

自由圆射流对声激励的非线性响应分析

郭鹏, 赵马杰, 朱旻明, 叶桃红

(中国科学技术大学热科学和能源工程系, 安徽合肥 230027)

摘要: 声激励是控制流动和燃烧的有效手段. 为研究声激励对圆射流流场的控制作用, 采用大涡模拟方法计算了不同频率的声激励下的圆射流流场($Re=2020$), 分析了流场对声激励的非线性响应过程. 对涡量和 Q 函数的分析表明流场拟序结构的变化与激励频率有关. 通过传递函数分析及脉动速度的分解, 揭示出扰动波在流场中有三种传播模式, 即对流传播模式、声波—对流混合传播模式和声波传播模式, 与实验结果符合较好. 通过分析速度功率谱(PSD)在空间的分布, 反映出激励引起湍流能量在频率空间的重新分配. 研究表明, 射流响应对激励频率的选择特性不仅表现在流场结构的变化, 还与扰动波的传播模式密切相关. 当激励频率在射流优势频率附近时, 扰动波以对流模式传播, 流场结构及能量在频域的分布都发生明显变化.

关键词: 射流; 声激励; 传播模式; 大涡模拟

中图分类号: TK121 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2019.06.006

引用格式: 郭鹏, 赵马杰, 朱旻明, 等. 自由圆射流对声激励的非线性响应分析[J]. 中国科学技术大学学报, 2019, 49(6): 465-475, 516.

GUO Peng, ZHAO Majie, ZHU Minming, et al. An analysis of nonlinear response of free circular jets to acoustic excitation[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2019, 49(6): 465-475, 516.

An analysis of nonlinear response of free circular jets to acoustic excitation

GUO Peng, ZHAO Majie, ZHU Minming, YE Taohong

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: Acoustic excitation is an effective means of flow and combustion control. To investigate the modulation effects of acoustic excitation on the circular jet, large eddy simulation was adopted to calculate the circular jet ($Re=2020$) submitted to acoustic modulation with different frequencies. The nonlinear response of the flow field to acoustic excitation was studied. The analysis of vorticity field and Q criterion demonstrate that the response of the flow field structure is dependent on the excitation frequency. The analysis of transfer function and decomposition of fluctuating velocity reveal that the propagation of perturbation wave has three modes: convective mode, mixed acoustic-convective mode and acoustic mode, which agrees well with the experimental results. The spatial distributions of power spectrum density (PSD) of velocity display the redistribution of turbulent energy in the frequency space. It is shown that the response of jets to excitation reflects the flow structures and is closely related to the propagation mode of

收稿日期: 2018-03-10; 修回日期: 2018-05-18

基金项目: 国家自然科学基金(51576182, 91441117)资助.

作者简介: 郭鹏, 男, 1992年生, 硕士生. 研究方向: 湍流流动数值模拟. E-mail: pengguo@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 朱旻明, 博士. E-mail: zhmm@ustc.edu.cn

the perturbations. When the excitation frequency is near the preferred frequency of the jet, the perturbations propagate in a convective mode, while the flow structures and energy distribution in frequency space exhibit a significant change.

Key words: jet; acoustic excitation; propagation mode; large eddy simulation (LES)

0 引言

声激励作为流动和燃烧的主动控制方法之一,引起了研究者的充分关注^[1-5],例如用于控制流动分离、边界层转捩、火焰抬举高度等.其特点是只需要很小的输入能量就可获得明显的控制效果.燃烧室中发生的非稳定热释放和声振的耦合是造成燃烧不稳定的根本原因^[6].流场对外加扰动波的响应和流场自身的结构密切相关,是流场自身结构和规律激励波相互作用的结果,是个复杂的非线性过程.

在圆射流中加入声激励,能够调整流场的混合和扩散特性,在脉动射流、合成射流上具有广泛应用^[7].圆射流的基本结构包括势流核心区(potential core)、过渡区和充分发展区.射流剪切层中由于 Kelvin-Helmholtz 不稳定引起周向涡量卷起形成涡环,涡环在向下游传播的过程中可能发生合并,两相邻的涡环之间的涡瓣区由于二次失稳会产生三维流向涡结构.在势流核心末端存在一个活跃的扰动频率,称为射流优势频率 f_p ^[8-9],对应的 St 数与初始条件和背景噪声水平有关,取值 0.2~0.64.

声激励对流场的控制作用和声波与流动的耦合程度相关,主要影响因素有频率和振幅.特定频率范围的声激励可以明显改变射流出口的剪切层拟序结构,进而影响剪切层厚度和混合过程. Crow 等^[10]在 $Re = 10^5$ 的圆射流出口处加上不同频率和幅度的周期扰动,测量下游流场的响应,发现中心线上的势核心区末端的优势频率与激励幅度有关,当激励幅度大于 2% 时,优势模态对应的 St 数基本保持在 0.3. Samet 等^[11]在研究 $Re = 2.8 \times 10^4$ 的圆射流剪切层时发现,在较低的激励频率下,流场对激励的敏感性随振幅增大而增大. Birbaud 等^[12]通过实验研究了 $Re = 2020$ 的圆射流对声激励的响应,划分出响应频率的范围,同时在实验中发现将激励幅度从 10% 增加到 20%,扰动波的传播模式基本不变.汤冰等^[13-14]采用大涡模拟方法对文献^[12]中声激励下的圆射流进行数值计算,从多角度描述声激励对流场的影响,分析流场对声激励响应的频率选择特性,然而基于不可压缩的数值求解方法,无法进一步分

析扰动声波在流场中的传播模式.

扰动声波在冷态流场传播过程中会发生传播模式的转换,产生以接近于流动速度传播的涡波,发生声涡转化现象.分析扰动波的相位角在流动方向的变化规律,可以得出扰动波的传播速度^[8],进而可以区分扰动波传播的三种模式:对流传播、声波—对流混合传播和声波传播. Birbaud 等^[12]分析认为,扰动波的传播模式取决于脉动速度中声波分量和流动分量的相对大小. Noriay 等^[15]在研究声扰动在装有孔板的受限空间低 Re 数射流中传播时,根据声波和对流传播的特点,将脉动速度定量分解成声扰动和对流扰动,并分析得出:在孔板的上游,速度的脉动仅由声波引起,以声速传播;到孔板下游,传播模式转化为对流模式.

声激励可改变流场中的拟序结构,并通过涡配对、分离和一些随机因素的复杂作用导致流场的能量在激励波、谐波、亚谐波和其他频率波上重新分配.对流场中多点的速度信号做功率密度谱分析^[16],可以获得不同空间位置处能量在频域中分布的变化,研究声激励引起的流场能量的重新分配规律^[12,17].

本文取文献^[12]中的圆射流 ($Re = 2020$) 为研究对象,在 OpenFOAM 平台上采用大涡模拟方法计算相锁定全局声激励下的圆射流流场,并充分发挥数值模拟优势,扩展实验分析.研究不同频率激励下射流流场中的拟序结构,揭示扰动波的传播模式,以及激励引起能量的重新分配,深入分析声激励对流场的控制作用.

1 数值方法

数值求解的方程包括连续方程、动量方程和能量方程,以及状态方程.在大涡模拟中,对这些方程进行过滤和封闭,压强和密度在物理空间中过滤,其他变量采用密度加权过滤(Favre 平均)^[18],得到的控制方程为

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij}^{sgs}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho\tilde{E}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_j \tilde{E}}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{E}^{sgs}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{u}_j \bar{\tau}_{ij}) \quad (3)$$

$$\bar{P} = \overline{\rho R \tilde{T}} \quad (4)$$

式中，“ $\overline{\quad}$ ”代表网格尺度过滤后的物理量，“ $\tilde{\quad}$ ”表示为 Favre 过滤；上标 sgs 表示亚格子量 (subgrid scale)； R 为气体常数； $\overline{\rho}$ 、 \tilde{u}_j 分别为过滤后的密度和速度； $\bar{\tau}_{ij}$ 为过滤后的分子粘性应力，表达式为

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3}\mu \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \quad (5)$$

式中， μ 为分子动力粘度； δ_{ij} 为克罗内克算子； S_{ij} 为应变率张量，表示为

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

τ_{ij}^{sgs} 为亚格子应力项，本文采用动态的 Smagorinsky 涡粘模型进行计算，即

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\overline{\rho} \mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \overline{\rho} k^{sgs} \delta_{ij} \quad (7)$$

式中， $\mu_t = C_D \Delta^2 |\tilde{S}_{ij}|$ 是亚格子涡粘系数； $k^{sgs} = C_1 \Delta^2 |\tilde{S}_{ij}|^2$ 为亚格子湍动能； C_D 和 C_1 是通过局部动态模型得到的模型系数。 \tilde{E} 、 \tilde{T} 为过滤后的总能和温度， λ 为导热系数。 τ_E^{sgs} 为亚格子能量通量项，模化后的表达式为

$$\tau_E^{sgs} = -\frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - (\mu_t + \mu) \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_j} + u_i \tau_{ij}^{sgs} \quad (8)$$

式中，湍流普朗特数 $Pr_t = 0.7$ ， C_p 为定压比热。

采用有限体积方法对控制方程进行离散，时间离散采用隐式向后差分格式，空间离散采用高斯线性离散。本算例选取的是 OpenFOAM 中的可压缩求解器 rhoPimpleFoam，采用 PIMPLE (PISO-SIMPLE) 算法。该算法结合了压力耦合方程的半隐式求解方法 (semi-implicit method for pressure linked equations, SIMPLE)，和压力隐式分裂算子方法 (pressure-implicit with operators, PISO)。PIMPLE 算法的主要思想是将每个时间步内的流动看成稳态，用 SIMPLE 算法进行求解，而时间步的推进则采用 PISO 算法来完成。

本文计算的圆射流算例中，喷口直径 $D = 0.022\text{m}$ ，射流出口采用平均速度分布， $U_j = 1.38\text{m/s}$ ，对应的雷诺数 $Re = 2020$ 。出口处加上很小的初始扰动， $u'_x = 0.02U_j$ ， $u'_y = u'_z = 0.01U_j$ 。下

游出口处的速度采用压力速度出口边界条件，压力采用无反射边界条件。侧面边界足够远，采用无滑移边界条件。根据实验文献[12]，射流出口处的周期性声激励振幅为 $A = 0.2\text{m/s}$ ，扰动速度表达式为 $u' = A \sin(2\pi f_0 t)$ ，其中 f_0 为激励频率。

图 1(a)和(b)分别是进口平面和中间剖面的网格分布图，计算域的流向长度和径向距离都为 $12D$ 。计算采用了三套网格，数目分别为 122 万、258 万和 550 万。图 2 比较了三套不同网格下的流向速度的一阶矩(平均值)和二阶矩(RMS, 均方根值)的计算结果。图 2(a)和(c)分别是 $X = 6D$ 处流向速度一阶矩和二阶矩沿径向的分布，(b)和(d)分别是中心线上流向速度一阶矩和二阶矩的分布。可以看出，粗网格与密网格有较大差异，而中等网格与密网格结果非常接近，计算结果不再随网格的加密出现明显变化，说明采用中等网格已满足计算精度的要求。经过网格独立性验证，以下计算结果采用的网格总数为 $200 \times 110 \times 110 \approx 258$ 万。对射流出口、核心势流区及剪切层附近的网格进行加密，最小网格大小为 $h_x = h_y = h_z = 0.2\text{mm}$ 。计算的时间步长量级为 10^{-5}s ，对应的克朗(Courant Friedrichs Lewy, CFL)数小于 0.1。为了避免出现回流，计算中加了很小的空气伴流速度， $U_c = 0.019U_j$ 。

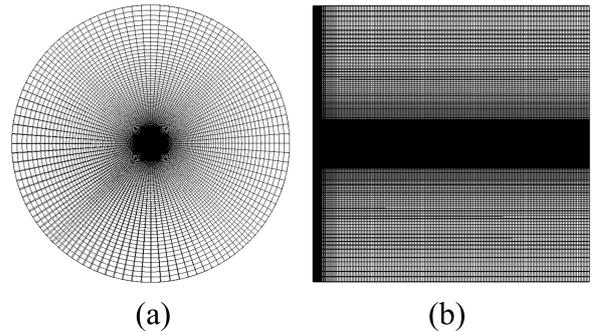


图 1 (a)进口平面的网格,(b)中间剖面的网格
Fig. 1 (a) The grids on the entrance face, and (b) the grids on the center plane

2 结果讨论

2.1 未加激励时圆射流的计算结果

本节给出未加激励时圆射流的计算结果。图 3 (a)和(b)分别是流向速度瞬时场和时间平均场分布的云图，用进口速度 U_j 作无量纲化。从图 3(a)中可看出，射流在靠近出口区域仍维持初始速度，与环境交界处速度梯度较大，混合层中存在着明显的剪切

作用,由于 Kevvin-Helmholtz 不稳定性出现拟序结构. 到下游流场呈现比较完全的湍流特性,符合射流

流场特征. 从图 3(b)中可以看出射流存在着锥形势流核心区.

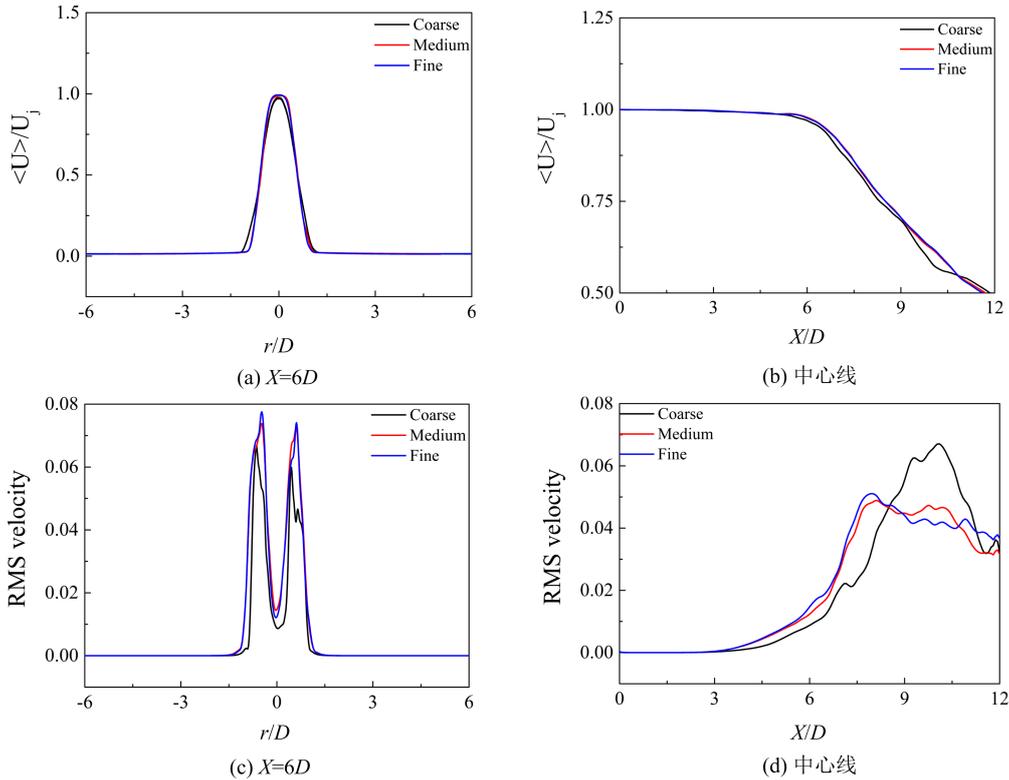


图 2 不同计算网格下流向速度的平均值和均方根值的分布

Fig. 2 The distributions of mean and RMS axial velocity with different grids

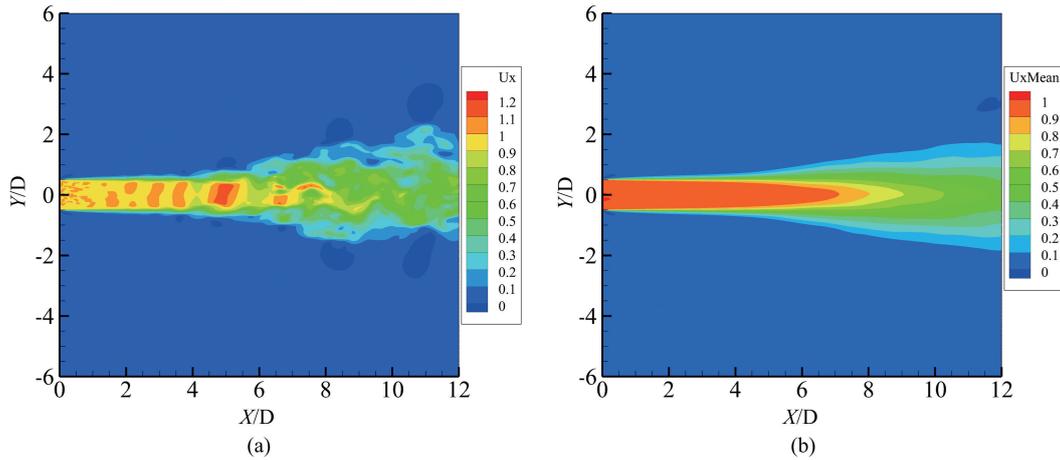


图 3 (a) 流向速度的瞬时值分布, (b) 流向速度的平均值分布

Fig. 3 (a) The distribution of instantaneous axial velocity, and (b) the distribution of mean axial velocity

图 4(a)为无量纲流向速度的平均值和均方根值在中心线上的分布. 当 $X < 5D$ 时, 平均速度基本保持为进口速度, 即势流核心区长度约为 $5D$, 和文献中报道的实验结果一致^[12,19]. 在势核区中心线上流向速度的均方根值较小. 当 $X > 5D$ 时, 平均速度开始下降, 均方根速度则快速增长, 说明能量从平

均流场向脉动场转化. 在射流上游, 脉动速度主要由剪切层大尺度拟序结构引发, 势流核心区内中心线上脉动速度受剪切层中周向涡环影响不大. 势核区结束后剪切层相互融合, 湍流的小尺度随机脉动明显增长.

为找出射流优势频率, 对势流核心区末端中心

线上 $X=5D$ 处的流向速度作功率谱分析. 从图 4 (b)中可看出,射流优势频率 $f_p=26\text{Hz}$,对应的 St

数 $St_p = Df_p/U_j = 0.43$,和文献[12]中实验值 $St_p = 0.45$ 符合良好.

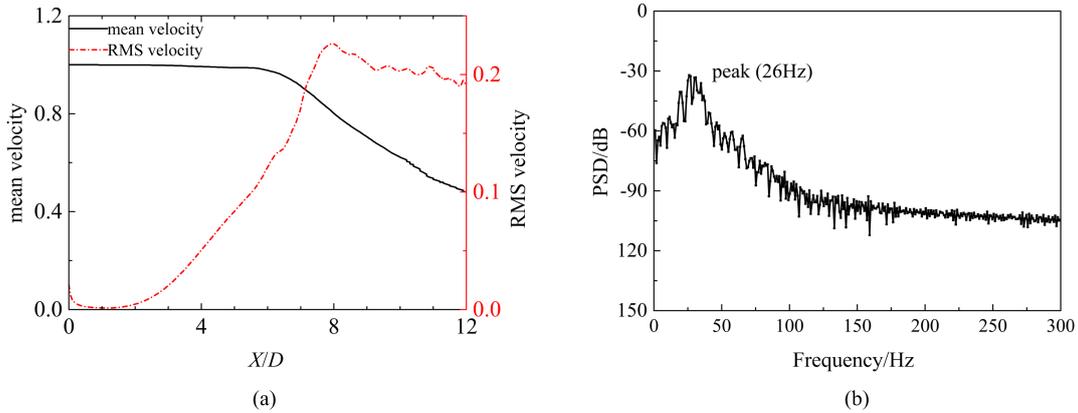


图 4 (a)中心线上流向平均速度和均方根速度, (b)中心线上 $X=5D$ 处流向速度功率谱
 Fig. 4 (a)The mean and the root mean square (RMS) axial velocity on the centerline,
 and (b) power spectrum density (PSD) of axial velocity at $X=5D$ on the centerline

2.2 流场涡结构分析

本文计算的激励频率有 $f_0 = 20\text{Hz}(\sim f_p)$ 、 $50\text{Hz}(\sim 2f_p)$ 、 70Hz 、 130Hz 、 170Hz 和 250Hz , 对应的 St 数分别为 0.32 、 0.80 、 1.12 、 2.07 、 2.71 和 3.99 . 本节通过周向涡量和 Q 准则方法, 讨论不同频率声激励对流场大尺度结构的影响.

2.2.1 周向涡结构

在圆柱坐标系中, 将涡量 $\vec{\omega}$ 沿周向、流向和径向分解, 即 $\vec{\omega} = \omega_\theta \vec{e}_\theta + \omega_x \vec{e}_x + \omega_r \vec{e}_r$. 图 5 是无激励时和不同频率声激励下射流流场的周向涡量 $\omega_\theta = 100\text{s}^{-1}$ 的等值面分布.

如图 5(a) 所示, 在无激励时, 通过周向涡量等值面分布图显示的周向涡环结构不明显, 在势核区末端出现不规则的破碎涡. 图 5(b) 和 (c) 对应的激励频率分别为 $f_0 = 20\text{Hz}(\sim f_p)$ 和 $50\text{Hz}(\sim 2f_p)$, 可以看出, 加上激励后, 流场结构发生显著改变, 周向涡量显示出的涡环结构十分明显. 由于激励波周期性的调制, 在流场中产生规律性剪切, 进而形成规整的大尺度涡环结构, 随着往下游方向发展, 涡环发生倾斜、破裂, 逐渐破碎成为不规则的涡结构. 图 5(d) 给出了 50Hz 的周向涡量的二维图, 可以清楚地看出, 在接近两倍射流优势频率的激励下, 在流向约 $X=2D$ 处出现明显的涡配对现象. 从后面的功率密度谱分析中可发现, 亚谐波频率 ($f_0/2=25\text{Hz}$) 在下游占主导地位, 正是由于涡配对造成亚谐波在下游集中了大部分能量. 图 5(e) 和 (d) 给出了激励频率

$f_0 = 130\text{Hz}$ 和 250Hz 的情况, 在远高于射流优势频率的激励条件下, 流场涡结构与无激励时类似, 激励频率对流场的调制作用不明显.

2.2.2 Q 准则描述

涡旋结构还可以采用 Q 准则方法来识别^[20]. Q 准则是速度梯度张量的二次不变量, 定义为

$$Q = \frac{1}{2} (u_{ii}^2 - u_{ij}u_{ji}) = \frac{1}{2} (S_{ii}S_{ii} - S_{ij}S_{ji} - \Omega_{ij}\Omega_{ji}) \quad (9)$$

式中, S_{ij} 和 Ω_{ij} 分别代表速度梯度张量中的对称张量和反对称张量. Q 值表示旋转速率超过应变率的程度, $Q > 0$ 的位置可以表征流场中涡旋结构.

图 6 是激励频率为 20Hz 和 50Hz 时流场的 Q 函数等值面的瞬时图, 这里 $Q = 2500\text{s}^{-2}$. 同样可以看出, 流场上游区域形成规整的大尺度涡环结构, 到下游破碎成为不规则的细小涡结构. 与 $f_0 = 20\text{Hz}$ 相比, 当 $f_0 = 50\text{Hz}$ 时, 在射流初始段涡环结构出现得较为密集, 并且大尺度结构在更上游的位置发生破碎扭曲. 在 $X=2D$ 处有大涡环嵌小涡环, 显示出涡配对现象.

以上对周向涡量和 Q 函数等值面的分析, 可以说明流场对于激励频率的响应有明显的选择特性. 在射流优势频率附近的声激励能明显地加强流场中的拟序结构, 并且影响它们的发展和破碎方式, 形成对流场结构的有效控制. 当激励频率较高时, 激励对流场的调制作用不明显, 流场与无激励时结构类似.

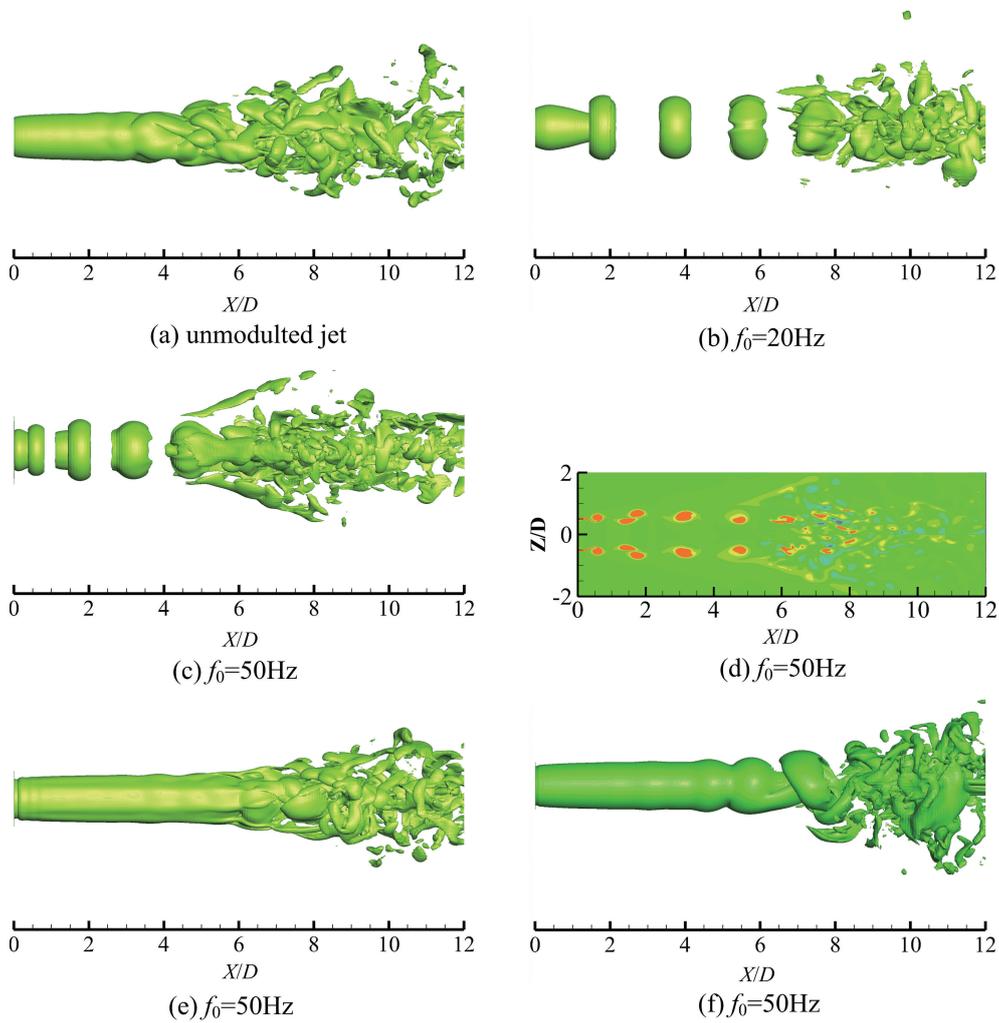


图 5 周向涡量等值面分布($\omega_\theta = 100\text{s}^{-1}$)

Fig. 5 The iso-surfaces of circumferential vorticity($\omega_\theta = 100\text{s}^{-1}$)

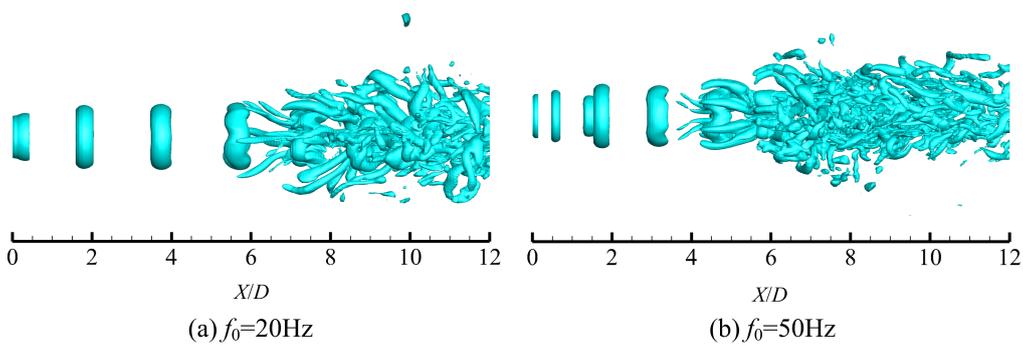


图 6 不同激励频率下 Q 准则等值面($Q = 2500\text{s}^{-2}$)

Fig. 6 Q -criterion contour graph with modulation at different excitation frequencies($Q = 2500\text{s}^{-2}$)

2.3 扰动波在流场中的传播模式

2.3.1 扰动波的振幅和相速度

特定频率的声扰动在流场中的传播特性可以通过传递函数来描述. 传递函数的增益和相位角 φ 的变化可以反映入射扰动波在射流流场中传播时振幅

的变化和传播速度的大小.

传递函数定义为通过中心线上一点 p 和射流出口附近点 e 的互谱密度函数 S_{pe} 与 e 点的自谱密度函数 S_{ee} 的比值^[12,21], 其公式为

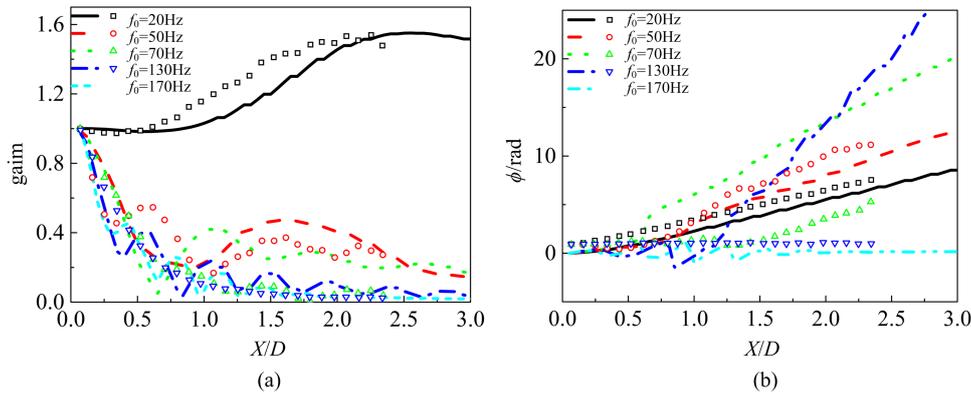
$$T_{pe} = \frac{S_{pe}(f_0)}{S_{ee}(f_0)} \quad (10)$$

传递函数的增益反映了频率为 f_0 的扰动波振幅的改变. 扰动波沿 X 方向传播的相速度 C_φ 为

$$C_\varphi = 2\pi f_0 \left(\frac{d\varphi}{dX} \right)^{-1} \quad (11)$$

图 7(a)和(b)分别显示出不同频率的入射扰动波的增益和相位角沿中心线上的变化, 直线表示计算值, 相同颜色的符号表示对应频率的实验值. 当激励频率 $f_0=20\text{Hz}$ 时, f_0 和射流的优势频率 $f_p=26\text{Hz}$ 最为相近, 射流的响应也最为剧烈. 增益在初始一段距离 ($X/D < 0.8$) 保持为常数 1, 往下游

($0.8 < X/D < 2$) 近似线性增长, 在 $X/D=2.5$ 处, 达到最大, 再下游 ($X/D > 2.5$) 则保持平稳状态. 计算结果与实验符合较好. 当 $f_0=50\text{Hz}$ 时, 增益曲线在射流上游区域 ($X/D < 1$) 就迅速衰弱, 发展到下游扰动波的振幅变得很低. 从图 7(b) 中可以看出, 在 $f_0=20\text{Hz}$ 和 50Hz 这两个激励频率下的相位角 φ 都呈线性增长, 根据公式(11)求出的相速度分别约为 $1.60U_j$ 和 $0.87U_j$, 和射流速度在同一个量级. 表明在扰动波和射流发生较强的耦合并以对流模式向下游传播.



曲线为计算结果, 空心散点为实验结果

图 7 (a) 传递函数的增益, (b) 相位角在射流中心线上的变化

Fig. 7 (a) Transfer function gain, and (b) phase variations on the jet centerline

在中等激励频率 ($f_0=70\text{Hz}$) 下, 增益曲线的变化规律与 $f_0=50\text{Hz}$ 时类似, 在初始段迅速减小, 接着往下游发展有一个小幅度增长, 最后持续衰减直至趋于零. 从相位角变化曲线可以看出, 当 $X/D < 0.6$ 时, 相位角基本不变, 说明此段传播速度很大, 以声速传播. 值得注意的是, 在 $X=0.6D$ 处, 相位角曲线有一个不规则的阶跃, 从后面的功率谱图 11(d) 中可以看出, 此处开始出现谐波和亚谐波, 与流场相互作用比较复杂, 可能是相位角发生阶跃的原因. 再下游扰动波的传播速度变得比较稳定, 相位角保持线性增加, 根据式(11)得到此处传播速度约为 $0.69U_j$. 可以看出, 该频率扰动波在靠近射流出口处是以声速传播, 在下游区域是以对流模式传播, 表现为声波—对流混合传播模式.

在较高声激励频率 ($f_0=130\text{Hz}$) 下, 增益曲线发展趋势与实验结果类似, 都是在射流出口附近 ($X/D < 0.4$) 先迅速下降, 到下游 ($0.4 < X/D < 0.6$) 有一个小幅度的增长, 接着再缓慢降低至接近零. 可以看出, 此时扰动和流场相互作用微弱并且随着流向距离的增加而减小. 相应的相位角 φ 在开始

一段距离 ($X/D < 0.5$) 基本保持不变, 然后经过一个不规则的阶跃, 最后以固定的斜率增加. 这种情况扰动波仍是声波—对流混合的传播模式. 从计算结果看, 当激励频率达到 170Hz 及更高时, 相位角随着距离的增加不再出现线性的增长关系. 此时相速度非常大, 远远大于射流出口速度, 呈现出完全的声波传播模式.

表 1 列出了计算所得的不同激励频率下扰动波的传播模式. 在较低的激励频率下 ($f_0 < 50\text{Hz}$), 相速度和射流速度在一个量级, 是对流传播模式; 在中等激励频率下 ($70\text{Hz} < f_0 < 130\text{Hz}$), 在靠近射流出口处是声波传播, 下游转化为对流传播, 为声波—对流混合传播模式; 在较高激励频率下 ($170\text{Hz} < f_0 < 250\text{Hz}$), 相速度远远超过射流速度, 完全为声波传播模式.

与实验结果相比较, 计算结果正确地揭示了实验中发现的三种传播模式, 当激励频率增加时, 扰动的传播模式从对流模式, 到混合模式、声波模式转换, 趋势与实验符合得很好. 但与实验相比, 从混合模式到声波模式转变的频率有些差异, 实验中 $f_0 =$

130Hz, 而计算得出的 $f_0=170\text{Hz}$. 计算结果与实验结果出现差异主要在中高频段, 此时激励与流场耦合减弱, 能量大部分保持为声速传播, 正确捕捉声波对数值精度和边界条件的要求都比较高, 造成计算误差的因素可能有以下几点: ①本文给出的速度出口为平均速度分布, 与实验中射流出口的真实速度

分布会有一定差异. 在数值计算中加入了白噪声和小的伴流速度, 与实验实际情况不一定完全符合; ②侧面边界的壁面边界条件也会对计算产生影响; ③OpenFoam 的求解器只有二阶精度. 考虑到以上因素以及实验结果中可能会存在测量误差, 可以解释计算结果与实验结果的差异.

表 1 中心线上扰动波传播模式

Tab. 1 The propagation mode of perturbations on the centerline

$f_0=20\text{Hz}$	$f_0=50\text{Hz}$	$f_0=70\text{Hz}$	$f_0=130\text{Hz}$	$f_0=170\text{Hz}$	$f_0=250\text{Hz}$
对流模式	对流模式	混合模式	混合模式	声波模式	声波模式

2.3.2 脉动速度的分解

当声激励引起的扰动和流场结构发生强耦合时, 会以对流传播模式向流场下游传播^[22]. 为研究扰动波的传播模式, 可把声激励流场中的扰动速度 u' 分解成声波脉动速度 u'_{ac} 和对流脉动速度 u'_{cv} , 即 $u' = u'_{ac} + u'_{cv}$, 两者的相对大小决定了扰动波的传播模式.

下面通过对中心线上脉动速度的分解, 定量揭示流场中扰动波的传播模式. 声波传播速度很快, 瞬间传遍全场, 对流扰动传播速度则远小于声速. 根据声波和对流传播的不同特性, Noiray 提出了将脉动速度分解为^[15]

$$u' = u'_{ac} + u'_{cv} = \Re[\tilde{u}_{ac} e^{j\omega t}] + \Re[\tilde{u}_{cv} e^{-jkX + j\omega t}] \quad (12)$$

式中, $\Re[\dots]$ 表示取复信号实部; $\tilde{u}_{i,ac}$ 和 $\tilde{u}_{i,cv}$ 分别表示声波脉动速度和对流波脉动速度信号的复振幅; X 为中心线上采样点到射流出口距离; $\omega = 2\pi f_0$ 为扰动波角频率; k 为对流扰动波波数; j 为虚数单位. 通过希尔伯特变换将中心线上第 i 个点处的速度实信号转换为复信号:

$$\hat{u}_i = u'_i + jH(u'_i) \quad (13)$$

式中, H 表示为对已有实信号进行希尔伯特变换, 进一步得到复振幅方程:

$$\tilde{u}_i = \tilde{u}_{i,ac} + \tilde{u}_{i,cv} e^{jkX} \quad (14)$$

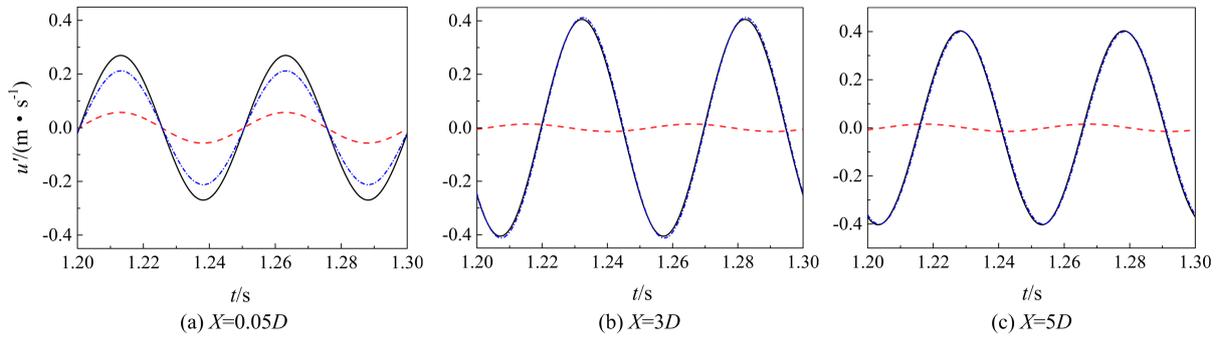
对中心线上连续相邻的三个点的速度信号分析, 因为三点距离较近, 可以认为, 这三点速度信号的复振幅在复平面上共圆, 圆心为声波扰动速度 $\tilde{u}_{i,ac}$, 半径为对流扰动速度的模长 $|\tilde{u}_{i,cv}|$, 从而可确定出 u'_{ac} 和 u'_{cv} . 求解过程中采样点的间隔对结果影响较大, 间距过大, 则不符合三点共圆条件; 间距过小则导致复平面上三点过分接近, 无法求出合理的半径值. 通过验证, $0.1D$ 的采样间隔能较好区分

出对流和声波速度扰动量. 图 8~图 10 分别是激励频率为 20Hz、70Hz 和 250Hz 时, 中心线上 $X = 0, 0.05D, 3D, 5D$ 处脉动速度值 u' 和分解后的声扰动分量 u'_{ac} 和对流分量 u'_{cv} .

在较低的激励频率 $f_0 = 20\text{Hz}$ ($St = 0.32$) 下, 如图 8 所示, 在接近射流出口处, 主要是对流脉动 u'_{cv} , 声波脉动 u'_{ac} 较小. 到 $X = 3D$ 和 $5D$ 处, 声波脉动进一步减小, 湍流总脉动几乎完全由对流脉动贡献. 从中心线上声波和对流脉动的发展来看, 声波脉动值在射流出口最初始段, 由于靠近激励源, 脉动速度曲线振幅较大, 往下游发展时, 声波脉动振幅则迅速降低. 然而, 对流脉动速度曲线的振幅几乎不变. 出口下游的区域中, u'_{cv} 占主导. 由此, 也验证了在激励频率为 $f_0 = 20\text{Hz}$ 的调制下, 中心线上扰动波和射流发生较强的耦合并以对流传模式向下游传播, 这和之前相速度分析结果一致.

在中等的激励频率 $f_0 = 70\text{Hz}$ ($St = 1.12$) 下, 从图 9 中可以看出, 声扰动波和流场相互耦合, 在初始段, 声波脉动速度 u'_{ac} 和对流脉动速度 u'_{cv} 相当. 到下游 $X = 3D$ 处, 声波与对流的脉动速度有明显的相位差, 且 $u'_{ac} < u'_{cv}$. 还可看出因为相位差异, 湍流总脉动因抵消减小, 湍流脉动被抑制. 该频率扰动波在流场的上游区域是以声波的模式传播, 下游区域是以对流传模式向下游传播, 表现为混合传播模式.

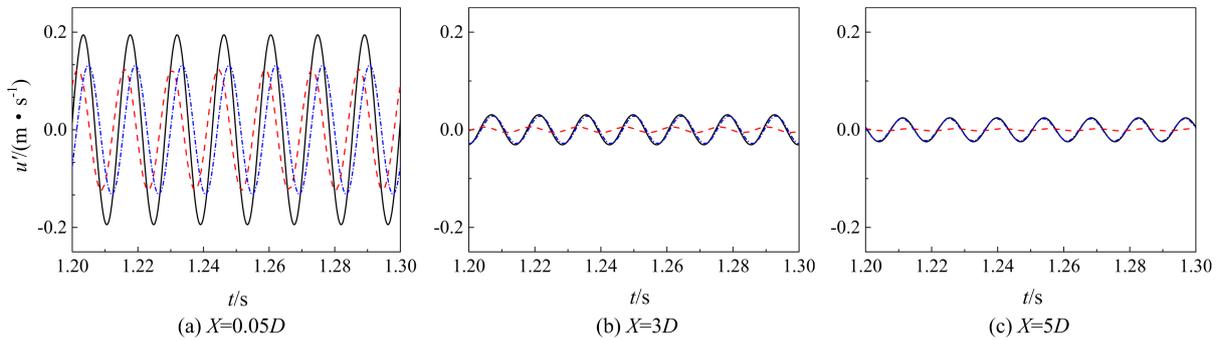
在较高的激励频率 $f_0 = 250\text{Hz}$ ($St = 3.99$) 下, 从图 10 中可以看出, 在整个射流中心线上, 声波脉动曲线和总脉动曲线几乎重合. 这表明在高频率的声激励下, 流场的脉动值几乎完全由声波扰动 u'_{ac} 构成, 远大于 u'_{cv} . 随着往下游发展, 声波脉动振幅不断减小, 但仍然占主导地位. 表明在较高频率的激励下, 扰动波完全以声波模式传播, 与之前相速度分析所得结论一致.



实线为总脉动速度,虚线为声脉动分量,点画线为对流分量

图 8 激励频率 $f_0 = 20\text{Hz}$ 时中心线上不同位置的脉动速度

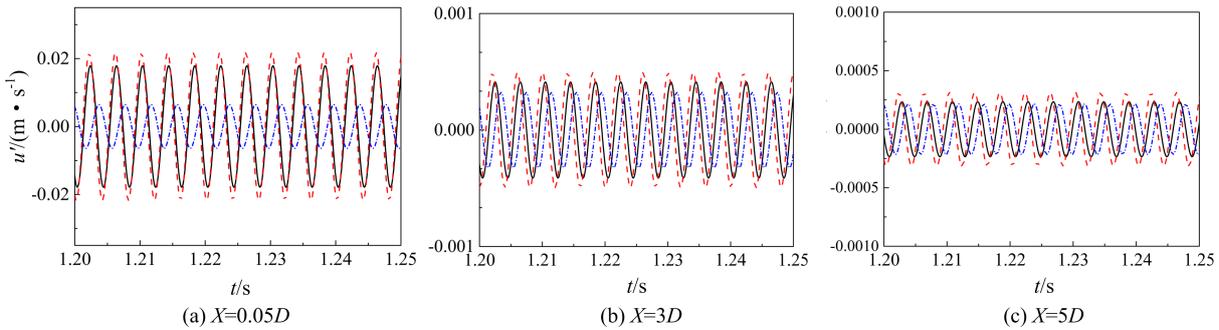
Fig. 8 Fluctuating velocity on the centerline at different locations with modulation frequency $f_0 = 20\text{Hz}$



实线为总脉动速度,虚线为声脉动分量,点画线为对流分量

图 9 激励频率 $f_0 = 70\text{Hz}$ 时中心线上不同位置的脉动速度

Fig. 9 Fluctuating velocity on the centerline at different locations with modulation frequency $f_0 = 70\text{Hz}$



实线为总脉动速度,虚线为声脉动分量,点画线为对流分量

图 10 激励频率 $f_0 = 250\text{Hz}$ 时中心线上不同位置的脉动速度

Fig. 10 Fluctuating velocity on the centerline at different locations with modulation frequency $f_0 = 250\text{Hz}$

2.4 中心线上流向速度的功率谱分析

声激励下流场的拟序结构会进一步通过涡配对、分离和随机因素等复杂作用,导致能量向其谐波、亚谐波和其他频率波上分散. 传递函数只能给出特定频率扰动波传播过程中能量和传播速度的变化情况,而通过速度功率谱在空间的分布则能更清楚地看出能量在频域的分布. 图 11 给出了无激励时和不同激励频率下射流流向速度的功率谱在中心线上的分布情况.

图 11(a)为无激励时射流中心线上流向速度的功率谱,可以看出在靠近射流出口处($0 < X/D < 1$)能量比较均匀地分配到各个频率上,符合白噪声的特征. 到下游处($X/D > 4$),谱能量则集中到射流优势频率 f_p 附近,而高频段对应的能量占比很少.

图 11(b)对应于激励频率 $f_0 = 20\text{Hz}$,此时激励频率稍低于优势频率 f_p ,出口下游整个中心线上占主导地位的频率仍是 f_0 . 在下游位置处($X/D > 0.6$)出现了多道谐波 $2f_0, 3f_0 \dots$,但谐波能量随频

率增加逐级减弱,只有二次谐波较强($2f_0=40\text{Hz}$),但和激励波相比仍弱了很多.说明激励频率和射流

优势频率比较接近时,能量集中在激励频率附近,谐波所包含的能量较小.

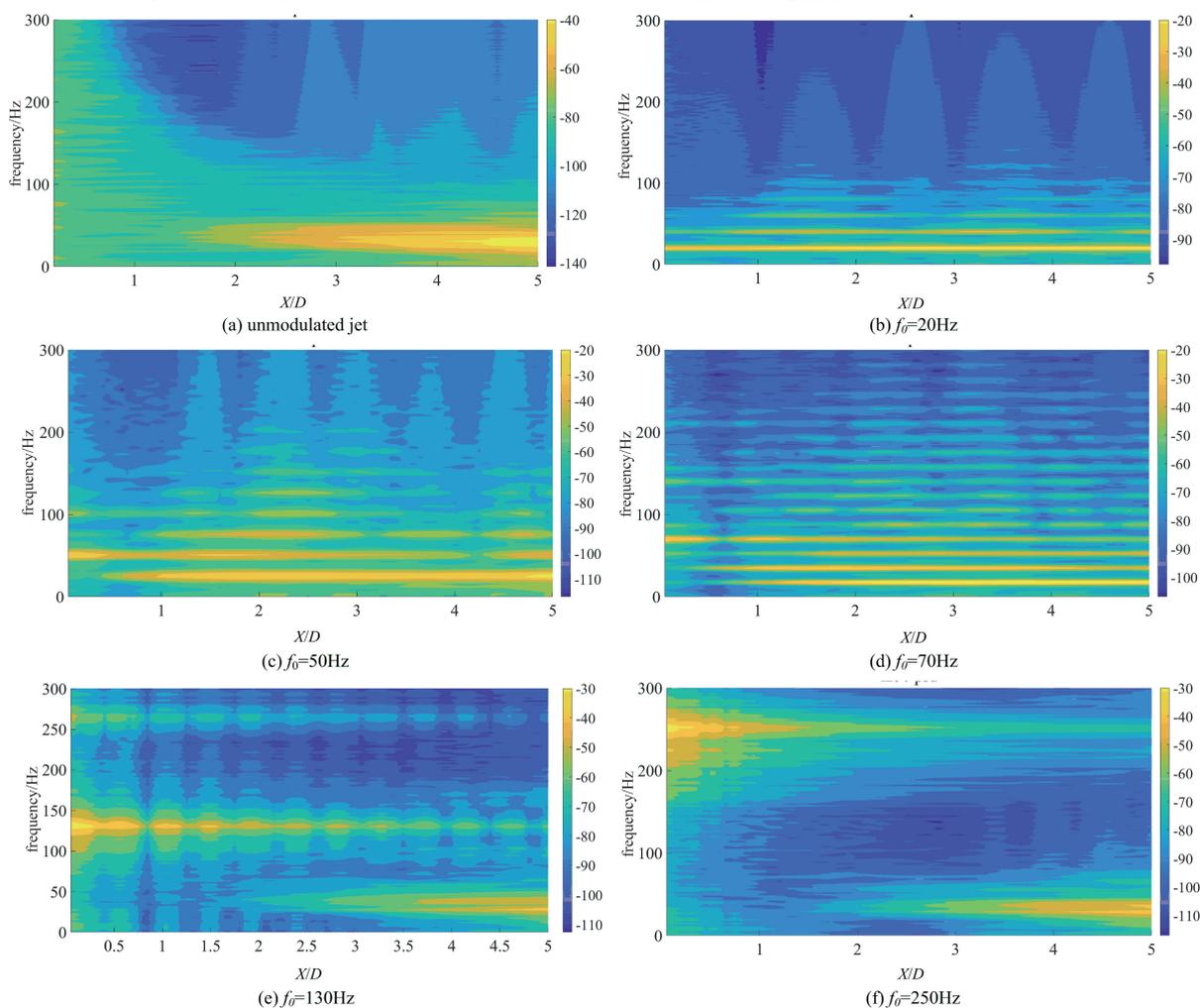


图 11 不同激励频率下中心线上流向速度功率谱密度

Fig. 11 The power spectrum density of axial velocity on the centerline under different excitation frequencies

图 11(c)对应的激励频率 $f_0=50\text{Hz}$,即 $f_0\sim 2fp$.激励频率 50Hz 的能量在往下游发展过程中逐渐减小,约在 $X/D=0.5$ 时出现较强的一次亚谐波 $f_0/2=25\text{Hz}$,更下游处出现多道谐波.谐波所含能量较小,亚谐波($f_0/2$)随流场向下游发展过程中逐渐超过 f_0 ,占主导地位.这是因为声激励亚谐波频率为 $f_0/2=25\text{Hz}$,与射流优势频率 $fp=26\text{Hz}$ 十分接近,和射流优势频率波发生谐振作用,发展成为控制射流发展的主导频率波.从前面涡量结构分析中可推断,亚谐波主要通过涡配对产生.图 11(d)对应的激励频率 $f_0=70\text{Hz}$,激励频率对应的能量随流向位置增加而逐渐衰减.约在 $X/D>0.5$ 处出现多道谐波和亚谐波($f_0/4, f_0/2$ 和 $3f_0/4$),亚谐波含能较多,到下游频率为 $f_0/4$ 的亚谐波所含能

量最大.在下游区域($X/D>4$)处,激励波对流场的影响已经不明显了.

图 11(e)和(f)对应的激励频率为 $f_0=130\text{Hz}$ 和 250Hz ,可以看出激励频率的能量随着流向距离的增加而衰减(与图 7(a)结果一致),到下游处没有谐波和亚谐波出现,而且射流自身优势频率 fp 占主导地位.可以看出在高频激励下,无论从涡旋结构还是频率结构看,声激励对射流的影响都很小.

从以上分析可以看出,声激励对流场的控制受其频率大小的影响,频谱能量主要在激励波、谐波和亚谐波之间分配,且会发生频谱能量向其他频率波转移的现象.有效频段的调制是通过激励扰动波和流场中优势频率波发生非线性作用,重新分配流场能量,达到流动控制的效果.在较高的激励频率时

($f_0 > 130\text{Hz}$, $St > 2.07$), 传播模式为混合或声波传播模式, 激励波不再和流场发生强烈耦合作用, 对流场的控制能力较弱. 当声激励频率在 $f_0 < 70\text{Hz}$ ($St < 1.12$) 时, 传播模式为对流模式, 流场的激励扰动波、谐波和亚谐波在势流核心区边缘具有足够的谱能量和流场优势频率波发生强烈作用, 调整流场发展特性, 对流场有较强的控制能力.

3 结论

为了研究声激励对圆射流的控制作用, 在开源 OpenFOAM 计算平台上采用大涡模拟方法, 计算雷诺数 $Re = 2020$ 的圆射流对不同频率声激励的非线性响应, 得到以下结论:

(I) 本文计算的自然圆射流的势流核心区长度约为 $5D$, 势核区尾部位置流场的优势频率为 $f_p = 26\text{Hz}$, 模拟结果和实验吻合良好, 较好地预测了流场特征.

(II) 射流对声激励频率具有选择特性, 激励频率在 $f_0 < 70\text{Hz}$ ($St < 1.12$) 时, 声激励对射流有较大影响. 从涡量结构看, 当激励频率在优势频率附近时, 出现很显著的大尺度涡结构, 剪切层加厚, 当激励频率增加到 $2f_p$ 附近时, 出现明显涡配对现象. 当激励频率较高时, 对流场的调制作用不明显.

(III) 根据扰动波在流场中的传播速度, 传播模式有三种. 在较低激励频率下为对流传播模式; 在中等激励频率下为声波—对流混合传播模式, 即在射流出口附近为声波传播模式, 在下游为对流传播模式, 传播速度与进口速度同量级; 在较高激励频率下为声波传播模式, 在整个流场中相位角基本相同.

(IV) 通过对速度的功率谱分析可以得出, 在接近射流优势频率激励下, 能量集中在该频率; 在约两倍射流优势频率激励下, 由于涡配对, 到下游时亚谐波的能量超过激励频率能量, 大部分能量集中在亚谐波; 在高激励频率时, 能谱特性与无激励射流比较接近.

综上, 射流响应对激励频率的选择特性不仅表现在流场结构的变化, 还与扰动波的传播模式密切相关. 当激励频率在射流优势频率附近时, 扰动波以对流模式传播, 流场结构与能量在频域的分布都发生明显变化.

致谢: 本文的数值计算得到了中国科学技术大学超级计算中心的计算支持和帮助.

参考文献(References)

- [1] HAN X, YANG J, MAO J. LES investigation of two frequency effects on acoustically forced premixed flame [J]. Fuel, 2016, 185: 449-459.
- [2] KANAMORI A, HIWADA M, MIMATSU J, et al. Effect of sound field on a round air impingement jet [J]. Experimental Heat Transfer, 2009, 22(1): 12-25.
- [3] CANDEL S. Combustion dynamics and control: Progress and challenges [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2002, 29(1): 1-28.
- [4] DEMARE D, BAILLOT F. Acoustic enhancement of combustion in lifted nonpremixed jet flames [J]. Combustion and Flame, 2004, 139(4): 312-328.
- [5] DEMARE D, BAILLOT F, WYZGOLIK A. Destabilization of non-premixed lifted flames by low amplitude acoustic perturbations [J]. Proceedings of the 21st ICDERS, Montreal, 2005, 23: 1-6.
- [6] DOWLING A P, STOW S R. Acoustic analysis of gas turbine combustors [J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(5): 751-764.
- [7] RENAC F, BARBERIS D, MOLTON P. Control of vortical flow over a rounded leading-edge delta wing [J]. AIAA Journal, 2005, 43(7): 1409-1418.
- [8] GUTMARK E, HO C M. Preferred modes and the spreading rates of jets [J]. The Physics of Fluids, 1983, 26(10): 2932-2938.
- [9] PETERSEN R A, SAMET M M. On the preferred mode of jet instability [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 194: 153-173.
- [10] CROW S C, CHAMPAGNE F H. Orderly structure in jet turbulence [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1971, 48(3): 547-591.
- [11] SAMET M M, PETERSEN R A. Effects of excitation level on the stability of an axisymmetric mixing layer [J]. The Physics of Fluids, 1988, 31(11): 3246-3252.
- [12] BIRBAUD A L, DUROX D, DUCRUIX S, et al. Dynamics of free jets submitted to upstream acoustic modulations [J]. Physics of Fluids, 2007, 19: 013602.
- [13] 朱旻明, 赵平辉, 陈义良, 等. 声激励下自由射流的涡量场 [J]. 工程热物理学报, 2012, 33(10): 1811-1814. ZHU Minming, ZHAO Pinghui, CHEN Yiliang, et al. The vorticity field of acoustic modulated free jets [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2012, 33(10): 1811-1814.

(下转第 516 页)