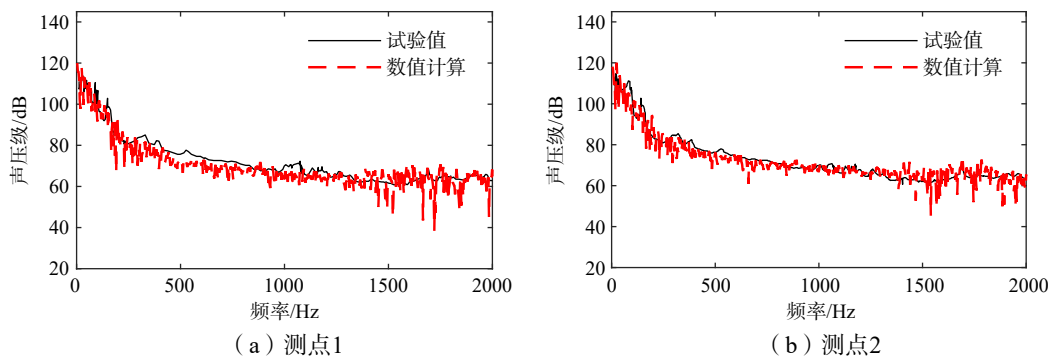


图3 牛顿流体监测点声压

Fig.3 Sound pressure at monitoring points in Newtonian fluid

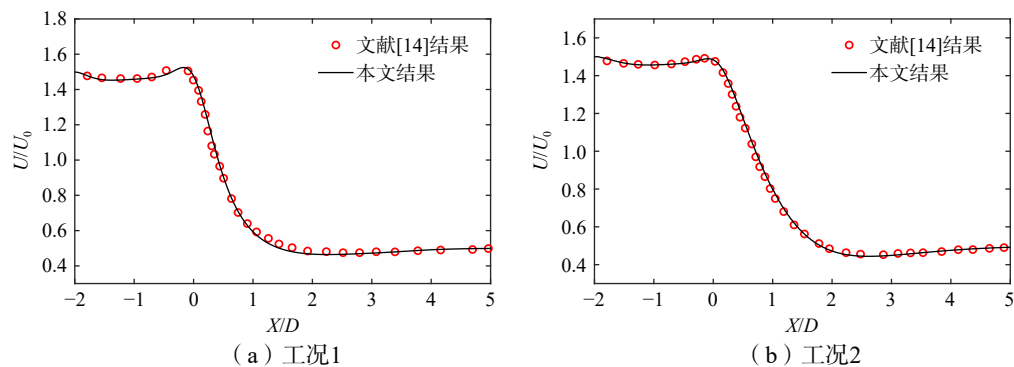
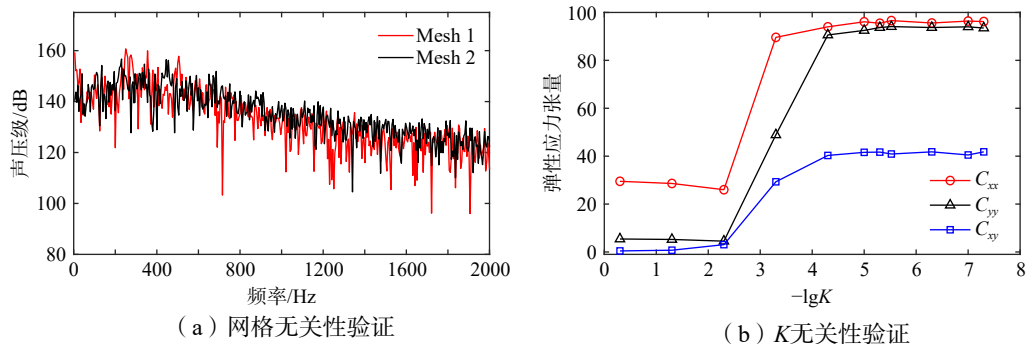


图4 突扩管中线处粘弹性流体速度

Fig.4 Velocity at the midline of sudden expansion pipe of viscoelastic fluid

为了验证网格及所设置参数的准确性,进行了无关性验证,如图5所示。图5(a)为 $We = 0$ 时,两套网格的声学计算结果,可以发现,两套网格计算结果相差不大。考虑到计算效率,后续计算采用网格1。由前文可知,在流场计算中,由于方程具有双曲性质,在计算过程中较易发散,因此引入了人工扩散项使其稳定,系数为 K 。 K 过大会引起假扩散现象,降低计算精度,而 K 太小则会使计算发散。为了明确假扩散现象产生时 K 值的大小,本文针对 $We = 4.5$ 时进行了 K 无关性验证。由于 K 值最小可达 10^{-7} 数量级,为了便于观察,对 K 值采用了对数形式进行处理,结果如图5(b)所示。 K 过大时,发生了严重的假扩散现象。当 K 减小到 1×10^{-5} 时流场中的弹性应力张量基本保持不变,说明此时 K 的值已能满足流场计算的精度要求。为了探究 K 对声场结果的影响,分别取 $K_1 = 1 \times 10^{-5}$, $K_2 = 1 \times 10^{-7}$,计算流噪声,结果如图5(c)所示,两者在监测点的声压级曲线保持一致,因此,当 $K = K_1$ 时其大小已能满足声学计算所需。但随着 We 的改变,产生假扩散现象时的最大 K 值也会有所不同,针对每个工况进行验证需要巨大的计算量,因此,为了避免假扩散现象的影响,我们根据计算结果动态调整 K 值,使其达到最小。但在开始计算时所使用的 K 值不会超过 K_1 ,以此来避免人工扩散对结果的影响。



(a) 网格无关性验证

(b) K 无关性验证

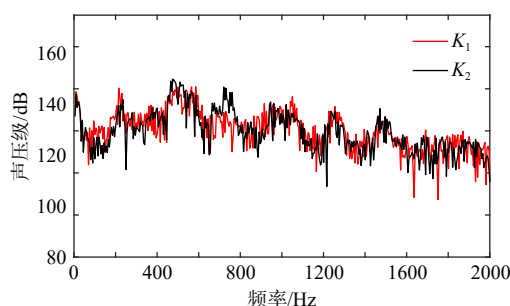
(c) 不同 K 时的声压级曲线对比

图5 无关性验证

Fig.5 Independence verification

2 结果和讨论

2.1 粘弹性流体噪声特性

以管路左下角为坐标原点,在突扩管入口及出口段内分别取 $(5D, D)$ 、 $(19.5D, D)$ 为监测点进行监测,对牛顿流体及粘弹性流体管内流噪声特性进行分析。图6(a)、图7(a)分别展示了监测点处小弹性(We 较小)粘弹性流体及牛顿流体的声压级曲线,由图可知,当弹性较低时,整体范围内粘弹性流体的声压级与牛顿流体基本一致,仅在0~100 Hz范围内声压级略有降低。在图6(b)和图7(b)中,随着弹性增加,粘弹性流体的降噪效果进一步增强。当 $We = 1$ 时,粘弹性流体的声压级曲线整体略低于牛顿流体,在频率为0~200 Hz的低频范围内降低更为明显,最大降幅可达20 dB,但峰值处大小基本保持不变。当 $We = 3$ 时,粘弹性流体的声压级表现出进一步的降低,整体降幅大约在20 dB,峰值处也有较大衰减。与之前有着相同趋势的是在低频某一范围内声压级会有更加明显的降低,该范围随着弹性增加而增大。在该弹性下,0~400 Hz范围内的降噪效果最为明显,最大降幅可达40 dB。但当弹性进一步增加至 $We = 12$ 时,降噪效果达到了一个阈值,如图6(c)和图7(c)所示, $We = 12$ 时与 $We = 3$ 时的粘弹性流体声压级曲线在大小及趋势上均表现出一致性,说明当 We 超过3后,其降噪能力达到了阈值。

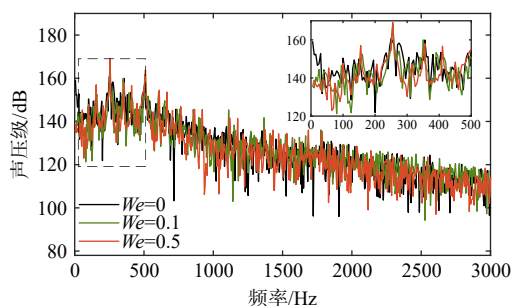
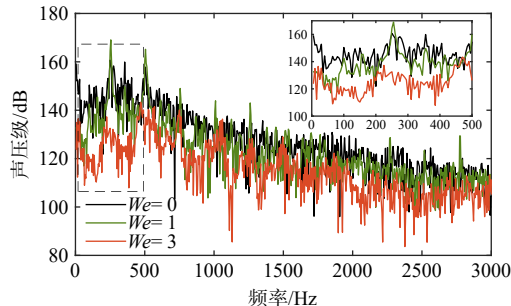
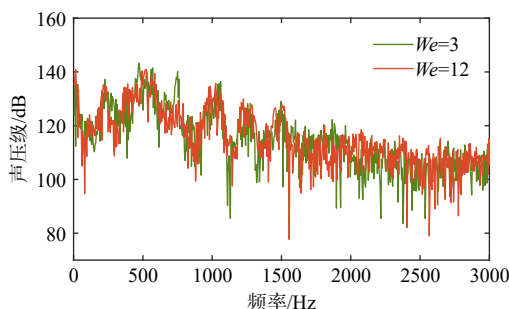
(a) 牛顿流体和低 We 粘弹性流体声压级对比(b) 不同 We 下粘弹性流体声压级对比(c) $We=3$ 和 $We=12$ 工况下粘弹性流体声压级对比

图6 出口段监测点声压级曲线

Fig.6 Sound pressure level curve of the monitoring points at the outlet section

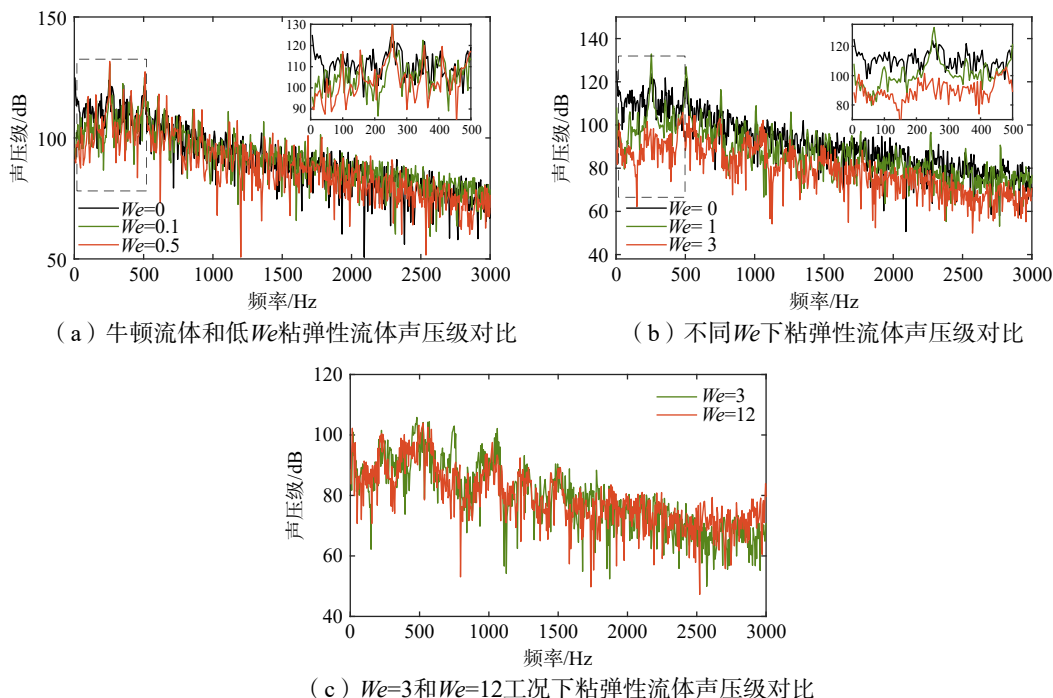


图 7 入口段监测点声压级曲线

Fig.7 Sound pressure level curve of the monitoring points at the entrance section

在工程上,流速往往是最重要的影响参数之一。因此,探究不同流速下粘弹性流体的降噪效果十分重要。本文在保持 $We = 3$ 不变的基础上,以 $Re = 8000$ 时的雷诺数作为标准雷诺数 Re_0 ,通过改变入口流速调节雷诺数,探究了不同流速下粘弹性流体对流噪声的影响。图 8 为沿管路中线处流噪声总声压级降低值(ΔL_p),其满足下式

$$\Delta L_p = L_{p1} - L_{p2} \quad (11)$$

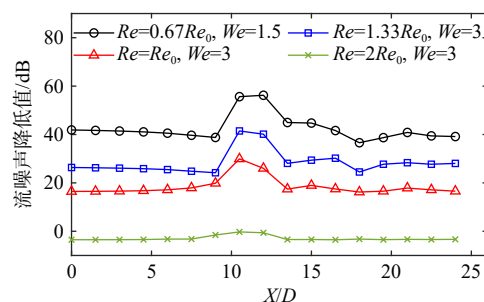
式中: L_{p1} 和 L_{p2} 分别代表水和粘弹性流体中相应位置的总声压级。

从图 8 可以发现,不同流速下噪声降低最大处均位于突扩段。由于突扩段是涡流产生的主要位置,可以推断对涡流的抑制是流噪声降低的原因之一,在后续章节中将对此进一步分析。在低流速($Re = 0.67Re_0$)时,很小的 We 就能带来很好的降噪效果。随着 Re 增大,湍流在加强,降噪效果减弱,但在 $Re = 1.33Re_0$ 时,降噪效果有所回升,这与溶液内部聚合物分子的剪切诱导结构接近于最佳状态^[22]有一定关系,当雷诺数达到 2 倍 Re_0 时,流噪声的降低基本为 0,不再具备降噪效果。但令人遗憾的是,在该工况下,进一步增加 We 会使计算发散,因而无法进一步探究在该 Re 下能够产生降噪效果的 We 值。我们将在后续的工作中进一步探讨此问题。

2.2 粘弹性流体降噪机理

流噪声主要由流体运动产生,流场特性对流噪声有着十分重要的影响,因此本文将从两种流体的流场特性入手,揭示粘弹性流体的降噪机理。

图 9 展示了管内流场的瞬时速度云图。图 9(a)为 $Re = 8000$ 时牛顿流体在管内的速度云图,流动状态为湍流,当流体流过突扩段时,会发生较大的波动,在上下两端形成不对称的涡结构并向前传递,涡

图 8 不同 Re 下管路中线处流噪声降低值Fig.8 Flow noise reduction value at the middle line of the pipeline under different Re

的传递引起了速度和压力的脉动,进而产生噪声。图9(b)为 $Re = 8000$ 、 $We = 0.1$ 时粘弹性流体的速度云图,可以发现其趋势与图9(a)基本相同,较小浓度的添加剂对流场特性无明显影响。图9(c)为 $Re = 8000$ 、 $We = 3$ 时的粘弹性流体在管内的速度云图,进一步提高粘弹性流体的弹性后,流场不稳定性被抑制,使该雷诺数下流体的流动更加趋近于层流,其与牛顿流体在该雷诺数下的湍流流动状态有明显区别。为了探究该工况下流动特性与牛顿流体层流流动特性的区别,图9(d)中展示了另一组牛顿流体的管内流动速度云图,其雷诺数为图9(a)中三分之一,在该图中流场表现出了较为稳定的层流流动趋势,管内流场流动特性较为稳定。但综合图9(c)和图9(d)仍能发现,两者并不完全相同,在突扩段后半段,粘弹性流体的流场不稳定性要大于层流时的牛顿流体,该现象与已有的粘弹性流体突扩管研究结论表现出一致性,即粘弹性流体可以很好地提高发生 Coanda 效应时的临界雷诺数^[23-25],但它无法将流动状态完全变为层流。

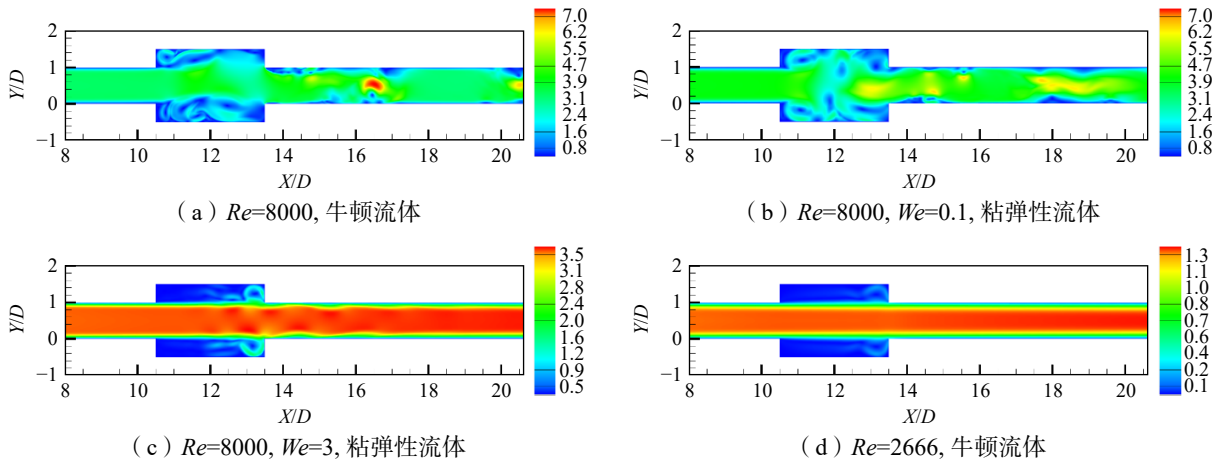


图9 瞬时速度云图

Fig.9 Contour map of transient velocity

流场趋向于稳定意味着脉动强度的降低,脉动压力与脉动速度的均方根值可以体现流场的脉动强度,图10展示了出口段管壁上的脉动压力与速度均方根值。当 $We = 0.1$ 时,流场流动状态与牛顿流体相同,因此脉动量相比于牛顿流体基本保持同一水平,造成该工况下流噪声变化不大。随着 We 增加,流动状态趋向于稳定,管壁上的脉动量进一步下降,在 $We = 1$ 左右时下降已经较为明显,但随距离的变化趋势仍与牛顿流体中相同,因此在图6(a)和图7(a)中可以观察到在 $0 \sim 200$ Hz 处流噪声略有降低。到 $We = 3$ 时,流动状态趋近层流,管壁处脉动量出现明显降低,在刚进入出口段时脉动压力被抑制了 83.9%,而脉动速度被抑制了 47.9%。随着流体向前流动,脉动量的抑制效果逐渐增强,脉动压力最大抑制量为 95.7%,脉动速度最大抑制量可达 97.4%。由于在此雷诺数下流噪声主要是由管壁处的脉动压力所产生,因此伴随着脉动压力的降低,流噪声也出现了明显的降低。

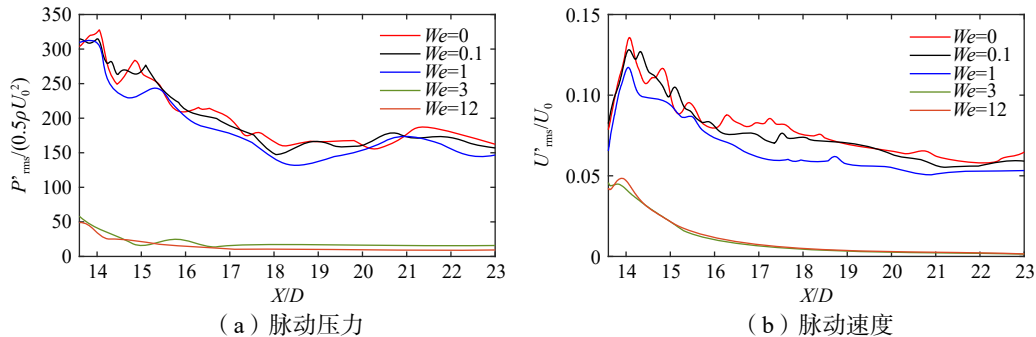
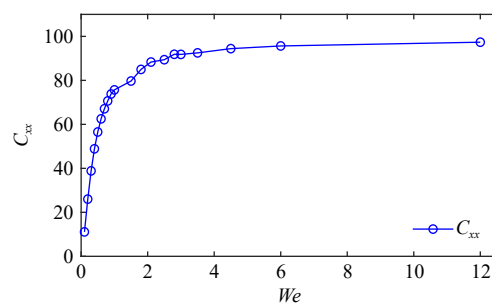
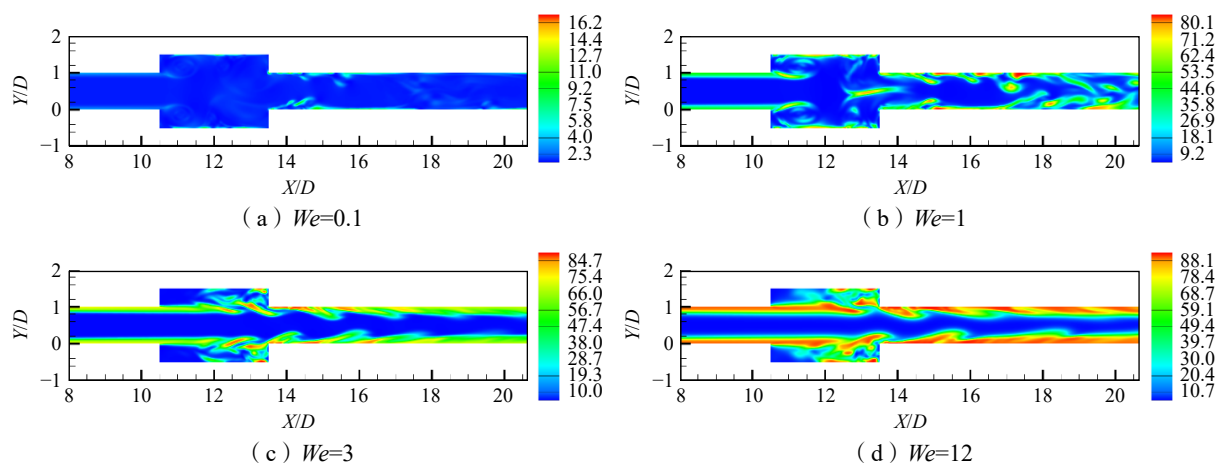


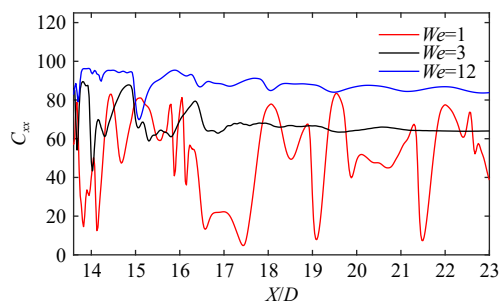
图10 出口管壁处脉动压力及脉动速度均方根曲线

Fig.10 Root mean square curve of fluctuating pressure and velocity at outlet pipe wall

由上文可知,当 We 增加至某一数值时,流噪声和脉动压力才会显著降低,这与弹性应力张量大小及其在管内的作用范围有关。图 11 展示了弹性应力张量 C_{xx} 随 We 的变化曲线。图 12 为流场中弹性应力张量 C_{xx} 云图。聚合物溶液的浓度与松弛时间和粘性比有一定的关系,浓度升高会导致更大的松弛时间,因此 We 也会增大。从图 11 中可以看出,当向水中加入添加剂时, We 和弹性应力张量 C_{xx} 随浓度升高而升高,弹性应力张量 C_{xx} 的升高可分为三个阶段。在较小 $We(0 \sim 1)$ 范围内,其急剧增大,这一阶段内添加剂在整个流场中较少。

图 11 弹性应力张量 C_{xx} 随 We 变化曲线Fig.11 Elastic stress tensor C_{xx} versus We curve图 12 瞬时弹性应力张量 C_{xx} 云图Fig.12 Contour map for transient elastic stress tensor C_{xx}

在图 12(a)中,弹性应力张量 C_{xx} 少量存在于突扩段及出口段,且强度十分低,无法对流场及声场造成有效的影响;当 $We = 1 \sim 3$ 时,弹性应力张量 C_{xx} 随 We 继续缓慢增长,从图 12(b)可以发现,在进口段,弹性应力张量 C_{xx} 连续附着在管壁处,而在出口段,弹性应力张量 C_{xx} 间断附着于管壁上,抑制了部分出口段管壁的压力脉动。由于出口段及突扩段是主要的声源产生段,因此在这一阶段,粘弹性流体会有一定的降噪效果,表现为 $0 \sim 200$ Hz 的声压级略微降低。从图 12(c)可以发现,在 $We=3$ 时,弹性应力张量 C_{xx} 在出口段管壁处形成了和入口段一样的连续附着结构,结合可以发现,壁面处弹性应力张量 C_{xx} 的值都保持在 60 以上,具有一定强度,极大地抑制了出口段管壁上的脉动压力,从而降低了流噪声。结合图 11 及图 12(d)可以发现,当 We 进一步增加至 12,整个流场中的弹性应力张量 C_{xx} 最大值基本不再变化,但在管壁附近的强度一直在增加。图 13 中 $We = 12$ 时,弹性应力张量 C_{xx} 的值比 $We = 3$ 时高出约 20。此外,在这两个工况下,管壁附近的值基本恒定,证明了图 12 中连续附着结构的形成。 $We = 1$ 时,其值波动较大,在部分区域内要大于 $We = 3$ 时的值,而在其余区域很小,并未出现连续附着。这一现

图 13 出口段壁面处弹性应力张量 C_{xx} 变化曲线Fig.13 Root mean square curve of elastic stress tensor C_{xx} at outlet pipe wall

象说明,相比于弹性应力张量 C_{xx} 的大小,连续附着结构才是抑制流噪声和脉动压力的主要原因,当该结构形成后,只要弹性应力张量 C_{xx} 的值达到一定程度就会对壁面处脉动压力产生抑制效果,再继续提高其大小并不会使抑制效果更好。

当 We 大于 3 时,在入口段向突扩段过渡的区域有部分弹性应力张量 C_{xx} 沿着入口段向前延伸。 We 较小时同样也有延伸的出现,但延伸的距离并不明显。这种延伸规整了流体的流动,对突扩段内涡的产生和发展造成了影响。图 14 展示了弹性应力张量 C_{xx} 云图和速度流线图,由于牛顿流体中不存在弹性应力张量,故图 14(a)使用平均速度云图。图 14(a)中流体为牛顿流体,当流体流过突扩段时,在尖端处流线会向两边流动并卷曲从而形成涡。图 14(b)中为 We 较小的粘弹性流体,流场中的添加剂浓度较低,无法对流动造成有效影响,因此在尖端处同样也发生了卷曲流动而形成了涡。在图 14(c)中,粘弹性流体的 We 较大,弹性应力张量 C_{xx} 连续地附着在进口管壁处,并在流入突扩段时延续了一定距离,可以理解为延长了进口管路,这种结构抑制了尖端处流体的卷曲,并将其延后至该结构末端,从图中可以发现在该结构末端出现了类似的卷曲现象。这一行为对流场中涡的形成和发展有着较大影响。

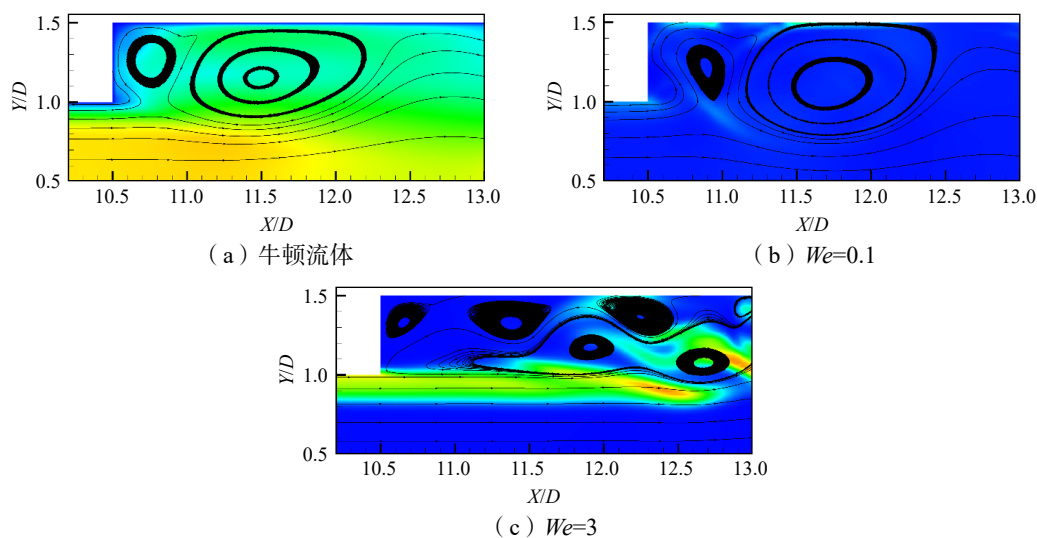


图 14 突扩段内速度流线和弹性应力张量云图

Fig.14 Velocity streamline and contours of elastic stress tensor C_{xx} in sudden expansion section

在牛顿流体和 We 较小的粘弹性流体中,涡从突扩段尖端处产生,随着流体的流动,逐渐发展扩大并向突扩段末端传递,形成了较大的涡。而在 $3 \leq We \leq 12$ 及以上的粘弹性流体中,该层状结构的出现延后了涡产生的位置,使其没有足够的流动时间及空间发展为较大的涡,因此在腔中只有多个小型涡。而其他学者以往的研究^[26]显示,大涡对流噪声的影响主要体现在低频处。在本研究中,由于大涡的形成被抑制,所以在 We 较大并形成了层状结构后对低频噪声有较大的抑制作用。

3 结 论

本文以突扩管为研究对象,研究了 $Re = 8000$ 、 $L^2 = 100$ 、 $\beta = 0.1$ 时,不同 We 下粘弹性流体的流噪声特性,分析了其降噪机理。主要结论如下:

(1) 当粘弹性流体的 We 较小时,降噪效果不明显,仅对 0~100 Hz 范围内的宽频噪声有一定的影响;当 We 继续增大时,宽频噪声降低的范围扩大至 200 Hz,降噪效果也有所增强,最大降幅可达 20 dB;当 We 达到 3 后,流场的流动更加稳定,趋近于层流状态,表现出更加明显的降噪效果,在 0~400 Hz 范围内降噪效果最为明显,最大降幅可达 40 dB,在 500~3000 Hz 范围内有一定降低,平均降幅在 20 dB 左右,并且对于离散噪声的抑制十分明显,峰值处声压级大幅衰减。

(2) 当 $Re = 8000$ 时, We 增大到一定值后, 进一步增大 We , 降噪效果会出现阈值, 流噪声不会进一步降低; 并且粘弹性流体的降噪效果会随着流速(Re)的提高而逐渐降低, 此时需要 We 更大的粘弹性流体才有可能进一步使流噪声降低。

(3) 具有一定 We 大小的粘弹性流体流入突扩段时, 弹性应力张量 C_{xx} 会沿着入口段向前延伸, 延伸出的弹性应力张量会使流体的流动更加规整, 延迟涡的产生位置, 抑制大涡的形成, 进而在低频处对流噪声产生抑制效果。

(4) 当粘弹性流体的 We 达到一定程度后, 弹性应力张量会连续附着于出口段管壁上, 显著降低出口管壁处的脉动压力和脉动速度, 脉动压力最大可被抑制 95.7%, 脉动速度最大可被抑制 97.4%, 从声源处抑制了流噪声的产生。提高 We 会使附着处弹性应力张量增大, 但对脉动强度无进一步影响。

本文采用的是一种通过添加聚合物溶液使流体兼具粘性以及弹性、从而达到降低流噪声的被动降噪方法, 具有良好的工程应用前景。然而, 仍然存在一些问题, 我们将在今后的工作中进一步展开研究, 具体包括: 1) 需要针对工程上所需的高雷诺数管流建立更加稳定的粘弹性流体数值模拟方法; 2) 进一步揭示粘弹性流体降噪机理, 更加深入分析其对宽带噪声和涡流离散谱噪声等噪声的影响规律; 3) 工程上聚合物溶液并不会像数值模拟中一样完全均匀地分布在水中, 需对聚合物溶液的高效混合方法及释放方法, 并针对聚合物的成分及浓度对流噪声的影响展开进一步研究。

参 考 文 献:

- [1] 吕景伟, 季振林. 变截面管道内流噪声预报与实验测量[J]. 噪声与振动控制, 2011, 31(1): 166–169.
Lv J W, Ji Z L. Numerical prediction and experimental measurement of flow noise in variable cross-sectional area pipes[J]. Noise Vib. Control, 2011, 31(1): 166–169. (in Chinese)
- [2] Sun L, Zhe C, Guo C, et al. Numerical simulation regarding flow-induced noise in variable cross-section pipelines based on large eddy simulations and Ffowcs Williams–Hawkings methods[J]. AIP Advances, 2021, 11(6): 065118.
- [3] 王 震. 基于惯性作动器的管路系统振动主动控制研究[D]. 北京: 中国舰船研究院, 2014.
Wang Z. Research on active vibration control of pipeline system based on inertial actuator [D]. Beijing: China Ship Research and Development Academy, 2014. (in Chinese)
- [4] Ashill P R. Flow control: Passive, active, and reactive flow management[J]. The Aeronautical Journal, 2001, 105(1045): 150–150.
- [5] 季晓伟, 刘桓龙, 柯 坚, 等. 基于神经网络的入流式流体脉动主动控制[J]. 液压气动与密封, 2016, 36(10): 17–21.
Ji X W, Liu H L, Ke J, et al. Active control on fluid pulsation with inflow method based on BP neural network[J]. Hydraulics Pneumatics & Seals, 2016, 36(10): 17–21. (in Chinese)
- [6] Ptasiński P K, Nieuwstadt F T M, Van Den Brule B H A A, et al. Experiments in turbulent pipe flow with polymer additives at maximum drag reduction[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2001, 66(2): 159–182.
- [7] Li P W, Kawaguchi Y, Yabe A. Transitional heat transfer and turbulent characteristics of drag-reducing flow through a contracted channel[J]. Journal of Enhanced Heat Transfer, 2001, 8(1): 23–40.
- [8] Kim K, Sirviente A I. Turbulence structure of polymer turbulent channel flow with and without macromolecular polymer structures[J]. Experiments in Fluids, 2005, 38(6): 739–749.
- [9] Li F C, Kawaguchi Y, Yu B, et al. Experimental study of drag-reduction mechanism for a dilute surfactant solution flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(3): 835–843.
- [10] Li F C, Kawaguchi Y, Segawa T, et al. Reynolds-number dependence of turbulence structures in a drag-reducing surfactant solution channel flow investigated by particle image velocimetry[J]. Physics of Fluids, 2005, 17(7): 75104.
- [11] Richter D H, Shaqfeh E S G, Iaccarino G. Numerical simulation of polymer injection in turbulent flow past a circular cylinder[J]. Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme, 2011, 133(10): 104501.
- [12] Richter D H, Iaccarino G, Shaqfeh E S G. Simulations of three-dimensional viscoelastic flows past a circular cylinder at moderate Reynolds numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 651: 415–442.

- [13] Richter D H, Iaccarino G, Shaqfeh E S G. Effects of viscoelasticity in the high Reynolds number cylinder wake[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 693: 297–318.
- [14] Zheng Z Y, Li F C, Yang J C. Modeling asymmetric flow of viscoelastic fluid in symmetric planar sudden expansion geometry based on user-defined function in FLUENT CFD package[J]. *Advances in Mechanical Engineering*, 2013, 5: 1–13.
- [15] Zheng Z Y, Li F C, Li Q, et al. Reynolds-averaged Simulation on turbulent drag-reducing flows of viscoelastic fluid based on user-defined function in fluent package[C]//*Proceedings of the 4th ASME Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting*. Amer Soc Mechanical Engineers: New York, 2014.
- [16] Li Y K, Zheng Z Y, Zhang H N, et al. Numerical study on secondary flows of viscoelastic fluids in straight ducts: Origin analysis and parametric effects[J]. *Computers & Fluids*, 2017, 152: 57–73.
- [17] Xiong Y L, Peng S, Zhang M Q, et al. Numerical study on the vortex-induced vibration of a circular cylinder in viscoelastic fluids[J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2019, 272: 14.
- [18] Ashouri A, Izadpanah E, Hekmat M H, et al. Numerical investigation on two-degree-of-freedom vortex-induced vibration of a circular cylinder in power-law fluids[J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2021, 292: 14.
- [19] Hasheminejad S M, Fallahi R. Intelligent VIV control of 2DOF sprung cylinder in laminar shear-thinning and shear-thickening cross-flow based on self-tuning fuzzy PID algorithm[J]. *Marine Structures*, 2023, 89: 24.
- [20] Hasheminejad S M, Fallahi R. Effects of force and moment actuation in active two dimensional VIV control of an elastic circular cylinder in power-law fluid flow[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 238: 22.
- [21] Peng S, Huang T, Kouser T, et al. Wake asymmetry weakening in viscoelastic fluids: Numerical discovery and mechanism exploration[J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(9): 1–22.
- [22] Liaw G C, Zakin J L, Patterson G K. Effects of molecular characteristics of polymers on drag reduction[J]. *AIChE Journal*, 1971, 17(2): 391–397.
- [23] Norouzi M, Zahiri A S, Shahmardan M M, et al. A numerical study on pressure losses in asymmetric viscoelastic flow through symmetric planar gradual expansions[J]. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 2017, 65: 199–212.
- [24] Neofytou P. Transition to asymmetry of generalised Newtonian fluid flows through a symmetric sudden expansion[J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2006, 133(2): 132–140.
- [25] Dhinakaran S, Oliveira M S N, Pinho F T, et al. Steady flow of power-law fluids in a 1:3 planar sudden expansion[J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2013, 198: 48–58.
- [26] Throw B, Samimy M, Lempert W. Compressibility effects on turbulence structures of axisymmetric mixing layers[J]. *Physics of Fluids*, 2003, 15(6): 1755–1765.