

旋流数对分层旋流流场影响的大涡模拟研究^{*}

路易聘, 肖隐利, 李文刚

(西北工业大学 动力与能源学院, 陕西 西安 710072)

摘 要: 为了深入理解分层旋流流场特征和燃烧稳定性, 采用 OpenFOAM 对分层旋流燃烧器的冷态和燃烧流场进行了大涡模拟。研究了旋流数对分层旋流流场结构和非稳态特性的影响。采用 Q 准则显示了流场中的瞬时涡结构; 利用功率谱分析了流场中的进动特征。结果表明: 在冷态工况下, 旋流对回流区的位置和大小影响较小。随着旋流数增大, 出口气流受到旋流诱导的离心作用, 流动发散, 流场扩张角变大, 流场下游出现二次回流区。平均流场的三维流线与螺旋涡在空间中均表现为正交关系, 表明螺旋涡是由剪切层 Kelvin-Helmholtz 不稳定性产生。在燃烧工况下, 随着旋流数增大, 回流区的面积增大, 平均温度分布不断沿径向扩张, 火焰锋面脉动增强, 涡旋发生破碎的位置明显向上游移动。

关键词: 分层旋流燃烧器; 大涡模拟; 回流区; Q 准则; 进动涡核

中图分类号: V231.2; TK472⁺.6 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2021) 09-2082-12

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 200011

Effects of Swirl Number on Stratified Swirl Flow Field Using Large Eddy Simulation

LU Yi-pin, XIAO Yin-li, LI Wen-gang

(School of Power and Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: To deeply understand the characteristics of stratified swirl flow field and combustion stability, OpenFOAM was used to conduct large eddy simulation of the cold and combustion flow fields of a stratified swirl burner. The effects of swirl number on the structure and unsteady characteristics of free swirl flow field were studied. The Q -criterion was used to illustrate the instantaneous vortex structure in the flow field, and the power spectrum density was used to analyze the precession characteristics in the flow field. The results show that under nonreacting conditions, the position and area of the recirculation are slightly affected by swirl number. As the swirl number increases, the outlet airflow is subjected to the centrifugal effect induced by the swirling flow, the flow diverges, the expansion angle of the flow field becomes larger, and a secondary recirculation appears downstream of the flow field. The downstream spiral vortex core is orthogonal to the streamlines of mean velocity, demonstrating that the spiral vortex is generated by Kelvin-Helmholtz shear layer instability. Under reacting conditions, as the swirl number increases, the area of the recirculation increases, the average temperature distribution continues to expand along the radial direction, the flame front pulsation increases, and the position where the vortex breakup obviously moves upstream.

Key words: Stratified swirl burner; Large eddy simulation; Recirculation; Q -criterion; Precessing vortex core (PVC)

^{*} 收稿日期: 2020-01-07; 修订日期: 2020-07-20。

基金项目: 国家自然科学基金 (51576164); 西北工业大学硕士研究生创新种子基金 (CX2020133)。

作者简介: 路易聘, 硕士生, 研究领域为湍流燃烧的大涡模拟。

通讯作者: 肖隐利, 博士, 副教授, 研究领域为燃烧试验与数值模拟。

引用格式: 路易聘, 肖隐利, 李文刚. 旋流数对分层旋流流场影响的大涡模拟研究[J]. 推进技术, 2021, 42(9):2082-2093. (LU Yi-pin, XIAO Yin-li, LI Wen-gang. Effects of Swirl Number on Stratified Swirl Flow Field Using Large Eddy Simulation[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(9):2082-2093.)

1 引言

分层旋流燃烧通常应用在航空发动机和燃气轮机燃烧中。在实际的燃烧系统中,物理空间和燃料-空气混合时间等外界因素会导致流场中混合物混合不够均匀,混合物的当量比分布产生空间梯度,燃烧在分层的状态下进行^[1]。相比于预混火焰,分层混合火焰具有更好的火焰稳定性和可燃性,因此被广泛使用。旋流产生的高强度湍流^[2]可使燃料和氧化剂混合增强并拓宽燃烧的吹熄极限,因而调整旋流强度可改善燃烧性能。但旋流剪切层的不稳定性会使燃烧过程产生多种不稳定现象,如涡旋破碎和进动涡核(PVC)^[3-4]。涡旋破碎会对流场的混合和输运过程产生重要的影响。随着旋流强度增加,涡旋破碎出现不稳定性,涡旋会绕着中轴线做低频的进动运动从而形成进动涡核。燃烧放热可以为进动涡核的进动运动提供能量,使燃烧场出现自激振荡,破坏燃烧设备的稳定性。为研究分层比和旋流数对流场的影响,剑桥大学 Sweeney 等^[5-8]设计了剑桥分层旋流燃烧器(SwB),并提供了丰富的实验数据。

由于燃烧过程的非稳态特性,雷诺时均数值模拟(RANS)方法难以满足湍流燃烧数值模拟的需求。大涡模拟(LES)能在可接受的计算成本下准确地捕获到流场中的大尺度涡结构和进动特征等非稳态特性^[2]。Brauner 等^[9]通过 LES-pdf 方法对具有不同分层比和不同旋流数的 SwB 进行了数值研究。研究表明速度和主要组分的分布表现出了良好的一致性。Turkeri 等^[10]采用 LES 方法较好地预测了 SwB 分层火焰序列,但回流区后的 CO 分布难以准确预测。Proch 等^[11]使用人工增厚火焰(ATF)方法结合小火焰面生成模型(FGM)查找表模拟了三种分层的非旋流情况,并对分层燃烧过程数值模拟结果采用概率密度函数进行了表征。结果表明除钝体附近之外,模拟结果和实验结果有较好的一致性。张宏达^[12]通过 LES 研究不同旋流数下 SwB 的冷态流场,捕获到冷态流场中 PVC、涡脱落和钝体回流区末端的不稳定现象。通过对监测点的功率谱密度分析,发现流场出现进动特征,进动运动沿流向方向逐渐衰减。Lai 等^[13]采用开源计算软件 OpenFOAM 对旋流数为 0.79 的 SwB 进行了冷态和燃烧态的大涡模拟。利用 Lambda2 准则分析了流场中的瞬时涡结构,并使用频谱方法分析了涡脱落的频率和进动涡核的进动频率。频谱分析表明,流场中剪贴层涡结构运动和流场中进动运动的强度和频率再燃烧状态均有所

提高。

综上所述,以上研究对分层旋流燃烧器的大涡模拟多在于对模拟结果准确性的研究和对冷态工况下流场中大尺度涡结构的研究,对燃烧工况下不同流场参数对流场非稳态的影响研究较少。因此,本文基于 Sweeney 等设计的分层旋流燃烧器,采用开源 CFD 计算软件 OpenFOAM^[14]对其进行了大涡模拟,研究冷态以及燃烧态下旋流数对钝体回流区、平均温度、瞬时温度、涡旋破碎、PVC 的影响,为今后分层旋流燃烧器特性的深入研究提供基本认识。

2 分层旋流燃烧器

图 1 为分层旋流燃烧器(SwB)的几何结构示意图。该燃烧器由一个中央的钝体,两个同心的环形通道和一个防止周围空气进入的共流入口组成。内管的中心是半径 $R_b=6.35\text{mm}$ 的稳定火焰的钝体。内管的外径 $R_i=12.7\text{mm}$,壁厚为 0.9mm 。外管的外径 $R_o=19.05\text{mm}$,壁厚为 1.65mm 。钝体和内管形成径向宽度为 5.45mm 的环形射流通路,平均轴向速度 $U_j=8.31\text{m/s}$ 。内管与外管形成径向宽度为 4.7mm 的环形旋流通路。旋流通路的旋流平均轴向和周向速度分别为 U_s 和 W_s ,旋流平均轴向速度 $U_s=18.7\text{m/s}$ 。在实验中,通过改变轴向和旋流气体的流量分配比改变旋流数 S_g ,即 $S_g=W_s/U_s$ 。试验器外部为横截面直径为 382mm 的风洞,提供平均轴向速度 $U_e=0.4\text{m/s}$ 的稳定外部伴流。在实验过程中,通过调整内外通道中预混气的当量比实现不同的分层强度。表 1 给出了旋流数 $S_g=0, 0.45, 0.79$ 三种工况下冷态(CSwB1~CSwB3)和燃烧态(SwB5~SwB7)的进口条件。

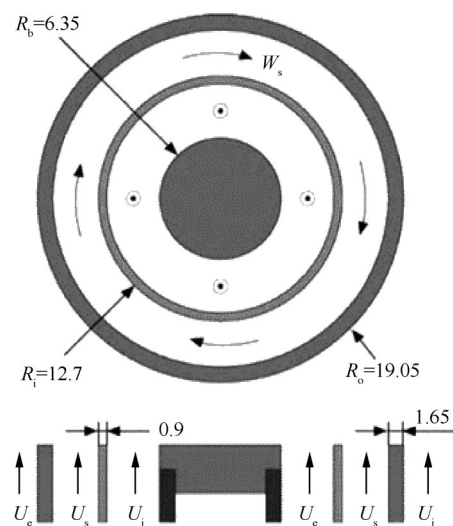


Fig. 1 Schematic of the Cambridge swirl burner (mm)

Table 1 Stratification-ratios and swirl-flow-ratios for different operating conditions

Flame	S_g	$U_s/(m/s)$	$W_s/(m/s)$	$U_j/(m/s)$	$U_e/(m/s)$
CSwB1	0	18.7	0	8.31	0.4
CSwB2	0.45	18.7	8.415	8.31	0.4
CSwB3	0.79	18.7	14.773	8.31	0.4
SwB5	0	18.7	0	8.31	0.4
SwB6	0.45	18.7	8.415	8.31	0.4
SwB7	0.79	18.7	14.773	8.31	0.4

3 数学模拟方法

3.1 湍流模型

本文采用 k 方程模型^[15] 作为 LES 亚网格模型, k 方程模型的湍动能输运方程为

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} = -\tau_{ij}^{sgs} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_k}{\delta_k} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

式中 $\bar{u}_i$ 为速度, k_{sgs} 为亚网格湍动能, C_ϵ 为模型参数, 式中等号右端三项分别代表湍动能的生成项、耗散项和扩散项, σ_k 通常取为 1。亚网格应力 τ_{ij}^{sgs} 表示为

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\mu^{sgs} \bar{S}_{ij} + \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} \quad (2)$$

式中 $\bar{S}_{ij}$ 为应变率张量, μ^{sgs} 为亚网格粘度。亚网格粘度 μ^{sgs} 表示为

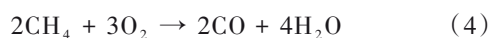
$$\mu^{sgs} = \bar{\rho} C_k \Delta \sqrt{k_{sgs}} \quad (3)$$

式中 C_k 为模型常数。标准的 k 方程模型会过高的预测湍动能。为更加合理地预测出湍动能, 增强模型适用性, 两个模型参数通过动态方法给出合理的值^[16]。

3.2 PaSR 燃烧模型和化学机理

PaSR 燃烧模型对燃烧机制没有限制且对局部熄火和复燃等火焰动态特征有更好的捕捉能力。因此, 本文所有燃烧工况均采用 OpenFOAM 中 PaSR 燃烧模型模化与化学反应有关源项, 可更好地获得湍流燃烧的非稳态特性^[17-18]。

考虑到计算成本, 本文采用简化机理作为燃烧数值模拟的反应动力学机理(式(4)~(6)), 并采用基于 G1R-Mech3.0 简化的速率参数优化两步反应机理(式(7)~(9))。表 2 给出了对应的反应动力学参数。



$$q_1 = A_1 T^{\beta_1} \left(\frac{\rho Y_{CH_4}}{W_{CH_4}} \right)^{\alpha_1(CH_4)} \left(\frac{\rho Y_{O_2}}{W_{O_2}} \right)^{\alpha_1(O_2)} \exp \left(-\frac{E_{a1}}{RT} \right) \quad (7)$$

$$q_2 = A_2 T^{\beta_2} \left(\frac{\rho Y_{CO}}{W_{CO}} \right)^{\alpha_2(CO)} \left(\frac{\rho Y_{O_2}}{W_{O_2}} \right)^{\alpha_2(O_2)} \exp \left(-\frac{E_{a2}}{RT} \right) \quad (8)$$

$$q_3 = A_3 T^{\beta_3} \left(\frac{\rho Y_{CO_2}}{W_{CO_2}} \right)^{\alpha_3(CO_2)} \exp \left(-\frac{E_{a3}}{RT} \right) \quad (9)$$

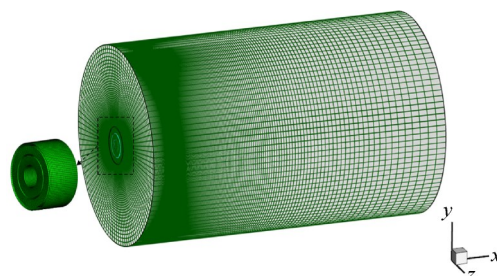
Table 2 Arrhenius parameters

i	A_i	β_i	E_{ai}	α_i
1	4.56×10^9	-0.0711	14014	$\alpha(CH_4)=0.5819$
				$\alpha(O_2)=0.9223$
2	3.78×10^{11}	0.221	9231	$\alpha(CO)=1.822$
				$\alpha(O_2)=0.928$
3	6.07×10^5	-0.108	15702	$\alpha(CO_2)=1.073$

注: 活化能的单位为 cal/mol, 指数前各常数单位使用 CGS 绝对单位制^[19]。

3.3 计算域网格划分及边界条件

为保证计算域边界能够充分发展, 选取钝体上游 20mm 延伸至钝体下游 300mm, 直径为 200mm 的圆柱空间作为计算域。计算域采用六面体结构网格划分^[9], 在入口和剪切层附近加密, 生成数量约为 160 万的网格。图 2 为该网格三维示意图。

**Fig. 2 Grid structure of the computational domain**

采用 OpenFOAM 的非定常燃烧求解器 Reacting-Foam 进行数值计算。进口除压力外的变量均采用 Dirichlet 条件, 压力采用 Neumann 条件。出口除压力外的变量均采用 Neumann 条件, 压力采用 Dirichlet。周向伴流空气出口采用自由流边界。所有的壁面均视作无滑移绝热壁面并采用壁面函数预测边界层流动, 近壁面第一层无量纲网格高度 $y^+ \approx 15$ 。压力-速度耦合采用适用于非定常求解的 OpenFOAM PIMPLE 算法。扩散项离散采用二阶中心差分格式, 对流项离散采用二阶限制性中心差分格式, 时间项离散采用一阶隐式 Euler 格式。为保证计算的稳定性, 动态调节时间步长, 使得 $C_0 = \Delta t \times u_i / \Delta x_i < 0.5$, Δx_i 是最小网格尺寸, u_i 为 x_i 方向的速度分量, Δt 为时间步长。每个

LES算例以稳态RANS结果初始化,流场充分发展后开始统计和采样,统计和采样时间为 5τ (τ 为流场域特征流通时间)。

$$\tau = \frac{L}{U_j} \quad (10)$$

式中 L 为沿流动方向的计算域长度, U_j 为射流平均轴向速度。经换算,此计算域的 τ 约为0.036s。

4 结果分析

4.1 数值方法验证

为验证网格的可适用性,在环形射流和环形旋流之间的剪切层附近设置检测点,并通过快速傅里叶变换(Fast fourier transform, FFT)得到监测点的湍能动谱,如图3所示。与Kolmogorov的 $-5/3$ 次方律比较可知,计算结果能够合理地预测惯性子区中特性。因此,此套网格满足LES计算湍流场的要求。本文所有工况均采用此套网格进行计算。

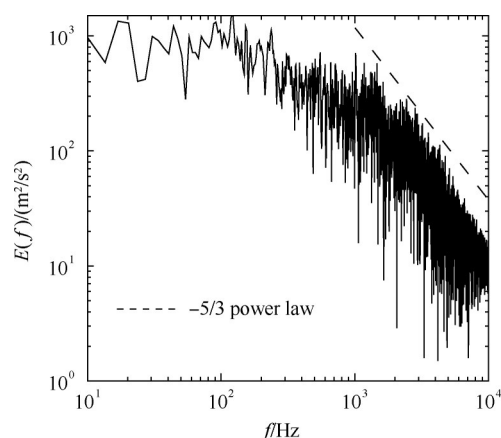


Fig. 3 Power spectrum of turbulent kinetic energy

4.2 速度与组分统计结果

本节对统计标量进行对比,验证大涡模拟的准确性及不同旋流数下统计标量变化的规律。冷态工况选取CSwB2($S_g=0.45$)和CSwB3($S_g=0.79$)作为分析对象,燃烧工况选取SwB7($S_g=0.79$)作为分析对象。

图4对比了CSwB2的平均速度和脉动均方根的实验结果和模拟结果,图中 r 和 Δx 分别代表径向方向和到钝体面的距离。可以看出,在 $\Delta x=2\text{mm}$ 截面上,模拟结果准确地预测了平均轴向速度分布,仅在外剪切层处略低估了平均轴向速度的大小,这可能与速度入口处所施加的湍流脉动有关。平均轴向速度的模拟结果出现了两个明显的阶梯状分布,与实验结果相吻合,说明成功地模拟出两股同心环形射流,即内部环形射流和外部环形射流。大致在 $r<6\text{mm}$ 区

间内,平均轴向速度的实验和模拟结果均为负值,说明准确地模拟出钝体后回流区的径向长度。实验数据显示轴向速度在三个剪贴层附近存在三个速度脉动峰值。在 $\Delta x=30\text{mm}$ 和 $\Delta x=50\text{mm}$ 截面上,平均速度和脉动均方根都被成功预测。由于动能的耗散和外部气流的夹带,剪切层合并,钝体回流区消失。此时,平均轴向速度只出现一个峰值,峰值的位置向内侧移动。

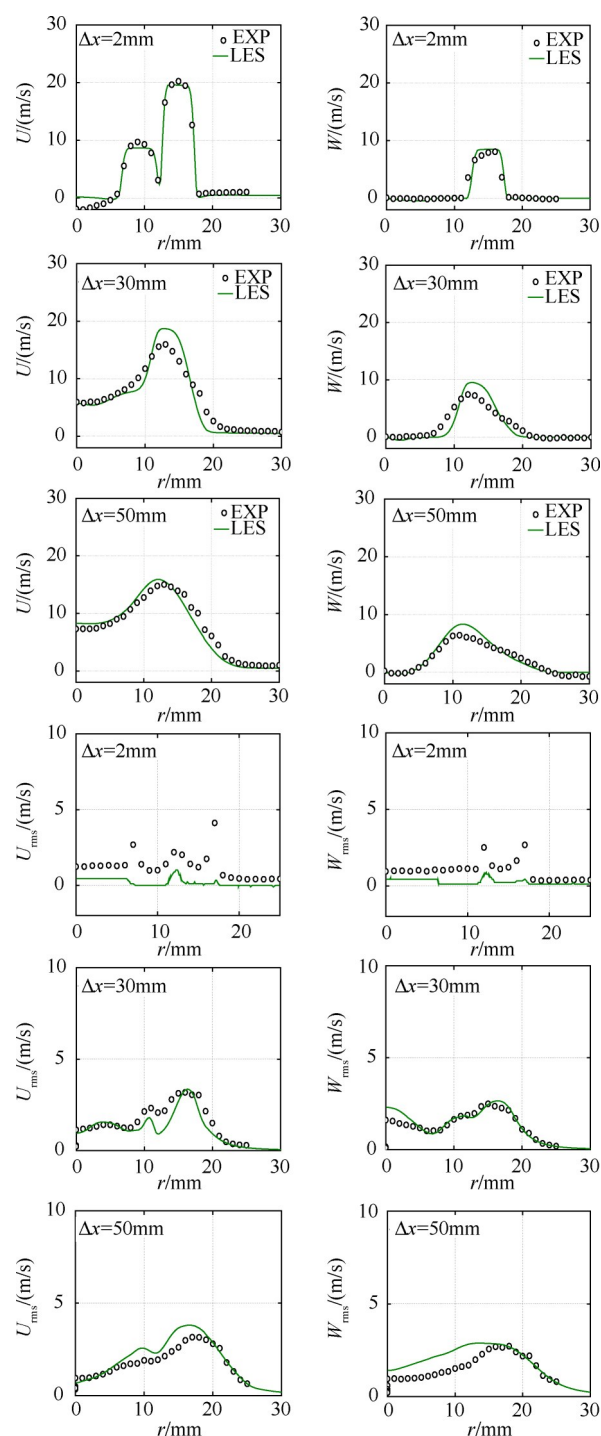


Fig. 4 Mean values(U, W) and RMS(U_{rms}, W_{rms}) of axial and circumferential velocity of CSwB2

图5对比了CSwB3的平均轴向速度 U 和平均周向速度 W 的实验结果和模拟结果。可以看出,在 $\Delta x=2\text{mm}$ 和 $\Delta x=10\text{mm}$ 截面上,模拟结果成功预测出轴向和周向速度的峰值位置与剪切层的位置,仅在中心区域对轴向速度的大小预测略大。流场结构与CSwB2相似,平均轴向速度沿径向同样存在两个明显阶梯形分布。平均周向速度相比于平均轴向速度只出现一个位于外剪贴层(由旋流和外层伴流形成)的峰值,且峰值的位置和大小都与实验结果基本吻合。随着流场不断的向下游发展,旋流不断衰减,周向速度的峰值也不断降低。在 $\Delta x=30\text{mm}$ 和 $\Delta x=50\text{mm}$ 截面上,剪切层合并,平均轴向速度仅剩一个峰值。相比于CSwB2,平均轴向速度峰值的位置更加偏离中心轴线,说明旋流数的增大使得流场在下游位置发生了径向扩张。而中心区域平均轴向速度大小被高估,这表明模拟预测的中心回流区长度相比实验的测量值更长。平均周向速度随着流场向下游的发展进一步降低,其分布趋势大致与实验结果一致。

图6对比了SwB7的平均轴向速度 U 和平均周

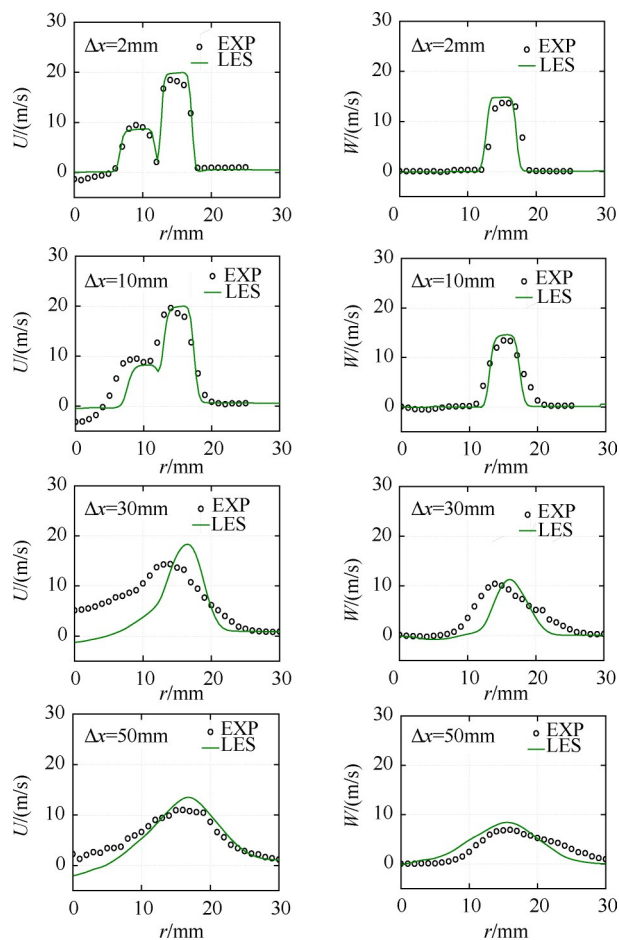


Fig. 5 Mean values(U, W) of axial and circumferential velocity of CSwB3

向速度 W 的实验结果和模拟结果。可以看出,在 $x=2\text{mm}$ 和 $x=10\text{mm}$ 截面上,计算结果准确地预测了平均轴向速度和平均周向速度的分布。平均轴向速度在径向上也存在两个明显阶梯形分布。在 $x=30\text{mm}$ 和 $x=50\text{mm}$ 截面上,剪切层合并,平均轴向速度只出现一个峰值。虽然平均轴向速度峰值的位置和大小预测稍有偏差,但其径向分布趋势与实验结果基本吻合。相比于冷态流场,平均轴向速度的最高峰值向外侧移动,说明燃烧工况下燃烧所释放的热量使下游流场产生更为强烈的径向扩张。值得注意的是,由于热膨胀物的产生,气流转向更宽的半径。为维持角动量的守恒,在反应时平均周向速度峰值稍有降低。平均周向速度的降低有效减小了旋流数,从而促使流动向超临界状态发展。同时,由于气体穿过火焰时发生膨胀,燃烧工况下的下游流场具有更高的平均轴向速度。

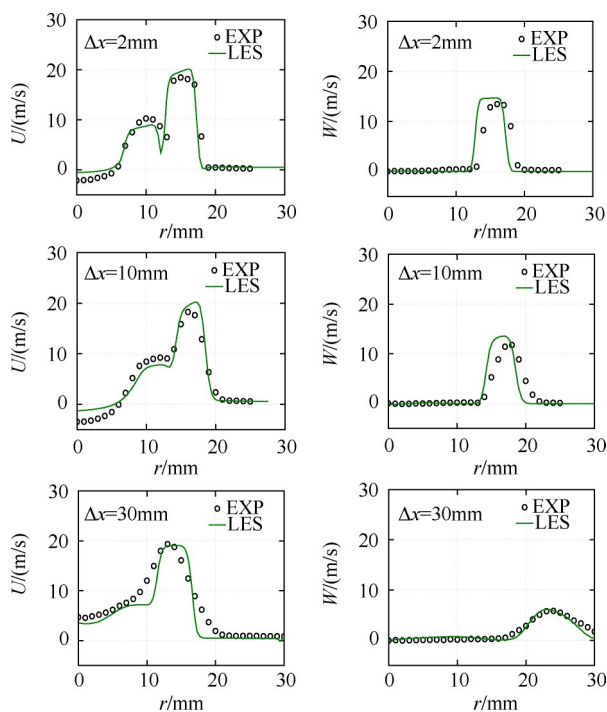


Fig. 6 Mean values(U, W) of axial and circumferential velocity of SwB7

图7对比了SwB7的温度 T 和主要组分(CH_4 , CO_2 和 CO)质量分数的实验结果和模拟结果。可以看出, CH_4 的平均质量分数得到了较好的预测。从外部伴流向内, CH_4 含量迅速升高。并且由于内外通道当量比的不同,在混合层之间形成明显的阶梯分布。随着流场不断地向下游发展,内外不同含量的 CH_4 得到充分的混合,混合层之间的阶梯状分布逐渐模糊。 CO_2 的生成和燃烧过程的放热有密切的关系,因此

CO_2 的分布规律和温度的分布规律相似。在数值模拟过程中,由于燃烧不够充分, CH_4 和 CO 在 $\Delta x=30\text{mm}$ 截面处的预测值高于实验值, CO_2 的预测值低于实验值。由于 CO 是本文所采用的简化机理中最为重要的产物,对化学动力学和燃烧特性有着重要的影响,因此 CO 的预测精度对评价反应机理的可靠性非常重要。从 CO 沿径向的分布看出, CO 分布的范围小,含量低,主要集中在火焰表面附近,存留的时间也比较短。因此, CO 常难以预测。为了提高模拟结果的精度,可在计算条件允许时采用非简化机理来模拟。

综上所述,本文采用的数值方法可以较好地预测出在不同旋流数下的流场结构。因此,同样的数值模拟方法被用于模拟CSwB2($S_g=0.4$),SwB5($S_g=0$)和SwB6($S_g=0.45$)的流场结构。

4.3 平均流场分析

本节主要分析二维流场特征。图8-图9分别给出了冷态(CSwB1,CSwB2,CSwB3)和燃烧态(SwB5,SwB6,SwB7)钝体下游区域的流场特征。图中, $r<0$ 的流域表示平均轴向速度 U 云图(黑色线条表示流线), $r>0$ 的流域表示轴向脉动速度 U'_{rms} 云图。可以看出,无论旋流数如何变化,旋流对伴流都有明显的卷吸作用。各工况的二维流场都表现出具有钝体的燃烧器的典型流场特征,即在钝体后形成钝体直径量级长度的回流区^[20]。未燃的低温组分和高温的燃烧产物会在回流区中混合,增强火焰的稳定性。

由图8可知,在CSwB1和CSwB2工况下, $\Delta x=0\sim 20\text{mm}$ 区域内形成一个封闭的一次回流区(PZR)。相比于CSwB1,CSwB2的PZR轴向长度有所缩短。在CSwB3工况下, $\Delta x=0\sim 28\text{mm}$ 区域内形成一个封闭的PZR,说明在钝体后有旋涡破碎现象发生。随着流场往下游发展,环形射流气流在PZR后汇合,形成一个

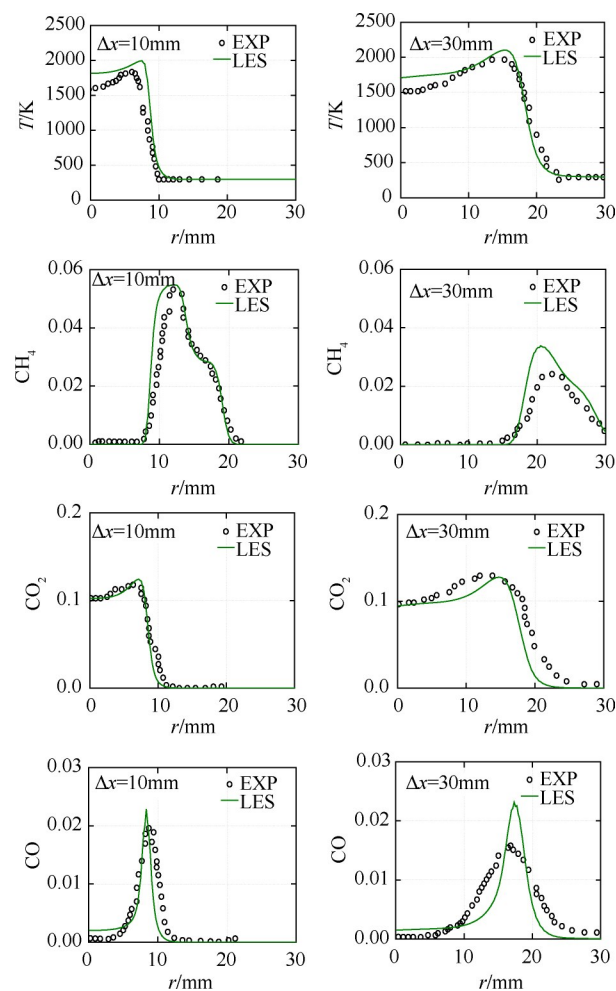


Fig. 7 Mean temperature and different components mass fractions (CH_4 , CO_2 and CO) of SwB7

正的速度区。当 $\Delta x>40\text{mm}$ 时,环形旋流诱导产生离心力,使气流自中心区域向周围扩散,沿轴向产生压力梯度,从而使轴向速度减小,形成二次回流区(SRZ)。SRZ的形成主要和旋流涡破碎相关,因而受旋流数的影响较大。从 U'_{rms} 云图看出,环形射流和环形旋流之间以及环形旋流和外部伴流之间的剪切层

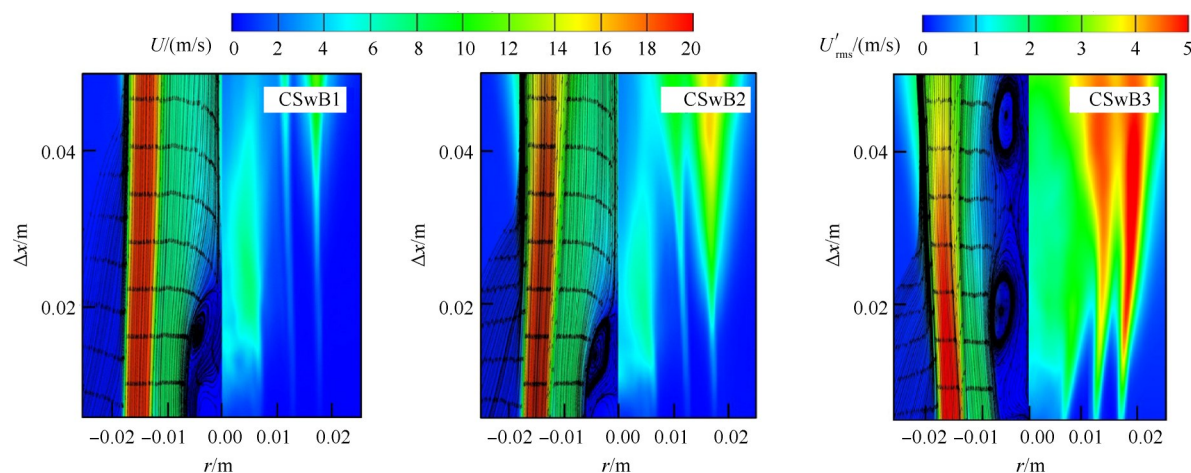


Fig. 8 Mean ($r < 0\text{ mm}$) and rms ($r > 0\text{ mm}$) velocities behind the bluff body under nonreacting conditions

都很明显,说明流体发生了强烈的湍流混合过程。随着旋流数增大,流场下游出现了明显的径向扩张,速度脉动的强度也不断增强。

从图9看出,与冷态流场相比,燃烧流场具有一定的相似性,但回流区的大小、形状和回流区外部流的扩张角和速度都发生了变化。在SwB5和SwB6工况下,流场均形成一个封闭的PRZ。与SwB5相比,SwB6的PRZ前驻点向流场下游发展。在SwB7工况下,由于回流区内高温气体的膨胀,环形旋流和环形射流沿流场中心向外扩张,从而封闭的PRZ与下游SRZ形成一个大回流区。由 U'_{rms} 云图发现,环形射流和环形旋流之间以及环形旋流和外部伴流之间的剪切层更为明显,从而湍流混合更为剧烈。随着旋流数增大,流场出口旋流射流在燃烧区下游出现了更为明显的径向扩张,回流区的位置进一步向下游发展,速度脉动强度也更为强烈。值得指出的是,在燃烧工况下,由于高温气体的膨胀,环形旋流和环形射流从流场中心向外扩张。燃烧放热将使火焰区域产生速度脉动。因为燃烧态流场火焰区域的层流化效应抑制了部分冷态流场中存在的脉动,燃烧态流场

的脉动速度峰值比冷态流场的脉动速度峰值要低。

图10给出了不同旋流数下燃烧工况的平均温度分布云图。可以看出,各工况的火焰根部主要附着于中心钝体,燃烧化学反应过程主要发生在火焰前锋,在火焰前锋附近释热率大,温度最高。随着旋流数增大,火焰根部的扩张角增加,火焰沿径向扩张,火焰沿流向长度变短,火焰内部温度逐渐降低。在SwB5和SwB6工况下,由于火焰沿径向方向的扩张较小,火焰沿径向方向的温度梯度也小的多。在SwB7工况下,火焰内部温度逐渐降低,沿径向方向的温度梯度变得更加明显。产生这种火焰特性的原因主要有两点:一是随着旋流数的增加,火焰的表面积不断增加,被加热的气体量增多,火焰内部的温度随之降低。二是受反应物和周围大气混合作用的影响,燃料被稀释,火焰内部的温度随之降低。

4.4 瞬时火焰

本节将对燃烧器出口平面附近($\Delta x=10\text{mm}$)和混合层与平均火焰刷的交点处(SwB5, SwB6选取 $\Delta x=40\text{mm}$ 处, SwB7选取 $\Delta x=35\text{mm}$ 处)的瞬时温度分布进行分析。

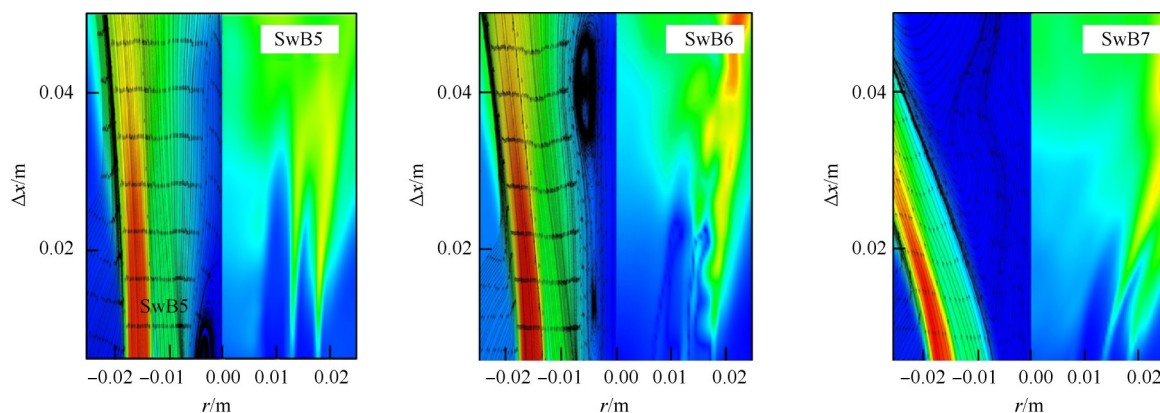


Fig. 9 Mean ($r < 0\text{ mm}$) and rms ($r > 0\text{ mm}$) velocities behind the bluff body under reacting conditions

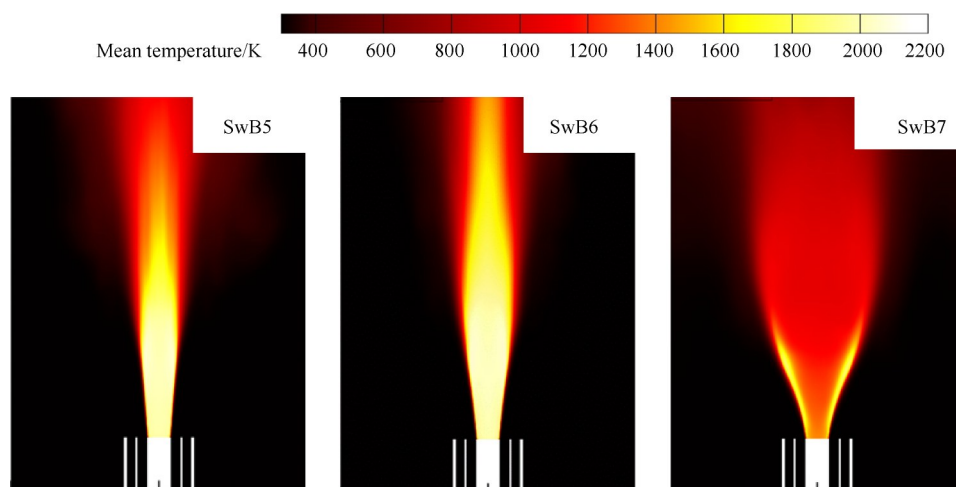


Fig. 10 Mean temperature distribution contours of reacting cases

图11给出了燃烧流场达到统计定常后的瞬时温度分布。可以看出,在燃烧器出口平面附近,无论旋流数如何变化,火焰表面均无明显的脉动迹象。具体表现为火焰基本没有褶皱,火焰锋面较为平滑。这主要是由于燃烧过程中所释放的热量抑制了初始剪切层生长区域中的脉动。但随着旋流数的增加,燃烧释放的热量加剧了流场的扩张,这同上节对平均流场的流场结构分析结论一致。在混合层和平均火焰刷的交点附近,不断增强的旋流使火焰锋面脉动迹象加强。在湍流和火焰的相互作用下,火焰锋面出现了周期性褶皱。在SwB5工况下,火焰表面出现一组明显的波峰和波谷。在SwB6工况下,火焰表面同样出现一组明显的波峰和波谷,但其脉动的强度明显强于SwB5。在SwB7工况下,火焰表面出现了多组波峰波谷,脉动的强度强于SwB5和SwB6。

4.5 流场的大尺度结构以及非稳态特性

本节主要对三维流场中的大尺度涡结构以及非稳态特性进行分析。LES能捕获到流场涡旋破碎、PVC等复杂的流场特征。研究旋流燃烧中的不稳定性,对提高燃烧设备的稳定性和设备的性能有重要的意义。

4.5.1 瞬时涡结构与流线图

为了对流场的大尺度拟序结构进行可视化分析,本文采用 Q 准则^[21]对流场中的涡旋进行识别。 Q 准则则是速度梯度张量的二次不变量,定义为

$$Q = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega}_{ij} \boldsymbol{\Omega}_{ij} - S_{ij} S_{ij}) \quad (11)$$

式中 S_{ij} 是指应变率张量, $\boldsymbol{\Omega}_{ij}$ 是指旋转张量。若 Q 取值为正,表示旋转速率大于应变率,即涡旋存在。

图12用 Q 为 $1 \times 10^7 \text{s}^{-2}$ 的等值面显示了CSwB1, CSwB2, CSwB3的瞬时涡结构。图中,沿周向均匀分布的橙色流线表示起源于环形旋流与环形射流之间的剪切层的三维流线。可以看出,在环形射流与环形旋流之间以及环形旋流与外部伴流之间的剪切层产生了旋向相同的涡旋结构。在CSwB1工况下,内层产生了单环状涡旋,外层并未产生明显的完整涡。随着流场向下游发展,环状涡旋演化为螺旋涡。内外层产生的涡旋在燃烧器出口下游约60mm处开始破碎为随机分布的小涡。在CSwB2工况下,内外层均产生了完整的螺旋形涡结构,并在燃烧器出口下游约45mm处开始破碎为随机分布的小涡。在CSwB3工况下,较高的离心力使涡结构变得相对复杂。在燃烧器出口附近,内外层产生的涡并非是相对规则的单螺旋状涡。内外层产生的涡在出口下游约30mm处开始破碎。由图还可看出,随着旋流数的增大,螺旋涡结构变得不再明显,说明中心射流的进动特征影响减弱。同时,涡旋数目大幅度增加,流场内涡旋的总面积进一步增加。涡结构的产生符合Kelvin-Helmholtz不稳定性特征^[12],平均流场的三维流线与涡结构在空间上表现出正交关系,螺旋涡结构在沿流场中心轴线旋转的同时围绕自身的轴线旋转运动。

图13用 Q 为 $1 \times 10^7 \text{s}^{-2}$ 的等值面显示了SwB5,

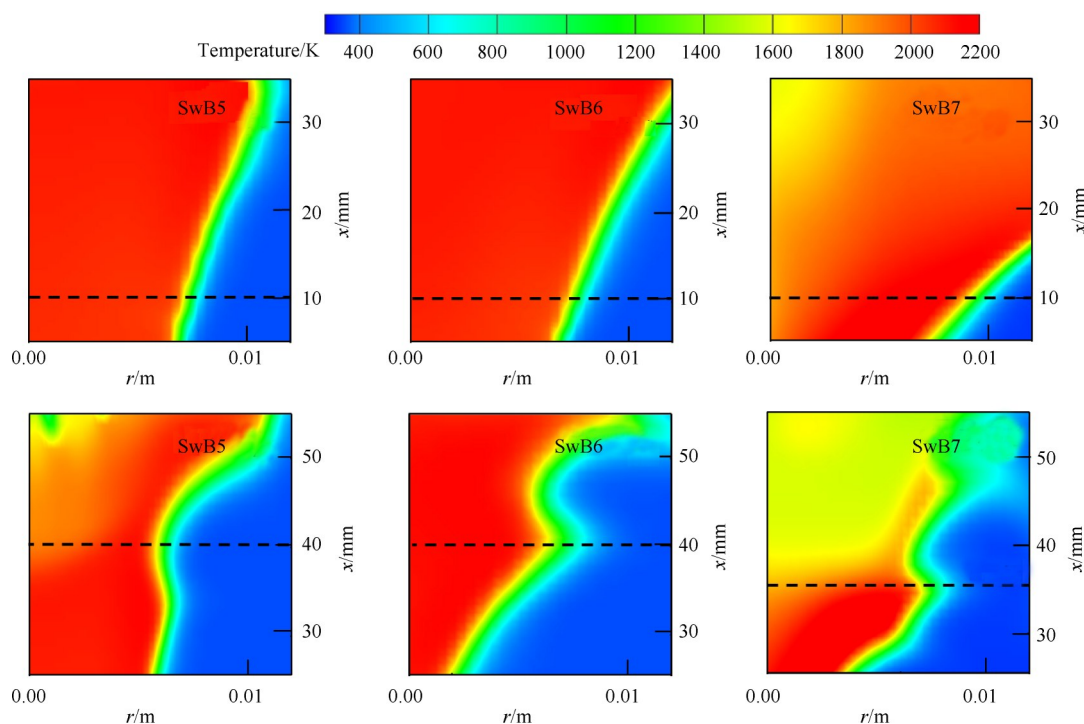


Fig. 11 Instantaneous temperature distribution contours of reacting cases

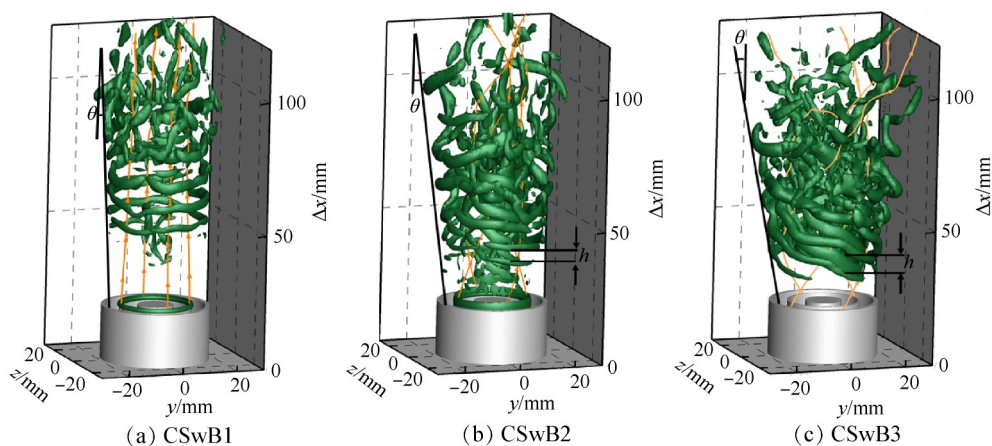


Fig. 12 Comparison of instantaneous vortex structures of nonreacting cases ($Q=1\times 10^7\text{s}^{-2}$)

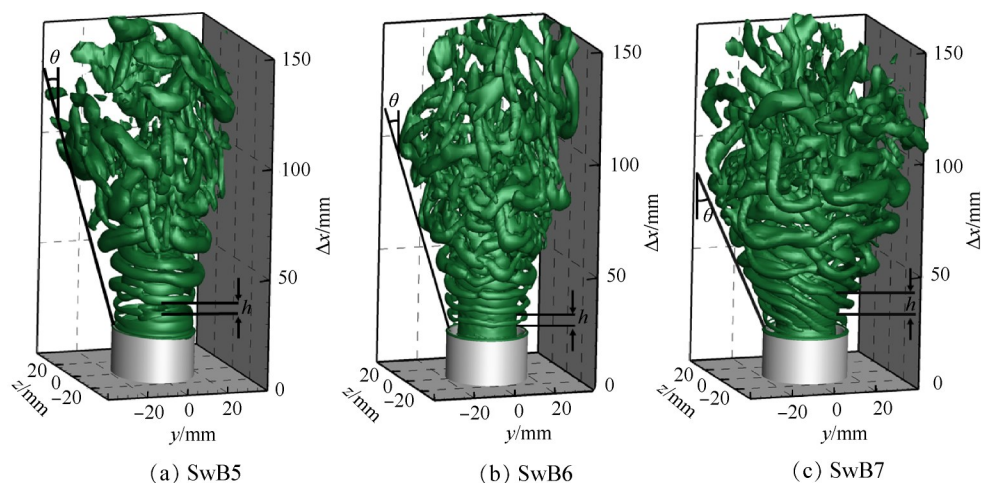


Fig. 13 Comparison of instantaneous vortex structures of reacting cases ($Q=1\times 10^7\text{s}^{-2}$)

SwB6, SwB7的瞬时涡结构。和冷态流场相似,燃烧器出口下游附近存在内外两层涡结构。随着流场向下游发展,原本规则的涡旋发生破碎并在钝体回流区下游形成进动涡核和中心涡核。随着旋流数的增大,流场的剪切应力提高,涡旋破碎的位置向上游移动,涡旋的数目大幅度增加,流场内涡旋的总面积进一步的增加。

基于图 12 和 13,定义两个与大尺度涡结构运动相关的流动参数:涡距 h (Pitch distance) 与扩张角 θ (Spreading angle)。其中, h 为燃烧器出口外相邻两层涡结构之间的距离,表示大尺度涡结构在燃烧器出口的生成和脱落; θ 为涡旋在流动过程中的扩张角度,表示大尺度涡结构在流动过程中的演化和发展。图 14 对不同旋流数下大尺度涡结构的流动参数进行了对比。可以看出,当旋流数相同时,燃烧态流场的 θ 明显大于冷态流场的 θ ,而燃烧态流场的 h 明显小于冷态流场的 h 。随着旋流数的增大,冷态和燃烧态流场的 θ 都增大,冷态流场的 h 略有增大,而燃烧态流场的 h 先减小后增大且变化较小。

4.5.2 进动涡核

为研究引起该燃烧器流场不稳定的机理,图 15

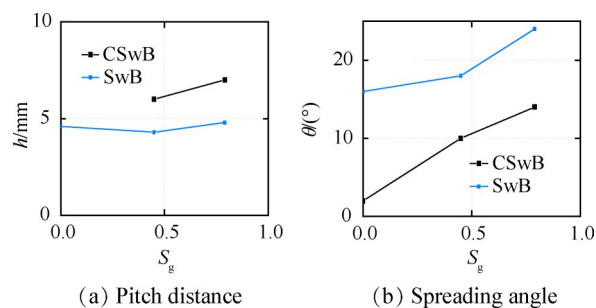


Fig. 14 Comparison of pitch distance and spreading angle at different swirl numbers

给出了冷态工况 CSwB2 和 CSwB3 的频谱特性。图中各频谱是通过位于中间剪切层的监测点的瞬时轴向速度进行 FFT 变换得到。图中,横坐标频率 f 用 $St^{[22]}$ 规范化,定义如下

$$St = \frac{2fR_i}{W_s} \quad (12)$$

式中 f 为频率, R_i 为环形旋流的半径, W_s 为旋流切向速度。

从图 15 可以看出, CSwB2 和 CSwB3 工况分别在 $St=0.50$ 和 $St=0.30$ 处有明显的特征峰。根据文献

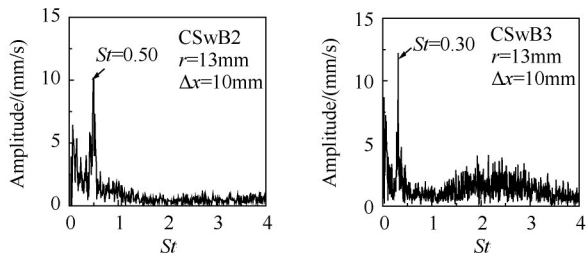


Fig. 15 Spectral characteristics of instantaneous axial velocity for nonreacting cases.

[23], 当 St 接近 1 时, 流场的振动主要由流体的粘性控制; 当 $St < 10^{-4}$ 时, 流场的振动主要由高速运动控制; 当 St 介于这两个范围之间时, 流场的振动主要由大尺度涡旋控制。因此, CSwB2 和 CSwB3 工况下流场的振动是由于大尺度涡旋的脱落。

为探究低频特征峰的是由何种大尺度涡旋结构引起的, 图 16 给出了 CSwB2, CSwB3 工况下距钝体面 10mm 及 40mm 截面上的瞬时压强、周向速度和瞬时

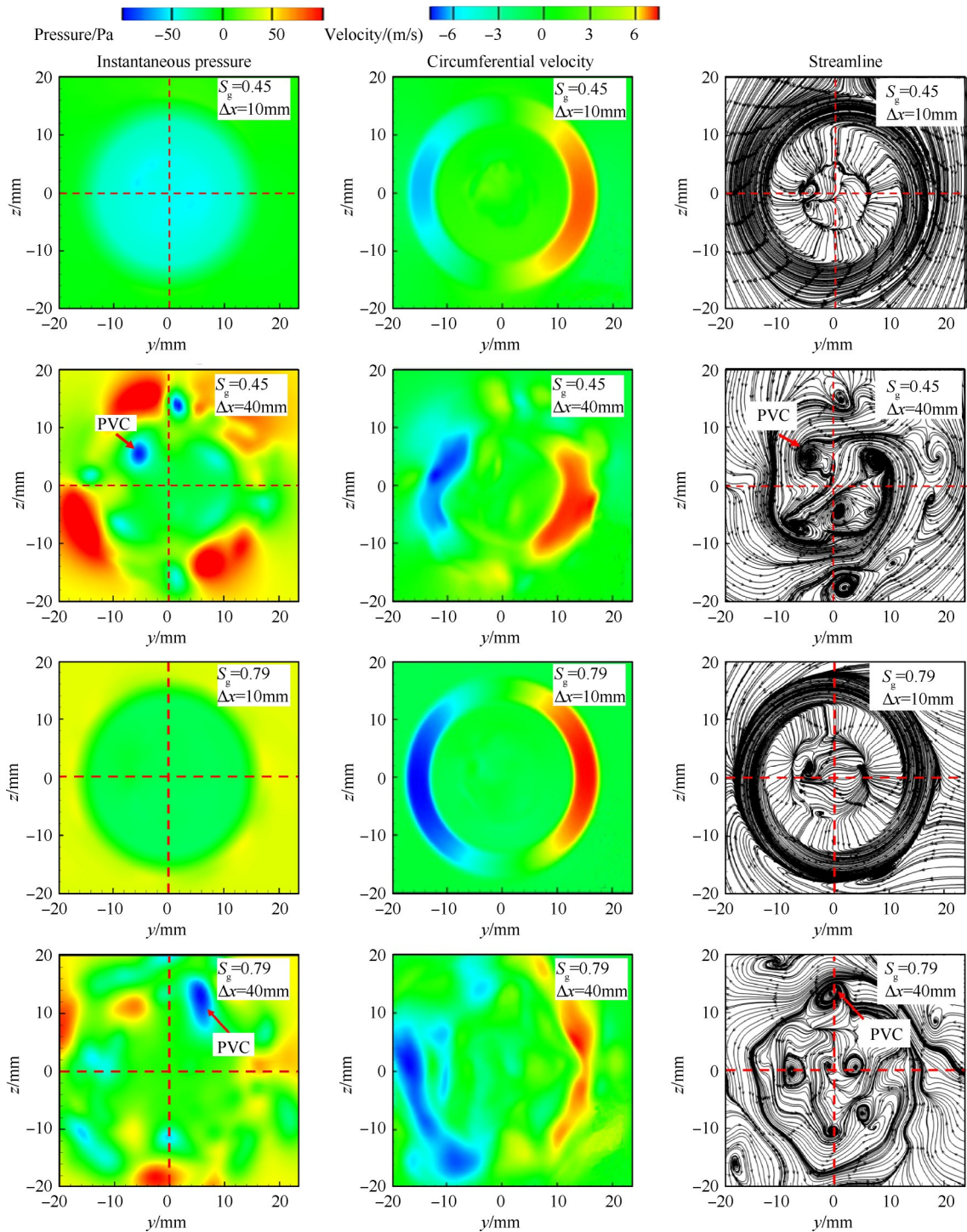


Fig. 16 Instantaneous pressure, circumferential velocity and instantaneous streamlines of nonreacting cases

流线图。可以看出,CSwB2和CSwB3工况具有相似的瞬时流场特征。在 $\Delta x=10\text{mm}$ 的截面上,CSwB2和CSwB3均没有出现明显的低压区。在 $\Delta x=40\text{mm}$ 的截面上,CSwB2和CSwB3工况均出现了明显的低压区,且低压区明显偏离了中心轴线。根据此截面的瞬时流线和周向速度云图可知,涡旋出现的区域和低压区重合,且涡旋周围的流体绕低压区作旋转运动,同时涡旋所存在位置的周向速度几乎为0。Garcia-Villalba等^[24]指出PVC周围的大部分流体会绕着其做旋转运动,同时PVC也会绕着自身的轴旋转。Syred^[25]指出PVC不仅绕着偏离中心的自身的涡轴旋转,而且在PVC的涡轴处的周向速度为0。据此, $\Delta x=40\text{mm}$ 截面处的涡旋结构为PVC。由于PVC会导致流场不稳定性,因此PVC被视作引起低频特征峰的主要原因。图17选取了CSwB2和CSwB3工况下中轴线上10个位置($\Delta x=30, 36, 38, 40, 42, 46, 48, 50, 60, 70, 80\text{mm}$),并对其瞬时周向速度分别进行傅里叶变换以说明流场中的进动特征。两个工况下,均可观察到流场中产生特征峰。随着流动向下游发展,特征峰逐渐减弱直至消失,不同轴向位置的特征频率保持不变。在燃烧器的实际应用的过程中应尽量避免这种PVC的产生,从而避免流场中出现低频的振荡,保

证燃烧器的稳定燃烧。

5 结 论

基于LES结果以及实验数据验证了计算方法的适用性,并对流场以及非稳态特性进行了分析,得出了以下的结论:

(1) LES结果得到的统计矩结果和实验吻合较好。随着旋流数的增加,流场下游径向扩张变得明显。相比于冷态工况,燃烧释热加剧了流场扩张,但周向速度的峰值有所降低。

(2) 随着旋流数的增加,剪切层之间的轴向速度脉动不断增强。在冷态工况下,旋流数的增加对回流区的位置和大小影响较小。当旋流数为0.79时,除一次回流区(PRZ)外会出现二次回流区(SRZ)。在燃烧工况下,随着旋流数的增加,回流区的面积增大。当旋流数为0.79时,由于回流区内高温气体膨胀,流场不断向外扩张,从而使得封闭的PRZ和SRZ汇合成一个大回流区。

(3) 旋流数的增加增大了火焰的表面积并加剧了燃料与周围大气的混合,火焰内部温度降低,火焰沿径向方向的温度梯度变得明显。瞬时温度在不断的向下游发展的过程中伴随着脉动迹象的增强,火焰表面的褶皱随着旋流数的增加而变多。

(4) 利用 Q 准则显示了流场中大尺度涡结构的生成和演化特征。螺旋涡结构的产生符合剪切层的Kelvin-Helmholtz不稳定性特征,并在流场下游发生破碎。随着旋流数的增加,涡旋开始破碎的位置不断向上游发展。

(5) 通过对冷态流场功率谱分析发现,当旋流数为0.45和0.79时,流场下游出现了进动特征。流场下游瞬时流线、压强分布和周向速度分布佐证了下游流场中的进动特征是由进动涡核引起。

致 谢:感谢国家自然科学基金、西北工业大学硕士研究生创新种子基金的资助。

参考文献

- [1] Li Y, Zhao H, Leach B, et al. Development of a Fuel Stratification Spark Ignition Engine [J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 2005, 219(7): 923-934.
- [2] Wang Z, Xu Y, Zhou Z, et al. LES Investigation of Swirl Intensity Effect on Unconfined Turbulent Swirling Premixed Flame [J]. *China Science Bulletin*, 2014, 59(33): 4550-4558.
- [3] Dinesh R, Jenkins K, Kirkpatrick M. LES of Turbulent

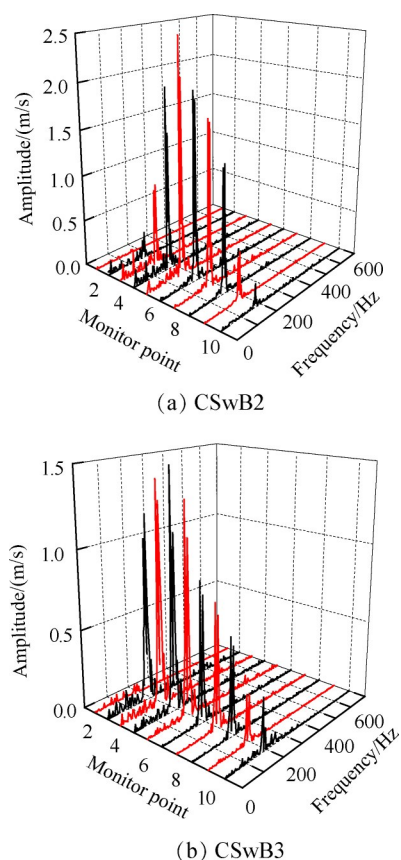


Fig. 17 Spectral characteristics of circumference velocity

- Swirling Jets: Study of Jet Precession, Recirculation and Vortex Breakdown[R]. *ASME GT* 2009-59386.
- [4] Zhang R, Boxx I, Meier W. Coupled Interactions of a Helical Precessing Vortex Core and the Central Recirculation Bubble in a Swirl Flame at Elevated Power Density[J]. *Combustion and Flame*, 2019, 202: 119-131.
- [5] Sweeney M S, Hochgreb S, Dunn M J, et al. A Comparative Analysis of Flame Surface Density in Premixed and Stratified Flame[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33: 1419-1427.
- [6] Sweeney M S, Hochgreb S, Dunn M J, et al. The Structure of Turbulent Stratified and Remixed Methane/Air Flames I: Non-Swirling Flows[J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(9): 2896-2911.
- [7] Sweeney M S, Hochgreb S, Dunn M J, et al. The Structure of Turbulent Stratified and Remixed Methane/Air Flames II: Swirling Flows[J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(9): 2912-2929.
- [8] Zhou R, Balusamy S, Sweeney M S, et al. Flow Field Measurements of a Series of Turbulent Premixed and Stratified Methane/Air Flames[J]. *Combustion and Flame*, 2013, 160: 2017-2028.
- [9] Brauner T, Jones W P, Marquis A J. LES of the Cambridge Stratified Swirl Burner Using a Sub-Grid Pdf Approach[J]. *Flow Turbulence and Combustion*, 2016, 96(4): 965-985.
- [10] Turkeri H, Zhao X Y, Pope S B, et al. Large Eddy Simulation/Probability Density Function Simulations of the Cambridge Turbulent Stratified Flame Series[J]. *Combustion and Flame*, 2019, 199: 24-45.
- [11] Proch F, Kempf A M. Numerical Analysis of the Cambridge Stratified Flame Series Using Artificial Thickened Flame LES with Tabulated Premixed Flame Chemistry[J]. *Combustion and Flame*, 2014, 161(10): 2627-2646.
- [12] 张宏达. 湍流预混和分层燃烧中亚格子模型研究及其在大涡模拟中的应用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2017.
- [13] Xiao Y L, Lai Z X, Song W Y, et al. Large Eddy Simulation of Premixed Stratified Swirling Flame Using the Finite Rate Chemistry Approach[J]. *International Journal of Aerospace Engineering*, 2019, 2019: 1-15.
- [14] Han X, Yang J, Mao J. LES Investigation of Tuo Frequency Effects on Acoustically Forced Premixed Flame[J]. *Fuel*, 2016, 185: 449-459.
- [15] Shahsavari M, Farshchi M. Large Eddy Simulation of Low Swirl Flames under External Flow Excitations[J]. *Flow Turbulence and Combustion*, 2018, 100(1): 249-269.
- [16] Germano M, Piomelli U, Moin P, et al. A Dynamic Sub-grid-Scale Eddy Viscosity Model[J]. *Physics of Fluids*, 1991, 3(3): 1760-1765.
- [17] Fedina E, Fureby C. A Comparative Study of Flamelet and Finite Rate Chemistry LES for an Axisymmetric Dump Combustor[J]. *Journal of Turbulence*, 2011, 12(24).
- [18] Sabelnikov V, Fureby V. Extended LES-PaSR Model for Simulation of Turbulent Combustion[J]. *Progress in Propulsion Physics*, 2013, 4: 539-568.
- [19] Selle L, Lartigue G, Poinot T, et al. Compressible Large Eddy Simulation of Turbulent Combustion in Complex Geometry on Unstructured Meshes[J]. *Combustion and Flame*, 2004, 137(4): 489-505.
- [20] Al-Abdeli Y M, Masri A R. Precession and Recirculation in Turbulent Swirling Isothermal Jets[J]. *Combustion Science and Technology*, 2004, 176(5/6): 645-665.
- [21] Jeong J, Hussain F. On the Identification of a Vortex[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 332(1): 339-363.
- [22] Shahsavari M, Farshchi M, Arabnejad M H. Large Eddy Simulations of Unconfined Non-Reacting and Reacting Turbulent Low Swirl Jets[J]. *Flow Turbulence and Combustion*, 2017, 98(3): 817-840.
- [23] 张济民, 韩超, 张宏达, 等. 钝体绕流有旋流中回流区与进动涡核的大涡模拟[J]. 推进技术, 2014, 35(8): 1070-1079. (ZHANG Ji-min, HAN Chao, ZHANG Hong-da, et al. Large Eddy Simulation of Recirculation and Precessing Vortex Core in Swirling Flow Around a Bluff-Body[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2014, 35(8): 1070-1079.)
- [24] Garcia-Villalba M, Frohlich J, Rodi W. Identification and Analysis of Coherent Structures in the near Field of a Turbulent Unconfined Annular Swirling Jet Using Large Eddy Simulation[J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(5).
- [25] Syred N. A Review of Oscillation Mechanisms and the Role of the Precessing Vortex Core (PVC) in Swirl Combustion Systems[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2006, 32(2): 93-161.

(编辑:张 贺)