

基于 OpenFOAM 的超临界压力下 低温射流大涡模拟

李钰航¹, 吴宝元², 王 祎¹, 周立新¹

(1. 中国航天科技集团有限公司

西安航天动力研究所 液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100;

2. 中国航天科技集团有限公司 航天推进技术研究院, 西安 710100)

摘 要: 为了深入认识低温射流在超临界压力下的流动特性, 将真实流体热物性模型写入开源 CFD 程序 OpenFOAM 平台中, 开发出了用于模拟超临界压力下流动过程的均相求解器。针对液氮跨临界、超临界射流进行大涡模拟, 研究了环境条件变化对于低温射流流动特性的影响。结果表明: 采用的真实流体模型能够在广泛的温度与压力范围内准确计算流体的热物理性质, 在此基础上开发的均相求解器能够准确描述超临界条件下的低温射流, 其流动特性主要表现为稠密液体与环境气体之间的剪切层不稳定以及湍流混合, 此类变密度射流在湍流充分发展区域同常密度射流一样具有自相似特性; 超临界射流相比于跨临界射流具有更高的混合效率以及更短的液核穿透长度; 环境温度升高以及环境压力降低均使得低温射流与周边气体之间的密度梯度增加, 对剪切层中不稳定波动的发展起到抑制作用, 导致了射流液核长度的增加以及扩张角度的减小。

关 键 词: 超临界压力; 真实流体模型; 低温射流; 均相求解器; 大涡模拟; 流动特征

中图分类号: V434.3

文献标志码: A

Large eddy simulation of cryogenic jet under supercritical pressure based on OpenFOAM

LI Yuhang¹, WU Baoyuan², WANG Yi¹, ZHOU Lixin¹

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Liquid Rocket Engines,

Xi'an Aerospace Propulsion Institute,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;

2. Academy of Aerospace Propulsion Technology,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China)

Abstract: In order to get insights into the flow characteristics of cryogenic jet under supercritical pressure, the real-fluid model was implemented into open source CFD code OpenFOAM. The effect of real-fluid thermo-physical characteristics was introduced into the pressure correction algorithm, contributing to the development of the homogeneous solver for cryogenic flows under supercritical conditions. Transcritical and supercritical jets of LN_2 were studied using large eddy simulation, including the influence of ambient temperature and pressure. The results indicated that the real-fluid model developed can describe thermo-physical characteristics accurately within wide temperature and pressure range. The homogeneous solver can correctly reveal the

收稿日期: 2021-05-16

作者简介: 李钰航(1993-), 男, 博士生, 研究领域为液体火箭发动机喷雾燃烧。

引用格式: 李钰航, 吴宝元, 王祎, 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.

flow structure of cryogenic jet under supercritical conditions, which was characterized by shear layer instability and turbulent mixing. These kinds of variable density jets showed self-similarity characteristics in turbulence fully developed region. Compared with transcritical jet, the supercritical jet showed higher turbulent mixing rate and shorter core length. Under higher ambient temperature or lower ambient pressure, the density gradient between cryogenic jet and ambient gas greatly reduced, which restrained the development of instability wave in shear layer, leading to the increase of jet core length and the decrease of jet spreading angle.

Key words: supercritical pressure; real-fluid model; cryogenic jet; homogeneous solver; large eddy simulation; flow characteristic

液体火箭发动机为了获得大推力需要较高的膨胀比,这意味着推力室的工作压力很高,远高于液氧、甲烷以及煤油等典型推进剂的临界压力。推力室通过密集排布的喷嘴将高能量密度的燃料与氧化剂进行雾化与掺混,最后完成燃烧。在高温高压环境下的燃烧过程对于推进剂热物理状态非常敏感,需要对雾化、混合等子过程进行更深入的认识与更精确的建模。

在火箭发动机推力室相关超临界条件下,推进剂的流动行为与低压下有很大不同。由于表面张力和相变焓减小为零,气液两相之间的相界面消失,密度、温度和组分质量分数等物理量在空间上表现为连续分布。这样的物理现象已经被一系列实验研究所证实。Mayer等^[1-3]对于液氮单射流、液氮/氢气同轴剪切射流、液氧/氢气同轴燃烧进行了一系列实验研究,观察到高压环境下不存在经典的液体雾化破碎现象,取而代之的是一种以扩散主导的稠密流体的掺混行为,气液两相之间呈现模糊的、条纹状的连续边界。同时对射流轴向密度与温度分布、射流扩张角等进行了测量^[4]。Chehroudi等^[5]针对低温射流进行了大量的冷态实验研究,观察到在亚临界条件下室压的升高加剧了射流液柱破碎为液滴的过程,而在超临界条件下室压的升高也加速了稠密射流的掺混。在此基础上,Davis等^[6]研究了横向压力扰动对射流发展产生的影响。

由于对火箭发动机进行实验研究非常困难且成本巨大,过去的20年中有许多研究者致力于发展火箭发动机相关超临界条件下流动与燃烧过程的数值模拟方法。Oefelein和Yang^[7]做出了开创性的工作,将混合物视为均一连体的流体,采用立方型状态方程及混合规则描述混合物热力学性质。该模型称为均相模型并在随后被广泛沿用。Schmitt等^[8]对液氮单射流进行了数值模拟,分析

了不同喷注条件下射流的扩张角及自相似特性。Zong等^[9-10]对液氮单射流、液氧甲烷同轴剪切射流以及液氧单旋流等进行了数值模拟,分析了跨临界射流的流动与混合特性,研究了旋流腔内的流动结构以及喷嘴下游液膜铺展过程的剪切层不稳定性。Wang等^[11]对RD-170发动机使用的气体中心式旋流喷嘴进行了大涡模拟,结果显示喷嘴近场存在剪切层不稳定、旋进气涡、切向二次不稳定等多种非定常流动结构。燃烧模拟方面,文献[12-14]采用无限快速化学反应模型对单喷嘴、多喷嘴及全燃烧室模型的液氧甲烷燃烧进行了大涡模拟。文献[15-17]发展了基于火焰面模型的跨临界燃烧模拟体系,并对同轴剪切、气液旋流及液液双旋流喷嘴进行了研究,对比了几何参数对燃烧过程的影响。

高压条件下的流体与低压时存在本质差异,真实流体状态方程具有强非线性,对超临界流动与燃烧问题进行仿真时普遍会遇到压力的非物理振荡。Zong^[18]、Terashima等^[19]均采用了人工稳定方法来缓解大密度梯度区域附近的非物理振荡,具体做法是施加各种形式的局部人工耗散。随后,Terashima等^[20]提出使用压力方程代替内能输运方程的准守恒方法。该方法完全解决了压力的非物理振荡,但同时引入了一些能量守恒误差,导致混合物温度无法与绝热混合过程的温度分布相吻合。Lacaze等^[21]提出使用焓输运方程的准守恒方法解决了能量守恒误差这一问题。

本文采用真实流体热物性模型,基于开源OpenFOAM平台开发了模拟超临界环境下低温流动的均相求解器。针对液氮射流实验进行大涡模拟,验证了求解器的正确性;随后研究了环境温度与压力对于低温射流特性的影响规律。

1 数学物理模型

1.1 流动控制方程

超临界流动数值计算需采用可压缩流动控制方程,包含质量、动量和能量的输运方程:

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

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

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p} u_j}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij} \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{\rho} \zeta_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

其中 $\bar{\rho}$ 为密度; $\bar{p}$ 为压力; $\tilde{u}_j$ 和 $\tilde{e}$ 分别为 Favre 平均的速度与内能; τ_{ij} 与 ζ_j 分别为动量与能量输运中亚格子应力; q_j 为热通量; σ_{ij} 为黏性应力张量分量:

$$\sigma_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

其中 μ 为黏度; S_{ij} 和 S_{kk} 为速度梯度张量分量及其迹; δ_{ij} 为克罗内克符号。动量方程亚格子应力采用 WALE 模型计算:

$$\tau_{ij} = 2\nu_{\text{sgs}} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right) \quad (5)$$

$$\nu_{\text{sgs}} = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (6)$$

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (7)$$

其中 $g_{ij} = \partial \tilde{u}_i / \partial x_j$; Δ 为 LES 过滤尺度;常数 $C_w = 0.4929$ 。能量方程的亚格子项采用梯度输运假设计算:

$$\bar{\rho} \zeta_j = -\frac{\mu_t}{Pr} \cdot \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (8)$$

其中 μ_t 为湍流黏度; Pr 为湍流普朗特数; h 为焓。

1.2 真实流体热物性模型

立方型状态方程能够在保持较小计算量的同时兼顾计算精度。本文采用 Peng-Robinson 状态方程 (PR-EoS):

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a\alpha(T)}{V(V+b)+b(V-b)} \quad (9)$$

式中 p 为压力; V 为比体积; T 为温度,各项参数的表达式为

$$a = 0.457235 \frac{(RT_c)^2}{p_c} \quad (10)$$

$$b = 0.077796 \frac{RT_c}{p_c} \quad (11)$$

$$\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2)(1 - T_r^{0.5})]^2 \quad (12)$$

其中 R 为通用气体常数; T_c 为临界温度; p_c 为临界压力; ω 为偏心因子; T_r 表示对比温度。

高压下考虑真实流体效应的热力学性质通过对理想状态下的参照值加上偏离函数得到。以下给出内能(e)与比定容热容(c_v)的表达式,焓与比定压热容可在此基础上推导得到。

$$e(T, p) = e_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{p}{\rho^2} + \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \quad (13)$$

$$c_v(T, \rho) = c_{v0}(T) - \int_{\rho_0}^{\rho} \left[\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\rho} \right] d\rho \quad (14)$$

式中 $(\partial p / \partial T)_{\rho}$ 项根据所用的状态方程进行计算。

下标0表示理想状态下的热力学性质参照值,使用 NASA 多项式的方法计算。

流体的输运性质使用 Chung 方法计算,黏度和热导率的表达式如下:

$$\mu = \left[\frac{\sqrt{T^*}}{\Omega_v} F_c \left(\frac{1}{G_2} + E_6 y \right) + \mu^{**} \right] \cdot \frac{36.344 (M \cdot T_c)^{0.5}}{V_c^{2/3}} \quad (15)$$

$$\lambda = \frac{31.2 \mu_0 \phi}{M} (G_2^{-1} + B_6 y) + q B_7 y^2 T_r^{0.5} G_2 \quad (16)$$

式中各项参数的计算方法可参考文献[22]。

将上述的真实流体热物性计算方法写入 OpenFOAM 并编译形成新的热物性链接库。

1.3 计算域模型及算例设置

计算域依照 Mayer 等^[4]的实验进行设置。该实验通过一根圆管道将低温液氮喷入包含常温氮气的圆柱容腔当中。容腔内温度为 298 K, 压力为 3.97 MPa, 高于氮气的临界压力 3.4 MPa。具体的几何模型及相关尺寸如图 1 所示。

计算采用全六面体网格,网格总量约 190 万,在射流入口附近区域加密,最小网格尺寸约为 30 μm ,时间步长达到 10^{-6} 级别。边界条件设置方面,管道及圆柱容腔壁面均为无滑移壁面边界;入口按照七分之一幂率给定管道内湍流充分发展的速度分布型;出口给定压力边界条件。

在 Mayer 的一系列实验当中,本文选取了两种工况进行计算,具体设置在表 1 中列出(使用文献[4]中的工况编号)。对于 3.97 MPa 的压力,氮

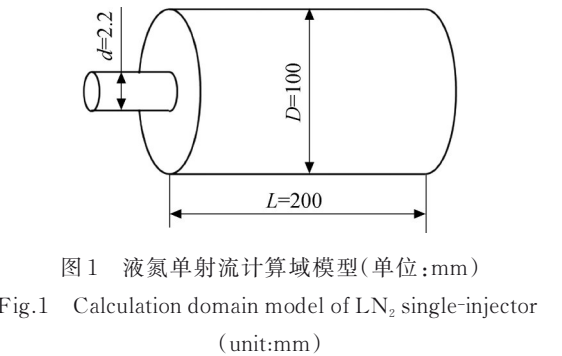


表 1 液氮射流实验的工况参数表

Table 1 Working conditions of LN₂ jet experiment

参数	工况 3	工况 4
喷注速度/(m/s)	4.9	5.4
喷注温度/K	126.9	137.0
环境压力/MPa	3.97	3.97
环境温度/K	298	298

气的虚假沸腾温度 $T_{pb}=129.5\text{ K}$ 。此温度是区分超临界压力下流体处于液态或超临界状态的分界点。工况 3 喷注初始温度小于 T_{pb} , 流体起初处于液相状态, 流动过程中会经历跨临界转变而转化为超临界状态。工况 4 初始温度大于 T_{pb} , 射流始终处于超临界状态。

2 计算结果的验证

2.1 热物性计算方法验证

使用文中第 1.2 节热物性计算方法得到的 N₂ 密度与比定压热容(c_p)结果与美国国家标准与技术研究院(NIST)的数据进行对比,如图 2 所示。结果表明 PR-EoS 计算所得密度误差在 4% 以内,比定压热容误差在 15% 以内,最大误差均出现在临界点附近。原因是在该区域内流体发生了跨临界转变,其热物性出现较大幅度的变化,使得用立方型状态方程计算的误差有所增加。总体来说模型的准确性良好。

由热力学计算结果可见,当压力接近于流体的临界压力时,在临界温度附近区域密度出现大梯度的减小,同时比定压热容出现峰值,这意味着此时流体在吸收大量热量的同时温度也不会发生明显变化,只会进行迅速地膨胀。这一现象类似于亚临界压力下流体的沸腾过程,因此在跨临界流动中被称为“虚假沸腾”。当压力升高时,密度梯度与比定压热容的峰值均减小,意味着虚假沸

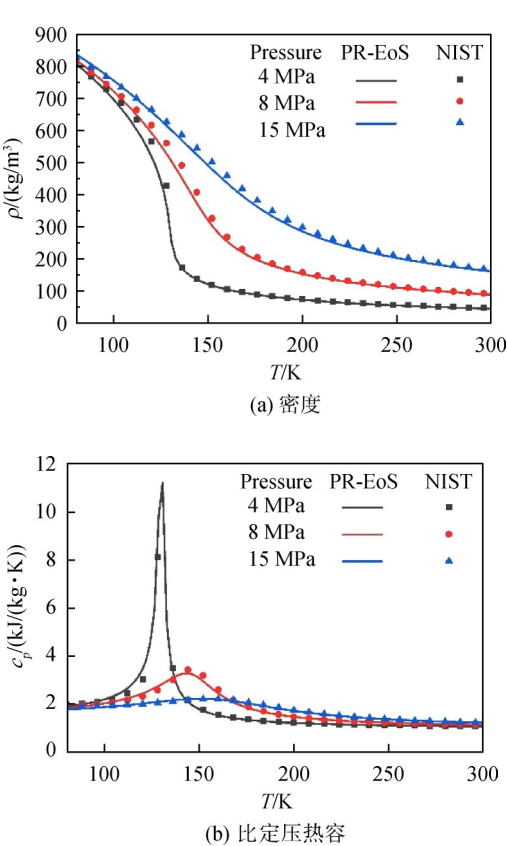


图 2 真实流体模型的热力学性质计算结果

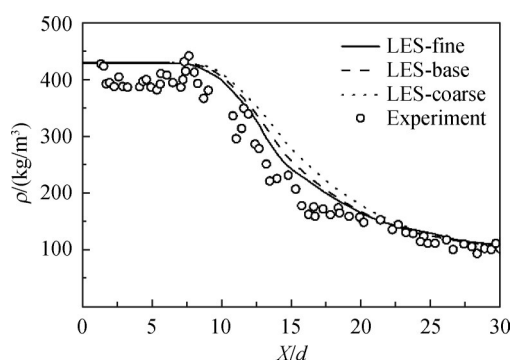
Fig.2 Thermodynamic characteristics results using real-gas model

腾现象的减弱,以及在温度升高的过程中流体膨胀速度变慢。

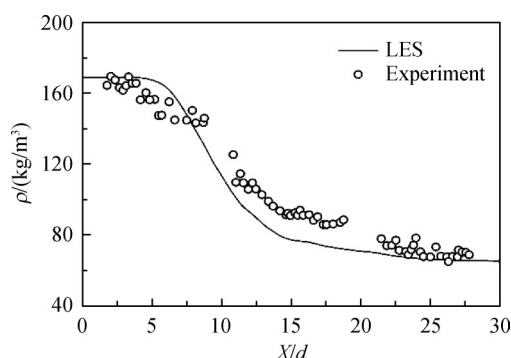
2.2 流场计算验证

为了验证本文所构建数值计算方法的正确性,利用 Mayer 等^[4]的液氮单射流实验中的密度测量数据作为对比基准。图 3 给出了工况 3 与工况 4 两种工况下的密度对比结果,沿射流中心线进行统计, X/d 为无量纲轴向距离。由密度曲线可见,射流上游存在一段密度保持不变的稠密核心区,对于两个工况核心区长度有所不同。紧接着中游是射流从稠密流体过渡为轻质气体的转变区,该区域内射流核心与环境气体产生强烈的湍流混合,伴随着密度的迅速下降。下游为湍流充分发展区,该区域内密度变化平缓,低温射流已经完全融入环境气体。

在对误差进行分析之前,首先给出造成误差的几种潜在因素:其一为真实流体模型的计算误差;其二为湍流模型在模拟变密度流动时对湍流黏性应力的预测存在偏差;其三为实验测量过程中存在误差。对于工况 3,主要误差集中于上游



(a) 工况3



(b) 工况4

图3 流场中心线密度分布计算结果验证

Fig. 3 Validation of density calculation result on axis line

稠密流体区域,相对误差值10%左右。一方面,射流上游核心区流动较为稳定,比较不会在湍流混合预测方面产生误差;另一方面,由图3(a)可见上游位置实验数据自身的散差较大,不确定度较强,因此可认为误差来源以第一、第三种因素为主。工况4的主要误差集中于中游密度转变区,相对误差值20%左右。由于中游湍流混合较强烈,流场中存在的密度分层增加了湍流模拟的难度,可认为误差来源以第二种因素为主。

针对工况3进行了网格无关性验证,以原190万网格为基础增加了130万粗网格与260万细网格。对比可见,三套网格计算结果的区别仅存在于射流密度下降区域。基础网格与细网格计算结果已较为接近,可认为其具有足够的精度。

3 流场计算结果与分析

3.1 跨临界/超临界流动典型特征

如文中第1.3节所述,喷注初始时的温度决定了射流在发展过程中是否会经历跨临界转变,而这一过程对于流动形态具有较大影响。图4和图5分别展示了跨临界工况与超临界工况的瞬态

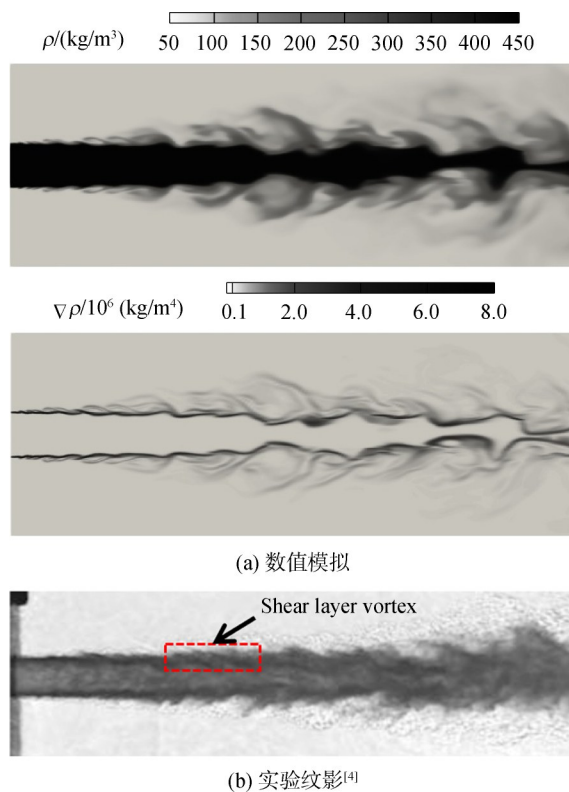


图4 工况3的瞬时模拟结果与实验图像^[4]对比
Fig.4 Transient simulation result comparison with experiment image^[4] of case 3

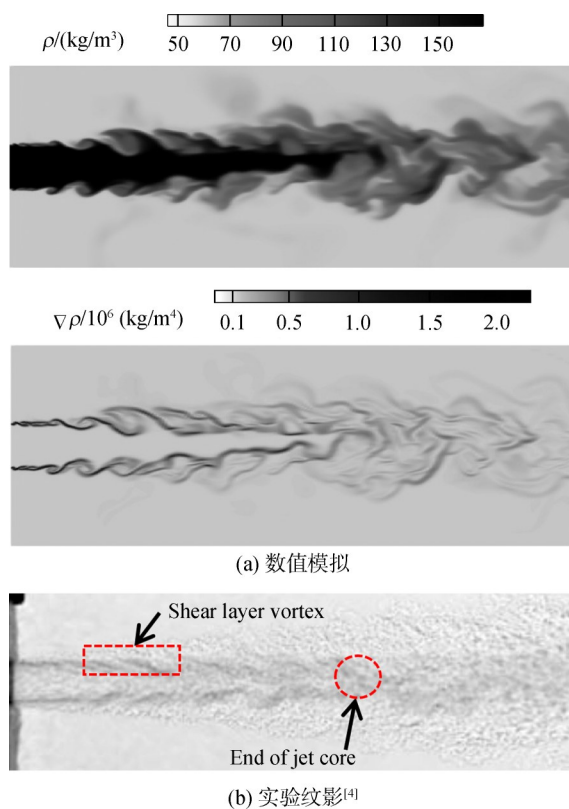


图5 工况4的瞬时模拟结果与实验图像^[4]对比
Fig.5 Transient simulation result comparison with experiment image^[4] of case 4

流场计算结果与实验图像。数值模拟结果给出了中心截面上的密度与密度梯度分布,实验图片为纹影成像效果。对比可见仿真结果对流动形态的描绘较为准确,捕捉到了主要的流动特征。

图4展示了跨临界工况3的瞬态流场。低温射流在临近喷嘴处与环境气体的界线较为明显,具体表现为两者之间存在一层大密度梯度区域,而不像亚临界条件下那样存在明确的气液相界面。在射流与外界剪切产生的气动力作用下,液核表面产生了一些小褶皱,同时有极少部分的低温液氮向环境气体掺混。流动向下游发展过程中,液核表面的小扰动在Kelvin-Helmholtz(K-H)不稳定性主导下逐渐被放大,并伴随有大尺度涡结构的卷起。大尺度涡的出现加剧了射流与环境气体之间的掺混,使得两者之间形成了具有极细小涡结构的混合层。混合层在流动发展过程中逐渐加厚,射流相应地表现出一种扩张的形态。从热力学的角度看,射流液核升温过程中跨过虚假沸点时比定压热容剧增,抵抗升温的效应明显。这使得射流液核较不易于完成相态转变并溶解于环境气体当中,从而增加了穿透距离。在图4可视区域的末尾仍有较大密度梯度,说明此时液核仍未完全溶解和掺混。

图5展示了超临界工况4的瞬态流场。由实验纹影图中的标示可看出,工况4中剪切层不稳定波动的卷起位置相比工况3大大提前。这是由于射流与环境气体间的密度梯度更小,气动力作用下射流表面褶皱的产生和发展更快。同时,缺少了虚假沸腾过程后,低温流体抵抗升温的效应更弱,使得主流液核膨胀的速度增加。其产生的宏观结果是边界混合层的发展更快,射流穿透长度更短。在可视区域末端位置,主流与环境气体之间已不存在明显的区别,标志着稠密射流核心的溶解已全部完成,流动此时以气相湍流混合主导。

3.2 环境温度的影响

发动机燃烧室工作温度一般很高,因此有必要研究低温射流喷入高温环境时的流动行为,分析环境温度变化带来的影响。本节采用与前文相同的计算域,将环境压力设置为5 MPa,分别针对环境温度(T_∞)不同的三种工况进行计算,计算条件的设置在表2中给出。Chehroudi等对液氮射流在不同环境条件下进行大量实验研究,得出了描述低温射流扩张角(θ)的表达式^[5]:

$$\theta = 0.27 \left[F \left(\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty \right) + \left(\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty \right)^{-0.5} \right] \quad (17)$$

式中下标inj表示喷注流体, ∞ 表示环境。当喷注流体密度与环境密度之比 $\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty > 11.3$ 时,函数 $F = 5.325 (\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty)^{-1} + 0.0288$;当 $\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty < 11.3$ 时,函数 $F = 0.5$ 。根据本节的算例设置,采用公式计算的射流扩张角 θ 在表2中给出,可见当环境温度升高时扩张角呈减小趋势。

表2 不同环境温度下的工况参数表

Table 2 Condition parameters under different temperature

工况	T_∞ / K	$\rho_{\text{inj}} / \rho_\infty$	$\theta / (^\circ)$
A	298	7.8	16.6
B	500	13.5	10.8
C	800	21.6	7.6

图6给出的时均密度云图反映了环境温度升高过程中流动特征的变化,横纵坐标为两个方向的无量纲长度。一方面是射流穿透长度增加,对于三种工况液核长度分别达到约13倍、15倍以及18倍喷嘴孔径;另一方面是剪切层厚度变薄,射

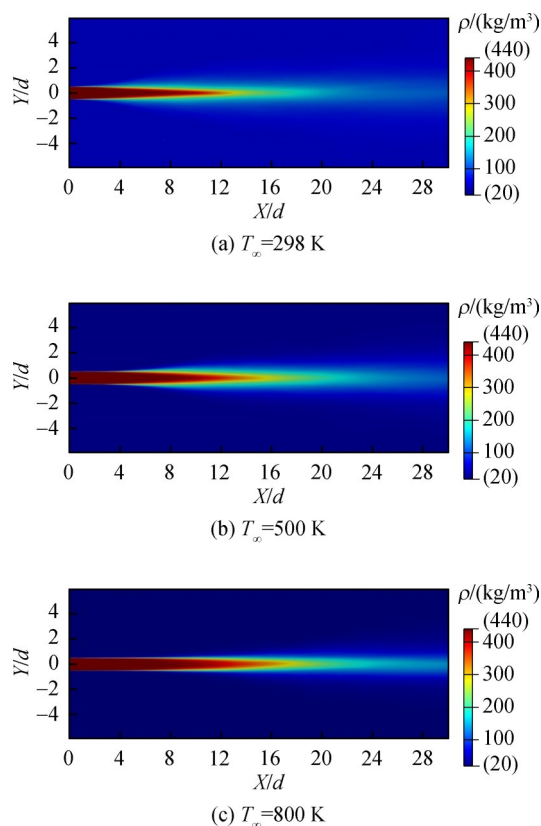


图6 不同环境温度工况的密度云图

Fig.6 Density cloud of different ambient temperature cases

流扩张角度减小,这与实验拟合式(式(17))所反映的趋势是一致的。总体来看,环境温度的升高减缓了主流液核与环境气体之间的湍流混合效率。

图 7 对比了中心轴线处三种工况下密度的变化曲线,可见高温环境中密度的下降趋势明显更缓慢。图 8 对比了轴向位置 $X/d=10$ 处径向密度梯度沿径向的变化, r/d 为无量纲径向距离,可见高温环境时稠密主流过渡到环境气体的过程中密度变化更剧烈,且大密度梯度区域更为集中,这使得两者之间的界面更清晰。

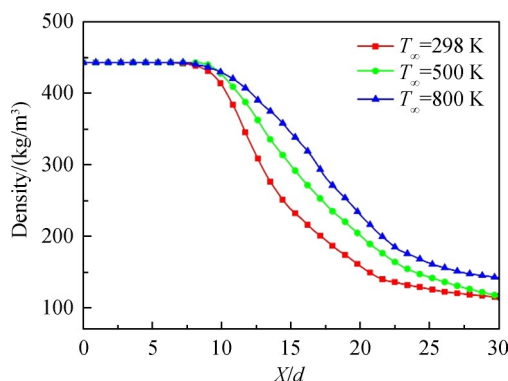


图 7 不同环境温度工况的轴向密度分布

Fig.7 Axial density distribution of cases under different ambient temperatures

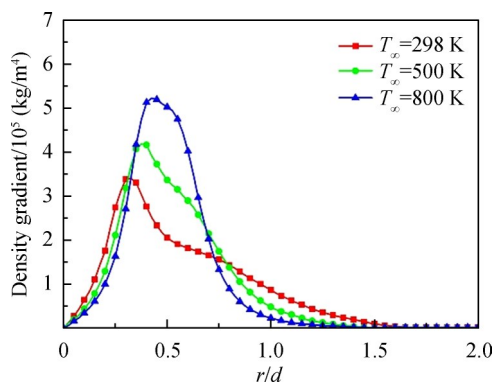


图 8 不同环境温度工况的径向密度梯度分布

Fig.8 Radial density gradient distribution of cases under different ambient temperatures

瞬态结果可以更好地展现射流的动力学行为。图 9 展示了采用 Q 准则识别的不同环境温度下射流的涡量云图,可明显看出三种工况流动状态之间的差异。对于环境温度为 298 K 的工况,液氮射流刚喷出时与周围流体进行剪切作用,产生了一系列规则排布的小尺度环形涡,它们对应于低温液核表面的剪切层不稳定波动。可看出在

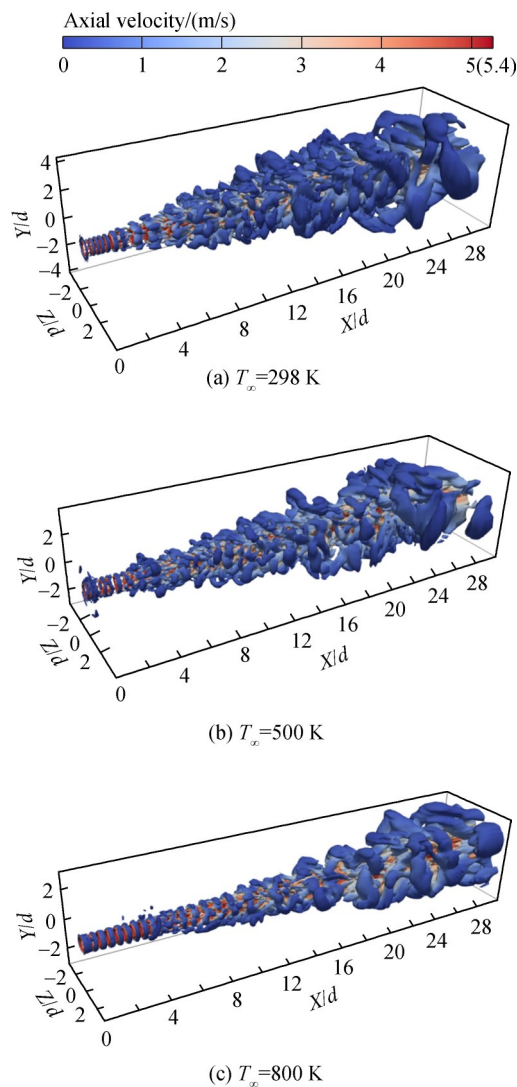


图 9 不同环境温度下射流的涡结构

Fig.9 Jet vortex structure under different ambient temperatures

喷嘴附近位置射流核心仍较为稳定,而在轴向 $X/d=4$ 的位置,由于射流核心开始溶解于环境气体,环形涡逐渐卷起而发展出具有三维结构的大尺度涡。对于环境温度为 500 K 的工况,环形涡仍然在 $X/d=4$ 位置开始卷起,但大尺度涡的扩张角度有所减小,说明液核向环境溶解以及湍流掺混的速度减慢。当环境温度增加至 800 K 时,环形涡能够维持至 $X/d=9$ 的位置而不卷起,表明射流核心的稳定性明显提高,这使得液核长度大大增加。

对比三种工况流动特性的差异可得出结论,环境温度的升高降低了周围气体的密度,使得射流边界的密度梯度增加,这一过程有利于高密度射流的稳定。根据经典雾化理论的 Rayleigh-Taylor

(R-T)不稳定性,气液密度差的增加会加剧R-T不稳定波的发展,这与数值模拟结果及实验拟合式(式(17))所反映的趋势相反。主要原因是在超临界压力下气液相界面消失,射流以高、低密度流体之间的扩散机制描述,此时的流动不稳定性以K-H不稳定为主导。在此机制下,射流边界的密度分层效应对剪切层不稳定波动的发展起到抑制作用,减缓了高密度主流对于环境气体的夹带,从而增强射流核心的稳定性。

3.3 环境压力的影响

考虑环境压力(p_∞)对于跨临界射流的影响规律。设定环境压力分别为4、6 MPa以及9 MPa,入口温度为120 K,入口速度为8 m/s。可计算相应的射流-环境密度比分别为10.1、7.8以及5.7。

图10给出了不同环境压力各工况中射流扩张角度(θ)与穿透长度(L_{jet})的变化趋势。可见当压力升高时,扩张角度增加而穿透长度减小,这表明射流向环境气体的混合速率加快。这样的变化可通过密度梯度解释,因为更低的环境压力与更高的环境温度产生的效果是一致的,即更大的射流-环境密度比,从而引起射流边界处较大的密度分层,对于剪切层中涡团卷起过程起到抑制作用,在宏观上造成了射流向周边的湍流混合减弱。

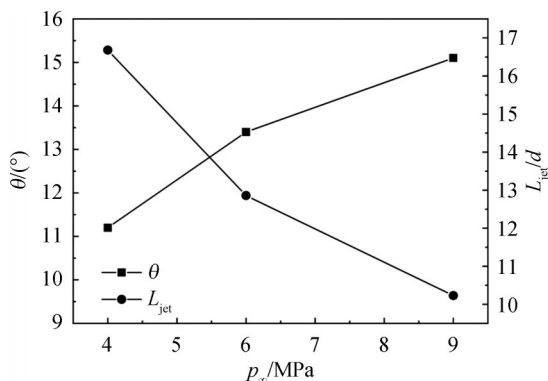


图10 不同环境压力下的射流扩张角与穿透长度
Fig.10 Spreading angle and jet length under different ambient pressures

自相似性是常密度射流在流场演化时的重要特性^[23],通过对不同环境压力下的跨临界射流进行分析,发现变密度射流同样具有自相似特征。首先声明长度无量纲化的基本量 $r_{1/2}$,定义为射流目标变量(密度或速度)的值等于其在中心线与环境气体两处的平均值时所对应半径^[4]。

图11给出了射流在不同轴向位置处的无量纲

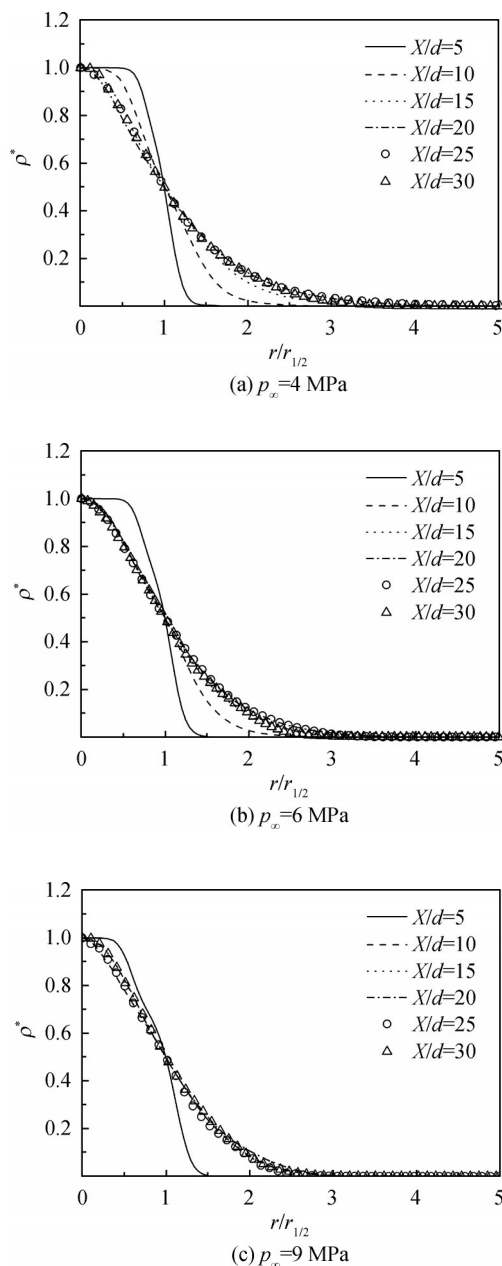


图11 环境压力对于无量纲密度径向分布的影响
Fig.11 Effect of pressure on dimensionless density distribution in radial direction

密度 ρ^* ($\rho^* = (\rho - \rho_\infty) / (\rho_{inj} - \rho_\infty)$)沿径向的分布曲线。根据分布曲线的差异可将流动在轴向划分成三个区域,即液核区、转变区以及完全发展区。在上游液核区内,射流低温液核与周边环境的界线十分清晰,密度曲线表现出“平顶帽”型分布,这是变密度流动特有的现象。随后射流在转变区内向环境气体混合,剪切层加厚,密度与速度分布曲线逐渐平缓。下游的完全发展区内,不同轴向位置的无量纲密度分布曲线相互重合,表明此范围内的射流已经达到自相似状态。

图12为射流无量纲速度 u^* ($u^* = (u - u_\infty) / (u_{inj} - u_\infty)$)的径向分布曲线,可见速度场同样表现出自相似特性。与密度场的区别在于,速度场在液核区不存在“平顶帽”分布型,因为湍流在管道内部已经达到充分发展。对比三种工况可以发现环境压力对流动发展的影响:当压力升高时,射流更快地进入到完全发展状态。例如,在4 MPa压力下,10倍直径位置处于液核区,而在9 MPa压力下,该位置已经进入完全发展区。这种影响也是射流宏观上混合速率发生变化的一种体现。

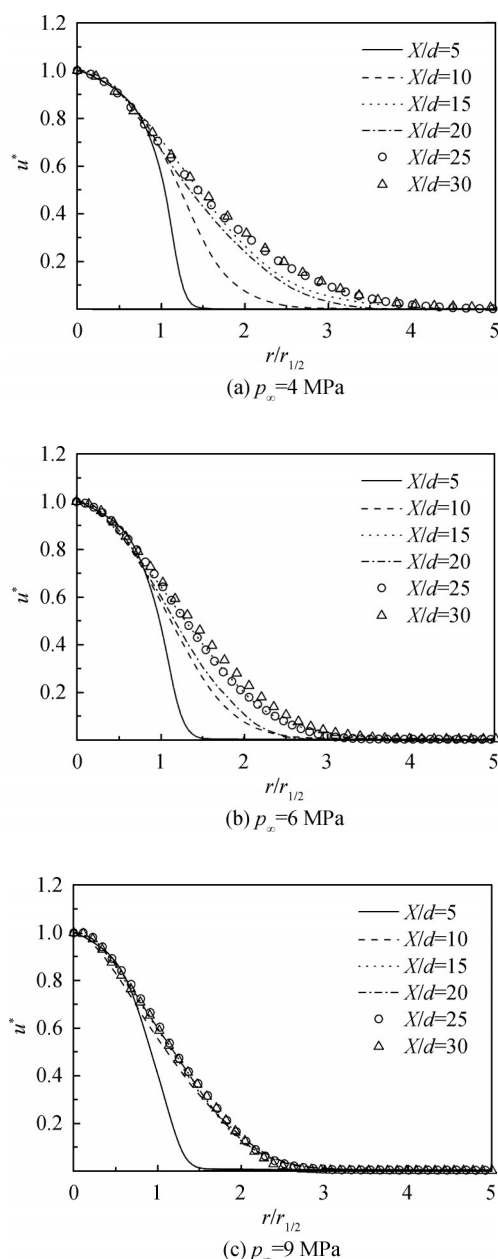


图12 环境压力对于无量纲速度径向分布的影响
Fig.12 Effect of ambient pressure on dimensionless velocity distribution in radial direction

对于常密度流动的湍流剪切层,增长最快的扰动波特征频率可用斯特劳哈尔数 Sr_γ 表示^[24]:

$$Sr_\gamma = f\gamma/\bar{u}_x \approx 0.044 \quad (18)$$

其中 γ 为当地边界层厚度; $\bar{u}_x$ 为主流平均速度; f 为扰动波频率。按本节算例设置可计算常密度剪切层扰动波主导频率理论值约4 640 Hz。图13中给出了各工况的脉动速度功率密度 P_v 统计,可见环境压力对抗扰动波频率产生影响。如前文所述,射流边界在更低环境压力中产生更大的密度分层,因此频谱结果表明大的密度分层会降低扰动波主导频率。当环境压力为9 MPa时密度分层最小,其频率最接近于常密度流动的理论频率值。此外,观察到射流下游扰动波主导频率相比上游减半,该现象由涡配对过程导致。当旋涡向下游

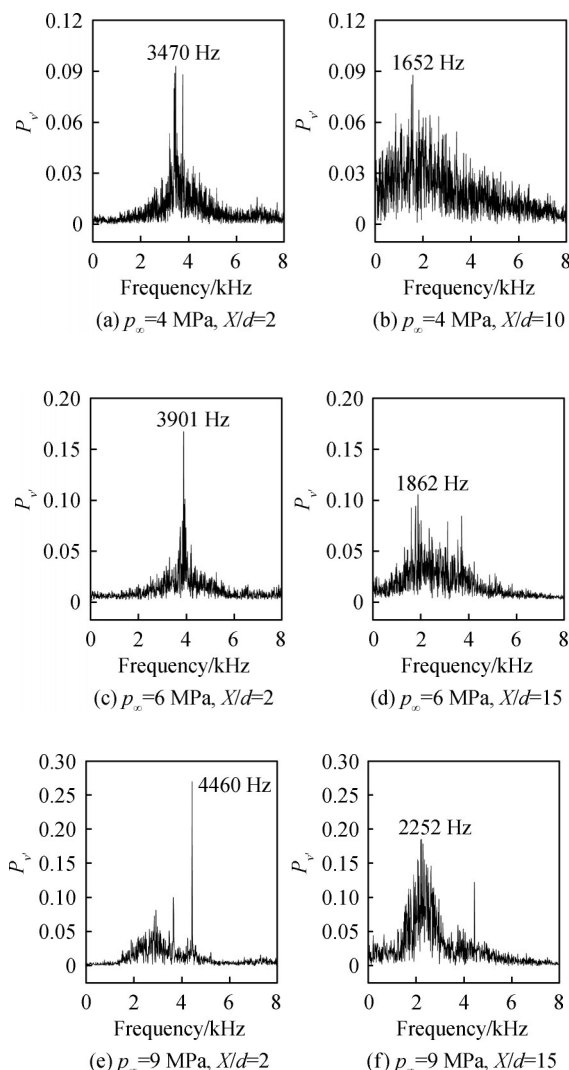


图13 不同径向位置处脉动速度的功率谱密度
Fig.13 Power spectral densities of velocity fluctuation at different axial locations

对流时,相邻两个涡团相互配对并融合,造成涡强度加倍、波长加倍、频率减半,这是一种二次流动不稳定性。

4 结 论

本文基于OpenFOAM平台开发了一种超临界条件下流动过程的均相仿真算法,针对超临界压力下的低温射流问题进行研究,主要结论如下:

1) 高压条件下流体在低温区域呈现出的热物理性质与常温区域存在显著区别,本文所采用的真实流体模型能够在广泛的压力与温度范围内正确预测流体的热物性。

2) 高压下射流的雾化行为被稠密流体的湍流混合过程所取代。跨临界工况中由于虚假沸腾现象的存在,低温流体抵抗升温的效应明显,使得液核向周边混合的速率远低于超临界工况。

3) 环境温度升高与环境压力降低均使得射流边界处的密度梯度增加,此时环境气体产生的气动力对于液核造成的扰动更弱,导致剪切层不稳定波动的发展受到抑制,射流向周边的宏观混合减弱,射流穿透长度增加且扩张角度减小。

参考文献:

- [1] MAYER W, SCHIK A. Atomization and breakup of cryogenic propellants under high-pressure subcritical and supercritical conditions[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1998, 14(5):835-835.
- [2] MAYER W, SCHIK A, SCHÄFFLER M, et al. Injection and mixing processes in high-pressure liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2000, 16(5):823-828.
- [3] MAYER W, IVANCIC B, SCHIK A, et al. Propellant atomization and ignition phenomena in liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2001, 17(4):794-799.
- [4] 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.
- [5] CHEHROUDI B, TALLEY D, COY E. Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at subcritical and supercritical pressures[J]. *Physics of Fluids*, 2002, 14(2):850-861.
- [6] 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.
- [7] OEFELEIN J C, YANG V. Modeling high-pressure mixing and combustion processes in liquid rocket engines[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1998, 14(5):843-857.
- [8] SCHMITT T, SELLE L, RUIZ A, et al. Large-eddy simulation of supercritical-pressure round jets[J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(9):2133-2144.
- [9] ZONG N, YANG V. Cryogenic fluid jets and mixing layers in transcritical and supercritical environments[J]. *Combustion Science and Technology*, 2006, 179(1):193-227.
- [10] ZONG N, YANG V. Cryogenic fluid dynamics of pressure swirl injectors at supercritical conditions[J]. *Physics of Fluids*, 2008, 20(5):056103.1-056103.15.
- [11] WANG X, WANG Y, YANG V. Three-dimensional flow dynamics and mixing in a gas-centered liquid-swirl coaxial injector at supercritical pressure[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(6):065109.1-065109.14.
- [12] HAKIM L, RUIZ A, SCHMITT T, et al. Large eddy simulations of multiple transcritical coaxial flames submitted to a high-frequency transverse acoustic modulation[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2015, 35:1461-1468.
- [13] SCHMITT T, MERY Y, BOILEAU M, et al. Large eddy simulation of oxygen/methane flames under transcritical conditions[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33:1383-1390.
- [14] URBANO A, SELLE L, STAFFELBACH G, et al. Exploration of combustion instability triggering using large eddy simulation of a multiple injector liquid rocket engine[J]. *Combustion and Flame*, 2016, 169:129-140.
- [15] MA P C, BANUTI D, IHME M, et al. Numerical framework for transcritical real-fluid reacting flow simulations using the flamelet progress variable approach[R]. *AIAA-2017-0143*, 2017.
- [16] HUO H, WANG X, YANG V. A general study of counter-flow diffusion flames at subcritical and supercritical conditions: Oxygen/hydrogen mixtures[J]. *Combustion and Flame*, 2014, 161(12):3040-3050.
- [17] WANG X, ZHANG L, LI Y, et al. Supercritical combustion of gas-centered liquid-swirl coaxial injectors for staged-combustion engines[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 197:204-214.
- [18] ZONG N. Modeling and simulation of cryogenic fluid injection and mixing dynamics under supercritical conditions[D]. State College, US: The Pennsylvania State University, 2005.
- [19] TERASHIMA H, KAWAI S, YAMANISHI N. High-resolution numerical method for supercritical flows with large density variations[J]. *AIAA Journal*, 2011, 49(12):2658-2672.
- [20] TERASHIMA H, KOSHI M. Approach for simulating gas-liquid-like flows under supercritical pressures using a high-order central differencing scheme[J]. *Journal of Computational Physics*, 2012, 231(20):6907-6923.
- [21] LACAZE G, SCHMITT T, RUIZ A, et al. Comparison of energy-, pressure- and enthalpy-based approaches for modeling supercritical flows[J]. *Computers and Fluids*, 2019, 181:35-56.
- [22] POLING B E, PRAUSNITZ J M, O'CONNELL J P. 气液物性估算手册[M]. 赵红玲, 王凤坤, 陈圣坤, 译. 北京: 化学工业出版社, 2006.
- [23] POPE S B. *Turbulent flows*[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.
- [24] HO C M, HUERRE P. Perturbed free shear layers[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1984, 16(1):365-422.

(编辑:陈越)