華東理工大學学报 自然科学版 Natural Science Edition
JOURNAL OF EAST CHINA UNIVERSITY OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

可变密度射流的大涡模拟及相干结构研究

徐子鹏 赖焕新

Large Eddy Simulation and Coherent Structure Analysis of Variable-Density Jets

XU Zipeng, LAI Huanxin

在线阅读 View online: http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20260120001

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

欠膨胀超声速冲击射流的大涡模拟

Large Eddy Simulation of Underexpanded Supersonic Impinged Jets

华东理工大学学报（自然科学版）. 2022, 48(3): 388-396 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20210319001

中低雷诺数可压缩冲击射流的流动与传热特性

Flow and Heat Transfer Characteristics of Compressible Impinging Jets at Low to Moderate Reynolds Numbers

华东理工大学学报（自然科学版）. 2025, 51(3): 419-427 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20240911001

亚音速喷流出口扰动对湍流与声场模拟的影响

Effects of Flow Forcing on Simulation of Subsonic Turbulent Jet Flow and Noise

华东理工大学学报（自然科学版）. 2021, 47(4): 510-518 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20200603001

喷嘴内螺纹结构对射流破裂长度的影响

Effects of Nozzle Screw Structure on Breakup Length of Jet

华东理工大学学报（自然科学版）. 2022, 48(1): 19-25 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20201228003

基于时序分解和随机森林的时间序列多步预测算法

Time Series Multi-Step Prediction Algorithm Based on Time Series Decomposition and Random Forest

华东理工大学学报（自然科学版）. 2023, 49(6): 873-881 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20220810001

液体射流内部气泡对黏性流体气流式雾化的影响

Effects of Bubbles in Liquid Jet on Air-Blast Atomization of Viscous Liquid

华东理工大学学报（自然科学版）. 2021, 47(4): 392-400 http://doi.org/10.14135/j.cnki.1006-3080.20200405001

扫码关注公众号，获取更多信息！

文章编号：1006-3080(2026)04-0608-11 DOI：10.14135/j.cnki.1006-3080.20260120001

可变密度射流的大涡模拟及相干结构研究

徐子鹏， 赖焕新

（华东理工大学机械与动力工程学院，上海 200237）

摘要：密度变化是影响变密度射流混合特性和流动稳定性的关键因素。针对氦气、空气和二氧化碳这3种来流气体(与空气密度比分别为0.14、1.00和1.52)所形成的变密度射流，在射流动量通量相同的条件下，采用大涡模拟方法研究射流平均流场、涡结构以及相干结构的演化过程。结果表明，氦气射流的速度和浓度衰减较快，空气射流次之，二氧化碳射流衰减缓慢。采用 Q 判据识别流场中的涡结构，发现氦气射流的涡结构失稳早、破碎快、涡团尺度大且径向扩散迅速；二氧化碳射流的涡结构稳定、破碎晚、涡团尺度小且径向分布集中；空气射流的涡结构则介于两者之间。在此基础上，对变密度射流的压力场进行动态模态分解和本征正交分解，结果表明二氧化碳射流的相干结构稳定；氦气射流的相干结构不稳定，从而导致其涡结构更易失稳破碎。此外，氦气射流中的波包结构是其卷吸速率较高的原因。

关键词：变密度；射流；大涡模拟；相干结构；动态模态分解；本征正交分解

中图分类号：O358 **文献标志码：**A

变密度射流是指射流密度不同于环境流体的流动现象[1]，广泛存在于航天推进系统[2]、发动机排气[2]、内燃机中燃料喷射混合[3]以及气膜冷却[4]等工程应用中。不同于可压缩射流中由压力或温度引起的密度变化，本文研究的密度变化源于两种不同气体的混合。变密度射流中密度的变化会显著影响射流的流动稳定性、混合效率以及涡结构的形成与演化，进而影响设备性能。基于此，研究变密度射流的流动特性对相关装备性能的提升具有重要意义。

随着计算能力的不断提升，数值模拟已成为研究变密度射流流场常用的方法。Foysi 等[5]使用大涡模拟(LES)研究了变密度圆形和平面射流，得出了密度变化强烈影响中心线速度衰减的结论。Wawrzak 等[6]基于大涡模拟考察了在不同密度比和速度比下射流的流动结构与不稳定性行为，发现不稳定性导致大尺度涡的形成，这种大尺度涡的结构增强了射流与环境流体的混合。Salizzoni 等[2]利用大涡模拟分析了环境流体吸入现象与密度比的关系。Ivashchenko 等[7]对湍流变密度射流进行了大涡模拟，结果发现与其他气体对相比，空气在氦气中传播得更快。上述研究表明密度差异显著影响射流的衰减速度、湍流结构以及流动稳定性，这为认识变密度射流的流动现象提供了有力的支持。

相干结构是流场中主导着流动与发声过程的质量团[8]。动态模态分解 (DMD)[9]和本征正交分解 (POD)[10]常被用来研究射流中的相干结构。Chai 等[11]采用 DMD 分析了高速喷流的三维压力场，提取了主导动态模态。Rovira 等[12]基于 POD 分析了圆形喷流的大尺度结构和高能模态。然而，这些方法主要用于研究等密度射流的相干结构，在变密度射流中的应用较少。

随着对设备性能要求的提高，射流在不同密度比条件下稳定运行已成为推进系统与燃烧器等工程设备的基本需求。深入研究不同密度比条件下射流的瞬时流动特性和相干结构演化，不仅有助于揭示涡结构的演化规律以及流动不稳定性，还能够为推

收稿日期：2026-01-20

作者简介：徐子鹏(1998—)，男，山东人，博士生，主要研究方向为可变密度射流掺混过程的数值模拟。E-mail：xuzipengd@163.com

通信联系人：赖焕新，E-mail：hlai@ecust.edu.cn

引用本文：徐子鹏，赖焕新. 可变密度射流的大涡模拟及相干结构研究 [J]. 华东理工大学学报(自然科学版)，2026，52(4)：608-618.

Citation： XU Zipeng, LAI Huanxin. Large Eddy Simulation and Coherent Structure Analysis of Variable-Density Jets[J]. Journal of East China University of Science and Technology, 2026, 52(4): 608-618.

进系统、燃烧器等工程设备的设计优化提供依据, 从而提升设备性能和安全可靠性。目前人们对于密度比对相干结构的形成、演化以及流动稳定性影响等问题的认识和研究方面还比较欠缺。以圆口射流为例, 内外气流密度比变化会导致流动特性(特别是瞬时流动)存在显著差别, 原因可能是密度比的不同导致涡结构呈现出不同的稳定性和衰减特征, 但目前为止, 国内外文献中相关的报道很少。为此, 本文采用大涡模拟方法研究射流氦气、空气以及二氧化碳与空气密度比分别为 0.14、1.00 和 1.52 时变密度射流的流动特性和涡旋演化过程, 并对压强场进行 DMD 和 POD 分解, 分析密度比对变密度射流相干结构以及射流不稳定性与混合机理的影响, 为变密度射流的工程应用提供参考。

1　研究对象与数值模型

1.1　控制方程

变密度射流中的质量守恒方程、动量守恒方程以及浓度输运方程(使用爱因斯坦求和约定)分别如式(1)~式(3)所示:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j}=\frac{1}{Re}\frac{\partial \tau_{i,j}(\mu)}{\partial x_j}-\frac{\partial P}{\partial x_i} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t}+\frac{\partial \rho c u_j}{\partial x_j}=\frac{1}{ReSc}\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\alpha\frac{\partial c}{\partial x_j}) \tag{3}$$

式中, P、μ、ρ、u_i、c 和 α 分别表示压力、动力黏度、密度、速度分量、气体的浓度和扩散系数; $\tau_{i,j}(\mu)$ 表示黏性应力; Re 和 Sc 分别为雷诺数和施密特数。

1.2　研究对象

计算域由入口延伸段和掺混区两部分组成, 示意图如图 1 所示。入口延伸段长度 500 mm, 掺混区长度 1 000 mm。氦气、空气以及二氧化碳分别以 32、12、10 m/s 的速度由直径为 26 mm 的圆管射入直径为 285 mm 的圆管中, 空气以 0.9 m/s 的速度射入圆管。图 1 中 C 为坐标原点, $\boldsymbol{g}$ 为重力加速度; X/D 表示射流的轴向位置, 其中 X/D=0 对应于射流从小圆管出口处喷出的位置; Y/D 表示射流的径向位置, 其中 Y/D=0 对应于小圆管出口截面的圆心。3 种射流出口的动量通量保持相同, 即射流受到的惯性力相同。3 种射流流体(氦气、空气、二氧化碳)与环境流体(空气)的密度比分别为 0.14、1.00 和 1.52。射流参数见表 1, 其中 ρ_j 为射流密度, ρ_{∞} 为环境流体密度, U_j 为射流速度, U_{∞} 为环境流体速度。

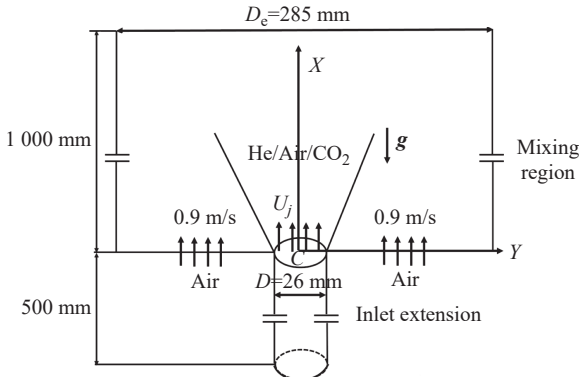


图 1　计算域的示意图

Fig. 1　Schematic of the flow configuration

表 1　射流参数

Table 1　Jet flow parameters

Jet	ρ_j/(kg·m^{-3})	ρ_{∞}/(kg·m^{-3})	ρ_j/ρ_{∞}	U_j/(m·s^{-1})	U_{∞}/(m·s^{-1})	Re
He	0.17	1.29	0.14	32	0.9	6 968
Air	1.29	1.29	1.00	12	0.9	20 703
CO_2	1.82	1.29	1.52	10	0.9	32 098

1.3　计算条件

计算时入口给定来流速度边界条件, 出口给定出流边界条件, 壁面给定绝热无滑移边界条件。湍流模拟方法选择大涡模拟, 亚格子模型选用动态 Smagorinsky 模型。压力速度耦合选用 SIMPLE 算法, 对流项离散选用二阶迎风格式, 扩散项离散选用二阶中心差分, 时间推进选用二阶隐式。时间步长由 CFL(Courant-Friedrichs-Lewy)数确定, 计算式如式 (4) 所示。

$$\mathrm{CFL}=\frac{U_j\Delta t}{\sqrt[3]{V_{\mathrm{cell}}}} \tag{4}$$

式中, U_j 为喷口处的速度, Δt 为时间步长, V_{cell} 是最小的网格体积。使用雷诺时均结果作为初场, 当流体流过计算域 10 遍后开始采样, 采样 10 个流动周期 (T)。流动周期的定义如式 (5) 所示, 其中 L 为计算域的长度。

$$T=\frac{L}{U_j} \tag{5}$$

使用 Fluent 用户自定义函数(UDF)在距喷口前 1 倍于喷口直径处添加周向多模态涡环扰动(见式(6)、(7)), 以触发流动转捩[13]。

$$\begin{Bmatrix} u_x' \\ u_r' \end{Bmatrix}=aU_j\sum_{i=n}^{m}\xi_i\cos(i\kappa+\kappa_i)\begin{Bmatrix} u_x^{\mathrm{ring}} \\ u_r^{\mathrm{ring}} \end{Bmatrix} \tag{6}$$

$$\begin{Bmatrix} u_x^{\mathrm{ring}} \\ u_r^{\mathrm{ring}} \end{Bmatrix}=\frac{2r_0}{r\Delta_0}\exp[-\ln 2\frac{\Delta(x,r)^2}{{\Delta_0}^2}]\begin{Bmatrix} r-r_0 \\ x_0-x \end{Bmatrix} \tag{7}$$

其中，u_x' 和 u_r' 分别是轴向速度 u_x 和径向速度 u_r 的脉动分量；r 为流场中任意点的径向坐标；a 为常数，取值 0.007；ξ_i 和 κ_i 分别为第 i 个模态的随机幅值和相位，取值范围分别为 [−1,1]和 [0, 2π]，每个时间步更新一次；u_x^{ring} 和 u_r^{ring} 分别为轴向和径向涡环速度；r_0 是涡环半径，取值为 $0.5D$；Δ_0 是特征长度，即涡速度在 $\Delta_0=\sqrt{(x-x_0)^2+(r-r_0)^2}$ 处达到最大值 1。

1.4 DMD

在等时间间隔时测得一组流场样本，表示为 $x_1,x_2,\cdots,x_N$，DMD 将该样本分为两个矩阵：矩阵 $\boldsymbol{X}_1=[x_1,x_2,\cdots,x_{N-1}]$，$\boldsymbol{X}_2=[x_2,\cdots,x_{N-1}]$。DMD 假设第 n 时刻的流场可用第 n−1 时刻的流场表示，则有 $\boldsymbol{X}_2=\boldsymbol{A}\boldsymbol{X}_1$，线性算子 $\boldsymbol{A}$ 表征了流场动力学的基本特征，DMD 的关键在于求解 $\boldsymbol{A}$ 的特征值和特征向量。对 $\boldsymbol{X}_1$ 采用奇异值分解以求解 $\boldsymbol{A}$，即 $\boldsymbol{X}_1=\boldsymbol{U}\boldsymbol{S}\boldsymbol{V}^{\mathrm{T}}$，左奇异矩阵 $\boldsymbol{U}$ 和右奇异矩阵 $\boldsymbol{V}$ 均具有正交性，$\boldsymbol{S}$ 为对角矩阵。通过矩阵的相似变换，矩阵 $\boldsymbol{A}$ 可转换为相似矩阵 $\overline{\boldsymbol{A}}=\boldsymbol{U}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{A}\boldsymbol{U}=\boldsymbol{U}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{X}_2\boldsymbol{V}\boldsymbol{S}^{-1}$，$\boldsymbol{A}$ 与 $\overline{\boldsymbol{A}}$ 具有相同的特征值，且它们的特征向量相互联系。对 $\overline{\boldsymbol{A}}$ 进行特征分解，如式 (8) 所示，μ_j 为矩阵 $\overline{\boldsymbol{A}}$ 的特征值，$\boldsymbol{v}_j$ 为 $\overline{\boldsymbol{A}}$ 的特征向量。

$$\overline{\boldsymbol{A}}\boldsymbol{v}_j=\mu_j\boldsymbol{v}_j \tag{8}$$

将 $\overline{\boldsymbol{A}}=\boldsymbol{U}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{A}\boldsymbol{U}=\boldsymbol{U}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{X}_2\boldsymbol{V}\boldsymbol{S}^{-1}$ 代入到式 (8) 中，经矩阵的相似变换即可得到 $\boldsymbol{A}$ 的特征值方程：

$$\boldsymbol{A}\boldsymbol{U}\boldsymbol{v}_j=\mu_j\boldsymbol{U}\boldsymbol{v}_j \tag{9}$$

由式 (9) 可知矩阵 $\boldsymbol{A}$ 的特征值为 μ_j，$\boldsymbol{A}$ 的特征向量为 $\boldsymbol{U}\boldsymbol{v}_j$，该特征向量就是 DMD 模态。连续特征值 λ_j 与离散时间特征值 μ_j 的关系为：

$$\lambda_j=\frac{\ln(\mu_j)}{\Delta t} \tag{10}$$

式中，Δt 为时间间隔，每个连续特征值可进一步分解为实部和虚部：

$$\lambda_j=g_j+\mathrm{i}\omega_j \tag{11}$$

其中，λ_j 的实部 g_j 表示第 j 个动态模态的增长率，虚部 $\omega_j=2\pi f_j$ 表示对应模态的圆频率，f_j 为频率。在动态模态分析过程中，模态能量 ||phi|| 计算式为：

$$\|\mathrm{phi}\|=\frac{1}{\left\|\boldsymbol{V}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{S}^{-1}\boldsymbol{v}_j\right\|} \tag{12}$$

1.5 POD

POD 方法可提取流动中携带主要能量的相干结构及其空间尺度特征，它采用一组空间正交基函数与时间系数来表示流场数据 $U(x,t)$，如式 (13) 所示。

$$U(x,t)=\langle U(x)\rangle+U'(x,t)=U(x,t)+\sum_{n=1}^{N}c_n(t)\psi_n(x) \tag{13}$$

其中，$\langle U(x)\rangle$ 表示时间平均流场，$U'(x,t)$ 表示脉动量，$c_n(t)$ 为时间系数，$\psi_n(x)$ 是一组空间正交的 POD 模态。流场经过采样得到一组瞬态流场序列 $D(x_m,t_n)$，$x_m(m=1,2,\cdots,M)$ 为空间上离散网格点上的物理量，$t_n(n=1,2,\cdots,N)$ 是采样时刻。N 个时刻的流场样本可组成样本矩阵 $\boldsymbol{F}_0$：

$$\boldsymbol{F}_0=(\boldsymbol{D}_1^{\mathrm{T}},\boldsymbol{D}_2^{\mathrm{T}},\cdots,\boldsymbol{D}_N^{\mathrm{T}})=\begin{pmatrix}D_{1,1}&\cdots&D_{1,N}\\ \vdots&\ddots&\vdots\\ D_{M,1}&\cdots&D_{M,N}\end{pmatrix} \tag{14}$$

由式 (13) 可知，POD 仅对流场中的脉动量进行分解，因此矩阵 $\boldsymbol{F}_0$ 中的每个值需减去所在行的平均值，从而得到新的样本矩阵 $\boldsymbol{F}$。对矩阵 $\boldsymbol{F}$ 进行奇异值分解后可得到空间模态矩阵 $\boldsymbol{\psi}$、模态幅值矩阵 $\boldsymbol{S}$ 和时间系数矩阵 $\boldsymbol{C}$。

$$\boldsymbol{F}_{M\times\mathrm{N}}=\boldsymbol{\psi}_{M\times\mathrm{N}}\boldsymbol{S}_{M\times\mathrm{N}}\boldsymbol{C}_{M\times\mathrm{N}}^{\mathrm{T}} \tag{15}$$

$$\begin{cases}\boldsymbol{\psi}_{M\times N}=(\boldsymbol{\psi}_1,\boldsymbol{\psi}_2,\cdots,\boldsymbol{\psi}_N)\\ \boldsymbol{S}=\mathrm{dig}(\boldsymbol{\sigma}_1,\boldsymbol{\sigma}_2,\cdots,\boldsymbol{\sigma}_N)\\ \boldsymbol{C}=(\boldsymbol{c}_1,\boldsymbol{c}_2,\cdots,\boldsymbol{c}_n)\end{cases} \tag{16}$$

式 (15) 和 (16) 中，矩阵 $\boldsymbol{\psi}$ 中各个列向量相互正交，第 n 个列向量为第 n 阶 POD 模态；矩阵 $\boldsymbol{S}$ 为对角矩阵，对角线上的奇异值由大到小排列，数值越大代表对矩阵的贡献越大；矩阵 $\boldsymbol{C}$ 的各个列向量也相互正交，第 n 列向量为第 n 阶 POD 模态的时间系数。第 n 阶模态的能量贡献率 (η) 和第 n 阶模态的累积能量贡献率 (ζ) 分别表示为：

$$\begin{cases}\eta=\lambda_n/\sum_{i=1}^{N}\lambda_i\\ \zeta=\sum_{i=1}^{N}\lambda_i/\sum_{i=1}^{N}\lambda_j\end{cases} \tag{17}$$

2 结果与讨论

2.1 湍流统计特征

为了验证本文模拟的流动状态达到了完全湍流状态，图 2 示出了喷流中心线上 X/D 分别为 6、8、10、20 处流向脉动速度的能量谱。从图中可以看出，低频段的谱值 (E) 高，高频段的谱值低，这体现了湍流中大尺度涡与小尺度涡间的能量级串现象，且可以看出谱线具有−5/3 的斜率，表明流动已达到完全湍流状态，这同时也表明本文施加的涡环扰动已成功触发湍流。

2.2 时均流场

3 种射流喷流中心线上的速度衰减曲线如图 3

所示, 图例中 LES He 表示氦气射流的大涡模拟结果, 其余命名类似。图中实线表示大涡模拟结果, 实点表示 Djeridane 等[14] 的实验结果, 其中 U_c 为射流在中心线上的速度。由图 3 可知, 氦气射流的速度衰减得较快, 二氧化碳射流的速度衰减缓慢, 空气射流的衰减速度介于氦气与二氧化碳射流之间。在 $0 < X/D < 5$ 区间内, 3 种射流的 $(U_j - U_{co})/(U_c - U_{co})$ 均接近于 1, $U_c \approx U_j$, 这表明在该区间内速度尚未发生衰减。相比之下, 氦气射流的势流核心区明显短于二氧化碳射流, 说明轻质气体射流的失稳和混合发展得较早。

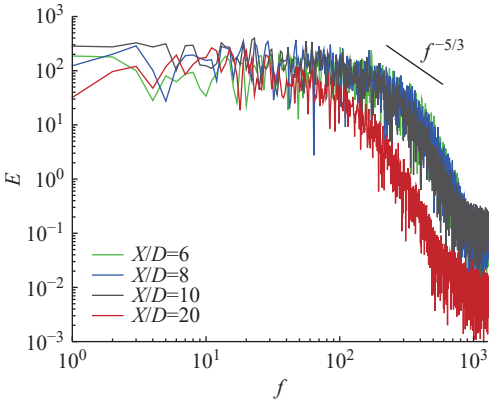


图 2　喷流中心线上的能量谱变化

Fig. 2　Power spectra changes along jet centerline

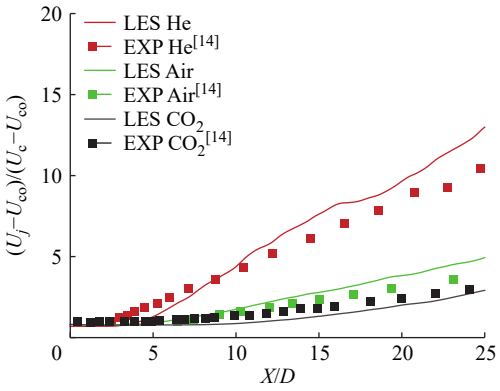


图 3　喷流中心线上的速度衰减曲线

Fig. 3　Curves of velocity decay along jet centerline

图 4 示出了 3 种射流在喷流中心线上的量纲为一浓度 (C_c/C_j) 随轴向距离的变化, 其中 C_c 为喷流在中心线上的浓度, C_j 为喷口处的浓度。由图 4 可知, 射流密度对混合过程具有显著影响。氦气射流在中心线上的浓度衰减得较快, 在 X/D=10 之后已下降至较低水平, 这表明氦气射流具有较强的混合能力。二氧化碳射流在中心线上的浓度衰减缓慢, 在下游处仍保持较高的浓度水平, 这是由于二氧化碳密度较大, 动量保持能力较强, 从而抑制了卷吸与混合过程的发展。空气射流的浓度衰减速率介于氦气与二氧化碳射流之间, 表现出中等的混合能力。

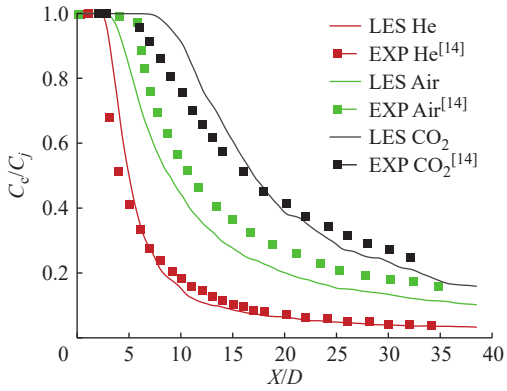


图 4　喷流中心线上的浓度衰减曲线

Fig. 4　Curves of concentration decay along jet centerline

图 5 所示是 3 种射流在不同轴向位置处(X/D=2, 5, 20)量纲为一浓度的径向分布。由图 5 可知, 对于所有工况, 喷流在中心线处的浓度较高, 并随径向距离增加快速衰减。在 X/D=2 处, 3 种射流的径向浓度分布相似, 相较于其余轴向位置, 该位置的径向浓度梯度较大。随着轴向距离的增大, 射流在径向逐渐扩展, 其中氦气射流的浓度最低, 径向扩散宽度最大, 这表明氦气射流表现出更强的径向扩散能力和混合能力。

分析图 3~图 5 可知, 数值模拟结果与实验结果吻合良好, 仅在图 3 中 X/D=23 处氦气射流的相对误

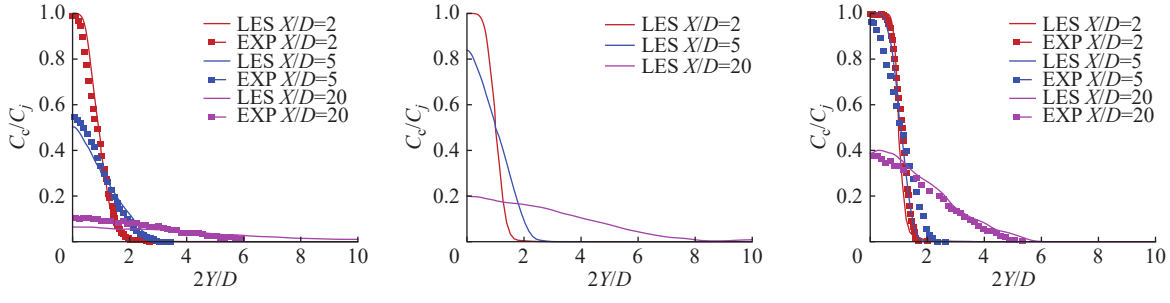


图 5　浓度的径向分布

Fig. 5　Radial distribution of concentration

差略高于10%,验证了本文数值方法的可靠性。

剪切层厚度(δ)是衡量剪切层发展的指标。图6所示为3种射流的量纲为一剪切层厚度沿轴向的发展曲线,其中剪切层厚度的计算式为:

$$\delta = r_{0.1} - r_{0.95} \tag{18}$$

式中,$r_{0.1}$和$r_{0.95}$分别表示轴向流速为中心线轴向流速的0.1倍和0.95倍处对应的半径值。从图中可以看出,剪切层厚度均沿喷流发展方向增加。在喷口附近,3种射流的剪切层厚度基本相等,这表明密度差异未影响剪切层的初始发展。随着轴向距离增加,氦气射流的剪切层厚度增长速度明显快于空气和二氧化碳射流,这表明氦气射流的剪切层不稳定性发展更为迅速,卷吸和混合作用显著增强。这与前文中氦气射流表现出更快的速度、浓度衰减以及更强的径向扩散特性相一致。空气的剪切层增长速度介于氦气和二氧化碳射流之间。二氧化碳射流的剪切层厚度较小,增长缓慢,这表明较大的密度增强了射流的动量保持能力,抑制了剪切层发展和径向扩散,这与其中心线处速度和浓度衰减较慢的特征相一致。

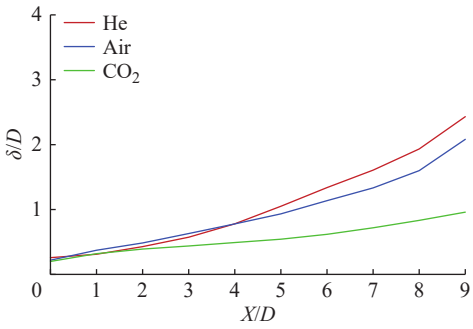


图6 3种射流的剪切层厚度曲线

Fig. 6 Curves of shear layer thickness of three jets

2.3 涡结构分析

本文采用Q判据来识别喷流中的涡运动,Q判据的定义式为:

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \tag{19}$$

式中,Ω和S分别为涡量张量和应变率张量,一般利用$Q>0$的等值面来定义流场中的涡结构[15]。图7示出了3种射流的Q判据等值面图。在喷口附近,3种射流的涡结构均以剪切层内的小尺度环形涡为主,这些涡结构主要分布在平均流向速度较高的区域。随着流动向下游发展,涡结构逐渐失稳并破碎,演化为复杂的三维湍流结构,但3种射流在演化速率和尺度上存在明显差异。氦气射流的涡结构失稳较早,破碎迅速,形成大尺度、径向快速扩散的涡团,其涡结构颜色主要为蓝色,表明卷吸了大量低速环境流体。空气射流的涡结构径向扩散和破碎速度介于氦气和二氧化碳射流之间,而二氧化碳射流则在较大的轴向距离上呈现细长的涡结构,其失稳与破碎较晚,径向扩散缓慢,形成的三维涡结构整体尺度较小且径向分布更为集中。由此可见,射流密度对涡结构的失稳、破碎及径向扩散过程具有显著影响,密度较小的射流更易快速发展为大尺度湍流。

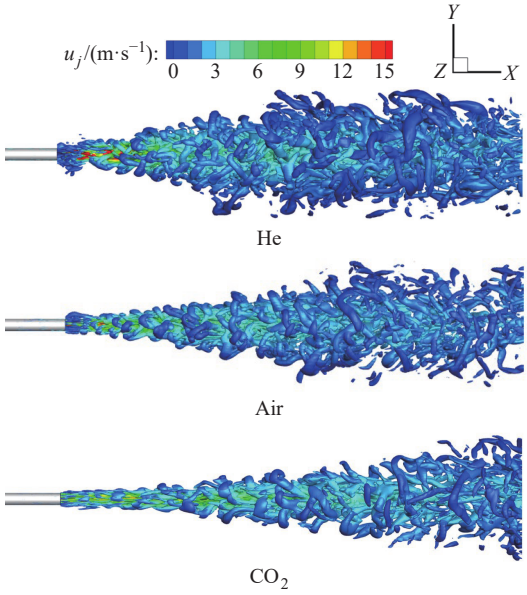


图7 3种射流的Q判据等值面

Fig. 7 Q criterion isosurfaces of three jets

3种射流的涡量强度如图8所示,红色代表高涡量强度,蓝色代表低涡量强度。3种射流在喷口附近均存在高涡量区域,这主要源于射流出口处高速流体与环境流体之间的强剪切作用。随着轴向距离的增加,高涡量区域逐渐发生失稳并破碎。不同密度比下射流的涡量演化特征存在显著差异,氦气射流的高涡量核心衰减较快,在X/D=10附近出现剧烈破碎,涡量场迅速向径向扩展,形成大量离散的小尺度涡结构。空气射流的涡量场演化特征介于氦气和二氧化碳射流之间,其高涡量区域的径向展宽和破碎速率小于或慢于氦气射流;相比于二氧化碳射流,其涡团尺度更小、径向分布范围更大。二氧化碳射流的涡量区域呈现出细长且集中的形态,高涡量条带在中心线附近维持距离较长,径向展宽相对较小。

3个轴向位置(X/D=0, 2, 6)处平面涡分布(以$(\omega_y^2+\omega_z^2)^{0.5}D/U_j$表示)如图9所示,其中红色表示高涡量区域,蓝色表示低涡量区域,圆圈为喷口。平面涡以喷口直径D和喷口速度U_j进行了量纲为一化。在X/D=0处,3种射流的平面涡分布相似,均在喷口边缘形成环状且强烈集中的高涡量区域。随着

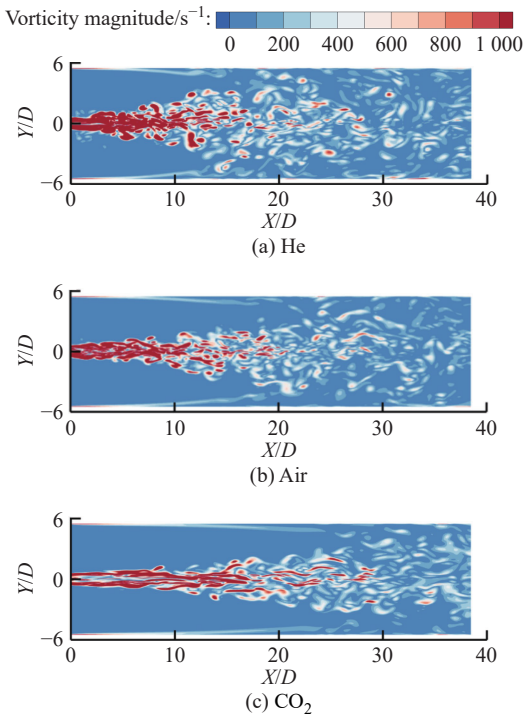


图 8　3 种射流的涡量强度

Fig. 8　Vorticity magnitude of three jets

射流向下游发展, 密度差异对平面涡结构产生显著影响。氦气射流的平面涡结构失稳得较早, 原有的环形涡量结构迅速破碎; 空气射流的环形涡量结构此时开始沿径向扩散; 相比之下, 二氧化碳射流的涡结构演化缓慢, 高涡量区域较为集中, 在喷口处仍可识别出高强度的环形涡结构。在 X/D=6 处, 氦气射流中原有的环形涡结构已完全消失, 取而代之的是分散在整个截面内的不规则涡团; 空气射流的涡量分布则表现为尺度较大的块状结构, 而二氧化碳射流仍保持较高强度的涡量分布, 这表明其湍流发展过程缓慢, 流动混合受到显著抑制。

2.4　压强场的 DMD 分解

图 10 所示为 3 种射流的 DMD 特征值分布, 横坐标和纵坐标分别表示特征值的实部和虚部, 圆圈代表模态。3 种工况的绝大多数特征值集中在单位圆附近, 表明对应的相干模态处于稳定状态; 有少量特征值位于单位圆内部, 表明这些相干模态随时间呈衰减趋势; 3 组工况中均未出现位于单位圆外的特征值, 说明喷流在全局意义上保持稳定。

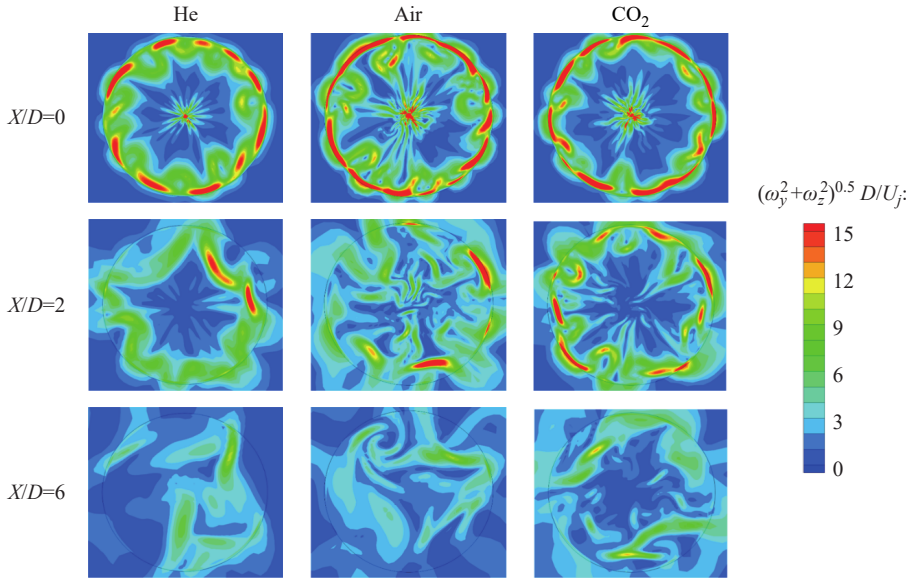


图 9　3 种射流在 3 个轴向位置处的平面涡分布

Fig. 9　Planar vorticity distributions at three axial locations of three jets

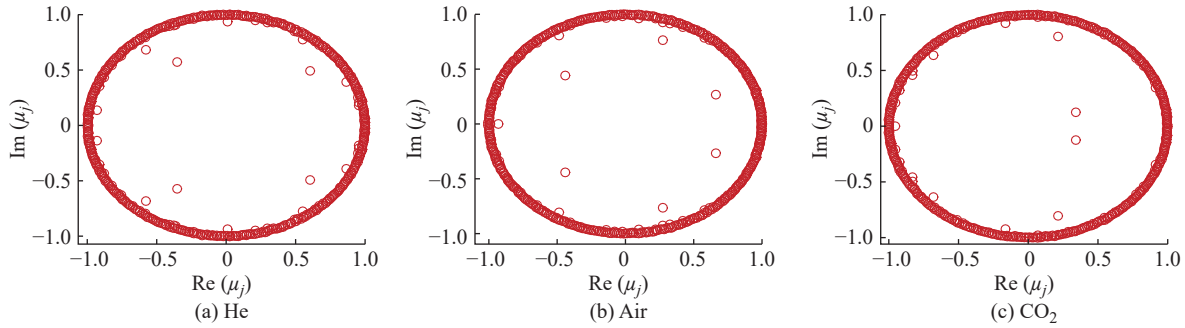


图 10　3 种射流的 DMD 特征值分布

Fig. 10　DMD eigenvalue distribution of three jets

3 种射流的 DMD 模态能量分布如图 11 所示。对于氦气射流，频率为 0 处能量较高，330 Hz 处有次高峰值。频率为 0 时模态能量较高说明氦气射流的能量主要集中在平均流结构中；非 0 频率的 DMD 模态表示流场中的相干结构。330 Hz 处的次高峰表明剪切层中存在大的相干结构。二氧化碳射流的能量分布与空气射流相似，频谱平坦且没有明显的峰值，表明相干结构迅速破碎。

3 种射流的 DMD 模态增长率如图 12 所示，增长率为 0 的 DMD 模态为稳定模态，而增长率为负值的 DMD 模态为衰减模态。负增长率越大，模态衰减速率越快。由图 12 可知，3 种射流的模态分布相似，其中绝大多数模态的增长率为 0，少数模态具有负的增长率。对于氦气射流，在 850 Hz 处存在一个负增长率峰值，其绝对值相较于空气射流和二氧化碳射流的增长率峰值较小，表明该频率附近的扰动模态衰减较弱；空气射流在约 1 000 Hz 处出现较大的衰减模态，说明其相干结构相较于氦气射流具有更快的衰减特性；二氧化碳射流在约 180 Hz 处呈现出较大的负增长率峰值，表明低频扰动在二氧化碳射流中衰减较快，流动整体表现出更强的稳定性。

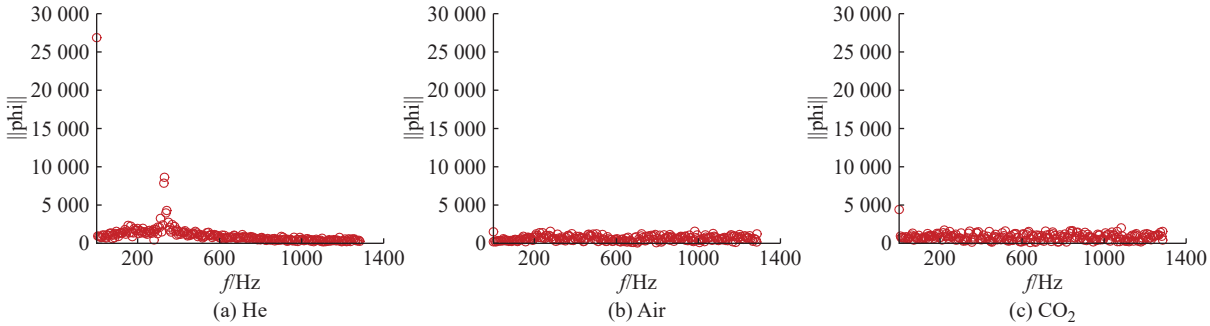


图 11 3 种射流的 DMD 模态能量分布

Fig. 11 DMD modal energy distribution of three jets

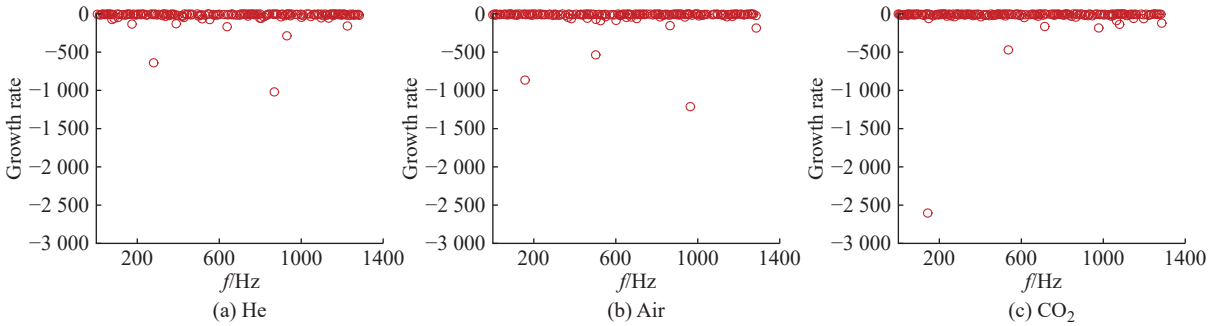


图 12 3 种射流的 DMD 模态增长率

Fig. 12 DMD modal growth rate of three jets

由于在 330 Hz 处 DMD 模态能量存在峰值(图 11(a))，因此选择该频率下的 DMD 模态进行分析，结果如图 13 所示。对于氦气射流，在喷口附近存在正负交替分布的波包结构，其尺寸大于空气和二氧化碳射流，表明剪切层中相干结构发展更为迅速；该波包向下游传播并逐渐衰减，在 X/D=6 之后逐渐减弱。相比之下，空气射流在 330 Hz 下的 DMD 模态幅值极为微弱，仅在喷口附近出现细弱的条纹状结构，其整体强度明显低于氦气和二氧化碳射流，说明该频率下空气射流中的相干结构并不显著。二氧化碳射流在喷口附近同样呈现正负交替的压力分布特征，其模态幅值介于氦气与空气射流之间，表明其相干结构强度和发展程度处于两者之间。

以氦气射流为例，某一时刻 Z=0 截面的压力分布(原始压力场)与 DMD 重构压力场如图 14 所示。图 14(a) 和 14(b) 所示的原始压力场与重构压力场在空间分布上十分相似，精准还原了 0~15D 间涡结构和压力梯度的变化，在 DMD 重构压力场下游位置依然捕捉到了微弱的压力波动。原始压力场与 DMD 重构压力场间的误差如图 14(c) 所示，两者仅在喷口附近存在细微的差别，压力误差在 10^{-12} 量级，表明 DMD 可以重现变密度射流的主要流动特性。各时刻下原始压力场与 DMD 重构压力场间的误差，计算式如式 (20) 所示，计算结果如图 15所示，重构误差的

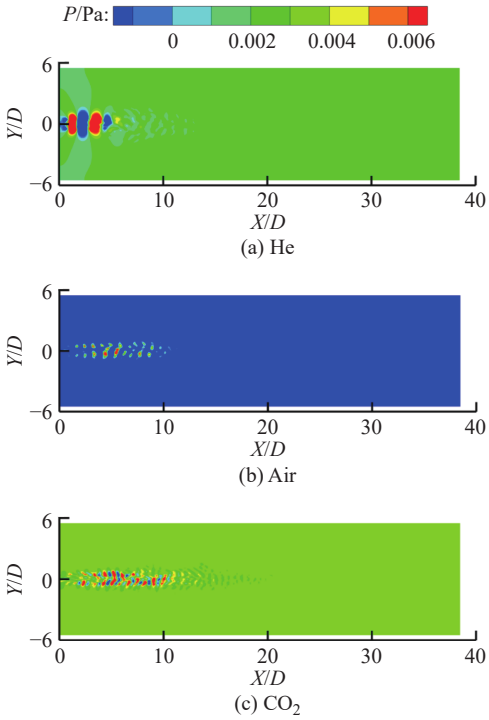


图 13　3 种射流在 330 Hz 时的 DMD 模态

Fig. 13　DMD mode at 330 Hz of three jets

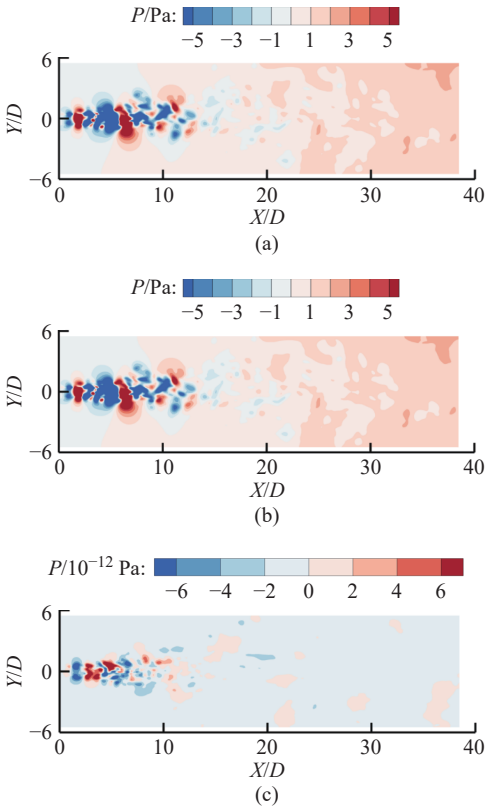


图 14　原始压力场(a)与 DMD 重构压力场(b)及其误差(c)

Fig. 14　Original field (a) , DMD-reconstructed pressure field (b) and error between them (c)

重构误差在 10^{-12}~10^{-13} 之间, 证明 DMD 方法用于变密度射流计算的可行性。

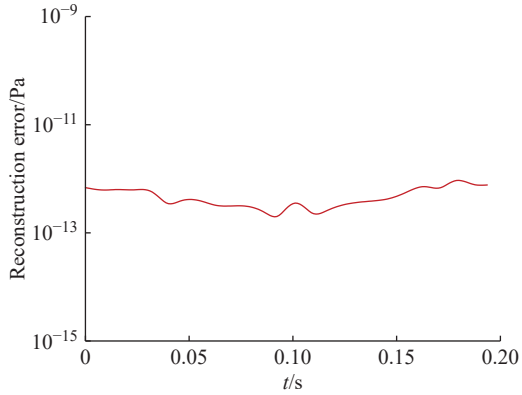


图 15　各时刻下原始压力场与 DMD 重构压力场间的误差

Fig. 15　Errors between original and DMD-reconstructed pressure fields at each time instant

$$\text{Reconstruction error} = \frac{\|P_{\text{ori}}(t) - P_{\text{DMD}}(t)\|_2}{\|P_{\text{ori}}(t)\|_2} \tag{20}$$

其中, $P_{\text{ori}}(t)$ 为 t 时刻原始压力场, $P_{\text{DMD}}(t)$ 是 t 时刻 DMD 重构压力场, $\|\cdot\|_2$ 为二范数。

2.5　压强场的 POD 分解

3 种射流第 n 阶模态的能量贡献率如图 16 所示。由图 16 可知, 能量贡献率 η 随模态阶数 n 的增加迅速衰减, 3 种射流的主要能量集中在前 1~2 阶模态中, 这表明流场由少数大尺度相干结构主导。进一步对比发现, 二氧化碳射流的第 1 阶模态的能量贡献率较高, 空气射流次之, 而氦气射流较低, 说明模态的能量贡献率随喷流密度的增大而增大。

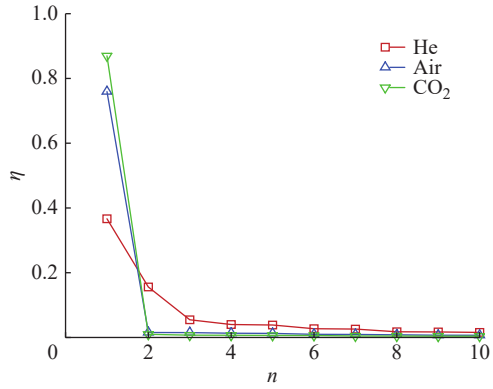


图 16　3 种射流在第 n 阶模态的能量贡献率

Fig. 16　Energy contribution rate of the nth mode of three jets

图 17 所示为 3 种射流前 n 阶模态的累积能量贡献率。结果表明, 3 种射流的累积能量贡献率 ζ 均随模态阶数 n 的增加而上升。密度比对累积能量贡献率具有显著影响, 低密度射流中能量分布更为分散, 随着喷流密度的增加, 流场能量逐渐向少数低阶模态集中。氦气、空气和二氧化碳与空气的密度比分别为 0.14, 1.00 和 1.52, 因此, 二氧化碳在极少数模态下即可获得较高的累积能量贡献率, 空气的累积能

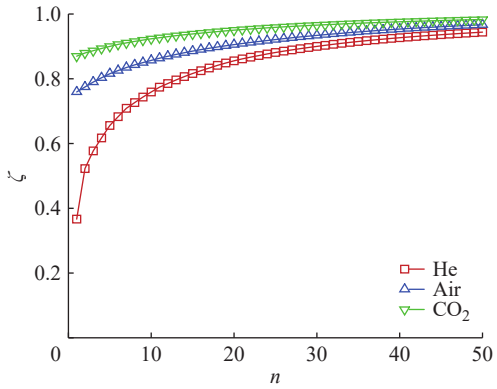


图 17　3 种射流在前 n 阶模态的累积能量贡献率

Fig. 17　Cumulative energy contribution rate of the first n modes three jets

量贡献率介于氦气和二氧化碳射流之间。相比之下，氦气射流的累积能量贡献率较低，需要更多的模态才能达到与其他两种射流相当的能量捕捉比例。POD 模态的能量分布能够在统计意义上反映流动的稳定性特征。当低阶模态能量占比较高时，流动主要由大尺度相干结构主导，流动相对稳定，此时大尺度相干结构能够保持较好的完整性而不易发生破碎。相反，当能量在高阶模态中分布较为分散时，大尺度相干结构逐渐破碎，能量向小尺度结构转移，流动不稳定性增强，从而导致低阶模态能量占比降低。

3 种射流压强场的前 4 阶 POD 模态如图 18 所示。对于氦气射流，可以观察到第 1 阶和第 2 阶模态

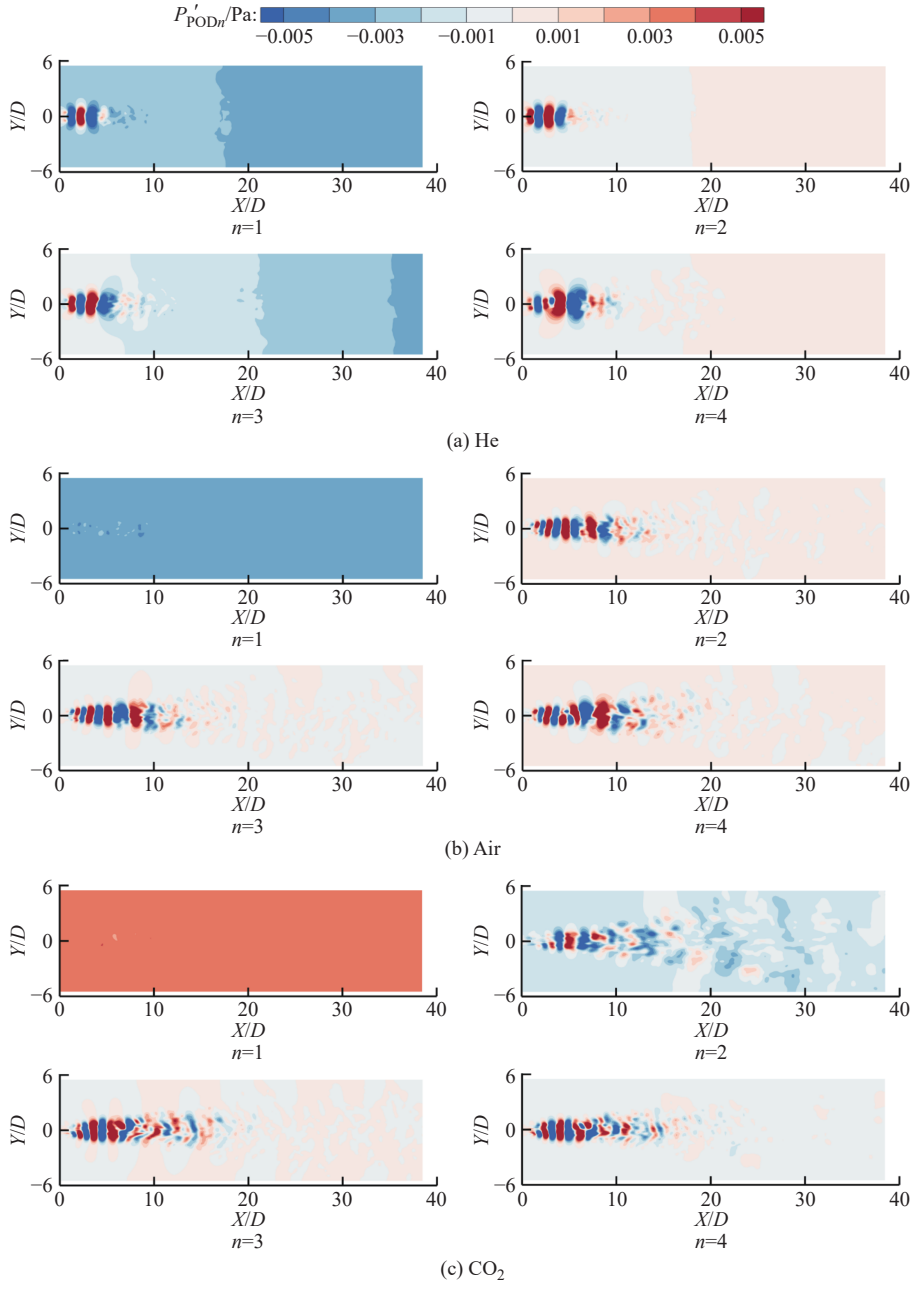


图 18　3 种射流的前 4 阶 POD 模态

Fig. 18　The first four POD modes of three jets

在喷口附近出现正负交替的波包结构, 第 3 阶和第 4 阶波包的形态略显畸变。随着射流向下游发展, 波包结构约在 X/D=6处消失。与空气和二氧化碳射流的第 1 阶模态相比, 氦气的第 1 阶模态存在波包, 波包结构的存在促进了大尺度涡结构的形成与发展, 从而增强射流对周围流体的卷吸能力, 这也是氦气射流卷吸速率较高的原因。空气射流的第 1 阶模态与其他阶数不同, 流场呈现均匀的淡蓝色色块, 未观察到正负交替的波包结构, 从第 2 阶模态开始才观察到相干结构的存在。与氦气射流相比, 空气射流以稳定的大尺度结构为主, 相干结构可维持到 X/D=12 处。二氧化碳的第 1 阶模态与空气射流类似, 呈现为均匀的淡橙色色块; 第 2、3 和 4 阶模态才观察到正负交替的相干结构。与氦气和空气射流相比, 二氧化碳射流表现出了较强的稳定性, 相干结构可维持到 X/D=20 处。

3　结　论

本文对圆管射流来流分别为氦气、空气以及二氧化碳的 3 种气体射入空气中的流场开展大涡模拟研究, 对比分析了平均流场和漩涡的演化过程, 并对压强场进行 DMD 和 POD 分解, 主要结论如下:

(1) 模拟结果与实验数据吻合良好, 验证了数值方法的可靠性。在相同来流动量通量下, 氦气射流的速度和浓度衰减较快, 剪切层厚度增长显著。空气射流次之, 而二氧化碳射流的速度和浓度衰减以及剪切层的发展缓慢。

(2) 射流密度对漩涡结构的演化具有显著影响。氦气射流的涡结构失稳早、破碎快、涡团尺度大且径向扩散迅速; 二氧化碳射流的涡结构稳定、破碎晚、涡团尺度小且径向分布集中; 空气射流的涡结构介于氦气和二氧化碳射流之间。

(3) 射流密度显著影响相干结构的稳定性, 二氧化碳射流的相干结构稳定, 而氦气射流不稳定, 从而导致其涡结构更易失稳破碎。此外, 氦气射流中的波包结构是其卷吸速率较高的原因。

参考文献:

[1] VIGGIANO B, DIB T, ALI N, *et al*. Turbulence, entrainment and low-order description of a transitional variable-density jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 836: 1009-1049.

[2] SALIZZONI P, VAUX S, CREYSSELS M, *et al*. Entrainment in variable-density jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2024, 995: A11.

[3] KUAN T W I, SZMELTER J. Explicit and implicit large eddy simulations of variable-density low-speed flows[J]. Journal of Computational Physics, 2024, 499: 112715.

[4] RENZE P, SCHRODER W, MEINKE M. Large-eddy simulation of film cooling flows with variable density jets[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2008, 80(1): 119-132.

[5] FOYSI H, MELLADO J P, SARKAR S. Large-eddy simulation of variable-density round and plane jets[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2010, 31(3): 307-314.

[6] WAWRZAK K, BOGUSLAWSKI A. Self-excited oscillations in variable density counter-current round jets[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2023, 103: 109178.

[7] IVASHCHENKO V, RYZHENKOV V, MULLYADZHANOV R. Large-eddy simulations of variable-density turbulent jets[C]//Journal of Physics: Conference Series. [s.l.]: IOP Publishing, 2018, 1128(1): 012016.

[8] 刘琪麟, 赖焕新. 非等温喷流中波包的运动学分析 [J]. 工程热物理学报, 2023, 44(12): 3272-3282.

[9] SHARMA A, DE A, KUMAR S. Investigation of injector-coupled combustion dynamics in a methane–oxygen combustor using large eddy simulation and dynamic mode decomposition[J]. Physics of Fluids, 2024, 36(6): 065116.

[10] QIANG L I U, ZHENBING L U O, XIONG D, *et al*. Numerical investigation on flow field characteristics of dual synthetic cold/hot jets using POD and DMD methods[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2020, 33(1): 73-87.

[11] CHAI X, IYER P S, MAHESH K. Numerical study of high speed jets in crossflow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2015, 785: 152-188.

[12] ROVIRA M, ENGVALL K, DUWING C. Proper orthogonal decomposition analysis of the large-scale dynamics of a round turbulent jet in counterflow[J]. Physical Review Fluids, 2021, 6(1): 014701.

[13] BOGEY C, BAILLY C. Effects of inflow conditions and forcing on subsonic jet flows and noise[J]. AIAA Journal, 2005, 43(5): 1000-1007.

[14] DJERIDANE T, AMIELH M, ANSELMET F, *et al*. Velocity turbulence properties in the near - field region of axisymmetric variable density jets[J]. Physics of Fluids, 1996, 8(6): 1614-1630.

[15] 欧玉琼, 刘琪麟, 赖焕新. 中低雷诺数可压缩冲击射流的流动与传热特性 [J]. 华东理工大学学报 (自然科学版), 2025, 51(3): 419-427.

Large Eddy Simulation and Coherent Structure Analysis of Variable-Density Jets

XU Zipeng, LAI Huanxin
(School of Mechanical and Power Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

Abstract: Density variation is a key factor affecting the mixing characteristics and flow stability of variable-density jets. For variable-density jets where three types of gases (helium, air and carbon dioxide) are injected into ambient air with density ratios of 0.14, 1.00 and 1.52 respectively, large eddy simulation (LES) is adopted to investigate the evolution of mean flow fields, vortex structures and coherent structures under identical inlet momentum flux. The results reveal that the velocity and concentration of the helium jet decay rapidly, followed by the air jet, while the carbon dioxide jet exhibits slow decay of velocity and concentration. Vortex structures in the flow field are identified using specific criteria. It is found that the vortex structures of the helium jet become unstable and break up earlier, with larger vortex scales and faster radial diffusion. In contrast, the vortex structures of the carbon dioxide jet remain stable, break up later, feature smaller vortex scales and show concentrated radial distribution, and the vortex structures of the air jet lie between the two cases. On this basis, dynamic mode decomposition (DMD) and proper orthogonal decomposition (POD) are performed on the pressure field of variable-density jets. The results indicate that the coherent structures of the carbon dioxide jet are stable, whereas those of the helium jet are unstable, which makes its vortex structures more prone to instability and breakup. Furthermore, the wave packet structures in the helium jet account for its high entrainment rate.

Key words: variable-density; jet; large eddy simulation; coherent structures; dynamic mode decomposition; proper orthogonal decomposition

（责任编辑：张欣）