

圆周进气对流掺混流动研究

李振朋^{1,2}, 付超^{2,3}

- (1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;
2. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院
航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191;
3. 北京航空航天大学 航空发动机研究院, 北京 100191)

摘 要: 为了研究纯径向向心涡轮出口对流撞击掺混流动组织结构,采用大涡模拟对圆周进气的对流掺混流动进行了数值仿真,并用本征正交分解(POD)方法,提取和分析了不同阶模态下的流动结构。结果表明:在水平截面,底部中心形成一个滞止区,两侧壁面附近均存在一个回流区,且流动是近似对称的;在剪切力作用下,沿流动方向,旋涡结构的不稳定性增强,上游三维涡环结构逐渐拉伸、膨胀,破裂为复杂的涡辫或发卡涡结构,这增强了掺混,从而使得流体间的动量和能量交换增强;POD 结果中第 1 阶模态所占的能量权重最高,表明脉动场中的大部分能量主要集中在此模态,此模态中的流动结构为主要流动结构。

关 键 词: 圆周进气; 对流掺混; 大涡模拟; 本征正交分解 (POD) 方法; 流动结构

中图分类号: V235.1

文献标志码: A

Study on opposed mixing flow in circumferential intake

LI Zhenpeng^{1,2}, FU Chao^{2,3}

- (1. School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;
2. National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine
Aero-thermodynamics, School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;
3. Research Institute of Aero-Engine,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: For studying the structures of opposed mixing flow at the outlet of radial centripetal turbine, large eddy simulation was used to simulate the convective mixing flow of the circumferential intake. Flow structures in different modes were extracted and analyzed by the proper orthogonal decomposition (POD) method. The results showed that there existed stagnation zone near the bottom center and a recirculation zone near both sides of the wall, and the flow was approximately symmetrical at the horizontal cross section. The instability of the vortex structure was strengthened due to the effect of the shear force along the streamwise direction. Furthermore, the upstream three-dimensional vortex ring structure was stretched and expanded, breaking into a complex vortex braid or hairpin vortex structure,

收稿日期: 2020-03-31

作者简介: 李振朋(1987—),男,博士生,主要从事叶轮机械气动研究。

通信作者: 付超(1986—),男,助理研究员,博士,主要从事高超声速预冷空天发动机、叶轮机气体动力学、微小尺度流动换热等研究。E-mail: fch34040109@buaa.edu.cn

引用格式: 李振朋,付超. 圆周进气对流掺混流动研究[J]. 航空动力学报, 2020, 35(11): 2385-2399. LI Zhenpeng, FU Chao. Study on opposed mixing flow in circumferential intake[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(11): 2385-2399.

which enhanced the mixing, and also the momentum and energy exchanged between the fluids. The POD results showed that the first mode had the highest energy weight, indicating that most of the energy in the pulsating field was concentrated in this mode, and the flow structure in this mode acted as the main flow structure.

Key words: circumferential intake; opposed mixing; large eddy simulation; proper orthogonal decomposition (POD) method; flow structure

纯径向向心涡轮具有转速高、结构简单、制造成本低等特点被广泛应用于微机电系统 (MEMS) 下的微尺度叶轮机械领域。但由于纯径向向心涡轮出口的流动形式为直角转弯, 燃气从周向进入流道, 汇聚于轴向通道内, 在汇聚过程中存在强烈的对流撞击掺混, 此时逆向撞击流体内部存在强剪切、高湍流度, 这对流体间质量和能量输运有很大影响, 同时也会带来较大的掺混损失, 导致向心涡轮性能下降。因此, 研究对流撞击掺混流动内部流动组织结构的形成和演化, 有助于加深对流撞击掺混流动掺混机理的认识, 对发展有效评估对流撞击掺混损失的损失模型和指导纯径向向心涡轮设计具有重要意义。

目前, 关于对流撞击掺混流动的研究主要集中在二维对流撞击射流和 T 型掺混器流动两个方面。在二维对流撞击射流研究方面, Hosseinalipour 等^[1-2]采用数值模拟对湍流撞击射流进行研究, 指出在对流撞击射流区域的顶部和底部会形成两个回流区以及中间滞止区, 但滞止区的大小和位置很难精确预测。Wang 等^[3]利用 CFD 方法, 研究二维、层流、对称撞击射流, 发现与温度有关的流体物理性质对流动和掺混特征有很大影响。Engler 等^[4]利用数值方法研究不同雷诺数 (Re) 下撞击射流, 发现在低雷诺数下为层状流动, 中雷诺数下为逆向旋转涡对, 高雷诺数下为卷吸流动, 流动会发生缠绕并向相反壁面运动, Dreher 等^[5]的研究也发现类似流动现象。Abdel-Fattah^[6]利用数值方法对轴对称湍流撞击射流的定常和非定常流动进行了研究, 结果显示径向速度在下游增加到最大值, 然后减小; 在轴向方向上湍动能和应力增加, 在滞止点达到最大值。关于二维对流撞击射流的研究虽然对分析掺混机制具有一定的指导意义, 但真实的撞击流动中存在大量的三维流动结构, 且这些三维流动结构对流体间掺混性能有很大影响, 基于此后续的研究主要在 T 型掺混器流动方面展开。Soleymani 等^[7-8]利用数值方法研究 T 型掺混器内液相流动特征, 确定了识别不

同流动结构的判定数, 且根据确定判定数的临界参数能够区别涡流动向卷吸流动转换。Dreher 等^[9]采用数值和实验方法研究 T 型掺混器, 发现随雷诺数 (Re) 的增大, 通道内的流动结构主要分为严格层流流动、旋涡流动、卷吸流动、周期性涡脱落、准周期性涡脱落以及混沌流动。Thomas 等^[10]采用粒子图像测速 (PIV) 和激光诱导荧光 (LIF) 技术, 研究 T 型通道不同位置处的流动特征, 指出中等雷诺数 (约为 115) 时, 通道截面内会形成逆向旋转涡对; 进一步增大雷诺数, 在一侧射流会形成角涡, 随着该角涡向下游的移动, 在另一侧形成另一个涡, 流动呈非定常振荡。Stan 等^[11]采用 PIV 方法研究不受壁面限制的两个湍流状态下轴对称圆管撞击射流的基本特征, 揭示了雷诺数和几何对复杂流动结构的影响, 指出在撞击射流区域无回流现象产生, 且瞬时撞击射流区域的流动不是轴对称的、是不稳定的、具有高非定常性。Miller 等^[12]利用 PIV 研究具有梯形横断面的撞击射流的三维结构, 指出该流动的主要结构是射流汇合处的涡对、通道近壁面的回流, 并描绘了三维全流场的流线变化。Schwertfirm 等^[13]用 PIV 和直接数值模拟方法研究了轴对称湍流撞击射流, 发现射流通过彼此并撞击到相反壁面, 掺混器中的对称性会受到破坏, 且通道内会形成大的螺旋涡, 并向下游发展。

国内学者对对流掺混的流动结构也进行了研究。李伟锋等^[14-15]采用烟线法识别了轴对称平板撞击射流内的不同流动结构, 并指出其在轴向呈现了准周期性, 但在水平方向呈现不稳定性 and 出现偏转。随后他们还采用平面激光诱导荧光方法, 研究 Re 、几何参数和脉冲流动对 T 型掺混器内掺混特性的影响, 发现在层流流动向震荡流动结构转换时, Re 是增强掺混性能的主要因素, 由震荡和旋涡引起的连续褶皱和冲击平面的拉伸是 T 型掺混器内掺混的本质机理^[16]。张勃等^[17-18]采用热线风速仪对圆转矩形收敛喷管的射流流场与掺混特性进行了实验研究, 发现沿径向的雷诺

剪应力先增大后减小,湍流强度则逐渐减小;在轴向上,雷诺剪应力在近喷口区存在小幅波动,而后逐渐减小,湍流度则先略有增大而后变化逐渐减慢。施浙杭等^[19]采用平面激光诱导荧光(PLIF)方法,定性和定量研究进口 Re 对有限制的冲击射流反应器内的振荡行为和掺混性能,指出 $Re \leq 100$ 时,流动是分开的且掺混较差; $Re \geq 150$ 时,流动是振荡的且掺混较强;与进口 Re 相比,流体的黏性对掺混的影响更明显一些。

可以看出,虽然国内外学者已对撞击射流流动开展了诸多研究,但均是对对置射流的研究,尚未见到对圆周进气对流撞击射流方面的相关研究。因此,为了掌握圆周进气对流撞击流动中的旋涡结构的形成、演化机制及其对掺混损失的影响,以便更好地指导纯径向向心涡轮设计。本文基于某涡轮出口参数,采用大涡模拟(LES)方法对周向进气结构进行数值计算,并通过本征正交分解(POD)方法提取和重构了脉动速度场,得到了各阶模态下的流动结构,在此基础上详细分析了圆周进气的对流掺混流动中多种旋涡结构的形成、发展、演化以及对流撞击流动损失机理,这对发展对流掺混损失模型和改进纯径向向心涡轮设计方法具有指导意义。

1 数值方法及 POD 方法

1.1 数值方法

1.1.1 几何及网格划分

以某微型纯径向向心涡轮出口几何及其直角转弯段和尾喷管(不包含涡轮动叶)为研究对象,图 1(a)给出了计算域的简化几何结构,其中 L_e 为进口延长段,箭头所指截面为涡轮出口截面, L_2 为尾喷管,中间部分 L_1 为直角转弯段。具体几何参数为:延长段宽度 $L_e=1.65\text{ mm}$,计算域进口直径 $D_2=8\text{ mm}$,流道高度(叶片高度) $H=0.5\text{ mm}$,涡轮出口直径为 $D_1=4.72\text{ mm}$,转弯段轴向长度 $L_1=2\text{ mm}$,尾喷管轴向长度 $L_2=13\text{ mm}$,直径为 $D=4\text{ mm}$ 。

图 1(b)是整个计算域的网格示意图,整个计算域的网格节点数约为 521 万,图中还给出了流道及壁面局部放大图,且在流道内及近壁面进行了网格加密,以保证计算精度。同时,对 y 方向的网格进行了严格控制,使得整个流场的壁面法向第 1 层网格的 y^+ 均小于 0.7,且网格扩张比小于 1.05,以满足大涡模拟对网格的要求。

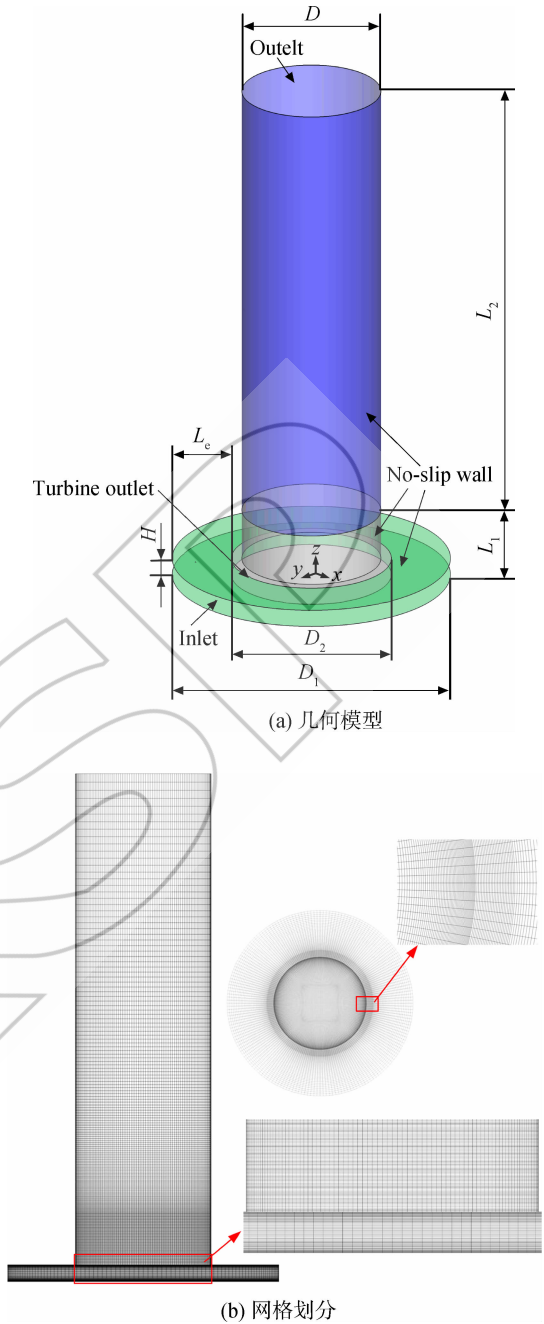


图 1 几何模型和网格划分
Fig. 1 Geometric model and grid partition

1.1.2 边界条件

计算域进口对应的是涡轮出口流动,入口边界条件为总压、总温,出口边界条件为静压,壁面为无滑移边界条件。工质为理想空气,由于在本文研究的温度压力范围内,黏度、导热系数和比定压热容变化不明显,因此均设定为定值:比定压热容设定为 $1\,166.7\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$,导热系数设定为 $0.073\,42\text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$,黏度设定为 $4.745\,3 \times 10^{-5}\text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ 。表 1 给出了某工况下的进出口边界条件。

表 1 进出口边界条件

Table 1 Boundary conditions of inlet and outlet

参数	数值
进口总温 T_0/K	1155
进口总压 p_0/Pa	106 070
出口静压 p/Pa	101 325
进口气流角 $\alpha/(\text{^\circ})$	90

1. 1. 3 数值模拟方法

本文采用 Fluent 软件进行数值模拟,采用大涡模拟方法求解可压缩的 Navier-Stokes 方程组,亚格子模型采用计算结果较好的 WALE(wall-adapting local eddy-viscosity)模型^[20-21],对流项为有界中心差分格式,黏性项为有界中心差分格式,空间离散为 3 阶 MUSCL(monotonic up-stream-centered scheme for conservation laws)格式,时间离散为显式 Runge-Kutta 方法。以定常计算结果作为初场,计算的时间步长由流动所需要分辨的最小时间尺度以及格式的稳定性(Courant-Friedrichs-Lewy,CFL 数,量符号记为 N_{CFL}) $N_{\text{CFL}}\leq 0.5$)决定,时间步长取为 $8\times 10^{-9}\text{ s}$ 。

1. 1. 4 数值方法验证

本文对许建良等^[22]的两喷嘴对置撞击射流的实验模型进行了数值模拟,实验中的工作介质为空气,来流速度约为 94 m/s ,与本文研究的流动速度范围比较接近。图 2 给出了对置撞击射流的中间轴线的时均速度分布的数值计算结果和实验测试结果,其中 $|u_{\text{time-average}}|$ 为轴向时均速度绝对

值。从图 2 可以看出,文中数值方法计算的中间轴线时均速度分布与文献中热线风速仪的测试结果吻合较好,验证了数值计算结果的有效性。

1. 2 POD 方法

POD 方法由 Lumley^[23] 引入到湍流流动中,该方法可以将实验或数值方法得到的数据表示成一组正交基函数,并基于能量贡献的大小提取流动中的不同尺度的组织结构。为减少计算量,Sirovich^[24] 提出了快照 POD 方法。该方法的基本思想是:计算求解域内的 M 个数据点的 N 个时间步对应的时均速度和脉动速度场

$$\bar{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_i \tag{1}$$

$$u'_i = u_i - \bar{u} \tag{2}$$

并将脉动速度场表示成如下矩阵 $\boldsymbol{U}$:

$$\boldsymbol{U} = \begin{bmatrix} u'^1 & u'^2 & \cdots & u'^{N-1} & u'^N \\ u'^1_M & u'^2_M & \cdots & u'^{N-1}_M & u'^N_M \\ v'^1_1 & v'^2_1 & \cdots & v'^{N-1}_1 & v'^N_1 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ v'^1_M & v'^2_M & \cdots & v'^{N-1}_M & v'^N_M \\ w'^1_1 & w'^2_1 & \cdots & w'^{N-1}_1 & w'^N_1 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ w'^1_M & w'^2_M & \cdots & w'^{N-1}_M & w'^N_M \end{bmatrix} \tag{3}$$

其中矩阵中的每一列代表某一时刻的 M 个点的脉动场数据,每一行代表空间某一点的 N 个时间步对应的脉动场数据。

计算空间两点的相关系数,并表示为相关系数矩阵

$$\boldsymbol{C} = \frac{1}{M} \boldsymbol{U}^T \boldsymbol{U} \tag{4}$$

计算相关系数矩阵的特征值 λ 及特征函数 $\boldsymbol{\phi}$ (即 POD 模态),并将特征值进行由大到小的排序

$$\boldsymbol{C}\boldsymbol{\phi} = \lambda\boldsymbol{\phi} \tag{5}$$

其中 $\lambda^1 > \lambda^2 > \cdots > \lambda^{N-1} > \lambda^N$ 。

然后求解各阶模态对应的模态系数

$$a^N = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\phi}^N \tag{6}$$

至此,可利用 POD 模态 $\boldsymbol{\phi}^N$ 对各位置的脉动速度场进行重构

$$u'_i(t) = a\boldsymbol{\phi}^T \tag{7}$$

最后将重构的脉动速度场与时均速度场进行叠加,可重构获得各位置的流场数据

$$u_i(t) = u'_i(t) + \bar{u} \tag{8}$$

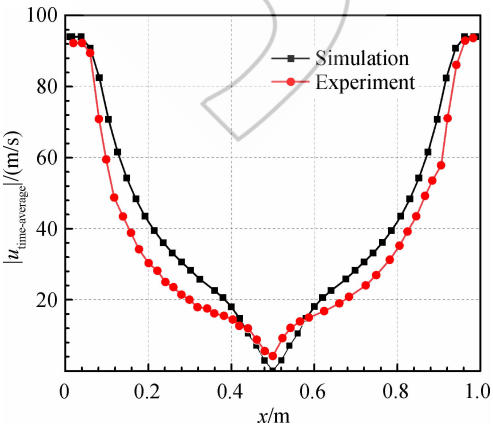


图 2 轴向时均速度分布的数值模拟值和实验值对比

Fig. 2 Comparison of the distribution of the axial time-average velocity of simulation value and experimental value

2 结果分析

2.1 时均流场

2.1.1 水平截面

图 3 给出了水平截面($x=0\text{ mm}$)的时均速度场,图中 V 表示速度。从图中可以看出,水平截面的流动近似为轴对称的;气流沿径向向中间汇集,并在圆形流道内发生对流撞击,圆管内流动由径向逐渐转变为轴向,并在左侧近壁面中心附近形成滞止区;另外,受直角几何结构的影响,气流经过直角转弯时,会形成一个角涡,随流动向下游发展在壁面形成低速回流区;受中心滞止区和近壁面低速区的约束,流动为保持连续性,在管道内部形成高速区域,其约位于管径的 $25\% D \sim 40\% D$ 和 $60\% D \sim 75\% D$ 位置处,呈环形。

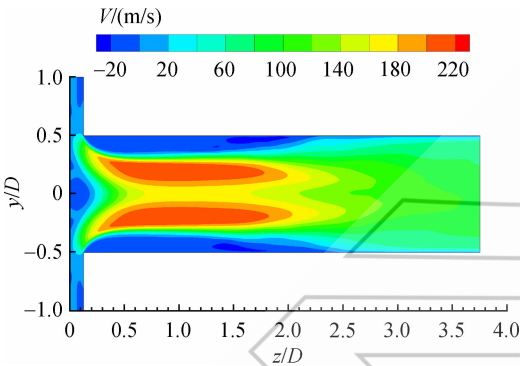


图 3 水平截面时均速度场

Fig. 3 Time-average velocity field at horizontal section

图 4 给出了用 Q 法则识别的 $x=0$ 平面的旋涡结构。 Q 的定义为^[25]

$$Q = (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2 \tag{9}$$

其中 $\Omega_{ij} = (u_{ij} - u_{ji})/2$ 和 $S_{ij} = (u_{ij} + u_{ji})/2$ 分别为自旋张量 Ω 和应变张量 S 的分量。从图中可看出,在气流向圆管内流动时,受右侧壁面直角台阶的影响,会在转角附近形成角涡,但从整个流场来说,实际上是在通道内形成了一个较大的涡环结构。另外,气流在通道内发生撞击后,会在左侧底部形成一组旋涡对,从三维角度来说,是在左侧底部形成一个尺寸相对较小的涡环结构。为了更清楚的看清旋涡的旋转方向,将图 4 中对应的方框内的局部流动进行了放大,即图 5 给出的局部放大矢量图。从图 5 中可以看出,上侧近壁面的角涡以逆时针方向旋转,而下侧近壁面的角涡以顺时针旋转;在滞止区附近的逆向旋转涡对的旋转方向则与相应一侧的角涡的旋转方向相反,滞

止区上侧的旋涡顺时针旋转,而滞止区下侧的旋涡逆时针旋转。

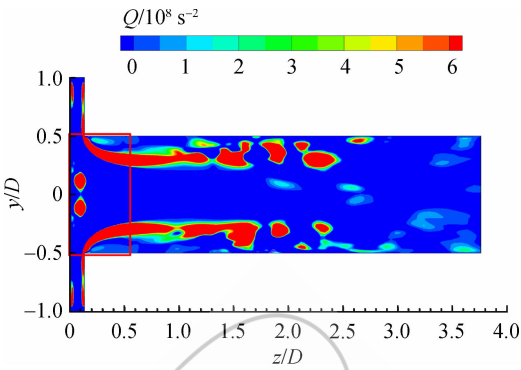


图 4 水平截面的旋涡结构

Fig. 4 Vortex structure at horizontal section

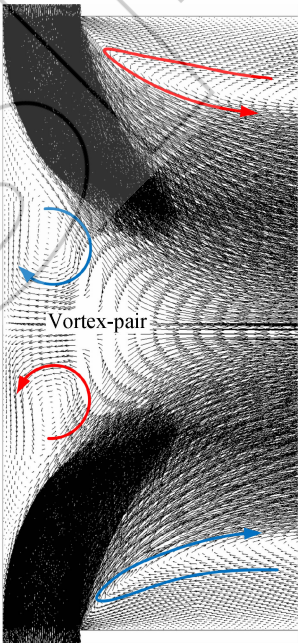


图 5 局部速度矢量图

Fig. 5 Diagram of local velocity vector

图 6 给出了水平截面的熵产率分布云图。熵产率(S_{pro})对时间的积分得到熵产,可用于评估损失大小,在不考虑换热情况下,其定义为^[26]

$$S_{pro} = \frac{\mu}{T} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \right] \tag{10}$$

式中 μ 和 T 分别为动力黏度和当地温度。对比图 3 和图 6 可看出,水平截面内的高熵产区域位于进口左右两侧壁面、左侧滞止区边缘和近壁面低速回流区边缘,且近似对称分布,这是因为在这些区域高速流体与低速流体间存在强的剪切作用,损失主要由高低速流体间强剪切作用引起的。

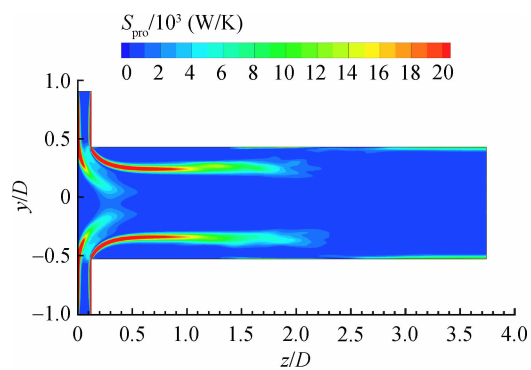


图 6 水平截面熵产率分布

Fig. 6 Distribution of entropy production rate at horizontal section

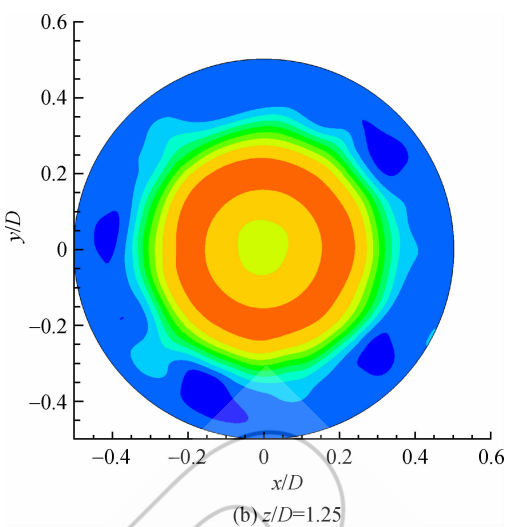


图 7 不同横截面的时均速度

Fig. 7 Time-average velocity of different cross sections

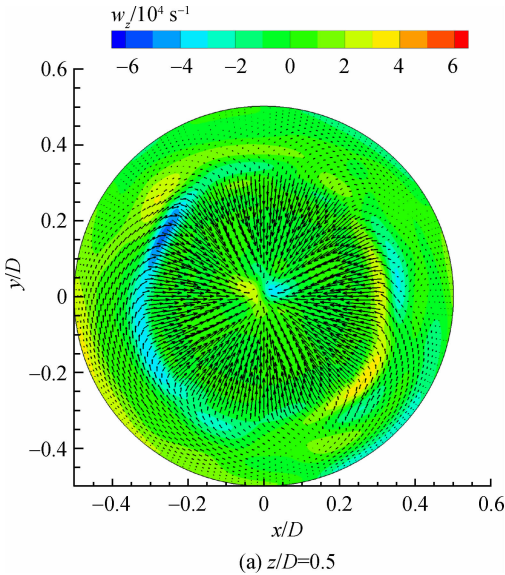
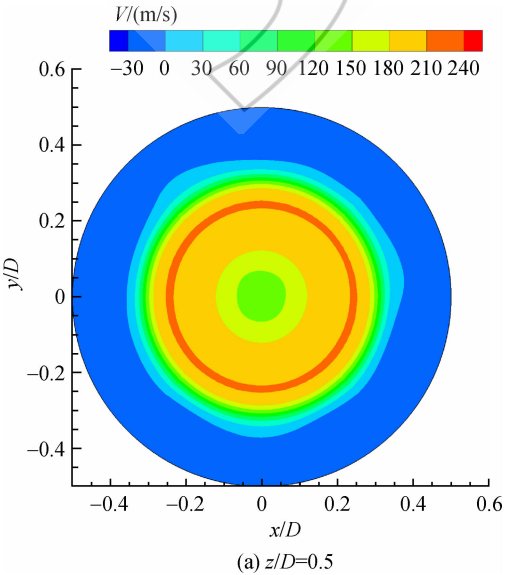
2.1.2 横截面

图 7 给出了轴向位置分别为 $z/D=0.5$ 和 $z/D=1.25$ 的横截面的时均速度场。从图中可以看出,受直角转角处形成的角涡和壁面边界层的影响,在近壁面区域会形成一个环形低速区;同时,由于流体均沿径向向中间汇聚,并发生碰撞,致使流体沿径向的速度逐渐减小,同时流动向轴向发生偏转;受近壁面角涡形成的低速区和撞击中心附近滞止区的影响,流道内的有效流通面积会减小,故在流道中心和壁面之间会形成一个环形高速区,如图 7(a) 所示;随着流动沿轴向向下游的发展,中间高速流体与两侧的低速流体进行动量、能量交换,促使两侧低速流动加速,而其自身流动减速,峰值减小,且会在近壁面附近形成 4 个低速区域,如图 7(b) 所示。

图 8 给出了不同轴向位置处横截面的涡量和速度矢量分布。涡量(w_z)的定义为

$$w_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{11}$$

式中 u 和 v 分别为 x 轴和 y 轴方向速度分量。如图 8(a) 所示,在 $z/D=0.5$ 位置处,涡量值较小,且旋涡结构较少,这是因为通道内气流刚偏向轴向,旋涡结构为大尺度的涡环结构,流动组织相对简单;随着流动向下游的发展,上游涡环会沿径向发生拉伸膨胀,并与近壁面的旋涡结构相互作用,致使涡环各截面的迁移速度不同,增强了涡环结构的不稳定性,使得涡环在空间上发生扭曲,最终会导致内侧涡环断裂,形成复杂流动组织结构,在近壁面和通道内侧均出现多对逆向旋涡结构,与图 7(b) 速度分布类似,近壁面会形成 4 个尺度相对较大的旋涡结构,如图 8(b) 所示,其中白色圈内为近壁面大尺度旋涡。同时,从涡量的分布可以看出,随着流动向下游的发展,下游的涡量值明显要大于上游的涡量值,这说明下游的旋涡强度



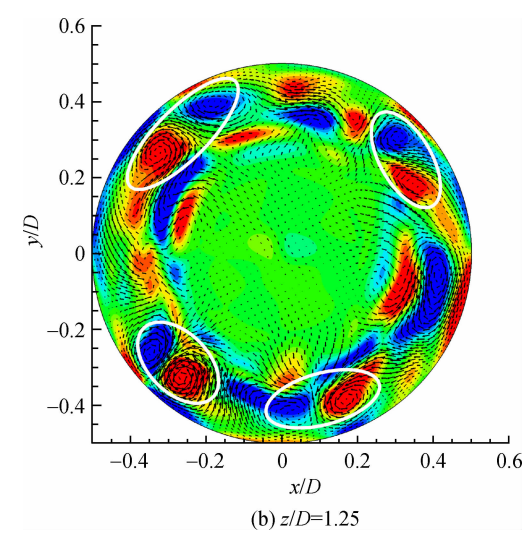


图 8 不同横截面涡量及速度矢量分布
Fig. 8 Distribution of vorticity and velocity vector in different cross sections

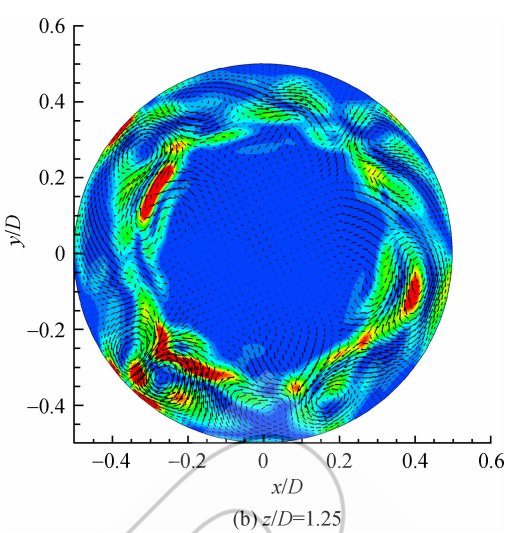


图 9 不同横截面熵产率及速度矢量分布
Fig. 9 Distribution of entropy production rate and velocity vector in different cross sections

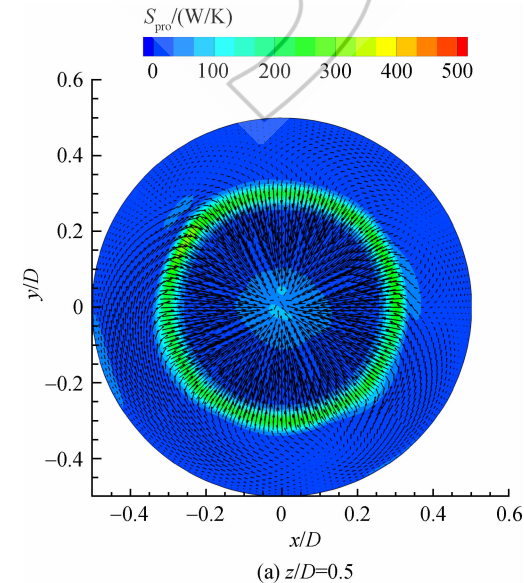
更强,相邻旋涡间的卷吸作用增强,加剧了流体间的动量和能量交换,增强了掺混。

图 9 给出了不同轴向位置横截面的熵产率分布云图和速度矢量图。从图中可看出,在 $z/D=0.5$ 截面,通道内形成一个环形的高熵产区域,这是因为上游流体沿径向流动而发生碰撞,气流向轴向发生偏转,同时在左侧近壁面形成滞止区和在圆管近壁面形成环形低速区,这使得通道内的高低速流体间会存在较大的速度梯度,特别是径向速度梯度,这便带来较强的剪切作用,形成环形高熵产区域,损失主要由高低速流体间强剪切引起的,如图 9(a) 所示;随着流动向下游的发展,流体间不断进行能量、动量输运,在 $z/D=1.25$ 截面,高低速流体间剪切作用变得较微弱,通道内部

的熵产值较低,但近壁面多个旋涡结构与内侧旋涡结构发生作用,在内外侧旋涡结构相互作用时,两者间存在较强的卷吸作用,形成多个高熵产区域,且熵产峰值要明显高于上游,流动损失增加,且损失主要由内外侧旋涡间相互作用引起的,如图 9(b) 所示。

2.2 三维流动结构

为识别撞击掺混后通道内的三维旋涡结构及演变过程,图 10 给出了不同时刻的大尺度旋涡结构,图中旋涡结构采用的 Q 法则识别,并以压力着色。从图中可以看出,在不同时刻,均存在多种涡环、涡辫、发卡涡、螺旋涡等旋涡结构。在 $t=T_0$ 时刻,由上游直角转弯的形成的角涡向下游发展,形成涡环结构 A,如图 10(a);且随着时间的推移,涡环结构 A 逐渐向下游移动,受剪切作用的影响逐渐开始拉伸、膨胀,并开始从上游结构中脱落,且涡环结构已开始破裂,但仍基本保持涡环结构,如图 10(b)~图 10(c) 所示;在 $t=T_0+3T/6$ 时刻,涡环结构 A 继续脱落,且涡环右侧开始与下游的发卡涡和流向涡发生作用,如图 10(d) 所示;在 $t=T_0+4T/6$ 时刻,涡环结构 A 已基本从上游旋涡结构中脱落,在流向方向,涡环右侧与下游发卡涡、涡辫等旋涡间的相互作用加剧,在周向方向,涡环与近壁面的流向涡开始作用,且其自身开始发生扭曲变形,如图 10(e) 所示;在 $t=T_0+5T/6$ 时刻,涡环 A 开始破裂为半涡环,进而会在下游破裂为更为复杂的涡辫或发卡涡结构,加剧通道内旋涡间的卷吸作用,增强掺混,同时,



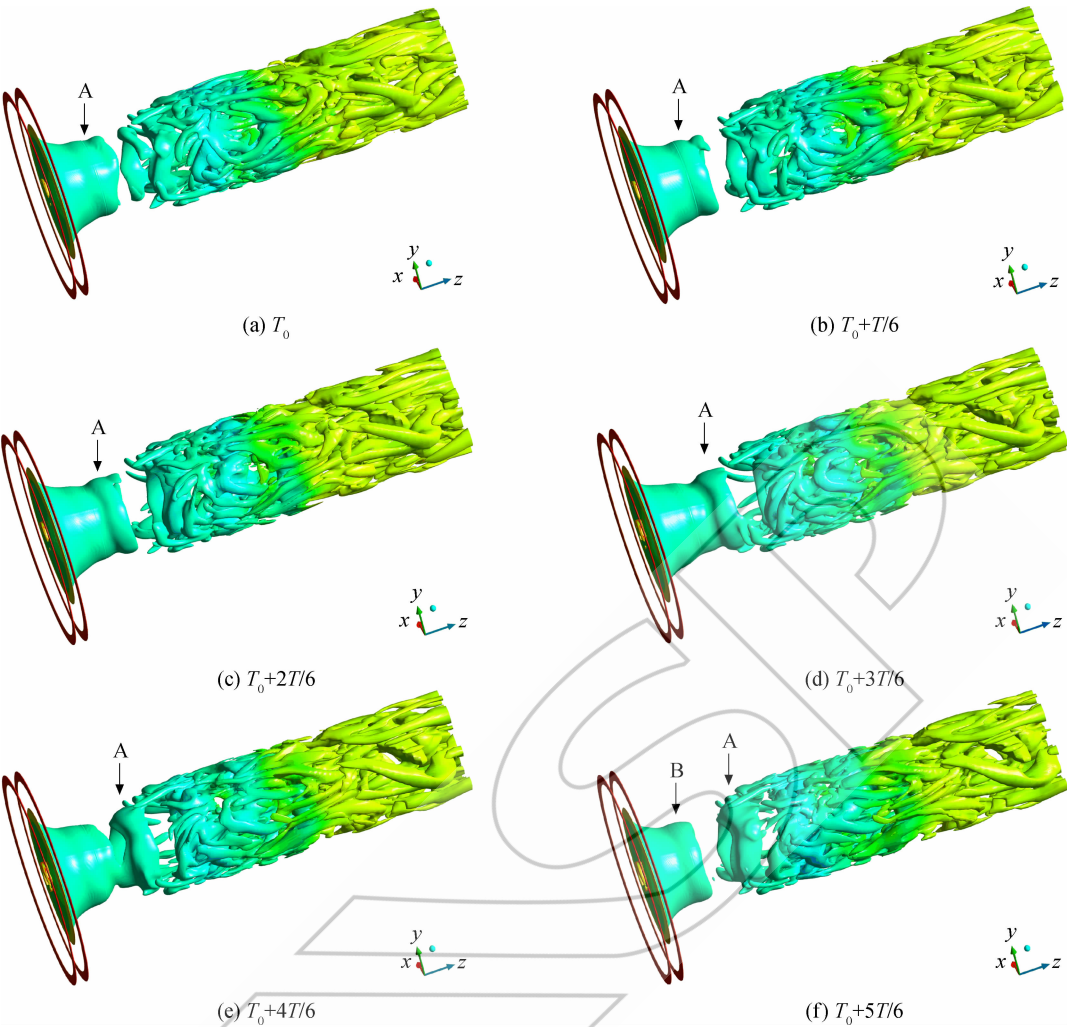


图 10 三维旋涡结构(Q 法则)

Fig. 10 Three-dimensional vortex structure (Q criterion)

在上游又形成了新的涡环结构 B,重复上述演化过程。

2.3 POD 结果分析

2.3.1 水平截面

对计算域水平截面($x=0\text{ mm}$)进行 POD 分解,图 11 给出了相应的单阶 POD 模态及其累积能量权重,其中 λ_k 为第 k 阶模态所占能量权重。从图中可以看出,前两阶模态所占的权重较大,占比分别为 15.1%和 13.2%;随着 POD 模态阶数的增加,单个模态所占的权重迅速减小;当单阶模态 k 大于 30 时,各阶模态所占的能量权重非常小,且前 30 阶模态所占的能量权重约 99%,这说明前 30 阶模态能够充分描述流场组织结构,重构的流场能很好地反映实际流动特征。

图 12 给出了不同阶模态下的水平截面的速度矢量分布情况。从图 12(a)可以看出,第 1 阶模态在 $z/D=1$ 位置处,上、下壁面附近存在近似

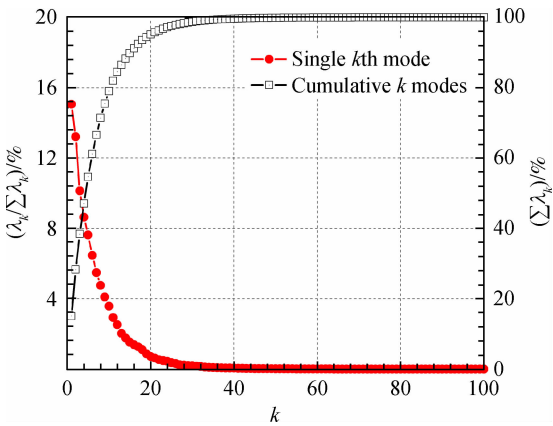


图 11 单阶 POD 模态及其累积能量权重

Fig. 11 Single POD mode and its cumulative energy weight

对称的逆向旋转的旋涡结构,这是上游转角涡向下游发展形成的大尺度涡环结构,随流动向下游发展,涡环结构发生膨胀和破裂,在 $z/D=1.25$ 位置处,涡环膨胀并开始扭曲,在 $z/D=1.5$ 位置

附近,涡环结构破裂为涡辫或发卡涡结构;图 12(b)中第 2 阶模态所占能量权重与第 1 阶相当,且流场内的流动结构也存在相似性但位置不同,其在 $z/D=1.1$ 位置处有涡环结构,但旋涡的方向与第 1 阶模态相反,说明这两阶模态存在相位上的差异,在 $z/D=1.9$ 位置处,存在一组对称涡对,这是上游破裂的大尺度旋涡结构与内侧涡环间卷吸作用形成的较大尺度的涡辫结构,在 $z/D>2$ 区域,对称涡对破裂为更复杂的涡辫、发卡涡或螺旋涡结构;图 12(c)中的第 3 阶模态在 $z/D=1.1$ 位置处的旋涡结构与第 2 阶模态的旋涡结构相似,但在 $z/D=1.4$ 和 $z/D=1.9$ 位置处存在单侧旋涡,这说明该模态与流动中的螺旋涡结构有关;图 12(d)显示了第 4 阶模态所包含的流动结构,在 $z/D=2$ 和 $z/D=2.5$ 位置处的下壁面附近分别存在有一个旋涡结构,这些流动结构与通道内部涡环和近壁面较大尺度流向涡结构相互诱导形成的旋涡结构相关。图 12(e)显示了第 10 阶模态所包含的流动结构,主要在 $z/D=2.5$

位置处的上壁面附近存在一些流动结构,这些结构代表的模态与第 4 阶模态所代表的流动结构类似。图 12(f)给出了第 30 阶模态的矢量图,该模态所占的能量权重很小,约为 0.18%,且该模态下并未发现明显的流动结构,其主要代表小尺度涡旋结构。因此,提取前 30 阶模态对原流场进行重构就可以充分提取某时刻的流动细节,图 13 给出了某时刻原流场和前 30 阶模态重构之后的流场对比。从对比结果看,重构后的流场能够完全描述相应流场的流动细节特征。

2.3.2 横截面

对轴向位置为 $z/D=0.5$ 和 $z/D=1.25$ 的横截面的速度场进行 POD 分解,图 14 给出了两个不同轴向位置的 POD 分解的单阶模态及其累积能量权重。从图中可以看出,对于 $z/D=0.5$ 截面来说,其第 1 阶模态的权重最大,占比 60.9%,第 2 阶模态占比约为 18.1%;随着 POD 模态阶数的增加,单阶模态所占的权重迅速减小;当单阶

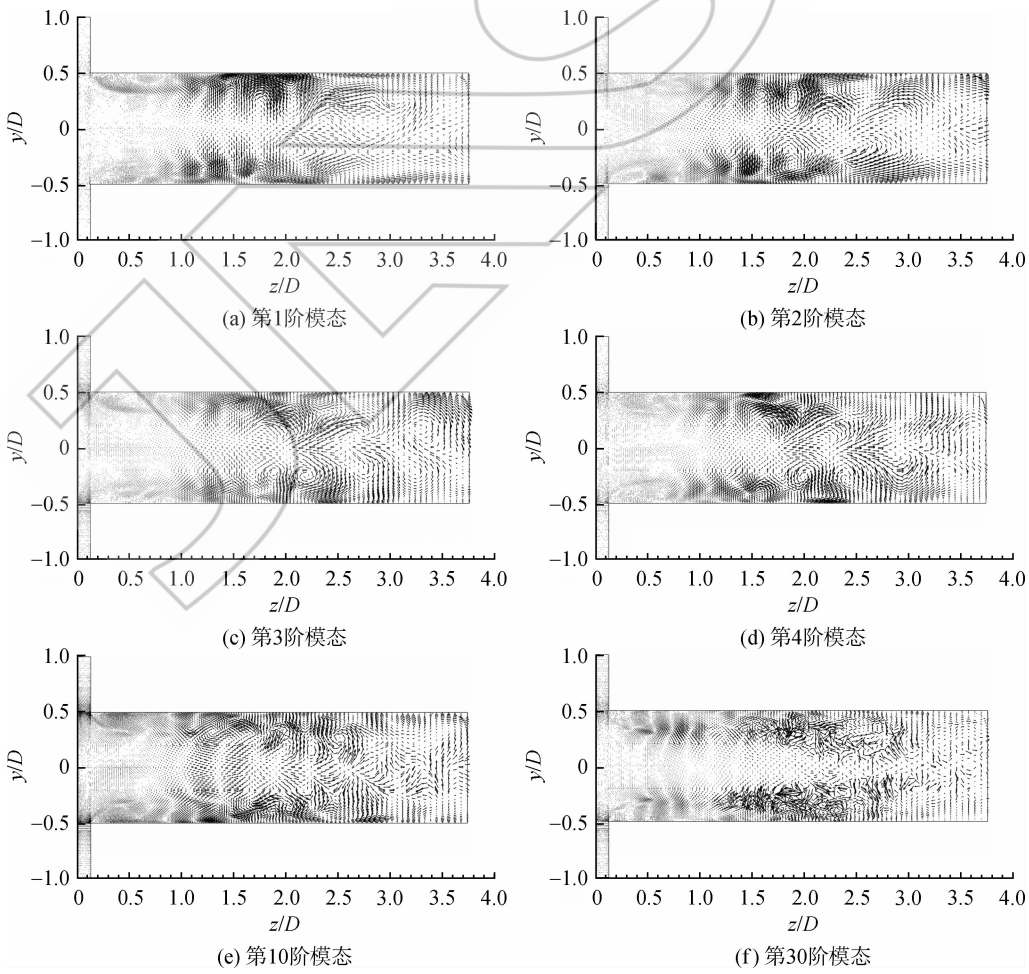


图 12 水平截面不同阶模态下矢量分布对比

Fig. 12 Comparison of vector distribution in different modes in horizontal section

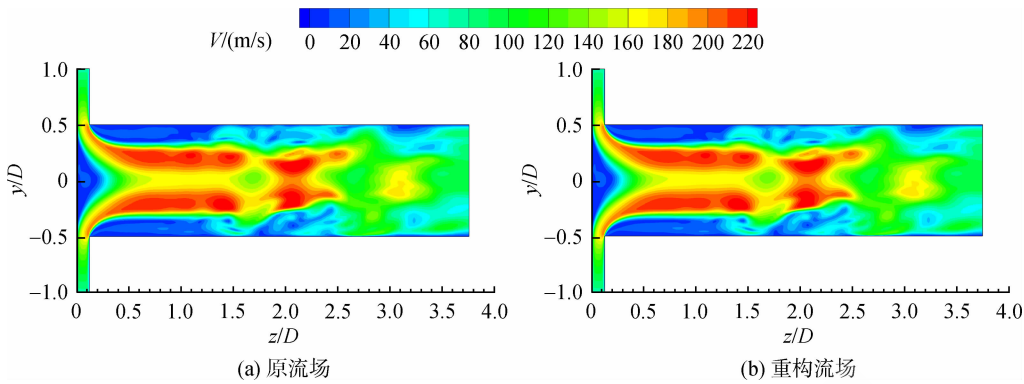


图 13 水平面截面流场重构前后对比

Fig. 13 Comparison of original flow field and reconstructed flow field in horizontal section

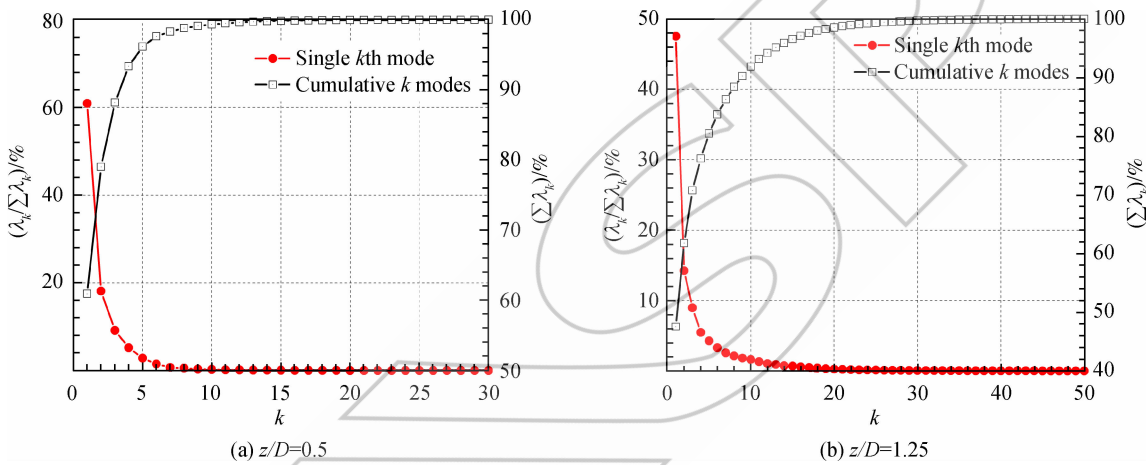


图 14 不同横截面单阶模态及其累积能量权重

Fig. 14 Single POD mode and its cumulative energy weight in different cross sections

模态 k 大于 9 时,各阶模态所占的能量权重非常小,且前 9 阶模态所占的能量权重大于 99.1%,这说明前 9 阶模态能够充分描述流场组织结构,重构的流场能很好的反映实际流动特征。对 $z/D=1.25$ 截面来说,其也是第 1 阶模态的权重最大,占比 47.5%,第 2 阶模态占比约为 14.2%;随着 POD 模态阶数的增加,单阶模态所占的权重迅速减小;当单阶模态 k 大于 23 时,各阶模态所占的能量权重非常小,且前 23 阶模态所占的能量权重大于 99%,这说明前 23 阶模态能够充分描述流场组织结构,重构的流场能很好地反映实际流动特征。

图 15 给出了不同阶模态下 $z/D=0.5$ 截面的速度矢量分布情况。由图 15(a)可以看出,第 1 阶模态中流动结构比较简单,代表高低速流体间剪切作用产生的剪切层而发展形成涡环结构;图 15(b)和图 15(c)分别提取的是第 2 阶和第 3 阶模态的结果,两者具有相似的流动组织,且两者的

矢量方向是相反的,这两种模态代表的流动结构与内部涡环结构从上游的脱落有关;图 15(d)和图 15(e)分别显示的是第 4 阶和第 5 阶模态的矢量分布,且两者具有类似的流动结构,所代表的流动为内部径向流动;图 15(f)给出了第 10 阶模态的矢量图,该模态所占的能量权重很小,约为 0.2%,且该模态下并未发现明显的流动结构。因此,提取前 10 阶模态对原流场进行重构就可以充分提取某时刻的流场细节。图 16 和图 17 分别给出了图 10(b)时刻对应的原流场、前 1 阶和前 10 阶模态重构之后的速度场和涡量场的分布。从前 1 阶模态的重构流场可看出,第 1 阶模态包含了主要流动结构,涡量场能够反映大的涡环结构;前 10 阶重构流场足以描绘流场的流动特征。

图 18 给出了不同阶模态下 $z/D=1.25$ 截面的速度矢量分布情况。由图 18(a)显示了该位置处第 1 阶模态下主要流动为径向流动,主要是上游流动方向由径向逐渐转为轴向,径向速度梯度

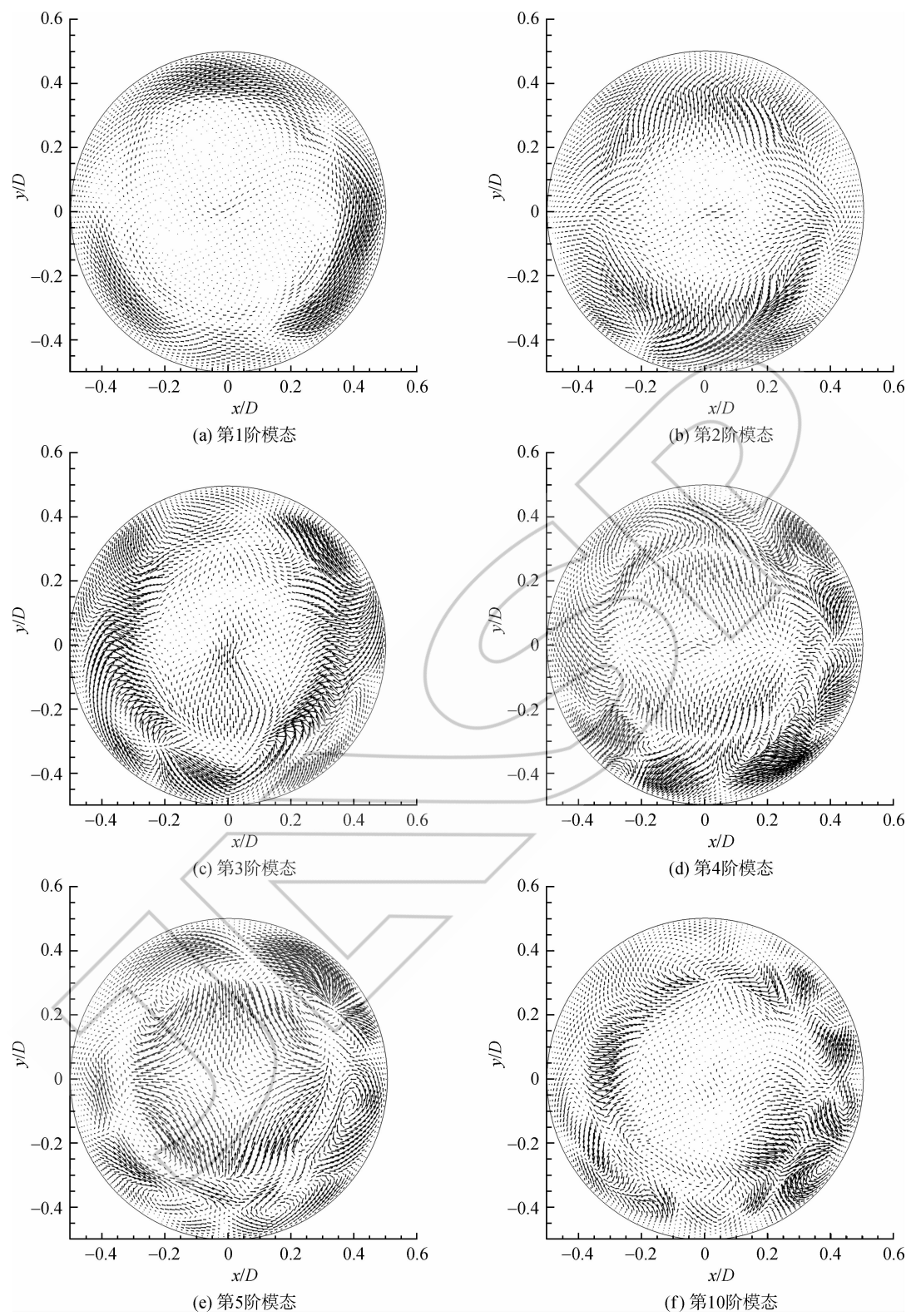


图 15 $z/D=0.5$ 截面的不同阶模态下矢量分布对比

Fig. 15 Comparison of vector distribution in different modes in section $z/D=0.5$

变化较大,径向掺混剧烈;图 18(b)显示了第 2 阶模态中沿周向存在多对逆向旋转的旋涡结构,这些结构代表上游涡环受周向不稳定性的影响,而破裂形成的较大尺度的涡瓣或发卡涡结构;图 18(c)~图 18(d)显示的第 3~4 阶模态具有相似

的流动结构,在内侧沿周向存在多对逆向旋转的旋涡结构和壁面附近存在多个旋涡,这些结构代表涡环破裂形成的较小尺度涡瓣或发卡涡结构及壁面附近的流向涡结构,而且通道中心区域仍存在较明显的径向流动,说明在这两种模态下,径向

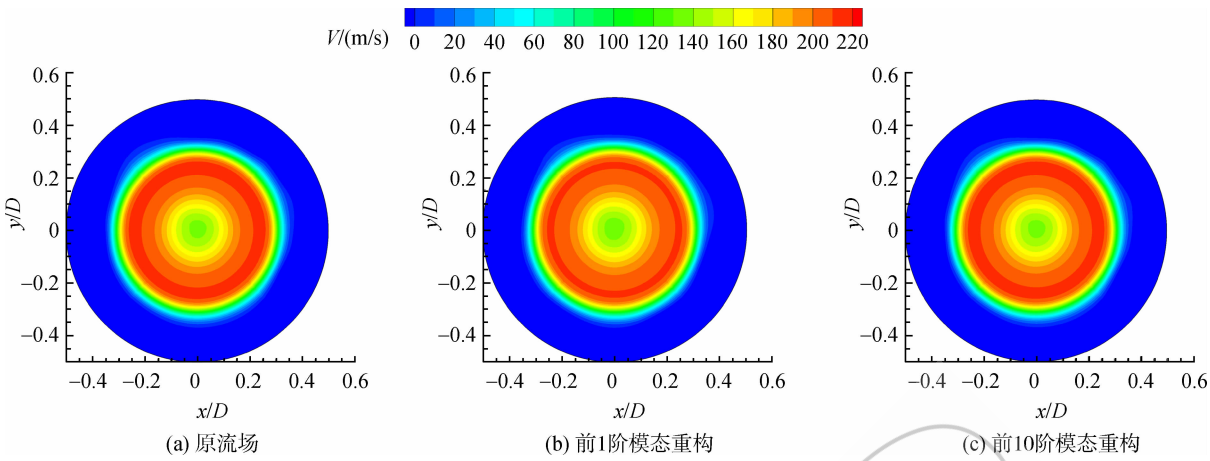


图 16 $z/D=0.5$ 截面速度场重构前后对比

Fig. 16 Comparison of original and reconstructed velocity field at section $z/D=0.5$

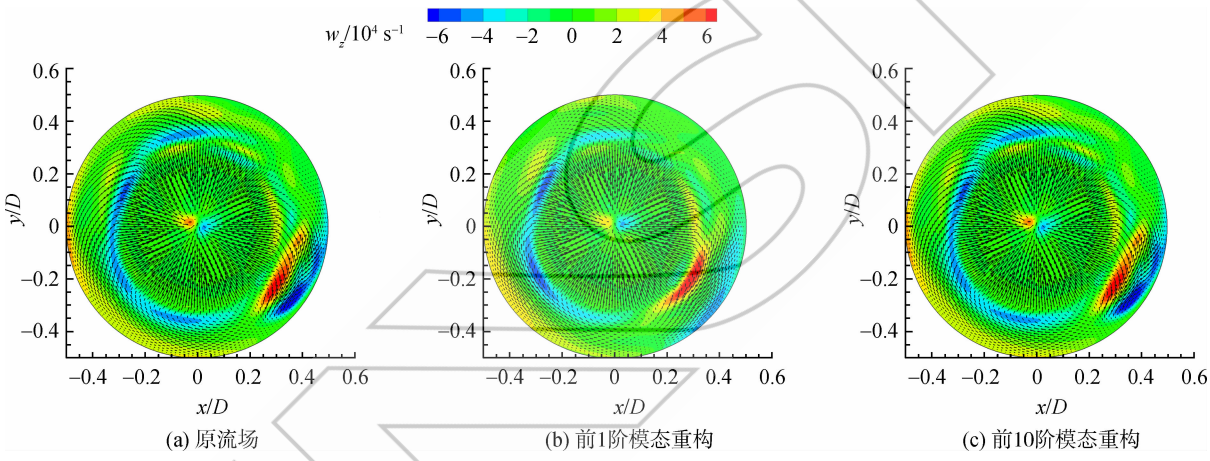
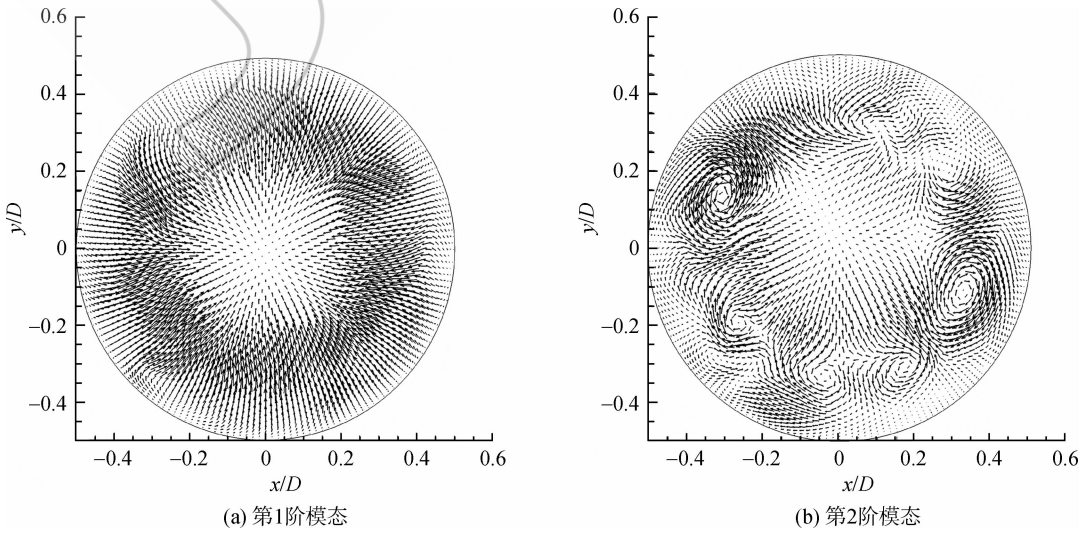


图 17 $z/D=0.5$ 截面涡量场重构前后对比

Fig. 17 Comparison of original and reconstructed vorticity field at section $z/D=0.5$



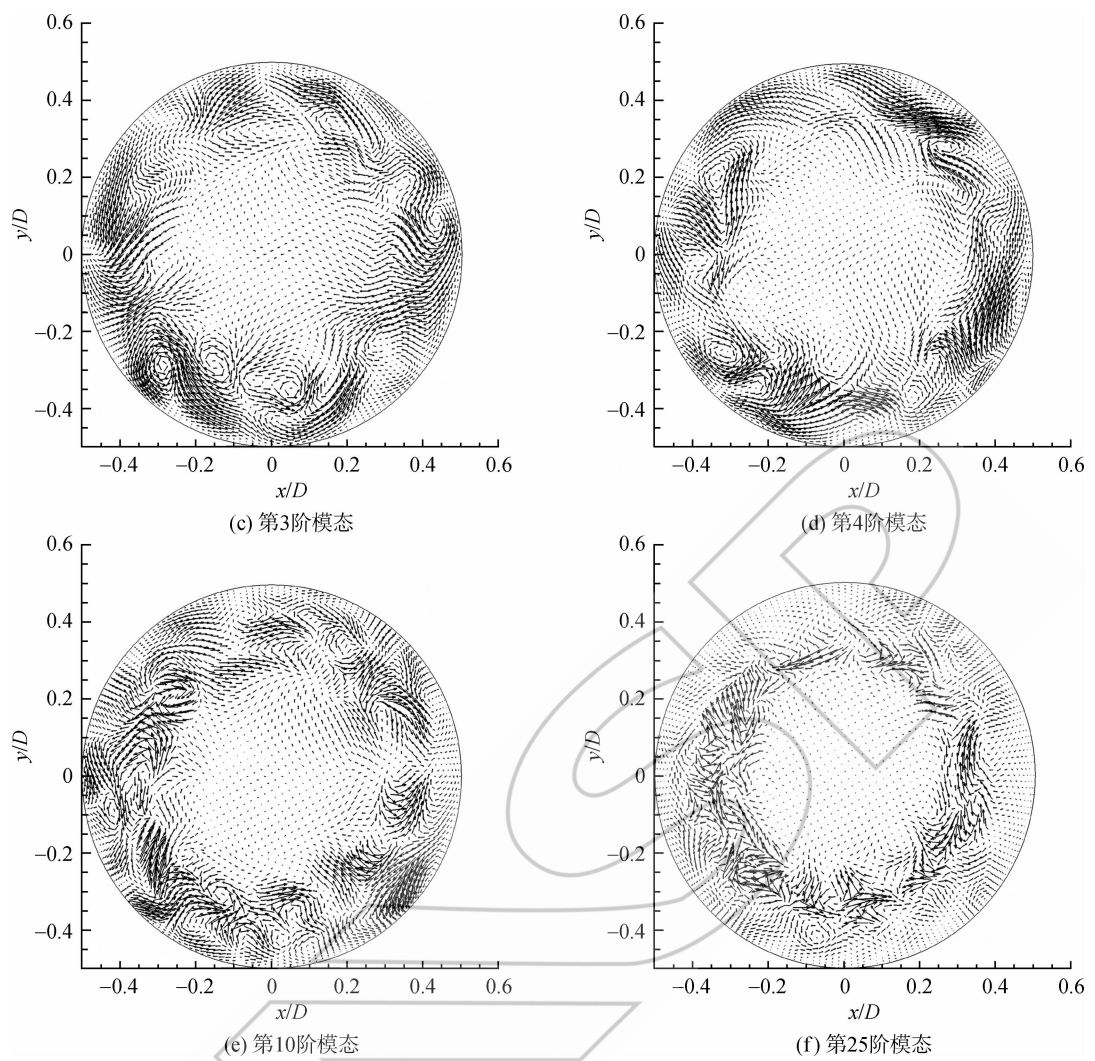


图 18 $z/D=1.25$ 截面的不同阶模态下矢量分布对比

Fig. 18 Comparison of vector distribution in different modes at section $z/D=1.25$

掺混仍具有一定的影响;图 18(e)提取的是第 10 阶模态下的速度矢量分布,该模态所占的能量权重约为 1.6%,代表的流动结构为近壁面的小尺度旋涡;而图 18(f)给出的是第 25 阶模态的矢量

图,该模态所占的能量权重很小约为 0.11%,未发现明显的流动结构。故提取前 25 阶模态对原流场进行重构就可以充分提取某时刻的流动细节,图 19 和图 20 分别给了图 10(b)时刻对应的

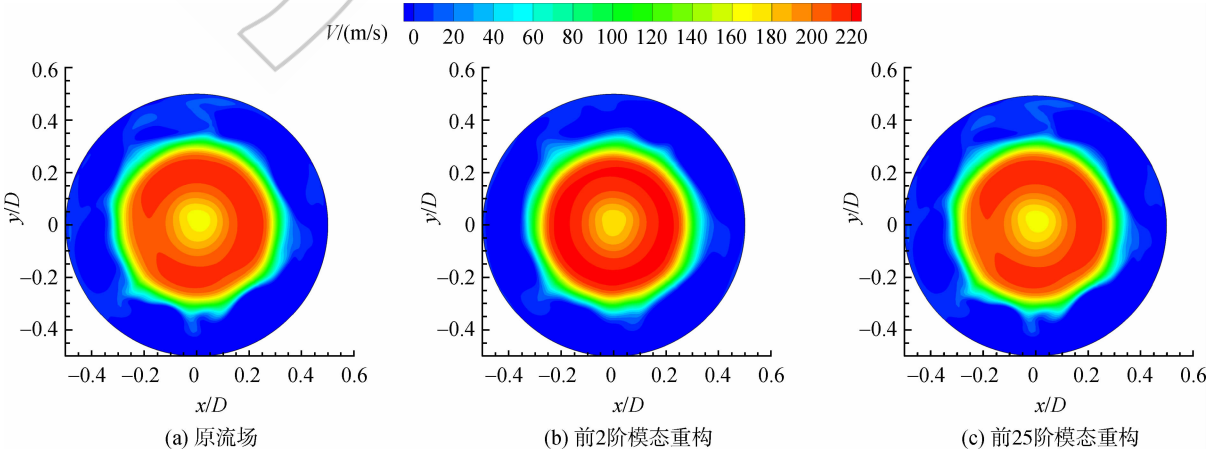


图 19 $z/D=1.25$ 截面速度场重构前后对比

Fig. 19 Comparison of original and reconstructed velocity field at section $z/D=1.25$

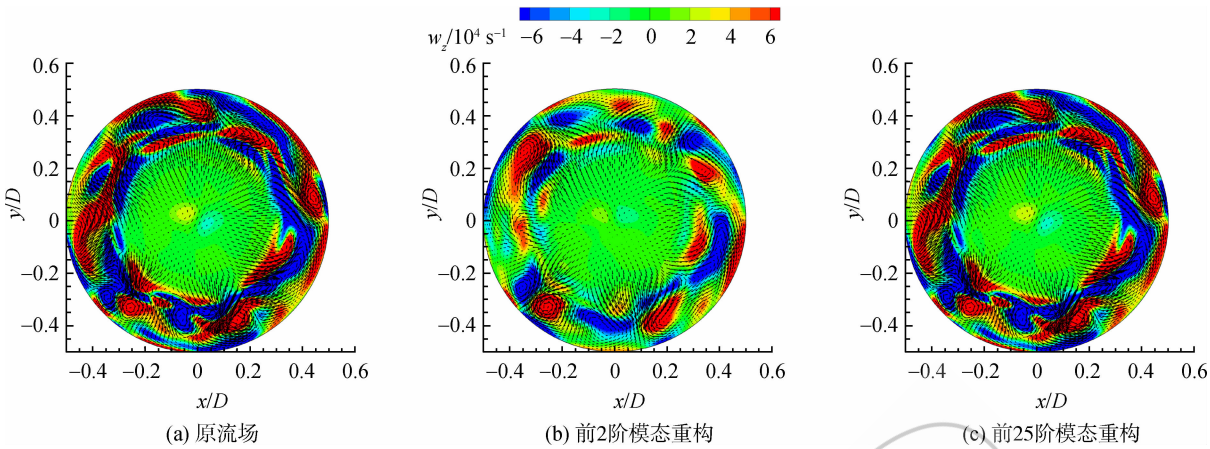


图 20 $z/D=1.25$ 截面涡量场重构前后对比

Fig. 20 Comparison of original and reconstructed vorticity field at section $z/D=1.25$

原流场、前 2 阶和前 10 阶模态重构速度场和涡量场。从前 2 阶重构结果看,重构速度场和涡量场包含了流场中的主要流动结构,前 2 阶模态能够清晰反映涡环破裂形成的发卡涡和壁面附近的流向涡,能提取主要流动结构,如图 20(b);前 25 阶重构流场能完全描述流场的流动细节特征。

3 结 论

本文采用 LES 方法对圆周进气的对流掺混流动进行了数值模拟,并采用 POD 方法对流场内的流动结构进行了分解和重构,描述了通道内部的流动结构,得到以下结论:

- 1) 圆周进气时中间截面上的流动是对称的,在底部存在滞止区和一对逆向旋转的涡对,在两侧的近壁面附近分别存在一个较大的回流区;该截面流动损失主要由高低速流体剪切作用引起的。
- 2) 随着流动向下游的发展,横向截面的流动结构变得更为复杂,在 $z/D=0.5$ 截面,存在一个较大的涡环结构,损失主要由高低速流体间强剪切引起的;在 $z/D=1.25$ 截面,上游涡环结构发生破裂,形成多对逆旋涡结构,增强了流体间动量和能量的交换,加剧掺混过程,流动损失主要由旋涡间相互作用引起的。
- 3) POD 分解的第 1 阶模态为主要模态,横截面 $z/D=0.5$ 的第 1 阶模态能量占比为 60.9%,与形成的涡环结构有关;横截面 $z/D=1.25$ 的第 1 阶模态能量占比为 47.5%,与涡环破裂形成的涡瓣结构和流向涡相关。
- 4) 通道内三维涡旋结构呈准周期性变化,在循环周期内,上游形成的涡环结构受剪切力的作

用,在下游发生破裂,形成更为复杂的涡瓣或发卡涡结构,同时在上游形成新的涡环结构。

参考文献:

- [1] HOSSEINALIPOUR S M, MUJUMDAR A S. Flow and thermal characteristics of steady two-dimensional confined laminar opposing jets; Part 1 equal jets[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 1997, 24(1): 27-38.
- [2] HOSSEINALIPOUR S M, MUJUMDAR A S. Flow and thermal characteristics of steady two-dimensional confined laminar opposing jets; Part 2 unequal jets[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 1997, 24(1): 39-50.
- [3] WANG S J, DEVAHASTIN S, MUJUMDAR A S. Effect of temperature difference on flow and mixing characteristics of laminar confined opposing jets[J]. Applied Thermal Engineering, 2006, 26(5/6): 519-529.
- [4] ENGLER M, KOCKMANN N, KIEFER T, et al. Numerical and experimental investigations on liquid mixing in static micromixers [J]. Chemical Engineering Journal, 2004, 101(1/2/3): 315-322.
- [5] DREHER S, KOCKMANN N, WOIAS P. Characterization of laminar transient flow regimes and mixing in T-shaped micromixers[J]. Heat Transfer Engineering, 2009, 30(1/2): 91-100.
- [6] ABDEL-FATTAH A. Numerical simulation of isothermal flow in axisymmetric turbulent opposed jets[J]. Aerospace Science and Technology, 2011, 15(4): 283-292.
- [7] SOLEYMANI A, YOUSEFI H, TURUNEN I. Dimensionless number for identification of flow patterns inside a T-micromixer[J]. Chemical Engineering Science, 2008, 63(21): 5291-5297.
- [8] SOLEYMANI A, KOLEHMAINEN E, TURUNEN I. Numerical and experimental investigations of liquid mixing in T-type micromixers [J]. Chemical Engineering Journal, 2008, 135(Suppl. 1): 219-228.

- [9] DREHER S, ENGLER M, KOCKMANN N, et al. Theoretical and experimental investigations of convective micromixers and microreactors for chemical reactions[M]//BOCKHORN H, MEWES D, PEUKERT W, et al. Micro and macro mixing. Berlin: Springer, 2010: 325-346.
- [10] THOMAS S, AMEEL T A. An experimental investigation of moderate Reynolds number flow in a T-channel[J]. Experiments in Fluids, 2010, 49(6): 1231-1245.
- [11] STAN G, JOHNSON D A. Experimental and numerical analysis of turbulent opposed impinging jets[J]. AIAA Journal, 2015, 39(10): 1901-1908.
- [12] MILLER V A, GAMBA M. Flow field and turbulence characterization of a counter impinging jet reactor using particle image velocimetry[J]. Journal of Fluids Engineering, 2013, 135(9): 091203. 1-091203. 10.
- [13] SCHWERTFIRM F, GRADL J, SCHWARZER H C, et al. The low Reynolds number turbulent flow and mixing in a confined impinging jet reactor[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, 28(6): 1429-1442.
- [14] 李伟锋, 孙志刚, 刘海峰, 等. 两喷嘴对置撞击流驻点偏移规律[J]. 化工学报, 2008, 59(1): 46-52.
LI Weifeng, SUN Zhigang, LIU Haifeng, et al. Stagnation point offset of two opposed jets[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2008, 59(1): 46-52. (in Chinese)
- [15] LI W F, YAO T L, LIU H F, et al. Experimental investigation of flow regimes of axisymmetric and planar opposed jets[J]. AIChE Journal, 2011, 57(6): 1434-1445.
- [16] LI W F, WEI Y, TU G Y, et al. Experimental study about mixing characteristic and enhancement of T-jet reactor[J]. Chemical Engineering Science, 2016, 144: 116-125.
- [17] 张勃, 吉洪湖, 黄伟, 等. 圆转矩形喷管射流掺混特性试验[J]. 航空动力学报, 2009, 24(11): 2476-2482.
ZHANG Bo, JI Honghu, HUANG Wei. Experimental investigation of mixing characteristics of jet from circle-rectangular transition nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(11): 2476-2482. (in Chinese)
- [18] 张勃, 吉洪湖, 曹广州, 等. 宽高比对矩形喷管射流湍流强度影响试验[J]. 航空动力学报, 2010, 25(10): 2244-2248.
ZHANG Bo, JI Honghu, CAO Guangzhou. Experimental investigation of jets turbulence intensity characteristics from rectangular nozzles with different aspect ratios[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(10): 2244-2248. (in Chinese)
- [19] SHI Z H, LI W F, DU K J, et al. Experimental study of mixing enhancement of viscous liquids in confined impinging jets reactor at low jet Reynolds numbers[J]. Chemical Engineering Science, 2015, 138(10): 216-226.
- [20] 俞建阳, 王若玉, 陈浮, 等. 不同亚格子模型的对比分析及其运用[J]. 工程热物理学报, 2016, 37(11): 2311-2318.
YU Jianyang, WANG Ruoyu, CHEN Fu, et al. A comparison of the different subgrid-scale models and its application[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2016, 37(11): 2311-2318. (in Chinese)
- [21] GAUDER P, SELVAM P K, KULENOVIC R, et al. Large eddy simulation studies on the influence of turbulent inlet conditions on the flow behavior in a mixing tee[J]. Nuclear Engineering and Design, 2016, 298: 51-63.
- [22] 许建良, 李伟锋, 曹显奎, 等. 不对称撞击流的实验研究与数值模拟[J]. 化工学报, 2006, 57(2): 288-291.
XU Jianliang, LI Weifeng, CAO Xiankui, et al. Experimental research and numerical simulation of asymmetric impinging streams[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2006, 57(2): 288-291. (in Chinese)
- [23] LUMLEY J L. The structure of inhomogeneous turbulent flows[M]//KRASILNIKOV V A, TATARSKY V I. Atmospheric turbulence and radio-wave propagation. New York: Elsevier Publishing Corporation, 1967: 166-177.
- [24] SIROVICH L. Turbulence and the dynamics of coherent structures: I coherent structures[J]. Quarterly of Applied Mathematics, 1987, 45(3): 561-571.
- [25] HUNT J C R, WRAY A A, MOIN P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows[R]. NASA-N89-24555, 1988.
- [26] KOCK F, HERWIG H. Entropy production calculation for turbulent shear flows and their implementation in cfd codes[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2005, 26(4): 672-680.

(编辑:王碧珺)