文章编号:1000-8055(2014)10-2369-08 doi:10.13224/j.cnki.jasp.2014.10.013

分层旋流燃烧器冷态流场的大涡模拟

张济民，张宏达，韩 超，叶桃红
(中国科学技术大学 工程科学学院 热科学与能源工程系，合肥 230027)

摘 要：针对旋流数为 0.25,0.45 和 0.79 三种工况下带有中心钝体的分层旋流燃烧器的冷态流场进行了大涡模拟(LES),选取动态 Smagorinsky 涡黏模型作为亚格子尺度的湍流模型,研究旋流强度对钝体回流区、涡旋破碎和进动特征的影响.模拟结果与实验结果符合得较好.模拟结果表明:3 个旋流数下钝体回流区的大小没有明显改变,轴向长度都约为 20 mm.Q 准则用来显示涡旋结构,结果表明螺旋涡产生于旋流剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性;增大旋流强度,涡旋破碎发生的位置向上游移动.功率谱密度(PSD)表明流场出现进动特征,进动运动沿流向逐渐衰减;旋流数为 0.45 和 0.79 时,钝体回流区末端出现进动特征;3 个旋流数下,进动频率都约为 78 Hz.

关 键 词：分层旋流燃烧器；钝体；大涡模拟；Q 准则；涡旋破碎；进动频率
中图分类号：V231；TK472^{+}.6 **文献标志码**：A

Large eddy simulation of non-reacting flow fields in stratified swirl combustor

ZHANG Ji-min，ZHANG Hong-da，HAN Chao，YE Tao-hong
(Department of Thermal Science and Energy Engineering，School of Engineering Science，University of Science and Technology of China，Hefei 230027，China)

Abstract：The non-reacting flow fields of the stratified swirl combustor with a central bluff-body were studied through large eddy simulation (LES) under three swirl numbers 0.25，0.45 and 0.79. Smagorinsky eddy viscosity model with dynamic procedure was selected as the sub-grid scale turbulence model. Influence of swirl intensity on the bluff-body recirculation zone，vortex breakdown and precessing motion was investigated. The LES results showed overall good agreement with experimental data. The axial lengths of bluff-body recirculation zone approximately 20 mm showed no obvious variation under three swirl numbers. Q-criterion was used to visualize vortices structures，the spiral vortices were formed as the result of the Kelvin-Helmholtz instability of swirl shear layers；the vortex breakdown occurred upstream with the increase of swirl intensity. Power spectrum density (PSD) indicates the existence of precession motion，which decays along the flow direction. And precession motion appears at the terminal of bluff-body recirculation zone under higher swirl numbers 0.45 and 0.79. The precession frequencies are approximately 78 Hz under three swirl numbers.

Key words：stratified swirl combustor；bluff-body；large eddy simulation；Q-criterion；vortex breakdown；precessing frequency

收稿日期:2013-06-24
基金项目:国家自然科学基金(51176178)；国家自然科学重点基金(50936005)
作者简介:张济民(1985－),男,河北邢台人,博士生,主要从事旋流的大涡模拟. E-mail:zhangjim@mail.ustc.edu.cn
通讯作者:叶桃红(1966－),男,安徽安庆人,副教授,博士,主要从事湍流燃烧的研究. E-mail:thye@ustc.edu.cn

JASP

航空发动机和燃气轮机燃烧器中，分层旋流燃烧是一种常见的燃烧形式. 燃料/空气在发生燃烧反应之前有一段混合过程，当量比在空间呈现不均匀状态，导致部分预混燃烧[1-2]. 旋流可以产生回流区并提高燃料/空气的混合效率，能增强火焰的稳定性并提高燃烧效率[3]. 由于旋流一般处在湍流状态，旋流剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性能产生多种不稳定性现象，如涡旋破碎和进动涡核等[4]. 流场的剪切力导致涡旋发生破碎，涡旋破碎过程对流场的混合和输运过程有重要影响. 进动涡核是旋流中一种不稳定的大尺度湍流结构，其引起的速度脉动也可能导致燃烧场出现不稳定性[5]. 进动涡核会影响附近的流体，使之出现进动特征[6]. 流场的进动频率与旋流数、雷诺数以及燃烧器几何结构有关[7-8]. 钝体常用在燃烧室中产生回流区以稳定火焰，回流区的特征主要受钝体几何结构和雷诺数的影响[9]. 旋流和钝体相结合会产生复杂的流场结构和火焰形态[10]. 剑桥大学的 Sweeney 等人[11-12]设计了带中心钝体的分层旋流燃烧器，并开展了详细的冷态和燃烧实验，为深入理解分层旋流燃烧以及发展相关燃烧模型提供了丰富的实验数据. 该燃烧器包含了中心钝体、环形射流、环形旋流及伴流，具有复杂的流场结构和不稳定性特征，这对混合过程以及燃烧的稳定性有重要影响. 作为分层旋流燃烧的数值模拟的第 1 步，本文开展相应的冷态流场的大涡模拟，分析其中包含的典型流场特征.

大涡模拟(LES)方法[13]能够直接求解各向异性的大尺度湍流运动，各向同性的小尺度部分采用模型模拟，因而 LES 对模型的依赖程度较小. 同时，LES 能捕捉到湍流场中的低频振荡运动，适合于模拟具有典型不稳定特征的旋流流动. 因此，LES 方法越来越多地应用到旋流的冷态流动以及燃烧的研究中. Wang 和 Bai 等人[14-15]采用 LES 方法模拟了冷态受限旋流，成功地捕捉到了涡旋破碎和回流区进动等复杂的流场现象，计算结果表明旋流数较高时回流区出现明显的不稳定性. 郑韫哲等人[16]模拟了旋流预混燃烧室内的混合过程，认为增加涡旋破碎的程度有助于提高全流场的混合程度. Selle 等人[17]采用 LES 方法研究了燃气轮机的冷态和燃烧场，捕捉到了燃烧室内的进动涡核等不稳定现象. Wang 等人[18]数值研究了航空发动机内旋流产生的中心回流区、进动涡核与 Kelvin-Helmholtz 不稳定性等多种流动现象，结果表明进动涡核可以加速流场混合. Roux 等人[19]采用 LES 方法模拟了燃气轮机内的冷态和燃烧场，很好地预测到了进动涡核及其进动频率，并发现了旋流运动与流场声学特性之间的强烈耦合.

本文基于 Sweeney 等人[11-12]设计的分层旋流燃烧器开展大涡模拟，研究冷态流场中旋流数对钝体回流区、涡旋破碎以及进动特征的影响. 可为今后研究分层旋流的燃烧特性提供基本认识.

1 分层旋流燃烧器简介

图 1 显示了分层旋流燃烧器(简称燃烧器)的几何结构. 燃烧器由内外两个同心管组成，内管中心为半径 $R_b=6.35$ mm 的钝体；内管的外径 $R_i=12.7$ mm，壁厚为 0.9 mm；外管的外径 $R_o=19.05$ mm，壁厚为 1.65 mm. 钝体和内管形成径向宽度为 5.45 mm 的环形射流，平均轴向速度为 U_j；内管与外管形成径向宽度为 4.7 mm 的环形旋流通道，旋流的平均轴向和周向速度分别为 U_s 和 W_s；横截面直径为 382 mm 的风洞提供稳定的外部伴流，其平均轴向速度为 U_e. 在燃烧工况下，环形通道通入不同当量比的可燃气体，以研究湍流分层燃烧现象和机理. 本文研究实验中的冷态工况，所有入口均为常温常压的空气. 按照实验的定义，用几何旋流数 $S_g=W_s/U_s$ 来表征旋流强度，表 1 列出了本文研究的旋流数 $S_g=0.25$，0.45 和 0.79 三种工况下冷态流场的进口条件. 从表中可以看出，3 种工况下轴向速度相同，仅周向速度不同. 环形射流与旋流的雷诺数分别为 $Re_j=5960$ 和 $Re_s=11500$.

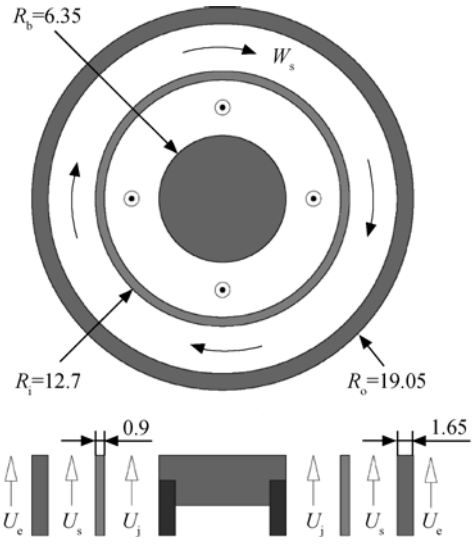


图 1 分层旋流燃烧器结构示意图(单位：mm)

Fig. 1 Structure sketch of stratified swirl combustor (unit: mm)

表 1　分层旋流燃烧器冷态工况的进口条件

Table 1　Inlet conditions of stratified swirl combustor in non-reacting cases

U_e/(m/s)	U_j/(m/s)	U_s/(m/s)	W_s/(m/s)	S_g
			4.675	0.25
0.4	8.31	18.7	8.145	0.45
			14.773	0.79

2　数学物理模型

2.1　LES 控制方程与亚格子应力模型

采用空间盒式过滤器对瞬时的 Navier-Stokes 方程进行过滤运算,可得到如下大尺度流动的控制方程:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}=0$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial \bar{u}_i\bar{u}_j}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}+\nu\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j x_j}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

其中带"¯"上标的是过滤后的物理量;$\bar{u}_i$,$\bar{u}_j$ 为速度;$\bar{p}$ 为压力;ρ 假定为常数;ν 为运动黏度;$\tau_{ij}=(\bar{u}_i\bar{u}_j-\overline{u_iu_j})$ 为亚格子应力,亚格子应力是小尺度脉动和可解大尺度湍流间的动量输运,本文采用 Smagorinsky 涡黏模型进行模化,即

$$\tau_{ij}-\frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk}=2\nu_t\bar{S}_{ij} \quad (2)$$

$$\bar{S}_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad (3)$$

式中 $\bar{S}_{ij}$ 为可解尺度的应变率张量;ν_t 为亚格子涡黏系数,它是过滤尺度 Δ 和应变率张量 $\bar{S}_{ij}$ 的函数

$$\nu_t=(C_s\Delta)^2(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (4)$$

模型系数 C_s 由局部动态过程[20]计算得到,能够较好地反映湍流的瞬时和局部动力学性质.

2.2　网格划分与边界条件

为消除出口边界的选取对旋流场的影响,本文取一较大圆柱形计算区域,其轴向长度和直径分别为 500 mm 和 300 mm,进口面为燃烧器的出口,坐标原点位于钝体面中心.采用六面体网格,进口和剪切层附近的网格做加密处理,网格总数为2 625 200.参照文献[21],本文的环形射流和旋流的进口平均速度取 1/7 次方规律分布,即$\langle u\rangle=1.218U_{in}(1-|y|/1.01\delta)^{1/7}$;$y$ 为距离环缝中心线的径向距离;δ 为射流环和旋流环的径向半宽,分别为 2.725 mm 和 2.35 mm;U_{in} 分别用环形射流的平均轴向速度 U_j、环形旋流的平均轴向速度 U_s 和周向速度 W_s 代替,径向速度均为 0 m/s.伴流进口给定均匀分布的平均轴向速度为 0.4 m/s,进口叠加 2% 的湍流度.固壁处选择无滑移壁面条件,采用壁面函数来简化处理近壁节点.侧边界处速度梯度为 0 1/s,相对压强为 0 Pa.出口处采用对流出口边界条件,相对压强为 0 Pa.

2.3　离散格式与算法

采用有限体积法离散过滤后的大尺度流动的连续性方程和动量方程.时间项采用 2 阶隐式差分;动量方程和压力修正方程中的扩散项采用 2 阶中心差分.使用压力的隐式算子分割算法(PISO)[22]求解压力速度耦合的问题,计算过程中动态调节时间步长,使得克朗数 $Co=\Delta t\cdot u_i/\Delta x_i$ 小于 0.5.其中 Δt 为时间步长,Δx_i 为网格尺度.为了保证流场充分发展后才开始统计,计算过程监测了流场不同取点位置的速度的时间序列(时间序列将用于下文计算功率谱密度).结果发现,大约经过 0.05 s 后,速度趋于统计定常,为保证统计的合理性,从 0.1 s 开始统计,到 0.29 s 结束计算.

3　计算结果与分析

3.1　统计矩对比

本文选取旋流数为 0.45 和 0.79 时两组模拟结果与实验结果对比,以验证数值模拟的准确性.图 2 中 x 为轴向坐标,r 为径向坐标.图 2 对比了旋流数为 0.45 时模拟结果与实验结果的轴向速度和周向速度的平均值($\langle u\rangle$ 和 $\langle w\rangle$)和方均根值(u_{rms} 和 w_{rms}).$x=2$ mm 截面位于燃烧器出口处,实验显示环形射流和旋流产生了平均轴向速度的两个峰值及其形成的 3 个剪切层,模拟结果很好地预测了峰值和剪切层的位置;轴向速度在径向区间 $r<6$ mm 为负值,表明钝体后面产生了回流区,模拟结果得到的回流区径向宽度与实验值相吻合.模拟得到的周向速度分布曲线与实验结果符合得较好.剪切层内速度脉动相对较大,形成了方均根速度的峰值,模拟结果比实验值偏低,这应是进口条件造成的影响.在 $x=10$ mm 截面上,平均速度和方均根速度的分布与 $x=2$ mm 截面类似,速度峰值的位置没有明显变化;主要区别是,流场发展一段距离后,两个轴向速度峰开始发生合并,剪切层内方均根速度增大,模拟结果与实验结果符合得较好;相比于 $x=2$ mm 截面,钝体回流区中轴线上负的轴向速度变大.在下游 $x=30$ mm 和 50 mm 截面上,钝体回流区消失,轴向速度

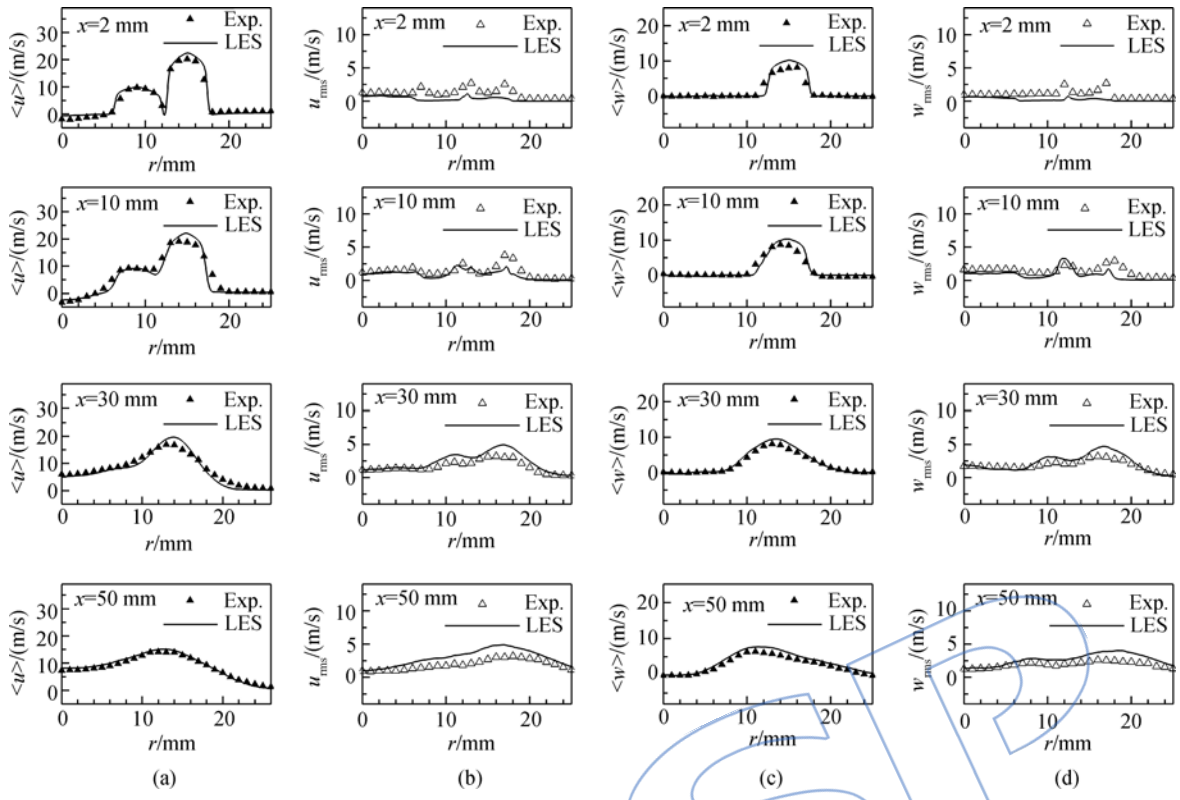


图 2 轴向和周向速度的平均值与方均根值的径向分布($S_g=0.45$)

Fig. 2 Radial distributions of $\langle u\rangle$, $\langle w\rangle$ and u_{rms}, w_{rms} ($S_g=0.45$)

只出现一个峰值;轴向速度与周向速度的峰值位置都向内侧移动,表明流场出现径向收缩. 除 $x=30$ mm 截面上轴向速度的模拟结果与实验结果有所偏差外,其余模拟结果都与实验结果符合得很好.

图 3 对比了旋流数为 0.79 时模拟结果与实验结果的轴向速度和周向速度的平均值($\langle u\rangle$ 和 $\langle w\rangle$)和方均根值(u_{rms} 和 w_{rms}). 在上游流场 $x=2$ mm 和 10 mm 截面上,模拟结果预测出了轴向与周向速度的峰值位置,剪切层的位置也与实验结果相吻合. 方均根速度与实验结果符合得较好,只是旋流区域的轴向和周向速度峰值大小比实验值稍高一些. 在下游流场 $x=30$ mm 和 50 mm 截面上,实验结果显示轴向速度出现一个峰值,与上游相比,峰值位置先偏向内侧后又向外移动,表明高强度旋流使得下游流场出现径向扩张. 除在 $x=30$ mm 截面上模拟结果的轴向速度峰值的位置与实验值有些差距外,周向速度以及方均根值的预测值都与实验值符合得较好.

综上所述,本文采用的数值方法较好地预测了旋流数较高时的流场结构,同样的数值方法被用来模拟旋流数较低($S_g=0.25$)的算例.

3.2 回流区

在燃烧器中,回流区能把活性组分回流至火焰根部,高温的燃烧产物与低温的未燃组分在回流区中混合,增强火焰稳定性[4]. 钝体回流区由流体突扩形成,无旋条件下,射流轴向速度对钝体回流区的长度影响不大[9]. 图 4 显示了旋流数为 0.25,0.45 和 0.79 时纵截面上的平均速度场的流线. 从图中可知,旋流对伴流有明显的卷吸作用. 下游区域旋流出现明显的径向扩张,这是旋流数增大后,流体的离心力变大导致的结果[23]. 图中的旋涡即是钝体回流区,它是环形射流在钝体后突扩形成的,其径向宽度受旋流数影响较小. 为分析旋流数对钝体回流区长度的影响,图 5 显示了 3 个算例中轴线上平均轴向速度分布. 轴向速度的负值显示了钝体回流区的轴向长度,旋流数为 0.25,0.45 和 0.79 时回流区长度分别约为 20,18 mm 和 20 mm. 不同旋流数下,回流区内最大负速度都出现在 $x=13$ mm 附近,约为 -3 m/s. 结果表明改变旋流强度对回流区影响不太明显,这是因为钝体回流区是内侧的环形射流经过钝体后发生突扩形成的,而在本文考察的范围内,上游区域内环形射流受旋流数影响较小,因此,钝体回流区的大小和最大负速度受旋流数的影响较小.

3.3 涡旋结构

涡旋结构受燃烧器的几何结构、旋流数和雷

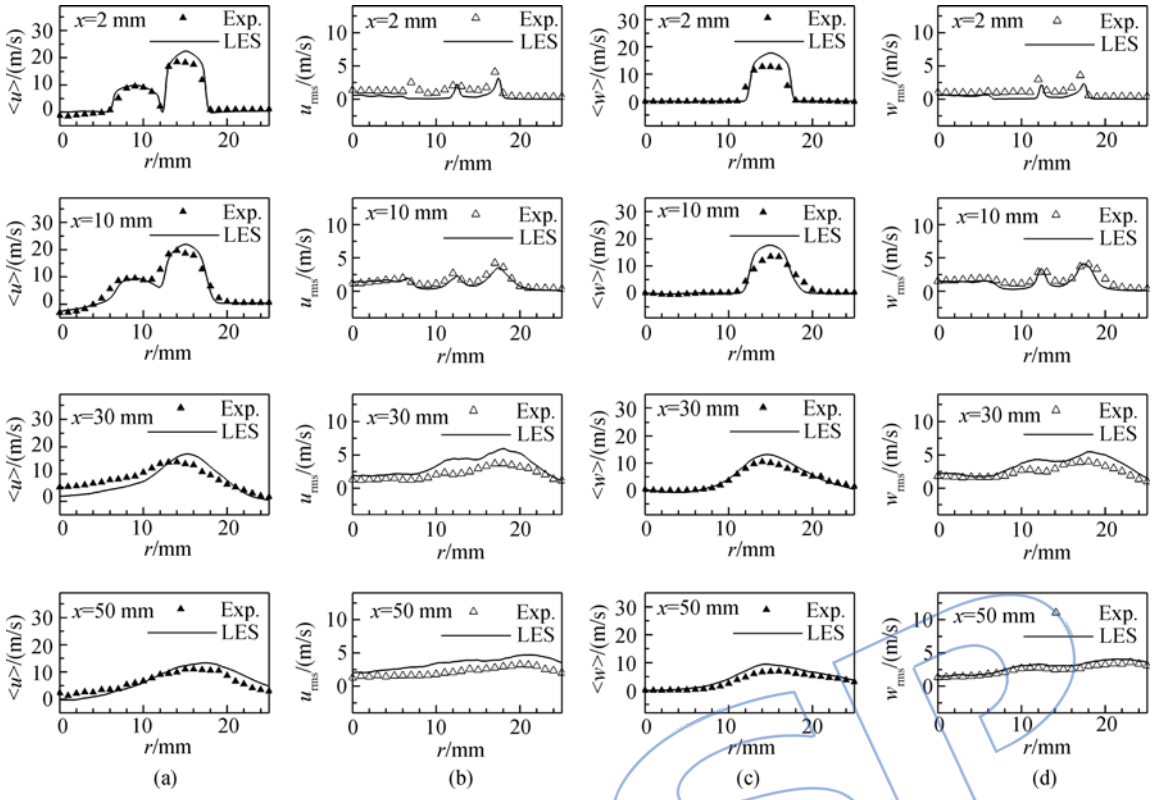


图 3　轴向和周向速度的平均值与方均根值的径向分布(S_g=0.79)

Fig. 3　Radial distributions of 〈u〉, 〈w〉 and u_{rms}, w_{rms} (S_g=0.79)

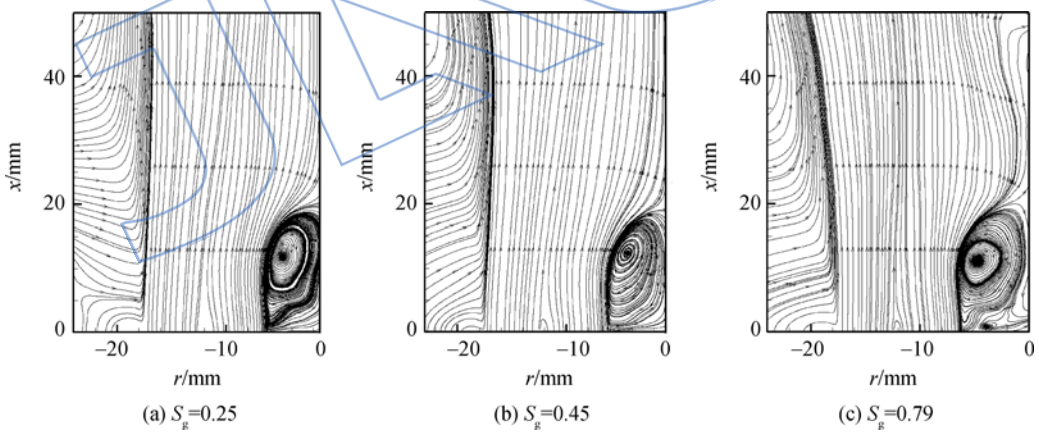


图 4　纵截面上的流线图

Fig. 4　Streamlines on the streamwise plane

诺数的影响,而旋流剪切层中的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性是产生涡旋的主要原因[4]. 图 6 显示了旋流数为 0.79 时 3 个横截面上轴向涡量的云图. 上游 x=10 mm 截面上,旋流两侧的剪切层形成了 a 和 b 两个大尺度涡旋,随着流动向下游发展,两个涡旋破碎成许多小涡掺混在一起,涡旋出现的区域明显扩展,整个截面上的涡旋分布变得均匀.

为了更清楚地显示涡旋特征,采用 Q 准则方法[24]对涡旋进行识别. Q 准则是速度梯度张量的二次不变量,定义为 $Q=(\boldsymbol{\Omega}_{ij}\boldsymbol{\Omega}_{ij}-\boldsymbol{S}_{ij}\boldsymbol{S}_{ij})/2$, $\boldsymbol{S}_{ij}=(\boldsymbol{u}_{i,j}+\boldsymbol{u}_{j,i})/2$ 和 $\boldsymbol{\Omega}_{ij}=(\boldsymbol{u}_{i,j}-\boldsymbol{u}_{j,i})/2$. 在 $Q>0$ 的区域,与流体的应变率($\boldsymbol{S}_{ij}\boldsymbol{S}_{ij}$)相比,转动速率($\Omega_{ij}\Omega_{ij}$)占主导地位,即在该区域中涡旋结构占主导地位. 本文使用 Q 准则的等值面显示可解尺度流场中的涡旋结构. 图 7 显示了旋流数为 0.25, 0.45 和 0.79 时涡旋结构($Q=2\times10^7$ s^{-2} 等值面显示)和平均速度场的三维流线,流线的 4 个原点

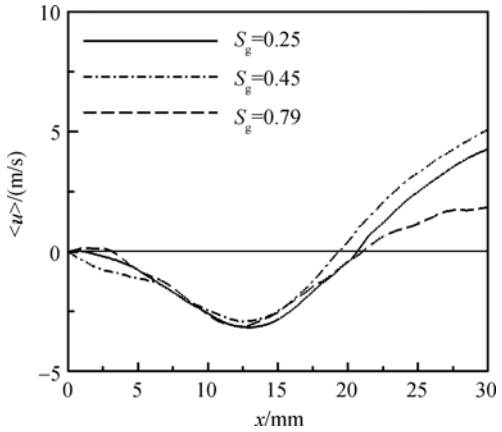


图 5 平均轴向速度沿中轴线的分布

Fig. 5 Distributions of mean axial velocity along central axis

位于旋流与环形射流剪切层内，坐标(x, y, z)分别为(0, 12.6, 0)，(0, 0, 12.6)，(0, −12.6, 0)和(0, 0, −12.6). 从图中可知，3 个算例的上游区域都出现了螺旋形的涡结构，螺旋涡与平均速度场的流线在空间上成正交关系，表明螺旋涡是由旋流剪切层内的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性导致的[25]. 随着流场向下游发展，大尺度的涡旋破碎成随机分布的小涡，逐渐消失. 增大旋流数，提高了流场的剪切应力，导致涡旋发生破碎的位置明显向上游移动. 图 6 中 a 位置的涡旋结构是产生于环形射流与旋流之间剪切层的内层涡旋，图 6 中 b 位置的涡结构是产生于环形旋流与伴流之间剪切层的外层涡旋. 旋流数为 0.25 时，内层涡旋呈单螺旋形，发源于燃烧器出口，而外层涡旋在下游较远的位置出现，呈现出“虫子状”结构. 旋流数为 0.45 时，内层涡旋的数目增加，仍然保持着完整的螺旋形. 旋流数为 0.79 时，内外层都出现排列规则的涡结构，涡旋的数目也大幅增加，涡旋发生破碎的位置明显向上游移动. 综上可知，旋流数对涡旋形状以及破碎过程有明显影响.

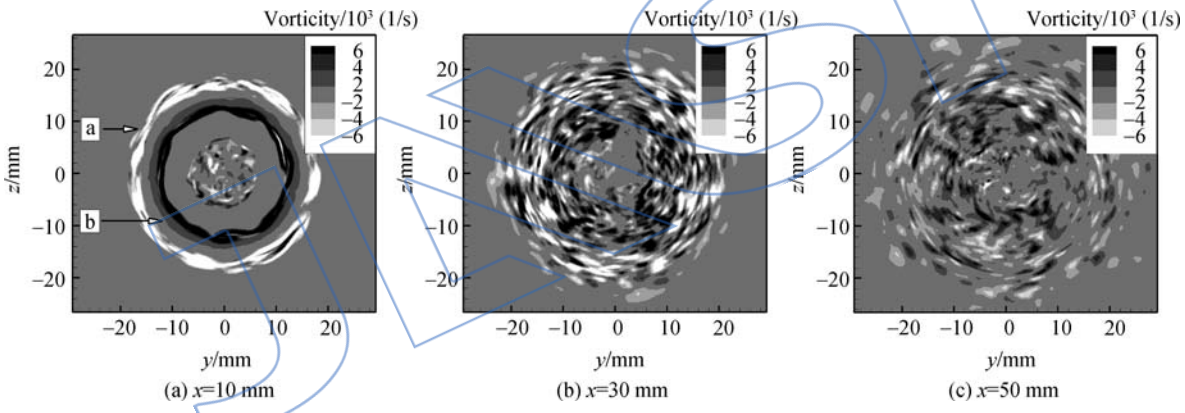


图 6 横截面上轴向涡量的云图(S_g=0.79)

Fig. 6 Axial vorticity contours on the transverse plane (S_g=0.79)

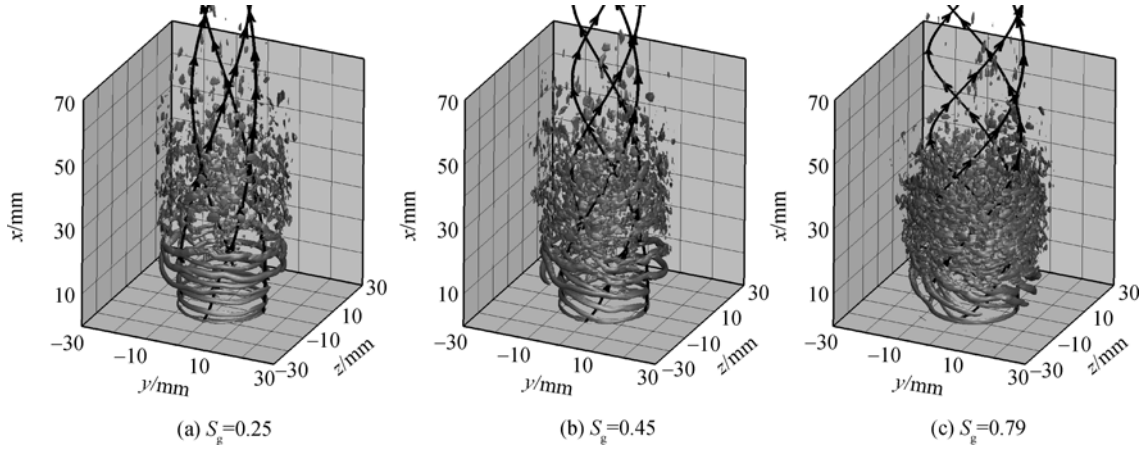


图 7 涡旋结构和平均速度场的三维流线

Fig. 7 Vortex structure and three-dimensional streamlines of mean velocity

3.4　进动频率

旋流常引发流场的低频进动,自由旋转射流流场的进动频率受雷诺数影响更加明显[8]. 本文选取中轴线上 $x=20,30,40,50$ mm 四个位置,对瞬时周向速度做傅里叶变换得到功率谱密度以研究流场的进动特征. 图 8 显示了 3 个旋流数下周向速度的功率谱密度. 旋流数为 0.25 时,位于钝体回流区末端 $x=20$ mm 位置没有出现低频振动. 下游 $x=30$ mm 处功率谱密度出现进动频率约为 77 Hz 的特征峰,随着流动向下游发展,特征峰逐渐变弱直至消失,不同轴向位置的特征频率保持不变. 旋流数为 0.45 时,在 $x=20$ mm 处,功率谱密度在频率约为 80 Hz 位置出现特征峰,表明旋流强度增大后,回流区出现进动特征. 随着流动向下游发展,特征峰逐渐消失,特征频率同样保持不变. 旋流数为 0.79 时,在 $x=20$ mm 处,功率谱密度出现频率约为 78 Hz 的特征峰,其峰值是 3 个旋流数的对应位置最高的,表明增加旋流强度导致进动特征更加明显,特征峰的峰值衰减得也最快. 综上所述,旋流强度增大后钝体回流区末端出现进动特征. 随着流动发展,下游流场的进动特征逐渐衰减,旋流数越大,衰减越快.

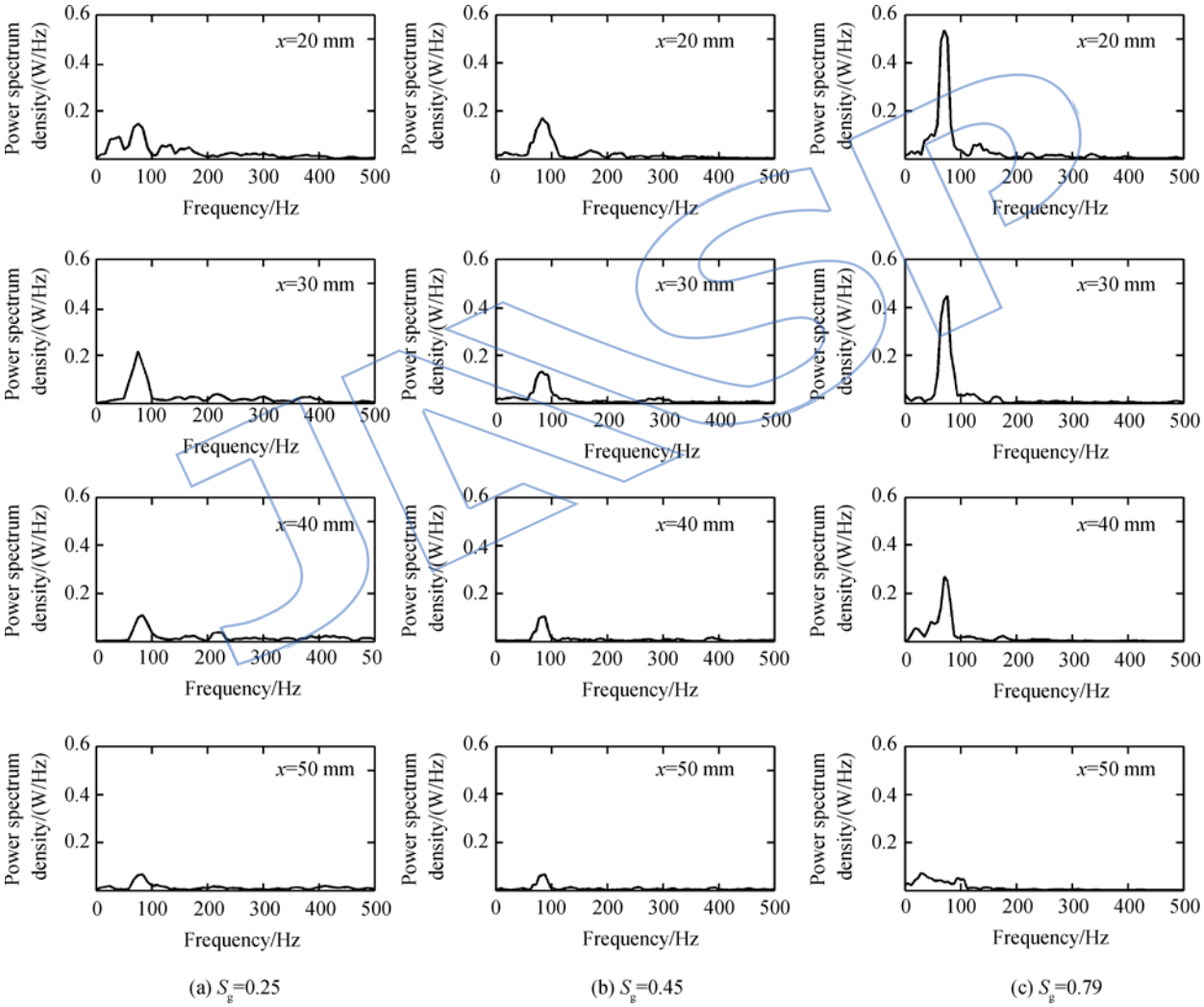


图 8　周向速度的功率谱密度

Fig. 8　Power spectrum density of circumferential velocity

4　结　论

本文采用大涡模拟方法数值研究了分层旋流燃烧器的冷态流场,在本文的研究范围内,得到以下结论:

1) LES 结果得到的统计矩与实验值吻合得较好,改变旋流数对钝体回流区的长度以及最大负轴向速度的影响不大,但旋流的径向扩张变得明显.

2) Q 准则等值面被用来显示涡旋结构,螺旋

型涡结构由旋流剪切层的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性导致,并在下游发生破碎,破碎位置受旋流数影响.

3) 功率谱密度分析发现,旋流数为 0.25 时,钝体回流区没有进动特征;而旋流数增大到 0.45 和 0.79 时,钝体回流区末端出现进动特征,下游流场的进动特征沿流向逐渐衰减;3 种旋流数下的进动频率相差不大.

参考文献:

[1] Mansour A. Gas turbine fuel injection technology[R]. ASME Paper GT2005-68173,2005.

[2] Alkidas A C. Combustion advancements in gasoline engines[J]. Energy Conversion and Management,2007,48(11):2751-2761.

[3] Syred N,Beér J M. Combustion in swirling flows:a review[J]. Combustion and Flame,1974,23(2):143-201.

[4] Lucca-Negro O,O'Doherty T. Vortex breakdown a review[J]. Progress in Energy and Combustion Science,2001,27(4):431-481.

[5] O'Doherty T,Griffiths A J,Syred N,et al. Experimental analysis of rotating instabilities in swirling and cyclonic flows[J]. Developments in Chemical Engineering and Mineral Processing,1998,7(3/4):245-268.

[6] 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.

[7] Escudier M. Vortex breakdown:observations and explanations[J]. Progress in Aerospace Science,1988,25(2):189-229.

[8] Al-Abdeli Y M,Masri A R. Precession and recirculation in turbulent swirling isothermal jets[J]. Combustion Science and Technololgy,2004,176(5/6):645-665.

[9] Esquva-Dano I, Nguyen H T, Escudie D. Influence of a bluff-body's shape on the stabilization regime of non-premixed flames[J]. Combustion and Flame, 2001, 127(4):2167-2180.

[10] Ge B,Zang S S. Experimental study on the interactions for bluff-body and swirl in stabilized flame process[J]. Journal of Thermal Science,2012,21(1):88-96.

[11] Sweeney M S,Hochgreb S,Dunn M J,et al. The structure of turbulent stratified and premixed methane/air flames: Ⅰ non-swirling flows[J]. Combustion and Flame,2012,159(9):2896-2911.

[12] Sweeney M S,Hochgreb S,Dunn M J,et al. The structure of turbulent stratified and premixed methane/air flames: Ⅱ swirling flows[J]. Combustion and Flame,2012,159(9):2912-2929.

[13] 张兆顺,崔桂香,许春晓. 湍流大涡数值模拟的理论和应用[M]. 北京:清华大学出版社,2008.

[14] Wang P,Bai X. Large eddy simulation of turbulent swirling flows in a dump combustor:a sensitivity study[J]. International Journal of Numerical Methods in Fluids,2005,47(2):99-120.

[15] Wang P,Bai X,Wessman M,et al. Large eddy simulation and experimental studies of a confined turbulent swirling flow[J]. Physics of Fluids,2004,16(9):3306-3324.

[16] 郑韫哲,朱民,姜羲. 旋流预混燃烧室流动混合的大涡模拟[J]. 航空动力学报,2012,27(1):33-40.
ZHENG Yunzhe,ZHU Min,JIANG Xi. Flow and air-fuel mixing processes in a premixed swirl combustor with LES[J]. Journal of Aerospace Power,2012,27(1):33-40. (in Chinese)

[17] Selle L,Lartigue G,Poinsot 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.

[18] Wang S,Yang V,Hsiao G,et al. Large eddy simulations of gas turbine swirl injector flow dynamics[J]. Journal of Fluid Mechanics,2007,583:99-122.

[19] Roux S,Lartigue G,Poinsot T,et al. Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations[J]. Combustion and Flame,2005,141(1/2):40-54.

[20] Piomelli-U,Liu J. Large eddy simulation of rotating channel flows using a localized dynamic model[J]. Physics of Fluids,1995,7(4):839-848.

[21] Ranga-Dinesh K K J,Kirkpatrick M P. Study of jet precession,recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using LES[J]. Computers & Fluids,2009,38(6):1232-1242.

[22] Issa R I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting[J]. Journal of Computation Physics,1986,62(1):40-65.

[23] Al-Abdeli Y M,Masri A R. Recirculation and flowfield regimes of unconfined non-reacting swirling flows[J]. Experimental Thermal and Fluid Science,2003,27(5):655-665.

[24] Jeong J,Hussain F. On the identification of a vortex[J]. Journal of Fluid Mechanics,1995,285(1/2):69-94.

[25] García-Villalba M,Fröhlich 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): 055103. 1-055103. 17.