

超临界射流掺混控制中激励振幅的影响

原敏鹏¹, 冯岩岩¹, 向 勇¹, 宋彦萍²

(1. 中国石油大学(北京)机械与储运工程学院
过程流体过滤与分离技术北京市重点实验室, 北京 102249;
2. 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 针对超临界氮气圆形湍流射流, 采用雷诺平均数值模拟方法, 研究了不同雷诺数条件下曲张激励模态的振幅对类气态射流掺混流场特性的影响。结果表明: 在研究的雷诺数范围内 ($1.5 \times 10^5 \sim 6.1 \times 10^5$, 基于射流孔径), 无激励射流势核长度和扩张角基本保持不变, 超临界氮气射流混合受雷诺数影响较小; 雷诺数较低时 (小于 2.3×10^5), 随激励振幅的增加, 射流掺混效果增强, 25% 振幅控制下射流密度势核可缩短 58%, 扩张角增大 87%, 曲张激励有效提升了射流出口的传热性能并解除固壁效应; 雷诺数较高时 (高于 3.0×10^5), 射流的湍动能升高, 剪切层变薄, 层内速度、密度和温度梯度更大, 控制增强掺混的难度增加, 当雷诺数为 6.1×10^5 时, 射流密度势核缩短和扩张角增大程度约为较低雷诺数条件下的 76% 和 23%, 雷诺数对掺混控制效果有较大的影响。

关 键 词: 超临界射流; 射流控制; 曲张模态; 激励振幅; 雷诺数

中图分类号: V434.13

文献标志码: A

Influence of excitation amplitude on mixing control of a supercritical jet

YUAN Minpeng¹, FENG Yanyan¹, XIANG Yong¹, SONG Yanping²

(1. Beijing Key Laboratory of Process Fluid Filtration and Separation,
College of Mechanical and Transportation Engineering,
China University of Petroleum (Beijing), Beijing 102249, China;
2. School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Based on a supercritical nitrogen circular turbulent jet, the mixing control effect by using varicose excitation was investigated using Reynolds-averaged numerical simulations. The mixing characteristics of the gas-like jet were analyzed under different excitation amplitudes and Reynolds numbers. The results showed that the potential core length and diffusion angle of unexcited jet remain basically unchanged within the studied range of Reynolds number ($1.5 \times 10^5 \sim 6.1 \times 10^5$, based on jet diameter). The Reynolds number had little effect on the mixing of supercritical nitrogen jet. For relatively low Reynolds numbers (less than 2.3×10^5), jet mixing was enhanced with increasing excitation amplitude. The jet density potential core was shortened maximumly by 58% and the diffusion angle was increased by 87% with 25% control amplitude. Meanwhile, the varicose excitation effectively improved the heat transfer performance near the jet exit, relieving the solid wall effect. For higher Reynolds numbers (higher than 3.0×10^5), the jet turbulent kinetic energy of the increased, with a thinner shear layer and a larger

收稿日期: 2022-11-06

基金项目: 中国石油大学(北京)科研基金(2462021YJRC005)

作者简介: 原敏鹏(1999—), 男, 硕士生, 主要从事超临界射流混合主动流动控制研究。E-mail: yuanminpengcup@163.com

通信作者: 冯岩岩(1989—), 女, 讲师, 博士, 主要从事湍流流动与控制研究。E-mail: fengyanyan@cup.edu.cn

引用格式: 原敏鹏, 冯岩岩, 向勇, 等. 超临界射流掺混控制中激励振幅的影响[J]. 航空动力学报, 2024, 39(10): 20220848. YUAN Minpeng, FENG Yanyan, XIANG Yong, et al. Influence of excitation amplitude on mixing control of a supercritical jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(10): 20220848.

velocity, density and temperature gradient in it, causing difficulty of jet mixing control. For a Reynolds number of 6.1×10^5 , the changes of jet density potential core and diffusion angle were about 76% and 23% of those under lower Reynolds number condition. Reynolds number had a significant influence on the effect of jet mixing control.

Keywords: supercritical jet; jet control; varicose mode; excitation amplitude; Reynolds number

随着航空发动机性能的不断提升,燃烧室的环境温度和压力逐步提高,有望超过燃油的临界值^[1],作为冷却介质的航空煤油也面临着更高的要求,其工作温度逐渐超过自身的临界温度^[2],因此研究超临界射流的掺混控制对提高燃料燃烧效率很有必要。低温流体在超临界条件下的喷射、蒸发、混合和燃烧等特性受到越来越多的关注。

国内外学者对超临界自然射流特性开展了研究。超临界流体状态介于液体和气体之间,具有低黏度、高密度、零表面张力和零汽化潜热等特征。不同于亚临界射流解体时破裂成韧带和液滴的情形,超临界射流解体时其与周围环境的界面会发生溶解,剪切层处流体呈弥散状^[3-4]。靳乐等^[5]建立了超临界燃油喷射到静止超临界氮气环境的数值模型,发现射流长度和扩张角主要受到喷射密度比和喷射动量的影响。高伟等^[6]研究了超临界航空煤油的射流结构及相变过程,发现喷射温度接近临界温度时,超临界煤油会在喷嘴内部及出口处发生局部凝结,进入气液两相区。Mayer等^[7]利用拉曼成像和纹影技术研究了超临界氮气喷射的密度势核和扩张角的变化规律。

为了加速射流混合扩散,被动流动控制和主动流动控制方法被应用于超临界射流混合控制中。被动控制又叫前馈控制,主要通过修改入口喷嘴的几何形状,例如使用矩形、椭圆形、花瓣形等喷嘴激发射流的相干结构^[8-10]。主动控制指通过外部激励源来促进流体涡的配对,例如声源扰动和微射流激励等^[11-13]。Shahsavari等^[14]用大涡模拟技术研究了超临界圆射流在各种模态激励下的响应,发现曲张扑动双模态对大尺度湍流混合影响最大。Schmitt等^[15]通过实验和数值计算研究了纵向和横向曲张扰动对超临界射流雾化特性的影响,发现曲张激励有效促进了湍流混合。Hakim等^[16]研究了横向曲张模态激励对超临界反应射流的影响,发现采用接近氧化剂射流的固有频率激发火焰时,火焰会产生扑动运动。Chehroudi等^[17]和 Davis等^[18]研究了平面声波激励对超临

界射流的影响,发现声波对射流的影响随着腔室压力的增加而减小。Gohil等^[19]通过直接数值模拟研究了圆射流的不稳定性,发现近场曲张模态的涡环垂直分布于流向中心线。Reynolds等^[20]认为,亚临界射流流动雷诺数升高时,原始强度振幅的激励对射流产生的控制作用减小,此时通过提高振幅可以恢复部分控制效果。

以往的超临界喷射模拟研究主要关注不同热力学条件下射流的流动特性,对超临界掺混控制特性的关注较少。本文针对航空发动机燃油喷射的工作特点,以超临界氮气为研究工质,使用真实流体的热物性和输运特性参数结合雷诺平均数值模拟(Reynolds averaged Navier-Stokes, RANS)方法建立了三维计算模型,开展超临界氮气射流实验的 RANS 计算,验证了求解方法的准确性;通过研究不同振幅的曲张激励规律,加深对超临界射流掺混控制的认识,有助于提高航空发动机超临界燃油喷射混合效率。

1 数值计算方法

1.1 计算域和边界条件

超临界氮气喷射为可压缩流动,真实气体的动力黏度、密度、热容和导热系数随温度变化而变化,不能视为常物性计算。本研究与 Mayer等^[7]所做超临界氮气喷射实验中的密度测量数据进行对照验证,使用 Fluent 自带美国国家标准与技术研究院(National Institute of Standards and Technology, NIST)提供的氮气数据进行计算,图 1 所示为本文所研究的温度 T 压力条件下氮气的密度 ρ 和比定压热容 c_p 。

Mayer等^[7]对超临界氮气在自身温度(126.2~140 K),压力(3.95~5.96 MPa)和速度(1.8~5.4 m/s)条件下的系列喷射进行了实验研究,超临界氮气射流从长度为 90 mm、直径为 2.2 mm 的直管中喷射而出,可认为是充分发展的湍流,腔室充满温度 298 K 的氮气,其压力与射流入口压力保持相同。本研究的模拟工作基于该实验条件,构造计

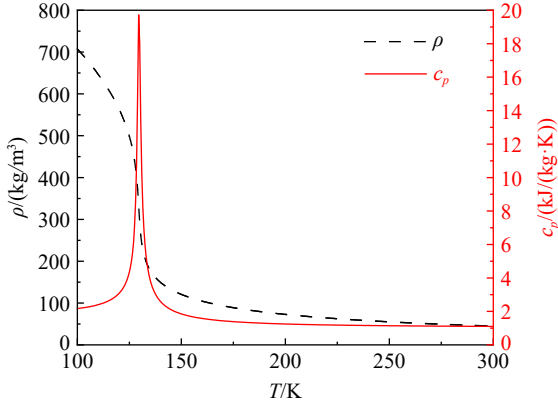


图 1 氮气密度和比定压热容

Fig. 1 Nitrogen density and specific heat at constant pressure

算域如图 2 所示。喷孔直径 $d=2.2$ mm, 圆柱形容腔的直径 $\Phi=122$ mm, 长度 $L=250$ mm, x 轴为流向方向。

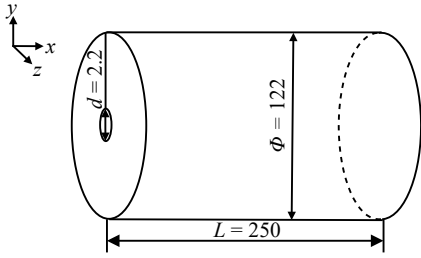


图 2 超临界氮气射流计算域示意图(单位: mm)

Fig. 2 Schematic of calculation domain for supercritical nitrogen jet (unit: mm)

考虑到航空发动机燃烧室喷嘴出口燃油喷射雷诺数(Reynolds number)较高, 通常在飞行器飞行过程中涉及调整燃油喷射速度实现发动机变工况运行的情形。由于超临界工质运动黏度小, 较低的喷射速度下射流雷诺数也很高, 因此采用雷诺数 Re 表征本文中自然射流的湍流状态, 其定义如式(1)所示

$$Re = \frac{U_{inj} \cdot d}{\nu} \quad (1)$$

式中 U_{inj} 是喷孔处射流中心线流向速度, ν 是氮气的运动黏度。

计算过程中采用如下边界条件。射流喷孔位置给出入口速度剖面, 本文将 U_{inj} 由 Mayer 等^[7] 实验案例 4 中的 5.4 m/s 提高至 8.1、10.8 m/s 和 21.6 m/s, 对应的雷诺数由较低的 1.5×10^5 升高至中等雷诺数 2.3×10^5 、 3.0×10^5 和高等雷诺数 6.1×10^5 。超临界氮气射流入口温度 T_{inj} 保持为 137 K, 入口压力 p_{inj} 保持为 3.98 MPa, 该状态位于

伪沸腾线右侧, 因此计算过程中超临界氮气始终以类气态存在。当发动机内燃油达到超临界状态时, 其喷射过程中的混合方式会由液态时的雾化蒸发转变为气态扩散, 因此类气态的超临界氮气在喷射过程中能够有效地表征航空发动机内超临界碳氢燃料的流动特性。

计算域右侧为压力出口, 压力与 p_{inj} 保持相同, 并使用无反射边界条件, 计算域左侧除喷孔外为绝热壁面, 圆柱形腔室为等温壁面, 壁面温度为 298 K, 充满超临界氮气的腔室温度 $T_{amb}=298$ K。

计算采用标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型进行计算, 根据入口条件与经验公式(式(2)~式(5))计算入口湍动能 k 和脉动动能耗散率 ε

$$I = 0.16Re^{-1/8} \quad (2)$$

$$l = 0.07d \quad (3)$$

$$k = \frac{3}{2} (IU_{inj})^2 \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{l} \quad (5)$$

式中 I 是湍流强度, l 是湍流尺度, 比例因子 0.07 是充分发展管流中混合长的最大值, C_μ 为标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型的经验常数, 取 0.09^[21]。

速度入口边界上采用与文献 [22] 相同的随时间 t 变化的速度分布, 如式(6)所示

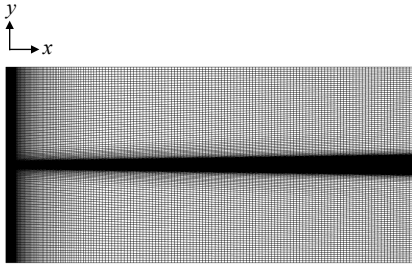
$$u^{inj}(r, t) = u^{profile}(r) + u^{forced}(r, t) \quad (6)$$

式中 $u^{inj}(r, t)$ 为瞬时流向入口流速, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。 $u^{profile}(r)$ 为流向平均速度剖面, 本文所有工况的射流均为充分发展的湍流, 无激励射流入口采用文献 [23] 提出的双曲正切剖面, 如式(7)所示

$$u^{profile}(r) = \frac{U_{inj}}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{R-r}{2\theta_m}\right) \right] \quad (7)$$

式中 $R=d/2$, θ_m 为喷管出口剪切层的动量厚度, 设置为喷管出口半径的 1/20, 与文献 [14] 相同。 $u^{forced}(r, t)$ 是随时间变化的流向强迫激励。

网格划分采用六面体结构化网格, 周向、径向、流向分别布置 200、55、155 个网格点, 在射流入口、势核以及剪切层处进行加密, 平滑地向周围粗化区域过渡, 基础网格数量 1.7×10^6 , 图 3 所示为 $z=0$ mm 流场剖面的基础网格示意图。除此之外, 采用数量为 1×10^6 的粗糙网格与 3.15×10^6 的精细网格进行无关性检验。

图 3 $z=0$ mm 截面网格示意图Fig. 3 Grid of the $z=0$ mm plane field

空间离散采用 2 阶迎风差分格式, 时间离散采用 2 阶显式格式, 流场控制方程采用 SIMPLE 压力速度耦合算法进行求解。喷射过程采用瞬态模型计算, 当流动雷诺数变化时, 激励频率相应发生变化, 为保证每个激励周期内均有 20 个数据样本, 采用固定无量纲时间 Δt^* , 如式(8)所示

$$\Delta t^* = \Delta t \cdot f \quad (8)$$

式中 Δt 是计算所用的固定时间步长, f 是激励频率, Δt^* 取 0.045。在流场趋于平稳后, 将 8 个流动周期内的样本数据进行算术平均。针对控制射流, 以自然射流时均流场作为初场。

1.2 激励模式

本文采用曲张模态激励超临界氮气射流, 通过在计算域入口流向速度剖面上添加如式(9)^[22]所示的激励来实现。

$$u^{\text{forced}}(r, t) = \left[A u^{\text{profile}}(r) \sin\left(2\pi St \frac{U_{\text{inj}}}{d} t\right) \right] \quad (9)$$

式中 A 为振幅, St 为流向激励的斯特劳哈尔数 (Strouhal number)。不同雷诺数射流的强迫激励 $u^{\text{forced}}(r, t)$ 均采用雷诺数为 1.5×10^5 时所对应的流向平均速度剖面 $u^{\text{profile}}(r)$ 。计算选取同工况下大涡模拟得到的射流首选模态频率^[14]作为激励频率, 此时 $St=0.455$, 以更好地促进流场中大型涡结构的发展, 实现高效的掺混控制^[24]。

1.3 数值方法验证

射流势核长度 l 和射流扩张角 θ 的变化是衡量混合程度的常用指标。本文射流势核长度定义为时均流场中心轴线上密度、速度衰减至入口值的 99% 及温度增加至入口值的 101% 所对应的射流柱长度作为对应的势核长度^[14], 表征了射流保持孔口处水平值的最大流向距离, 分别用符号表示为 ρ_{length} 、 T_{length} 和 U_{length} 。射流扩张角定义为半峰半宽 (half-width, half-maximum, HWHM) 两个末端与入口中心点连线构成的夹角。如图 4 所示,

以密度扩张角 ρ_{angle} 为例, 在时均密度场中的 $y=0$ mm 剖面上选择本文无激励射流密度势核末端位置约 $x=8d$ 作为固定流向位置, 将此线上密度值为中心线密度和远场密度平均值的位置, 确定为 HWHM 的末端, 其与入口中心点的连线构成的夹角定义为密度扩张角, 以同样的方法定义温度扩张角 T_{angle} 和速度扩张角 U_{angle} 。

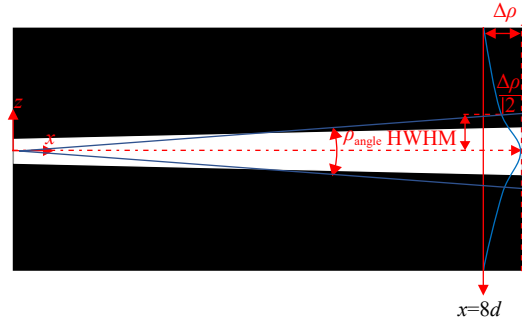


图 4 密度扩张角的示意图

Fig. 4 Schematic of density diffusion angle

以 Mayer 实验中的两个工况, $U_{\text{inj}}=4.9$ m/s, $T_{\text{inj}}=126.9$ K, $p_{\text{inj}}=3.97$ MPa 以及 $U_{\text{inj}}=5.4$ m/s, $T_{\text{inj}}=137$ K, $p_{\text{inj}}=3.98$ MPa, 作为验证案例, 并且将第 2 个工况的 RANS 计算与李钰航等^[25]所做的大涡模拟结果进行对比。图 5 显示了流场中心线时均密度 $\bar{\rho}$ 计算结果与实验结果对比及网格无关性检验的情况。对比发现整体验证较好, 其中 $T_{\text{inj}}=126.9$ K 时射流势核段流体时均密度 ρ 的计算结果略高于实验结果, T_{inj} 为 137 K 时计算的势核长度比实验和大涡模拟结果略长。此外, 针对 Mayer 等^[7]进行的 case 4 工况, 基础网格和精细网格的计算差异较小, 粗糙网格在势核末端 (约 $7d \sim 9d$ 处) 与精细网格的计算结果相比较发现有明显误差, 可认为

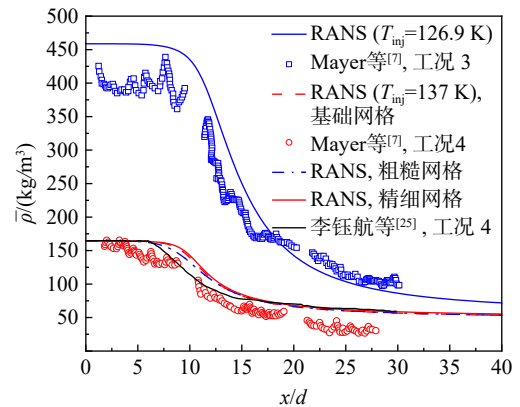


图 5 流向中心线密度分布计算结果对比

Fig. 5 Comparison of calculation results of density distribution of flow centerline

基础网格计算精度足够, 本文所给出的计算结果都是用基础网格计算得到的。

对于验证过程中出现的误差, 本文推断主要由 3 种因素主导。其一为实验中密度测量误差, 拉曼光谱信号在大密度梯度区域容易产生损失, 由此得到的密度值会小于理论计算的结果。其二是入口 T_{inj} 和 U_{inj} 的不确定性, 在实验过程中为避免射流装置直管段传热传质对结果带来的误差, Mayer 等^[7]在腔室入口处进行了流体温度和流速的测量, 由于测量方法不同, 温度和速度测量存在一定不确定性。其三是入口流体的湍动能 k 和耗散率 ε 未知, 亚临界射流经验公式对于超临界射流的 k 和 ε 估算偏小, 此外 RANS 方法模拟超临界流体流动过程中 k 和 ε 的生成量被低估^[26]。

2 结果与讨论

2.1 自然射流流场结果

为比较不同速度射流的衰减情况, 将速度按式(10)进行无量纲化处理。

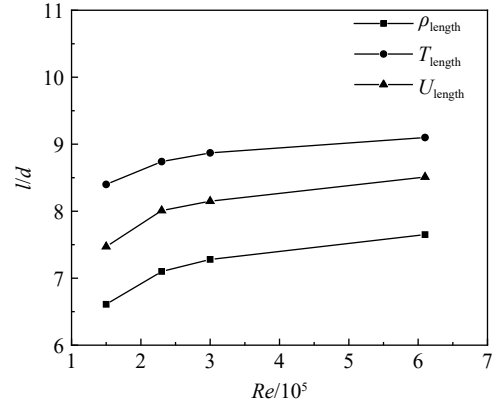
$$\bar{U}^* = \frac{\bar{U}}{U_{inj}} \quad (10)$$

式中 $\bar{U}^*$ 为射流无量纲时均速度, $\bar{U}$ 为中心线上流体的流向时均速度。

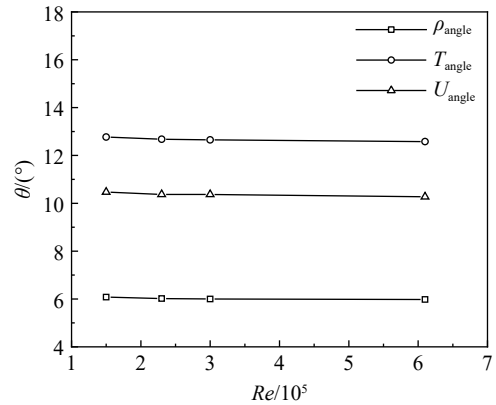
图 6 显示了无激励射流势核长度与扩张角随雷诺数增长的变化规律。雷诺数由 1.5×10^5 增加至 6.1×10^5 时, 整体上扩张角几乎无变化, 密度扩张角均为 6° , 温度扩张角均为 12.7° , 速度扩张角均为 10.4° , 无激励射流温度势核均保持在 9 倍入口孔径左右, 密度和速度射流势核长度随着雷诺数增加而微弱增加。说明无激励射流扩散情况受雷诺数变化影响较小。

图 7 显示了超临界射流中心线时均密度 $\bar{\rho}$ 和时均温度 $\bar{T}$ 随雷诺数增长的变化规律。整体上射流升温 and 密度衰减情况基本一致, 说明雷诺数不是射流扩散的决定性因素。其中在势核解体处 ($7d \sim 9d$), 与低雷诺数工况相比, 高雷诺数下射流略晚解体, 这是由于高雷诺数下湍动能与脉动动能耗散率较高, 流动稳定性强。

另外由图 7 可知, 射流一旦离开喷孔, 密度迅速下降, 在稠密主流与轻质流体扩散混合的过程中, 流动不稳定性产生并且传播, 势核主体受到强烈的扰动, 随后开始解体。根据文献 [14], 区别于亚临界射流, 超临界射流势核解体的一个重要影响因素是热破碎机制。在湍流混合区中大量热



(a) 射流势核长度随 Re 的变化



(b) 射流扩张角随 Re 的变化

图 6 无激励射流势核长度与扩张角

Fig. 6 Potential core length and diffusion angle of the unexcited jet under different Reynolds numbers

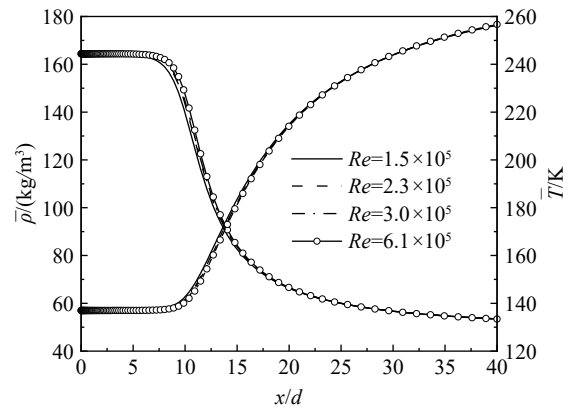


图 7 无激励射流时均密度和时均温度分布

Fig. 7 Time-averaged density and time-averaged temperature distribution of unexcited jets

量从腔室转移到主流中, 势核内部的低温流体大量吸热, 自身体积膨胀, 发生剧烈的传热传质。此外, 无激励射流势核区还受到稳定机制的强烈影响, 由于势核区流体与周围流体形成了密度分层, 因此导致的大密度梯度抑制了速度扰动和不稳定波的形成^[27-28]。如图 8 所示, 给出了雷诺数

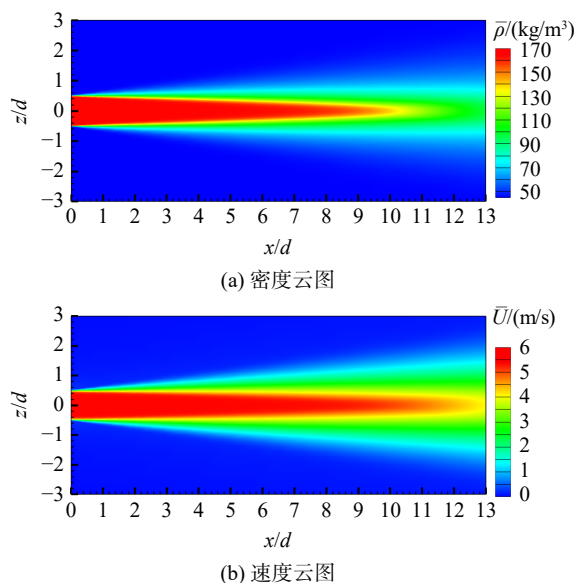
图 8 流向剖面时均密度与时均速度云图($Re=1.5 \times 10^5$)

Fig. 8 Time-averaged density and time-averaged velocity contour of the flow field profile ($Re=1.5 \times 10^5$)

为 1.5×10^5 时流向剖面时均密度 $\bar{\rho}$ 与时均速度 $\bar{U}$ 的云图, 可以看出无激励射流在向下游发展的过程中形态固定, 稠密主流和轻质流体之间的分界线明显, 射流柱表面有极少量流体向腔室中弥散, 混合层缓慢增厚, 流动较为稳定。这是因为剪切层内陡峭的密度梯度和速度梯度抑制了速度波动和涡旋对消, 影响了流动不稳定性的形成与传播, 产生类似于跨临界射流中的“固壁效应”^[29-31], 表明了稳定机制对射流扩散的抑制。

图 9 显示了雷诺数为 1.5×10^5 时时均流场中流向剖面温度, 比定压热容和传热系数云图, 可以看出射流的热力学状态稳定, 整体上低温主流升温速率较慢。如图 9(a) 所示, 剪切层内温差高达 161 K, 较大的温度梯度下, 射流的热力学特征明显, 主要表现为: 其一, 势核低温流体的比热很大, 形成了类似于跨临界射流表面的热容屏障^[32]。如图 9(b) 所示, 射流柱表面比定压热容 c_p 达到了 $3.2 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, 明显高于射流周围流体的热容, 热量在穿越屏障时被其吸收, 势核流体无法及时升温; 其二是射流剪切层中存在传热恶化区域, 主流被传热系数 h 相对较低的壳状流体所裹挟。如图 9(c) 所示, h 由腔室中的 $0.027 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 降低到射流柱表面壳状区域的 $0.021 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, 主流内部区域流体的传热系数介于两者之间, 低温流体升温受到阻碍。因此热力学条件对超临界射流混合的影响显著。

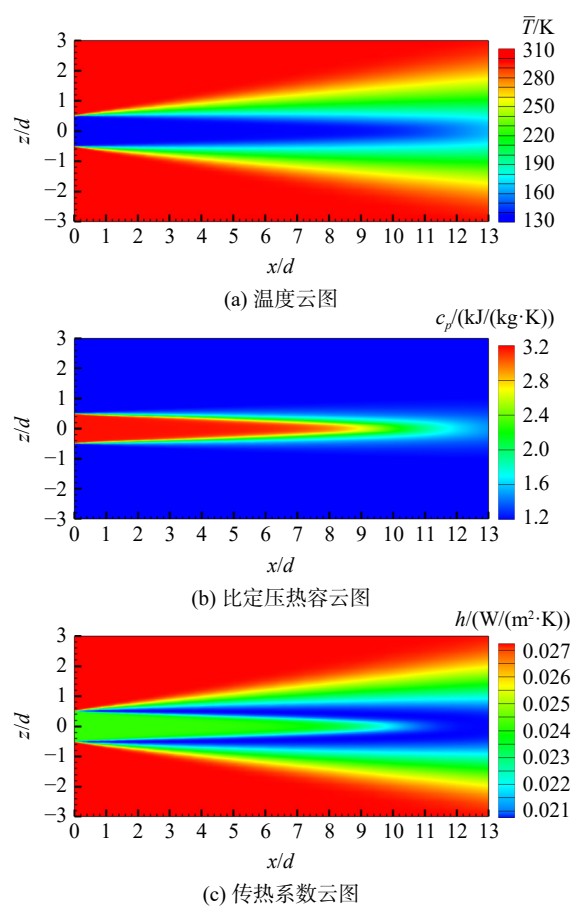
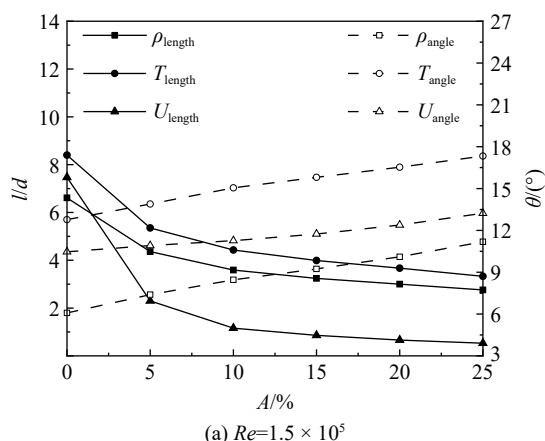
图 9 流场流向剖面时均温度、时均比定压热容和时均传热系数云图($Re=1.5 \times 10^5$)

Fig. 9 Contour of time-averaged temperature, time-averaged specific heat capacity and time-averaged heat transfer coefficient of the flow field profile ($Re=1.5 \times 10^5$)

2.2 固定雷诺数下不同振幅的控制效果

图 10 显示了两种雷诺数下超临界射流势核与扩张角随激励振幅的变化规律。由图可知, 整体上势核随振幅增加而缩短, 扩张角随振幅增加而增大。其中对于雷诺数为 1.5×10^5 的射流, 当激励振幅由 0 增加至 25% 时, 密度势核由 $6.61d$

(a) $Re=1.5 \times 10^5$

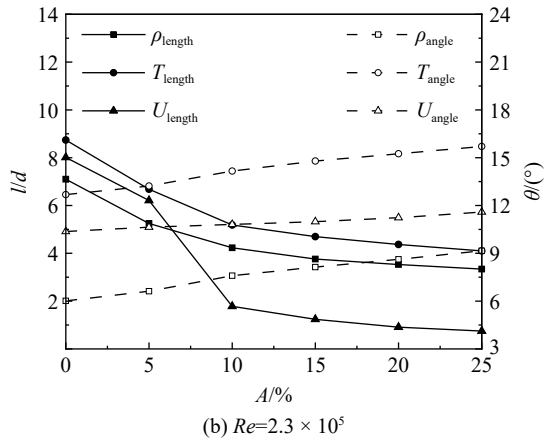


图 10 射流势核长度与扩张角随激励振幅的变化
Fig. 10 Variation of jet potential core length and diffusion angle with excitation amplitude

缩短至 $2.76d$, 缩短了 58%, 密度扩张角由 6° 增加至 11.2° , 增大了 87%, 这表明掺混控制效果随着振幅的增大而得到提升。当激励振幅由 5% 增加至 10% 时, 势核缩短速度与扩张角增加速度较快, 控制效率得到明显提升。

图 11 比较了固定雷诺数下施加不同激励振幅时射流中心线时均密度、时均温度与无量纲速度的变化规律, 发现随着激励振幅的增大, 射流

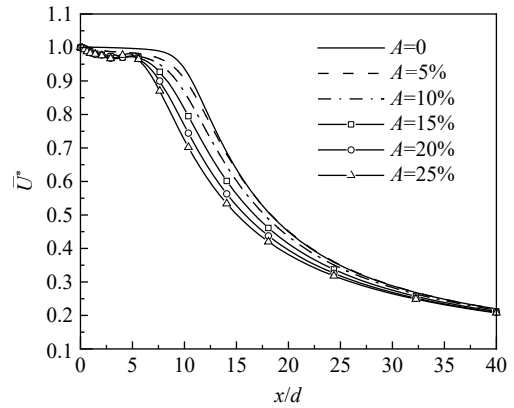
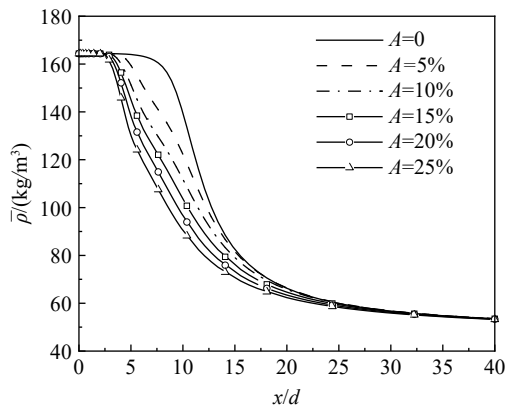


图 11 不同激励振幅下的中心线时均密度、时均温度与时均无量纲速度 ($Re=1.5 \times 10^5$)

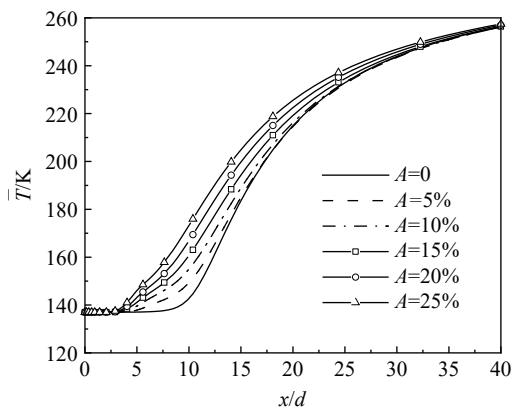
Fig. 11 Time-averaged density, temperature and dimensionless velocity of the centerline for different excitation amplitudes ($Re=1.5 \times 10^5$)

势核解体位置更靠近入口, 且速度变快。其中 3 种指标变化的主要区别在于射流势核解体处 ($3d \sim 25d$), 流场下游趋于一致。激励振幅增加时, 中心轴线无量纲速度波动越来越剧烈, 这是因为主流的动量不变, 而参与模态控制的流体的动量随着振幅增加而增加, 此部分流体对主流的穿透力相应提高, 因此诱发了湍流混合中越来越大的不稳定性。

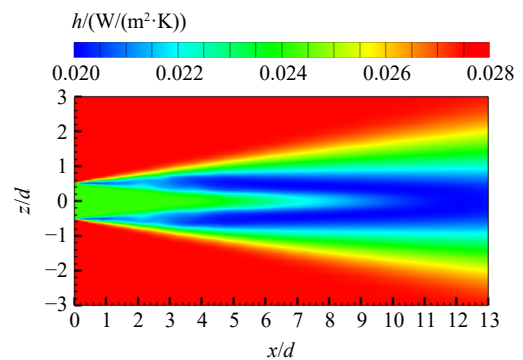
图 12 显示了同一雷诺数下 5%、15% 和 25% 振幅工况时的流场传热系数云图。对比上述



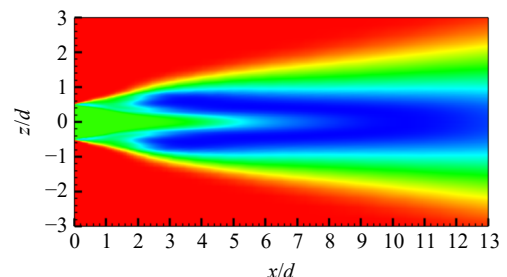
(a) 中心线时均密度



(b) 中心线时均温度



(a) 振幅为 5%



(b) 振幅为 15%

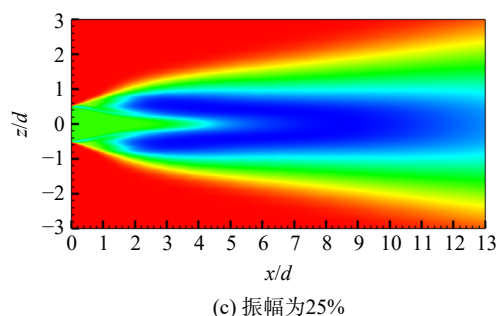
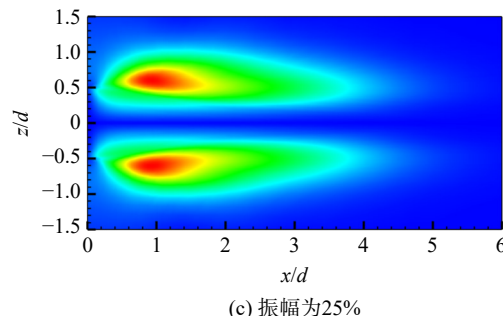
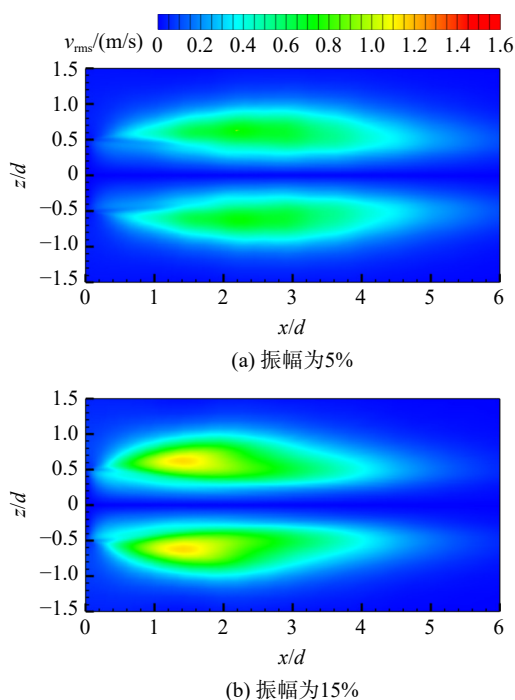
图 12 不同振幅下射流时均传热系数($Re=1.5 \times 10^5$)Fig. 12 Contour of the time-averaged heat transfer coefficient at different amplitudes ($Re=1.5 \times 10^5$)

图 9(c), 激励在射流出口处制造了大小不同的湍流相干结构, 突破了壳状传热恶化区域对主流的封闭, 势核区流体的传热性能得到提升, 且模态激励的振幅越大, 提升效果越明显。其中振幅为 5% 时, 出口混合区 h 提高至 $0.022 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, 随着振幅增加至 25%, 其值提高到 $0.024 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, 并且此时混合区变得更宽, 这与上述图 10 扩张角增大的结果相印证, 说明振幅增加有效减小了超临界射流掺混过程中的热力学阻力。

射流扩散与流体流动的不稳定性密切相关, 图 13 显示了 $Re=1.5 \times 10^5$ 下不同振幅流场 $y=0 \text{ mm}$ 剖面径向速度脉动云图。由图可知, 随着激励振幅的增加, 射流径向速度脉动 v_{rms} 更加剧烈, 表明此时出口混合区径向不稳定性的增强。其中, 5% 振幅下流场中最大径向速度脉动值为 0.5 m/s ,

图 13 不同振幅下射流径向速度脉动($Re=1.5 \times 10^5$)Fig. 13 Contour of jet radial velocity fluctuation at different amplitudes ($Re=1.5 \times 10^5$)

25% 振幅时最大值增至 1.6 m/s , 此时高脉动值区域面积更大, 并且最大脉动值所对应的轴向位置向射流入口处靠近。

2.3 不同雷诺数的超临界射流对固定激励振幅的响应

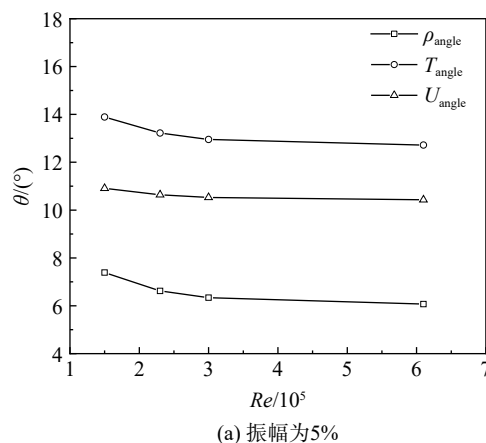
图 14 显示了超临界射流在固定激励振幅控制下其扩张角随雷诺数增长的变化规律。由图可知, 整体上随着雷诺数的增大, 相同振幅激励下射流的扩张角逐渐减小, 掺混控制效果逐渐变差。其中射流雷诺数在 1.5×10^5 至 3.0×10^5 区间增长时, 扩张角下降速度最快。25% 激励振幅控制下, 随着雷诺数由 1.5×10^5 增长至 6.1×10^5 , 密度扩张角由 11.2° 下降至 7.2° , 减小了 36%。

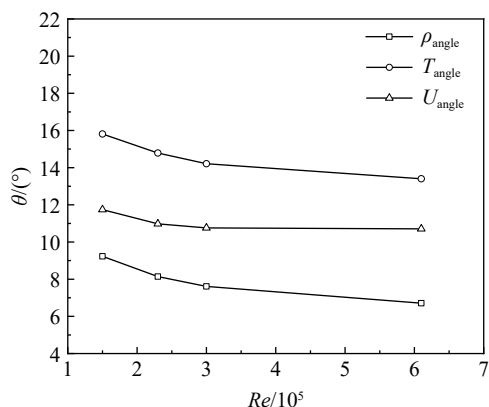
与文献 [33] 类似, 采用如式 (11) 所示速度衰减率 K 作为衡量不同雷诺数射流衰减的指标。

$$K = \frac{U_{\text{inj}} - \bar{U}_{x=8d}}{U_{\text{inj}}} \quad (11)$$

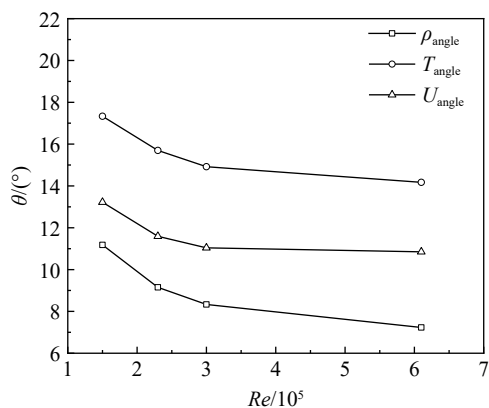
式中 $\bar{U}_{x=8d}$ 是射流中心线 $x=8d$ 处流向时均速度。

图 15 显示了超临界射流在固定激励振幅控制下其速度衰减率随雷诺数增加的变化规律。由图可知, 整体上相同振幅激励下速度衰减率随着





(b) 振幅为15%



(c) 振幅为25%

图 14 不同振幅激励下射流扩张角随雷诺数增长的变化

Fig. 14 Variation of jet expansion angle with increasing Reynolds number for different excitation amplitudes

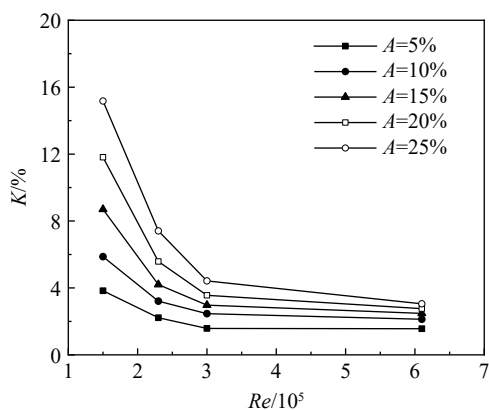


图 15 不同振幅激励下射流速度衰减率随雷诺数的变化

Fig. 15 Variation of jet velocity decay rate with increasing Reynolds number for different excitation amplitudes

射流雷诺数的升高而降低。其中在 20% 激励振幅控制下, 雷诺数由 1.5×10^5 增长到 6.1×10^5 时, 速度衰减率由 11.8% 下降至 2.8%, 减小了 76%。表明超临界射流雷诺数升高时, 采用与低雷诺数下相同的激励振幅控制高雷诺数射流, 无法获得相同的速度衰减效果。其原因可以分为两方面:

微观上根据文献 [20], 射流处于高雷诺数流动状态时, 较薄的剪切层内涡的形成频率高, 运动动量大, 采用低雷诺数下的激励振幅控制射流时难以使主流分离形成偏心涡, 此时可以通过增大振幅的手段来制造大型的相干结构, 减少剪切层中的“固壁效应”对射流混合的影响, 提高对高雷诺数射流掺混的控制能力。宏观上流动雷诺数增大时, 如图 16 所示, 流体的湍动能 k 和动量增大, 流动更为稳健, 而参与模态控制的流体动量不变, 此时若仍采用针对低雷诺数射流使用的激励振幅来控制射流时, 流场中无法产生相同规模的不稳定性, 因此导致了控制的失效。

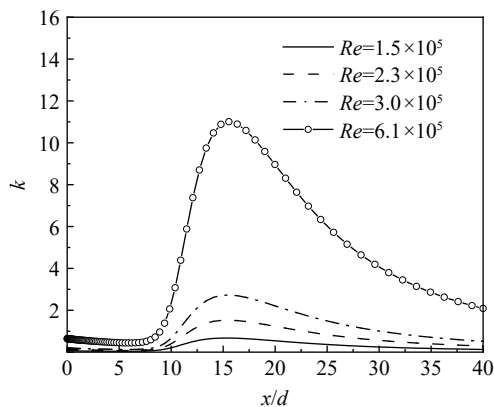


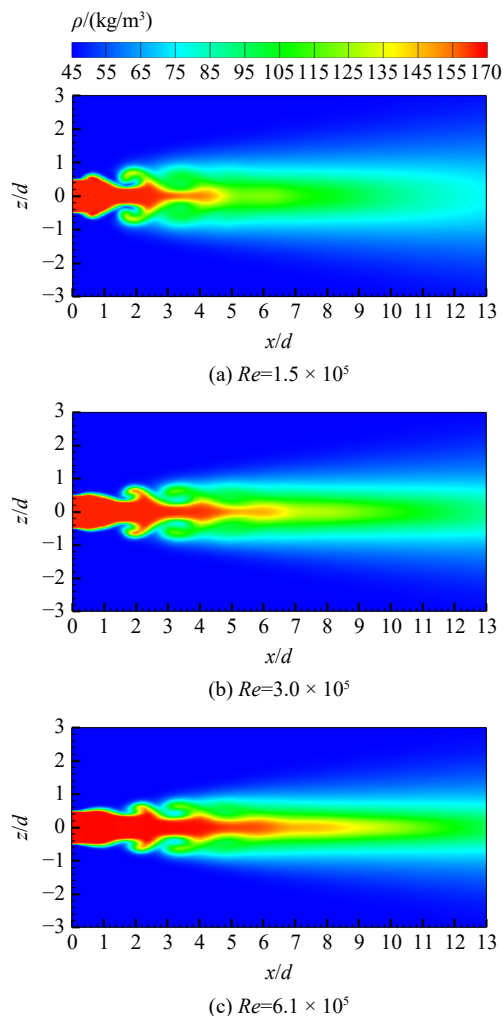
图 16 不同雷诺数下无激励射流中心线湍动能

Fig. 16 Turbulent kinetic energy at the centerline of unexcited jets at different Reynolds numbers

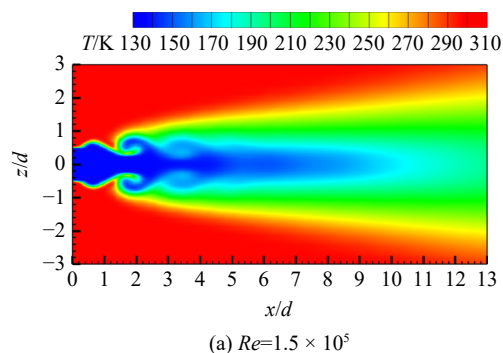
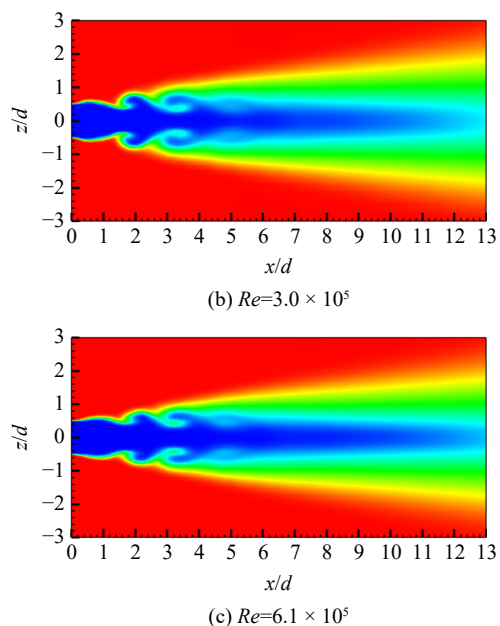
此外相同雷诺数下随着振幅的提升, 射流的速度衰减率升高, $Re=1.5 \times 10^5$ 时, 振幅由 10% 提高到 25%, 速度衰减率由 5.9% 增加至 15.2%, 表明同等雷诺数下增加振幅可以提升模态激励射流掺混的控制效果, 印证了文中第 2.2 节结果。

图 17 显示了 25% 激励振幅控制下不同雷诺数超临界射流瞬时密度云图, 曲张激励使射流下游瞬时密度场出现了菱形状结构。整体上射流雷诺数越高, 主流瞬时密度 ρ 势核越长, 流动混合层内卷起的涡结构尺寸越小, 势核末端的菱形状流体区域面积越大。其中对于 $Re=1.5 \times 10^5$ 的射流, 其在出口处经历了一段较短的势核之后迅速被菱形状流体区域两侧卷起的涡包络, 而 $Re=6.1 \times 10^5$ 的射流在出口处经历了较长的势核段之后, 缓慢卷起了较小的涡结构, 并且菱形状不稳定区域变得细小狭长, 因此高雷诺数射流流场掺混控制效果较差。

图 18 显示了 25% 激励振幅控制下不同雷诺

图 17 $A=25\%$ 时不同雷诺数射流瞬时密度云图Fig. 17 Contour of jet transient density at different Reynolds numbers for $A=25\%$

数超临界射流瞬时温度云图, 曲张激励使射流出口温度场出现了辫状涡结构。整体上射流雷诺数越高, 主流瞬时温度 T 势核越长, 温度混合层内辫状涡结构交织更加紧密, 分离变得困难。其中比起 $Re=1.5 \times 10^5$ 的射流, $Re=6.1 \times 10^5$ 的射流出口处流体温度剪切层的凸起较为微弱, 涡的径向扩张程度和卷起幅度均较小, 射流发展稳定性强, 掺混控制效果较差。

(a) $Re=1.5 \times 10^5$ 图 18 $A=25\%$ 时不同雷诺数射流瞬时温度云图Fig. 18 Contour of jet transient temperature at different Reynolds numbers for $A=25\%$

3 结 论

针对超临界氮气圆形湍流射流, 采用雷诺平均数值模拟方法, 研究了不同雷诺数条件下曲张激励模态的振幅对类气态射流掺混流场特性的影响。可得到如下结论:

1) 超临界自然射流的势核长度和扩张角主要受到热力学条件的影响, 在本文研究的工况条件下, 增大雷诺数不会引起射流混合效果的明显变化。

2) 雷诺数处于 1.5×10^5 到 2.3×10^5 区间时, 增大曲张激励的振幅有效减小了超临界射流掺混过程中的热力学阻力, 出口混合区径向不稳定性得到增强, 密度、温度和速度势核均随激励振幅的增大而明显缩短, 对应的扩张角也明显增大, 射流掺混控制效果随着激励振幅的增加得到了提升。

3) 雷诺数继续增大, 处于 3.0×10^5 到 6.1×10^5 区间时, 主射流湍动能与动量相应变大, 流动变得更加稳健, 掺混调控难度增大, 提高激励振幅仅能获得相当于低雷诺数工况下的部分控制效果。

此外, 不同热力学条件对超临界射流掺混控制效果的影响尚未可知。面对较高的激励振幅仍难以补偿射流雷诺数升高带来的控制损失时, 需进一步考虑改变激励模态、激励频率等其他有效的控制手段。

参考文献:

- [1] YANG V. Modeling of supercritical vaporization, mixing, and combustion processes in liquid-fueled propulsion systems[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2000, 28(1): 925-942.
- [2] EDWARDS T. USAF supercritical hydrocarbon fuels interests: AIAA1993-807 [R]. Reston, US: AIAA, 1993.
- [3] BANUTI D T, HANNEMANN K. The absence of a dense potential core in supercritical injection: a thermal break-up mechanism[J]. *Physics of Fluids*, 2016, 28(3): 035103.
- [4] BELLAN J. Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling: drops, streams, shear and mixing layers, jets and sprays[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2000, 26(4/5/6): 329-366.
- [5] 靳乐, 范玮, 范珍滢, 等. 超临界喷射受环境和喷射参数影响的数值研究[J]. *航空动力学报*, 2014, 29(6): 1323-1329.
JIN Le, FAN Wei, FAN Zhencen, et al. Numerical investigation on effects of ambient and injection parameters on supercritical injection[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2014, 29(6): 1323-1329. (in Chinese)
- [6] 高伟, 林宇震, 梁获胜, 等. 超临界航空煤油喷射的射流结构及相变过程[J]. *航空动力学报*, 2009, 24(12): 2661-2665.
GAO Wei, LIN Yuzhen, LIANG Huosheng, et al. Jet structures and phase transition process of supercritical aviation kerosene fuel injection[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2009, 24(12): 2661-2665. (in Chinese)
- [7] MAYER W, TELAAR J, BRANAM R, et al. Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure[J]. *Heat and Mass Transfer*, 2003, 39(8): 709-719.
- [8] CROW S C, CHAMPAGNE F H. Orderly structure in jet turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, 48: 547-591.
- [9] GOHIL T B, SAHA A K, MURALIDHAR K. Direct numerical simulation of free and forced square jets[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2015, 52: 169-184.
- [10] BRADBURY L J S, KHADEM A H. The distortion of a jet by tabs [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1975, 70: 801-813.
- [11] GOHIL T B, SAHA A K. Numerical simulation of forced circular jets: effect of flapping perturbation[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(8): 083602.
- [12] TYLISZCZAK A, GEURTS B J. Controlled mixing enhancement in turbulent rectangular jets responding to periodically forced inflow conditions[J]. *Journal of Turbulence*, 2015, 16(8): 742-771.
- [13] ZHOU Yu, FAN Dewei, ZHANG Bingfu, et al. Artificial intelligence control of a turbulent jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 897: A27.
- [14] SHAHSAVARI M, WANG Bing, ZHANG Bo, et al. Response of supercritical round jets to various excitation modes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, 915: A47.
- [15] SCHMITT T, RODRIGUEZ J, LEYVA I A, et al. Experiments and numerical simulation of mixing under supercritical conditions [J]. *Physics of Fluids*, 2012, 24(5): 055104.
- [16] HAKIM L, SCHMITT T, DUCRUIX S, et al. Dynamics of a trans critical coaxial flame under a high-frequency transverse acoustic forcing: influence of the modulation frequency on the flame response[J]. *Combustion and Flame*, 2015, 162(10): 3482-3502.
- [17] CHEHROUDI B, TALLEY D. Interaction of acoustic waves with a cryogenic nitrogen jet at sub- and supercritical pressures: AIAA-2002-0342 [R]. Reston, US: AIAA, 2002.
- [18] DAVIS D W, CHEHROUDI B. Measurements in an acoustically driven coaxial jet under sub-, near-, and supercritical conditions[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23(2): 364-374.
- [19] GOHIL T B, SAHA A K, MURALIDHAR K. Numerical study of instability mechanisms in a circular jet at low Reynolds numbers[J]. *Computers & Fluids*, 2012, 64: 1-18.
- [20] REYNOLDS W C, PAREKH D E, JUVET P J D, et al. Bifurcating and blooming jets[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2003, 35: 295-315.
- [21] 陶文铨. 数值传热学[M]. 2 版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
TAO Wenquan. Numerical heat transfer[M]. 2nd ed. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001. (in Chinese)
- [22] GOHIL T B, SAHA A K, MURALIDHAR K. Direct numerical simulation of forced circular jets: effect of varicose perturbation[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2013, 44: 524-541.
- [23] MICHALKE A, HERMANN G. On the inviscid instability of a circular jet with external flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 114: 343-359.
- [24] GOHIL T B, SAHA A K, MURALIDHAR K. Simulation of the blooming phenomenon in forced circular jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 783: 567-604.
- [25] 李钰航, 吴宝元, 王伟, 等. 基于 OpenFOAM 的超临界压力下低温射流大涡模拟[J]. *航空动力学报*, 2022, 37(5): 1090-1099.
LI Yuhang, WU Baoyuan, WANG Yi, et al. Large eddy simulation of cryogenic jet under supercritical pressure based on OpenFOAM[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2022, 37(5): 1090-1099. (in Chinese)
- [26] 刘佳明. 基于 DNS 方法的超临界流体湍流换热机理研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2020.
LIU Jiaming. The mechanism investigation of turbulent heat transfer of supercritical fluids using DNS method[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2020. (in Chinese)
- [27] ZONG Nan, MENG Hua, HSIEH S Y, et al. A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions [J]. *Physics of Fluids*, 2004, 16(12): 4248-4261.
- [28] BELLAN J. Theory, modeling and analysis of turbulent supercritical mixing[J]. *Combustion Science and Technology*, 2006, 178 (1/2/3): 253-281.
- [29] MILLER R S, HARSTAD K G, BELLAN J. Direct numerical simulations of supercritical fluid mixing layers applied to heptane-nitrogen[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 436: 1-39.
- [30] 韦武. 跨临界/超临界射流的大涡模拟与分子动力学模拟研究[D]. 辽宁 大连: 大连理工大学, 2018.
WEI Wu. Large eddy simulation and molecular dynamics simulation on fluid injection under transcritical and supercritical conditions[D]. Dalian Liaoning: Dalian University of Technology, 2018. (in Chinese)
- [31] ATSAVAPRANEE P, GHARIB M. Structures in stratified plane mixing layers and the effects of cross-shear[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 342: 53-86.
- [32] 马杰, 赵晓慧, 陈鹏飞. 近临界区液氮低速喷射特性研究[J]. *推进技术*, 2022, 43(10): 248-255.
MA Jie, ZHAO Xiaohui, CHEN Pengfei. Identity of liquid nitrogen low-speed injection near critical point[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(10): 248-255. (in Chinese)
- [33] ZHOU Y, DU C, MI J, et al. Turbulent round jet control using two steady minijets[J]. *AIAA Journal*, 2012, 50(3): 736-740.

(编辑: 王碧珺)