

横流作用下椭圆射流初期流动特性研究

董毅恒¹, 张 斌², 吕科余¹, 何 快², 张焕好¹, 郑 纯³

- (1. 南京理工大学 瞬态物理全国重点实验室, 南京 210094;
2. 上海航天动力技术研究所, 上海 201108;
3. 南京理工大学 能源与动力工程学院, 南京 210094)

摘 要: 为了研究流动控制中非圆射流与外围来流作用过程的流场特性, 基于多组分可压缩 Navier-Stokes 方程, 采用大涡模拟 (LES) 方法和高精度调谐中心差分 (TCD) 格式, 对不同速度横流作用下的亚声速椭圆射流初期流动特性进行了数值研究。聚焦于射流喷出后主涡环形成、演化直至发生首次轴置换的初始发展阶段。数值结果清晰描述了横流速度对射流涡结构演化、穿透深度及混合效率的影响, 得到了横流作用下非圆射流主涡环的三维流动形态演变机理, 发现因横流绕射流表面运动时的切向速度有效抵消了非圆射流自诱导变形而出现的切向速度, 抑制了迎流侧剪切层上肋状流向涡的生成, 提升了迎流侧剪切层上周向涡管的稳定性。当横流绕过长轴两端剪切层时, 内外侧切向速度差诱导长轴两端形成一对强反向流向涡对 (CVP), 并在射流后期发展过程中逐渐占据主导控制地位, 最终导致射流截面形状转变为典型的反向涡对结构。此外, 射流剪切层上反向流向涡对与背流侧涡环段的耦合作用, 加剧了主涡环的破碎与失稳, 使射流穿透深度降低, 而混合效率得到提升。

关 键 词: 横流作用; 椭圆射流; 轴置换; 穿透深度; 混合效率

中图分类号: V430

文献标志码: A

Study on characterization of initial flow of an elliptical jet in crossflow

DONG Yiheng¹, ZHANG Bin², LYU Keyu¹, HE Kuai²,

ZHANG Huanhao¹, ZHENG Chun³

- (1. National Key Laboratory of Transient Physics,
Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;
2. Shanghai Space Propulsion Technology Research Institute, Shanghai 201108, China;
3. School of Energy and Power Engineering,
Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: Based on the multicomponent compressible Navier-Stokes equations, the initial flow characteristics of a subsonic elliptical jet under different crossflow velocities were numerically investigated using the large-eddy simulation (LES) method and a high-precision tuned centered-difference (TCD) scheme. This study aimed to elucidate the initial flow characteristics during the interaction between the noncircular jet and the crossflow under flow control conditions. The initial development stage of the primary vortex ring, from its formation and evolution after jet ejection until the first occurrence of axis switching was analyzed. The numerical results clearly described the effects of crossflow velocity on the

收稿日期: 2025-07-30

基金项目: 国家自然科学基金叶企孙基金(U2341215)

作者简介: 董毅恒(2002—), 男, 硕士生, 研究领域为超声速流动控制。E-mail: dongyh0299@163.com

通信作者: 张焕好(1985—), 女, 研究员, 博士, 研究领域为计算流体力学。E-mail: zhanghuanhao@njut.edu.cn

引用格式: 董毅恒, 张斌, 吕科余, 等. 横流作用下椭圆射流初期流动特性研究[J]. 航空动力学报, 2025, 41(X): 20250358. DONG Yiheng, ZHANG Bin, LYU Keyu, et al. Study on characterization of initial flow of an elliptical jet in crossflow[J]. Journal of Aerospace Power, 2025, 41(X): 20250358.

evolution of the jet vortex structures, penetration depth, and mixing efficiency, and revealed the evolution mechanism of the three-dimensional flow pattern of the primary vortex loop in the noncircular jet under crossflow. It was found that the tangential velocity of the crossflow moving around the jet surface effectively counteracted the self-induced tangential velocity arising from the deformation of the noncircular jet. This counteraction suppressed the generation of rib vortices in the windward shear layer and enhanced the stability of the Leading-edge vortex loops there. When the crossflow moved around the shear layer at both ends of the major axis, the tangential velocity difference between the inner and outer flow paths induced the formation of a strong pair of counter-rotating streamwise vortices (CVP) at these locations. This CVP became dominant in the later stages of jet development, eventually causing the jet cross-section to transform into the typical counter-rotating vortex pair structure. In addition, the coupling between the CVP on the jet shear layer and the vortex ring segment on the leeward side promoted the breakup and destabilization of the primary vortex loops. This process reduced the jet penetration depth while improving the mixing efficiency.

Keywords: crossflow; elliptical jet; axis-switching; penetration depth; mixing efficiency

横流与射流相互作用是流体力学领域的经典问题,其流动特性直接影响着航空航天、能源动力等工程系统的性能,在壁面热防护^[1]、气膜冷却^[2-3]以及弹体控制^[4]等多个领域展现出重要工程应用价值,如航空发动机涡轮叶片前缘气膜冷却、燃气涡轮发动机冷却防护等。因此,深入研究不同来流条件的横向射流流场结构的形成与演变规律,对提升工程性能具有重要的意义。

多年来,对横流作用下圆孔射流中涡结构特征与演化机制的研究已积累了较为丰富的成果。早期,主要采用实验来研究速度比 $R(R=U_{\text{jet}}/U_{\infty})$, U_{jet} 为射流在喷口出口处平均速度, U_{∞} 为横流流速)对横流作用下圆孔射流流场结构演变的影响。Crabb 等^[5] 实验研究了两种速度比条件下的横向射流结构,结果证实了反向流向涡对的存在,且射流出口平面的平均速度剖面呈现显著非均匀性。Fric 和 Roshko^[6] 实验研究了不同速度比时的横向射流结构,进一步发现其尾迹涡源于壁面边界层,并揭示了剪切层涡环脱落频率与速度比的非线性关系。随后, Kelso 等^[7] 对横向射流的实验研究,同样发现尾迹涡源于壁面,且反向流向涡对、射流剪切层涡与尾迹涡三者持续作用进一步影响射流发展演变。Megerian 等^[8] 对横向射流近场剪切层的不稳定性研究发现,射流剪切层的不稳定性随速度比的减小而增强,且在低速度比时,剪切层涡更靠近射流出口且向下游偏移。Gevorkyan 等^[9] 对不同速度比和密度比条件下的横向射流开展实验研究,发现低速度比会加剧射流迎流侧剪切层与尾迹涡的失稳。

近年来,学者们开始利用 DNS、大涡模拟等高精度数值模拟方法对圆形横向射流流动特性开展研究。Majander 等^[10] 数值研究了速度比为 2.3 时的横向射流流动结构,结果再现了 Crabb 等^[5] 实验所展现的射流剪切层涡环及反向流向涡对等流场结构。Iyer 等^[11] 的数值模拟复现了 Megerian 等^[8] 的实验,证实了速度比减小会引起剪切层不稳定性并由射流主导向横流主导转变,发现高速度比下剪切层涡卷起位置距壁面更远,且近壁面区域不再存在如低速度比下射流与壁面相互作用所形成的尾迹涡。Zhang 等^[12] 数值研究发现,喷口前缘存在弱强度马蹄涡,而迎、背流侧剪切层涡主导射流边界的形成。

先前研究表明^[13-15],非圆(椭圆,方形等)射流方位角曲率不一致所引发的 Biot-Savart 自诱导变形会增强射流对周围流体的卷吸能力,使射流流场结构产生差异,故对于横流作用下椭圆射流的研究同样具有重要意义。New、Lim 等^[16-17] 实验研究了不同纵横比和速度比条件下横向椭圆射流的流场结构演变过程,发现射流大尺度涡结构的形成机制与圆形射流基本一致,但高纵横比条件下射流迎流侧周向曲率较大,横流带来的冲击效应使射流剪切层的变形更显著,形成非正常肾状/反肾状涡;此外,低速度比下的射流涡结构相对较为稳定,而速度比的增加加剧了相邻剪切层涡环之间的相互作用。关晖等^[18] 利用大涡模拟方法研究了横流作用下椭圆射流中反向流向涡对、前缘涡、后缘涡和反肾状涡等结构的产生和演化过程,发现剪切层周向涡管和反向流向涡对在横

向射流剪切层的发展演变过程占据主导作用。Salewski 等^[19]对不同喷口形状的横向射流进行了数值模拟和实验研究,发现高纵横比情况下的椭圆和方形横向射流相较于圆形喷嘴情况具有更优异的混合性能。杨华等^[20]对横流作用下的椭圆射流与圆形射流开展数值研究,发现椭圆射流剪切层涡环强度减弱、反向流向涡对狭长对称以及垂立尾涡弱化是椭圆射流相较于圆形射流穿透性能提升的主因。

现有研究主要关注横流作用下椭圆射流与圆形射流在流场演变过程中存在的差异,尚未能清晰揭示不同横流速度条件下椭圆射流主涡环、剪切层涡等涡结构的演变过程、轴置换、穿透深度以及混合效率的影响机制。基于此,本文采用高精度格式,对不同横流速度条件下亚声速椭圆射流开展数值研究,本文研究重点在于揭示射流大尺度涡结构在发生湍流化之前的初始形成与演化机理。通过分析横流速度对椭圆射流中涡结构的形成发展、穿透深度以及混合效率的影响规律,揭示射流与横流间的相互作用机理,为工程应用中射流参数的优化设计提供理论依据。

1 计算方法与模型

1.1 计算方法

对笛卡儿坐标系下均相多组分可压 Navier-Stokes 方程进行 Favre 滤波,得到多组分大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 控制方程^[21]为

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

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\kappa} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \\ &\quad \frac{\partial \sigma_{ij} \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_{ij}^{T-\text{sgs}}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{f})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{f})}{\partial x_j} = \frac{\partial \left(\bar{\rho} \bar{D} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} - \rho q_{ij}^{f-\text{sgs}} \right)}{\partial x_j} \quad (4)$$

此处,上标“ $\sim$ ”表示 Favre 滤波,上标“-”表示空间平均。式中滤波后的牛顿切应力 σ_{ij} 、压力 $\bar{p}$ 及总能 $\bar{\rho} \tilde{E}$ 分别为

$$\sigma_{ij} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (5)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_0 \tilde{T} \sum_{m=1}^2 \frac{\varphi_m}{W_m} + \bar{\rho} R_0 \sum_{m=1}^2 \frac{T_m^{\text{sgs}}}{W_m} \quad (6)$$

$$\bar{\rho} \tilde{E} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} (\tilde{u}_k \tilde{u}_k) + \frac{1}{2} \tau_{kk} \quad (7)$$

滤波后的大涡模拟控制方程组中出现不可忽略的亚网格项,即亚网格 (Subgrid-scale, SGS) 应力张量的分量 τ_{ij}^{sgs} 、热通量 $q_j^{T-\text{sgs}}$ 、组分质量通量 $q_j^{f-\text{sgs}}$ 及组分温度修正项 T_m^{sgs} 分别为

$$\tau_{ij}^{\text{sgs}} = \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (8)$$

$$q_j^{T-\text{sgs}} = \bar{\rho} (\widetilde{c_p T u_j} - \tilde{c}_p \tilde{T} \tilde{u}_j) \quad (9)$$

$$q_j^{f-\text{sgs}} = \bar{\rho} (\widetilde{f u_j} - \tilde{f} \tilde{u}_j) \quad (10)$$

$$T_m^{\text{sgs}} = (\widetilde{T \varphi_m} - \tilde{T} \tilde{\varphi}_m) \quad (11)$$

本文仍采用广义的多组分大涡模拟 (LES) 控制方程框架描述输运过程,并通过定义多组分混合物分数 $f = (w_i - w_1) / (w_2 - w_1)$ 实现双组分混合表征,其中 w_i 为流场中任意一点的混合质量分数, w_1 为环境气体质量分数, w_2 为射流气体质量分数。因此, $f=0$ 为纯甲烷气体, 1 时为环境空气。 $\bar{\kappa}$ 、 $\bar{\mu}$ 与 $\bar{D}$ 分别为滤波热导率、动力黏度和分子扩散系数,它们由两种气体的混合规律与各成分的混合特性得到。 W_m 为组分 m 的分子量,而 R_0 为气体常数,其值为 $R_0 = 8.314 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ 。

对于多组分 LES 方程,需对其中的亚网格项进行模拟以实现方程封闭。本文采用拉伸涡亚格子模型^[22],其基本思想认为亚网格湍流流动是由亚网格涡结构产生,且亚网格湍流动能可用 Lundgren 形式表达。对于亚声速流中的大尺度拟序涡结构,采用 7 点 TCD (tuned centered-difference) 数值格式来处理光滑或湍流区域,对应于 5 阶精度。TCD 格式以 Ghosal 截断误差为目标函数,通过对中心差分模板各系数进行优化来降低色散误差^[23]。时间项则采用 4 阶 Runge-Kutta TVD (total variation diminishing) 格式。

为说明上述数值方法在研究横向射流问题中的适用性和准确性,课题组先前采用与赵延辉^[24]等相同的实验条件开展数值模拟,计算结果与赵延辉^[24]实验结果的对比图如图 1 所示。可见,声速射流在超声速主流中的主要流动特征与实验结

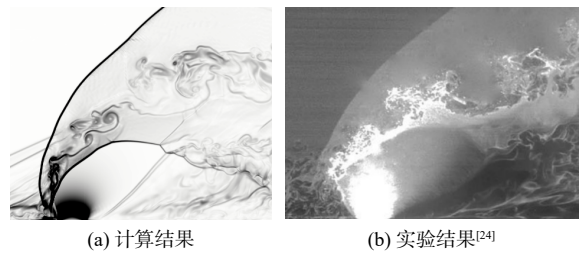


图 1 数值模拟结果与文献 [24] 的实验结果比较
Fig. 1 Comparison of numerical simulation results with experimental results from Ref. [24]

果基本一致,尤其在 $z/D^*=0$ 截面处上游回流区中马蹄涡的流动模式。另外,课题组还采用上述数值方法对无横流作用下非圆管射流^[25-27],相关结果均证明本数值方法可高精度捕捉射流问题中的精细流动结构。

1.2 计算模型

图 2 为横流与椭圆射流作用流场的计算模型,本文旨在研究射流初始段在横流作用下的演化机制(如射流偏转、剪切层涡旋生成及早期混合增强),而非远场复杂结构,故长方体计算域的长、宽和高分别选为 $L_x=0.07\text{ m}$ 、 $L_y=0.05\text{ m}$ 和 $L_z=0.05\text{ m}$,可确保射流初始流场结构的充分发展且不会受到边界影响。计算域的底平面(面 $ABCD$)上开有一长短轴比为 $D_{\text{major}}/D_{\text{minor}}=2$ 的椭圆形喷孔,喷孔短轴直径为 $D_{\text{minor}}=5.657\text{ mm}$,其特征直径 $D^*=8.0\text{ mm}$ 。坐标原点放置在椭圆喷孔中心,此时喷口中心与左侧边界(面 $ACGE$)的距离为 0.02 m 。

初始时,计算域内充满具有同比热比(γ)、运动黏度(ν)及温度(T)的环境气体,其值分别为

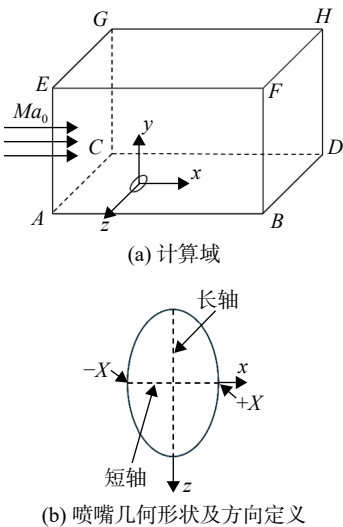


图 2 计算模型示意图
Fig. 2 Schematic of the computational model

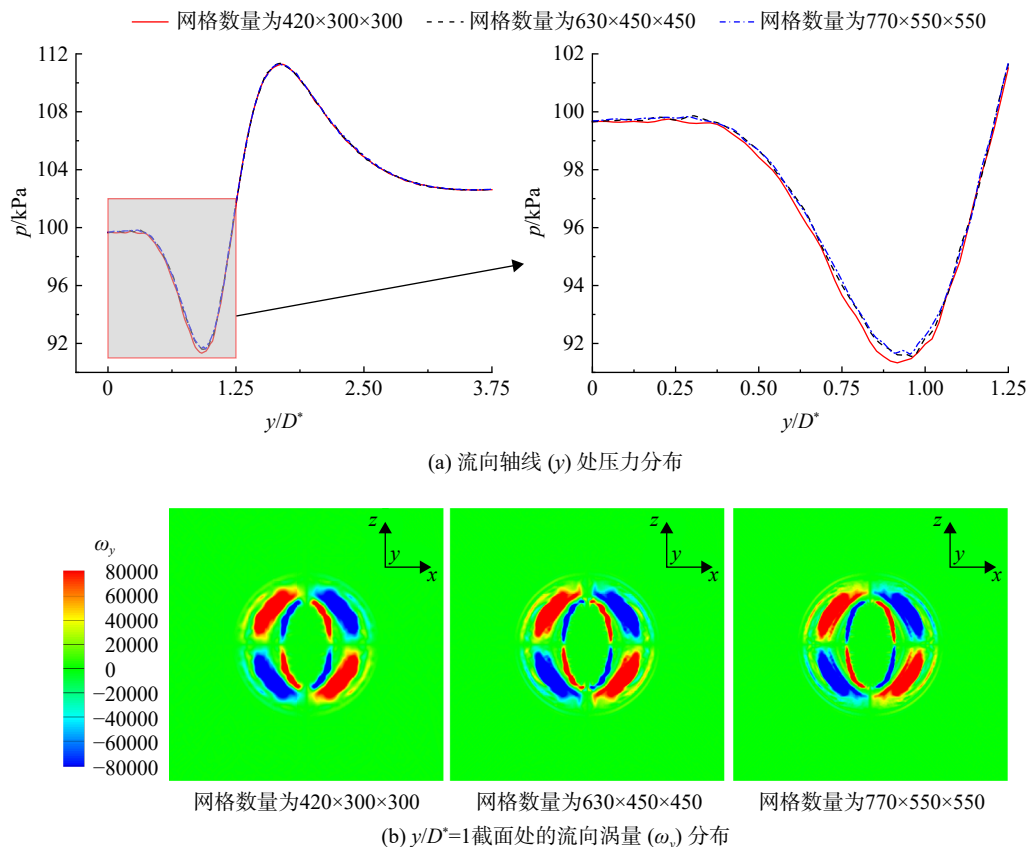
$\gamma=1.4$, $\nu=1.57\times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ 和 $T=300\text{ K}$, 环境压力为 $p_0=100\text{ kPa}$, 来流速度根据环境气体参数计算, 为 $u_0=Ma_0\sqrt{\gamma RT}$ 。射流气体为甲烷, 比热比(γ)、运动黏度(ν)及温度(T)分别为 $\gamma=1.31$, $\nu=1.68\times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ 和 $T=300\text{ K}$, 其以恒定速度从喷孔喷射进入计算域内, 射流马赫数和雷诺数分别为 $Ma_j=0.8$ 和 $Re=uD^*/\nu\approx 1.71\times 10^6$ 。为了避免激波对射流涡结构的影响, 本文采用完全膨胀亚声速射流条件进行研究, 即气出口压力 p_j 与环境压力 p_0 相等, 喷压比(NPR, 量符号记为 R_{NPR})为 $R_{\text{NPR}}=p_j/p_0=1$, 初始计算条件如表 1 所示。

表 1 计算初始条件		
Table 1 Simulated initial conditions		
参数	来流	射流
γ	1.4	1.31
$\nu/10^{-5}\text{ (m}^2/\text{s)}$	1.57	1.68
T/K	300	300
p/kPa	$p_0=100$	$p_j=100$

计算域的左侧边界 $ACGE$ 为来流速度进口边界, 底面 $ABDC$ 为无滑移固壁面条件, 其余各面均为出口条件, 且射流出口边界条件也为速度进口。为了研究横流速度对射流流场结构的影响, 分别对 5 种横流马赫数(Ma_0)条件下的椭圆射流发展过程开展数值研究, 如表 2 所示, 且横流的温度和压力均与环境条件保持一致。

表 2 计算工况					
Table 2 Simulated cases					
参数	工况 1	工况 2	工况 3	工况 4	工况 5
Ma_0	0	0.12	0.15	0.2	0.3
$u_0/(\text{m/s})$	0	41.7	52.1	69.4	104.2

计算域网格采用了单元无拉伸的均匀分布笛卡儿网格, 这有利于得到更高的计算精度, 并可避免与极坐标网格相连的奇异性^[28]。为了验证网格收敛性, 图 3 给出了 $t=0.1\text{ ms}$ 时 3 种不同网格总量下椭圆射流流场结果的对比。可见, 不同网格数量下流向涡量分布基本一致, 均可清晰捕捉到主涡横截面处的流向涡对等典型流动特征。此外, 网格数量为 $630\times 450\times 450$ 时的轴向压力 p 分布曲线和 $770\times 550\times 550$ 时的基本重合。因此, 本文采用网格数量为 $630\times 450\times 450$, 此时壁面的第 1 层网格 y^+ 值为 7.68, 壁面边界层网格仍处于黏性次层内。

图 3 无横流情况下, 在 $t=0.1$ ms 时不同网格总量下流场特征Fig. 3 Flow field characteristics at different grid resolutions without crossflow at $t=0.1$ ms

2 结果与讨论

2.1 有无横流作用下射流流场结构对比

图 4 为亚声速椭圆射流初始主涡环的形成与发展过程, 射流界面采用混合分数 ($f=0.8$) 等值面, 涡核则采用第二不变量 (Q) 等值面显示而颜色表

示流向涡量值 ω_y 。可见, 在斜压效应作用下, 高速气流喷出后沿喷孔边缘形成与喷孔形状一致的初始涡环结构, 其各方位涡环段基本在同一平面上。由于椭圆喷孔周向曲率的差异, Biot-Savart 自诱导机制使曲率变化越快处涡环段的轴向速度

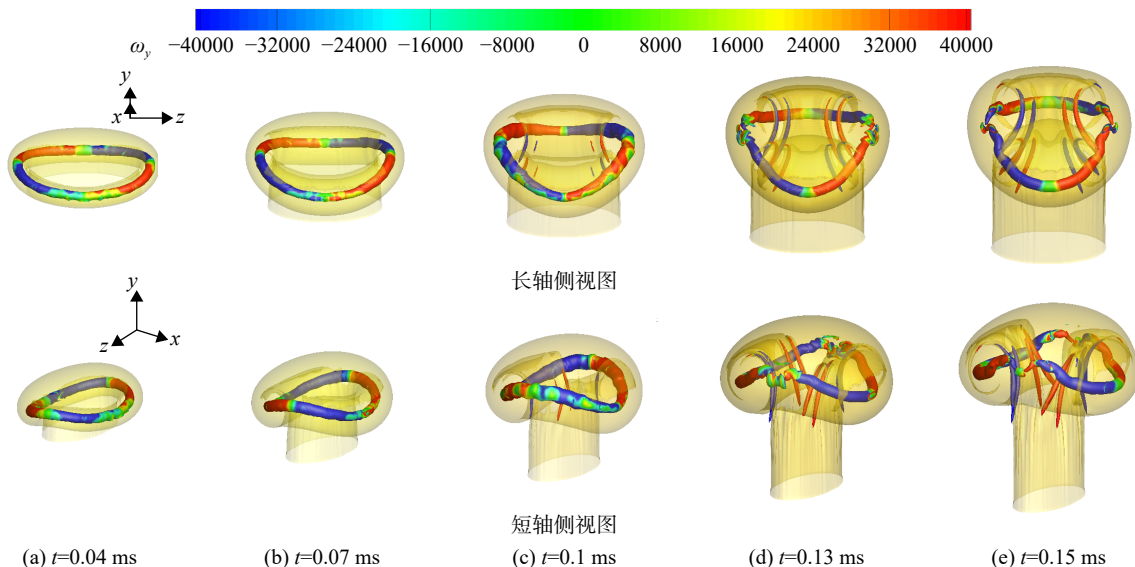


图 4 不同方位观察的椭圆涡环发展过程

Fig. 4 Development of primary vortex loops viewed from different orientations

越大, 径向膨胀速度越小, 因此长轴两端涡环段具有更大的轴向速度而逐渐向下游凸起(图 4(c)); 短轴两端涡环段则优先向径向膨胀, 使短轴直径不断增大。最终, 主涡的长轴与短轴发生交换, 完成一次轴置换过程^[27], 同时主涡核也逐渐演变成复杂的三维形态, 如图 4(e)所示。

图 5 为主涡核平面上流向涡量与速度矢量分布, 速度矢量颜色为截面处速度值 u_{xz} , 涡核颜色

表示流向涡量值 ω_y 。在射流发展的早期阶段, 涡环尚未发生显著的拉伸和折叠(图 4(a)和图 4(b)), 其轴向与观察截面基本保持平行。随着射流向下游发展, 不同曲率处涡环段的径向膨胀速度不一致(图 5, 流线与矢量分布)。另外, 径向速度差引起的 KH (Kelvin-Helmholtz) 不稳定性诱导涡核内出现二次流, 进而在长轴两端涡环段内促进形成一对流向涡(图 5, 流向涡量分布)。

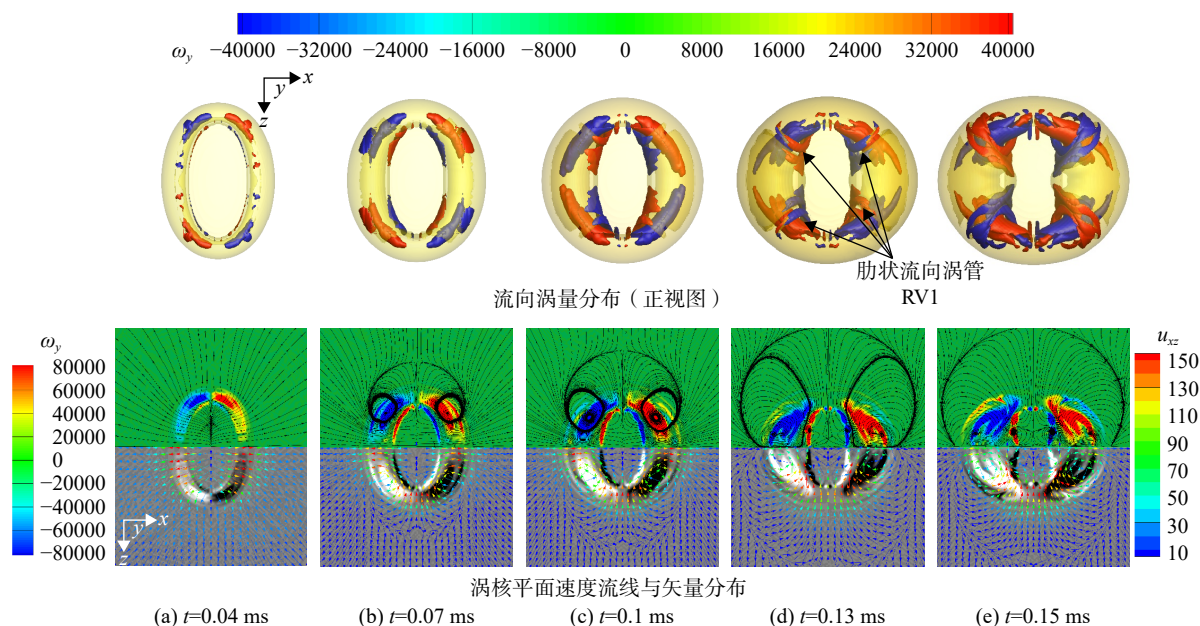


图 5 无横流情况下轴置换过程中横截面涡核处流向涡量

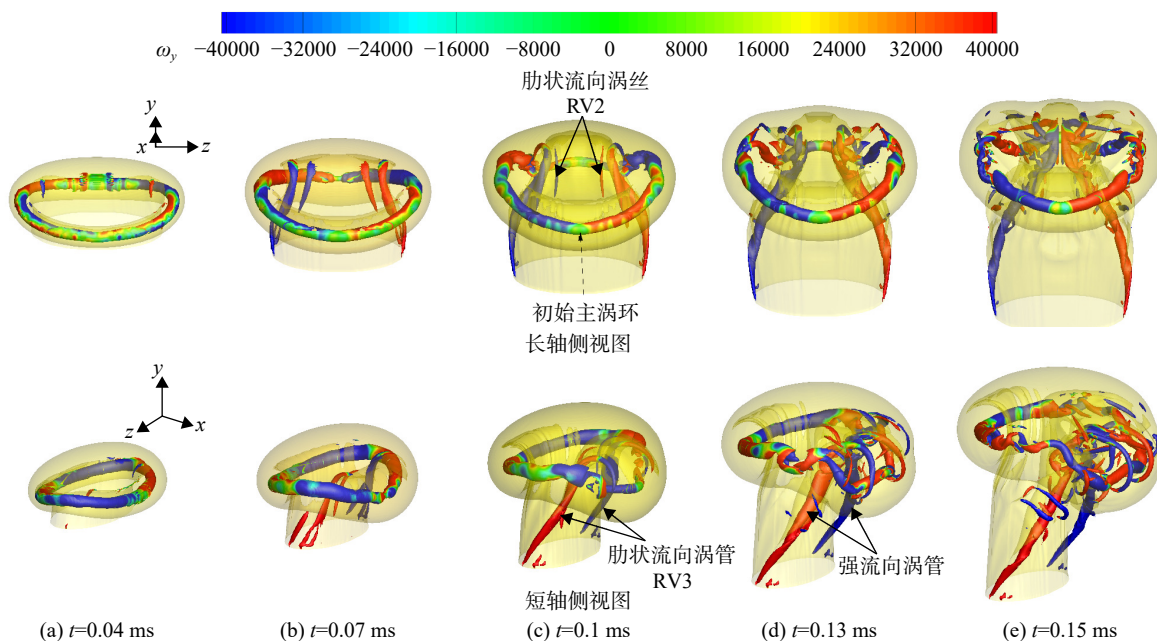
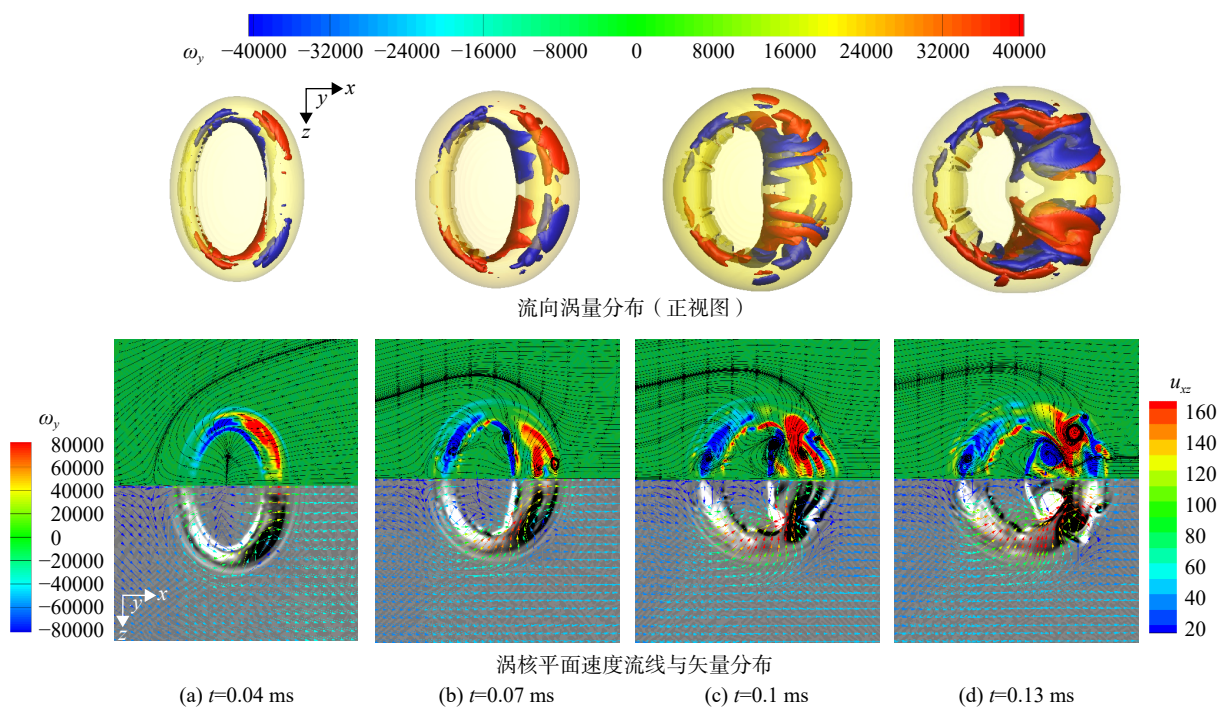
Fig. 5 Distirbution of the streamwise vorticity near the vortex core without crossflow during the process of axis switching

因长轴端两侧速度梯度相反, 流向涡对的涡量相反(图 5)。反向流向涡对的出现开始控制着涡环内流场的发展与演变过程。由速度矢量分布可见(图 5(b)), 流向涡对的卷吸作用将外围气流沿涡环长轴卷入, 抑制了长轴两端涡环段的径向膨胀, 使此处涡核直径几乎保持不变; 同时, 加速了涡环内气流沿短轴向外运动, 推动了短轴两端涡环段沿径向膨胀。因此, 涡环沿短轴膨胀得较快, 但长轴几乎无径向位移, 使涡环长轴与短轴位置发生交换。初始涡环的 Biot-Savart 自诱导变形从长轴向短轴两端发展的同时, 各流向涡也沿主涡核向短轴两端发展, 因此涡核横截面上呈现出流向涡向短轴移动并与同侧另一端流向涡配对的现象(图 5)。由此可知, 主涡环的 Biot-Savart 自诱导变形与内部流向涡对的运动是非圆轴置换的主要原因, 且两者作用互不独立。

另外, 在主涡环与反向流向涡对的卷吸作用下, 剪切层上存在向内的法向和切向速度分量。

由图 5(b)可见, 因剪切层内射流气体的切向速度分量较小, 其与剪切层外围气流形成显著的切向速度差, 从而进一步在 4 个象限处的剪切层上诱导形成肋状流向涡(RV1)。由图 5(c)可见, 相邻象限处流向涡及其相近主涡环内流向涡的涡量值相反。肋状涡的诱导速度抑制了剪切层内射流气体被主涡环流向涡对的卷吸, 因此肋状涡的存在使剪切层内射流气体维持向下游运动。

图 6 为横流 $Ma_0=0.12$ 时的椭圆射流发展过程, 图 7 则为其主涡核横截面上流向涡量、速度流线与速度矢量叠加分布图。图 6 和图 7 中涡核颜色均表示流向涡量值 ω_y 。可见, 气流喷出后, 斜压效应同样卷起形成椭圆主涡环, 并在 Biot-Savart 自诱导作用下开始变形。然而, 短轴向横流与射流的相互作用, 使射流向短轴下游偏移, 同时整体结构呈现出更为复杂的变化。对于迎流侧涡环段, 横流的阻挡作用抑制了涡环内气流沿短轴向迎流侧运动, 使短轴迎流侧涡环段的径向膨胀速

图 6 $Ma_0=0.12$ 时, 不同时刻混合分数($f=0.8$)与 Q 准则等值面显示的主涡环Fig. 6 Primary vortex loops of the elliptical jet shown by the mixture fraction ($f=0.8$) and the Q -criterion isosurfaces at different times for $Ma_0=0.12$ 图 7 $Ma_0=0.12$ 时, 轴置换过程中横截面涡核处流向涡量Fig. 7 Distirbution of the streamwise vorticity near the vortex core during the process of axis switching for $Ma_0=0.12$

度减小, 而其沿轴向的运动速度则有所增大(图 6), 因而此处涡环段较无横流情况下的形变要少。在横流绕主涡环外沿阵面向下游运动过程中, 迎流侧涡环内气流受横流的携带作用而随横流在涡核内运动, 加速了涡核内二次流现象的出现并卷起形成流向涡结构。此时, 流向涡对外围气流的卷

吸作用较无横流情况要弱(图 7(b)), 因此改变了主涡核内流向涡的形成机制。

当横流绕过长轴两端主涡环段并向背流侧涡环段运动过程中, 降低了背流侧涡环段附近的流场压力, 加速了涡环内气流向背流侧涡环段的运动, 使其径向膨胀速度加剧而增大了此处涡环段

的直径,如图 6(a)和图 6(c)所示。相对于无横流情况(图 7(a)),背流侧涡环内流向涡量的增加加速了此处涡环段向短轴平面发展,同时加强了对主涡环外围气流的卷吸作用,使背流侧涡环段的形变加剧而快速失稳(图 6(d)和图 6(e)),最终背流侧涡环段呈现出显著的三维弯曲与偏移特征(图 6(e))。由此可知,横流存在条件下迎/背流侧涡环段发展的不一致加速了整体涡结构的变形。

横流的绕流运动同样改变了椭圆射流剪切层的流动状态。由图 7(b)可见,受射流阻挡作用,横流在迎流侧剪切层上诱导的切向速度与因主涡卷吸所诱导的切向速度相抵消,因此迎流侧剪切层上并未出现肋状流向涡管(图 5, RV1)。当横流绕过长轴两端剪切层时,剪切层内外侧形成的切向速度差诱导 KH 不稳定性,而在长轴两端剪切层上从喷孔开始卷起流向涡丝 RV2 与流向涡管 RV3,如图 6(b)和图 6(c)所示。对于背流侧剪切层,因横流引起的切向速度差与因主涡环卷吸作用引起的切向速度方向相同,加剧了背流侧肋状流向涡管(图 6(c))的强度。随后, RV2 与 RV3 相连并融合形成强流向涡管(CVP),如图 6(d)和图 6(e)所示,随着 CVP 对射流剪切层的卷吸而逐渐控制着射流剪切层的发展,最终形成射流剪切层的主反向流向涡对。同时,主涡环对 CVP 的持续卷吸作用下, CVP 与背流侧涡环段的作用加剧了背流侧涡核的变形与失稳,最终在背流侧主涡环段内出现多个融合与耗散的涡结构并加速向湍流转换,如图 7(d)所示。

为了清晰描述横流对射流剪切层结构的影响,图 8 给出了 $Ma_0=0.12$ 和 $t=0.25$ ms 时,横流与射流作用流场的流动结构。可见,随着主涡远离喷孔,横流对射流剪切层的冲击作用加强,加剧了射流剪切层向下游的偏转。因 KH 不稳定性,射流迎流侧剪切层失稳而卷起系列周向涡管(leading-edge vortex loop),而横流绕剪切层向下游运动过程中,与射流剪切层内气流的切向速度差导致系列流向涡丝(WVP)的出现。周向涡管与流向涡丝的相互作用,在迎流侧剪切层上形成复杂的流动形态,如图 8(a)和图 8(b)所示。同时,强反向流向涡管(CVP)对射流剪切层卷吸使 CVP 尺度增大的同时,对剪切层的卷吸作用进一步加强,并在背流侧的两流向涡管之间形成一道射流,射流推动背流侧剪切层向上游运动,使背流侧剪切层向上游凹陷。因此,在反向流向涡管的主导作用下,射

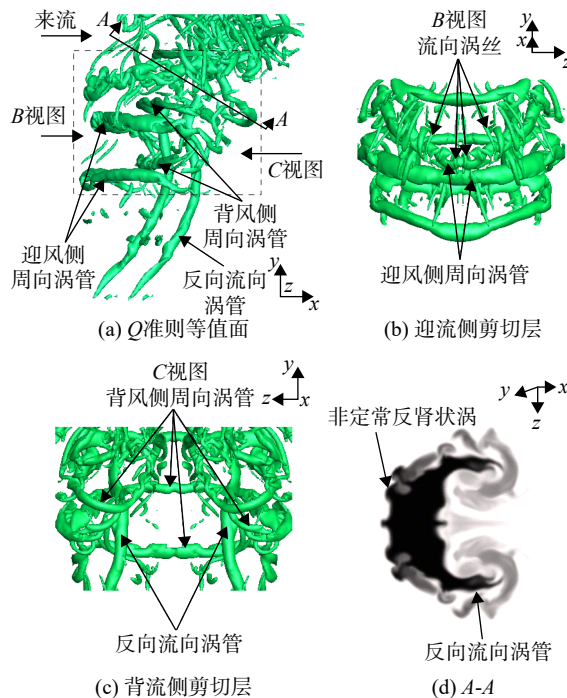


图 8 $t=0.25$ ms 和 $Ma_0=0.12$ 时,不同方位展示的射流剪切层结构

Fig. 8 Shear layer structures of jet exhibited in different orientations at $t=0.25$ ms and $Ma_0=0.12$

流截面形状逐渐转变成如图 8(d)所示的形态,此结构与文献 [16] 相吻合。

2.2 横流速度变化对射流流场结构的影响

为了进一步说明横流速度对横向射流结构的影响,图 9 为不同横流马赫数下,正视观察得到的初始主涡环结构。由于不同横流速度下主涡环形态发生偏转,为了正视观察主涡环形态,将主涡绕 z 轴旋转至主涡环平面垂直于视角方向,此旋转角 θ 可视为射流绕 z 轴的倾斜程度。图 9(a)中的 A^- 、 A^+ 、 B 分别为短轴迎流侧、短轴背流侧、长轴两端涡核位置, X_{mi} 为短轴两端涡核的径向位置, Y_{mi} 、 Y_{mj} 分别为短、长轴两端涡核的轴向位置, D_{mi} 、 D_{mj} 则为喷口短、长轴平面上的涡环段直径;因此主涡环的纵横比为 $R_{as}=D_{mj}/D_{mi}$ 。

图 10 为不同横流马赫数下主涡环几何特征参数随时间变化曲线,其中涡核颜色表示流向涡量值 ω_y 。由图 10(d)和图 10(e)可见,无横流条件下初期主涡环的长轴(D_{mj})与短轴(D_{mi})直径呈线性增大,且 D_{mi} 增长更快,导致纵横比(R_{as})持续下降(图 10(f))。随后,因主涡内反向流向涡对长轴两端涡环段径向膨胀的抑制作用,使 D_{mj} 增速达到峰值后开始减小,而 D_{mi} 则保持持续增长,因此 R_{as} 进一步降低并在 $t=0.13$ ms 时约为 1,此时主

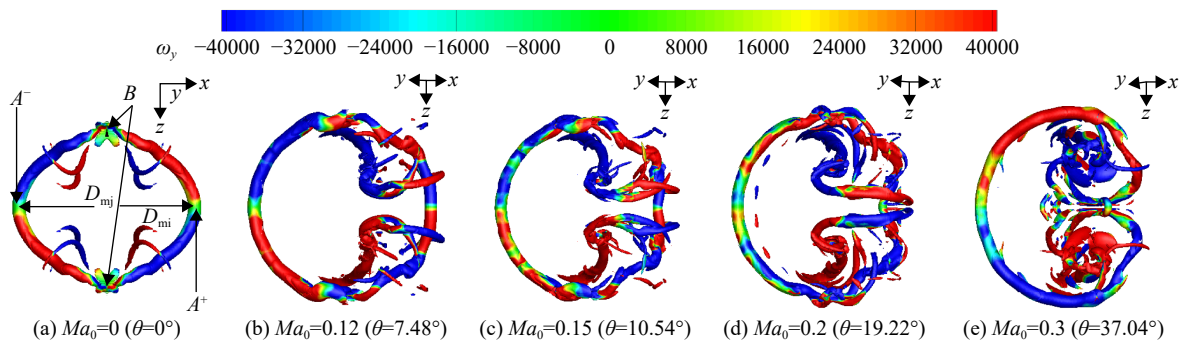
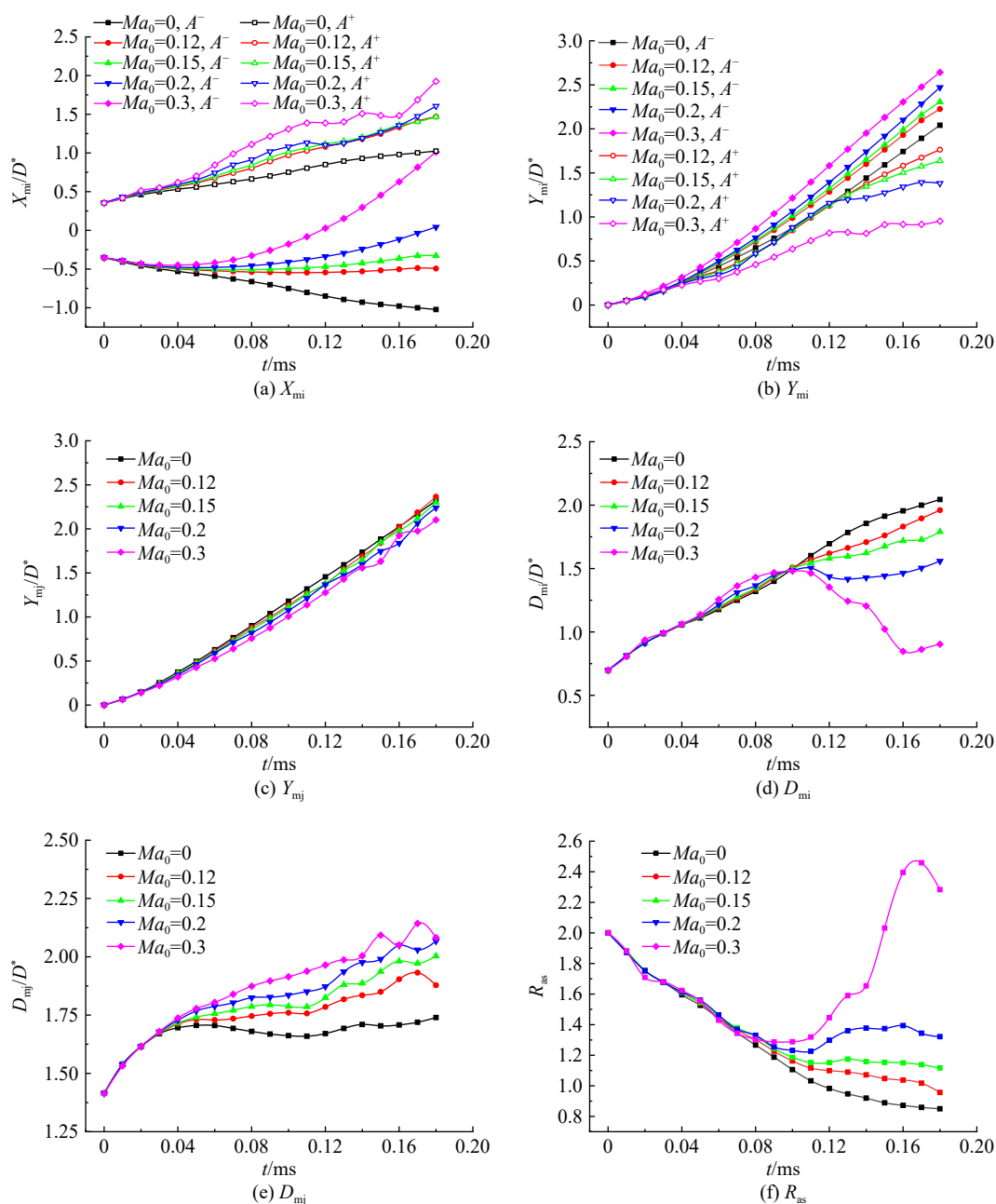
图 9 $t=0.14$ ms 时, 不同横流速度作用下 Q 准则等值面显示的主涡环形态Fig. 9 Primary vortex loop morphology visualized by Q -criterion isosurfaces for different crossflow velocities at $t=0.14$ ms

图 10 主涡环几何特征参数随时间的变化曲线

Fig. 10 Variations of geometric characteristic parameters of primary vortex loop with respect to time

涡横截面接近圆形。之后, Biot-Savart 自诱导作用与流向涡对长轴两端涡环的影响减弱, D_{mj} 恢复增长, R_{as} 下降减缓并趋于稳定。同时, 短轴和长轴两端涡环段的轴向发展速度随时间同样呈线性增加(图 10(b)), 且长轴涡环段的发展速度大于短轴的, 最终导致主涡环结构呈现复杂三维形态。

当存在横流时, 主涡整体向下游偏移, 且偏移率随横流速度(Ma_0)的增加而增大。横流对迎流侧涡环段径向膨胀的抑制作用随 Ma_0 增加而加剧, 使迎流侧涡环变得越加扁平(图 9)。下游形成的低压区加剧了背流侧涡环段的径向膨胀(图 9(a)和图 9(b)), 但射流剪切层长轴两侧形成的反向流向涡对随 Ma_0 的增加而加强, 加剧了反向流向涡对与背流侧主涡的相互作用, 而限制了背流侧涡环段的径向膨胀, 甚至在 $Ma_0=0.2$ 时将其往上游拉回(图 9(d)和图 9(e))。因此, D_{mi} 先随 Ma_0 增加而增大, 当反向流向涡对与背风侧涡环段作用后($t>0.1$ ms), 增长率开始随 Ma_0 增加而减小, 甚至在 $Ma_0\geq 0.2$ 时出现负增长。另外, 横流绕流引起的切向速度差抵消了主涡 Biot-Savart 自诱导

形成的二次流作用, 削弱了迎流侧主涡内流向涡对的强度, 使主涡内涡量随 Ma_0 的增大而减弱, 且当 $Ma_0\geq 0.2$ 时切向速度差占据主导作用, 使其涡量甚至出现反向(图 9)。涡量的减小减弱了对长轴两端径向膨胀的限制, D_{mj} 的增长率随 Ma_0 的增加而增大, 有效抑制了轴置换过程(图 10(f))。

迎流侧涡环段径向膨胀速度的减缓以及轴向速度的增加, 使涡环轴向位置随 Ma_0 的增加而增大, 而背流侧则相反(图 10(b))。长轴两端涡环段的轴向位置基本随 Ma_0 不变(图 10(c))。因此, 横流加剧了主涡平面沿 z 轴的偏转, 偏转角随 Ma_0 增大, 使涡环整体形态更加复杂(图 9)。

图 11 为不同横流速度下射流剪切层的涡结构特征。可见, 横流作用使喷口长轴两端剪切层卷起一对反向流向涡管(CVP)。随着横流速度(Ma_0)的增大, 迎流侧剪切层的切向速度差逐渐减小, 使周向涡管形态更加稳定, 而背流侧反向流向涡管尺度与偏移程度逐渐加大, 同时与背流侧周向涡管融合程度加剧, 使背流侧剪切层处涡结构进一步拉伸至破碎。

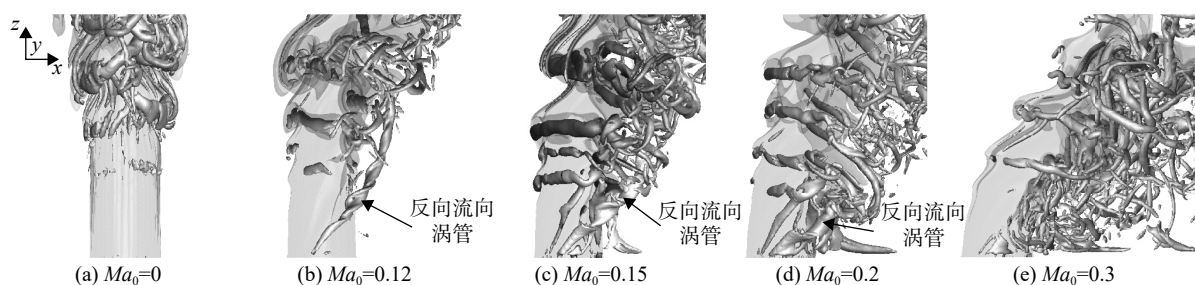


图 11 不同来流马赫数作用下剪切层处涡结构

Fig. 11 Vortex structure at the shear layer for different crossflow velocities

2.3 横流速度对射流穿透深度及混合效率的影响

穿透深度(penetration depth)是衡量射流与环境流体混合过程的重要参数之一, 本文以某瞬时的射流质心位置 P_h 作为穿透深度的衡量值^[29], 其定义为:

$$P_h = \int_V \rho \cdot \alpha \cdot y dV / \int_V \rho \cdot \alpha dV \quad (12)$$

其中 ρ 为流体密度, α 为射流气体的质量分数, dV 表示网格单元体积。图 12 为不同横流速度时射流穿透深度随时间的变化。可见, 穿透深度与横流速度呈明显的负相关性。无横流时, 穿透深度最大并随时间基本呈线性增加。当与横流作用后, 背流侧主涡环与剪切层上发展的强反向流向涡对(CVP)之间的耦合作用加剧(图 6 和图 7), 这

导致背流侧涡环段提前发生破碎与失稳(图 6(d)和

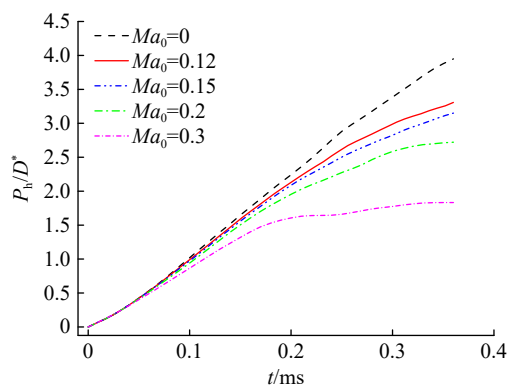


图 12 不同横流速度下椭圆射流穿透深度随时间的变化

Fig. 12 Variation of penetration depth with respect to time for different crossflow velocities

图 6(e))。涡结构的早期破碎削弱了射流整体的卷吸动量与保持相干结构的能力,使其更易沿横流方向偏移并耗散,故穿透深度随横流速度的增大而减小,且大 Ma_0 条件下射流沿横流方向偏移程度更大,射流穿透深度的增长率明显减缓。

为了评估不同横流速度对射流混合效果的影响,对混合效率^[30]进行计算,其定义为:

$$\eta = \frac{q_{m,mixed}}{q_{m,total}} = \frac{\int \alpha_{react} \rho v dA}{\int \alpha \rho v dA} \quad (13)$$

$$\alpha_{react} = \begin{cases} \alpha & \alpha \leq \alpha_{react} \\ \alpha \frac{1-\alpha}{1-\alpha_{stoic}} & \alpha > \alpha_{react} \end{cases} \quad (14)$$

式中 η 为混合效率; $q_{m,mixed}$ 为参与反应的混合气体质量流量; $q_{m,total}$ 为射流气体总流量; α 是混合气体质量分数, α_{react} 为能参与反应的射流气体质量分数, α_{stoic} 代表化学计量混合分数^[31],本文中射流气体为甲烷, $\alpha_{stoic}=0.055$ 。图 13 为 $t=0.36$ ms 时刻椭圆射流流场平均混合效率随横流速度的变化。可见,随着 Ma_0 增大,长轴两端剪切层上卷起的 CVP 尺度更大、强度更高(图 11),增强了射流流体与环境流体之间的掺混作用。同时, CVP 与背流侧主涡环的相互作用(图 7)使涡核拉伸和扭曲,极大增加了射流与周围流体的接触面积,加速了射流涡结构的破碎程度,加剧了射流与周围气流的掺混,因此射流混合效率随着 Ma_0 的增大而呈抛物线升高。

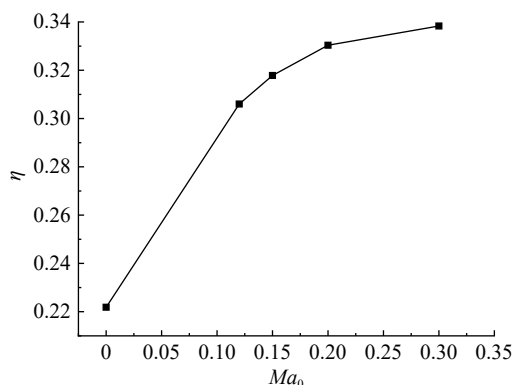


图 13 不同横流速度下 $t=0.36$ ms 时流场混合效率变化

Fig. 13 Variation of mixing efficiency of jet flow field with respect to crossflow velocity at $t=0.36$ ms

3 结 论

本文采用高精度数值模拟方法,对不同横流

速度作用下椭圆射流流场的初期演变过程开展研究。主要结论如下:

1) 因椭圆喷口周向曲率不一致,椭圆初始主涡环的 Biot-Savart 自诱导作用诱导长轴两端涡环段内形成反向流向涡对,促使椭圆涡环发生轴置换。由于横流的存在改变了主涡核内流向涡对的形成机制,使迎/背流侧涡环段的发展速度不一致,最终抑制了非圆涡环轴置换现象,并使主涡环沿横流方向的偏移率随横流速度增大而增大。

2) 无横流时,剪切层因邻近主涡核内反向流向涡对诱导的切向速度差而在长轴两端生成肋状流向涡对。然而,横流在剪切层上诱导的切向速度差抑制了迎流侧肋状流向涡的生成,提升了迎流侧剪切层上周向涡管的稳定性。当横流绕过长轴两端剪切层时,剪切层内外切向速度差而在长轴两端诱导形成一对强反向流向涡对,且在射流后期发展过程中逐渐占据主导控制地位,最终导致射流截面形状转变为典型的反向涡对结构。

3) 无横流时,射流穿透深度呈线性增长,而横流对射流的作用使射流向下游偏移,因此穿透深度随横流速度的增大而减小。同时,横流速度的增大增强了对射流的冲击效应,提升了射流卷吸能力,使混合效率随横流速度的增加而持续增高。

参考文献:

- [1] DENG Qinghua, WANG Huihui, HE Wei, et al. Cooling characteristic of a wall jet for suppressing crossflow effect under conjugate heat transfer condition[J]. *Aerospace*, 2022, 9(1): 29.
- [2] 付仲议, 朱惠人, 姚春意, 等. 亚声速涡轮导叶全气膜冷却特性实验研究[J]. 推进技术, 2019, 40(1): 158-165.
FU Zhongyi, ZHU Hui ren, YAO Chunyi, et al. Experimental investigation of full film cooling characteristics of subsonic turbine guide vane[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(1): 158-165. (in Chinese)
- [3] WANG Pengfei, LIU Jun, WANG Pei, et al. Effect of internal crossflow on impingement cooling flow and heat transfer characteristics[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2024, 159: 108119.
- [4] WANG Xiao, TAO Ruyi, RUAN Wenjun, et al. Numerical investigation of supersonic lateral jet interaction for subsonic projectiles with different fins at large angle of attack[J]. *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, 2021, 22(2): 264-276.
- [5] CRABB D, DURAÓ D F G, WHITELAW J H. A round jet normal to a crossflow[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1981, 103(1): 142-153.
- [6] FRIC T F, ROSHKO A. Vortical structure in the wake of a transverse jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, 279: 1-47.
- [7] KELSO R M, LIM T T, PERRY A E. An experimental study of round jets in cross-flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 306: 111-144.
- [8] MEGERIAN S, DAVITIAN J, DE B ALVES L S, et al. Trans-

- verse-jet shear-layer instabilities: Part 1 experimental studies[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 593: 93-129.
- [9] GEVORKYAN L, SHOJI T, PENG W Y, et al. Influence of the velocity field on scalar transport in gaseous transverse jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 834: 173-219.
- [10] MAJANDER P, SIIKONEN T. Large-eddy simulation of a round jet in a cross-flow[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2006, 27(3): 402-415.
- [11] IYER P S, MAHESH K. A numerical study of shear layer characteristics of low-speed transverse jets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 790: 275-307.
- [12] ZHANG Liwei, YANG V. Flow dynamics and mixing of a transverse jet in crossflow: Part I steady crossflow[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2017, 139(8): 082601.
- [13] HUSAIN H S, HUSSAIN A K M F. Controlled excitation of elliptic jets[J]. *The Physics of Fluids*, 1983, 26(10): 2763-2766.
- [14] GRINSTEIN F F, GUTMARK E, PARR T. Near field dynamics of subsonic free square jets: a computational and experimental study[J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7(6): 1483-1497.
- [15] MILLER R S, MADNIA C K, GIVI P. Numerical simulation of non-circular jets[J]. *Computers and Fluids*, 1995, 24(1): 1-25.
- [16] NEW T H, LIM T T, LUO S C. Elliptic jets in cross-flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 494: 119-140.
- [17] LIM T T, NEW T H, LUO S C. On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow[J]. *Physics of Fluids*, 2001, 13(3): 770-775.
- [18] 关晖, 吴锤结. 湍流横向射流的大涡模拟及其涡结构特性[J]. 中国科学: G 辑 物理学、力学、天文学, 2006, 36(6): 662-677.
- GUAN Hui, WU Chuijie. Large eddy simulation of turbulent transverse jet and its vortex structure characteristics[J]. Science in China: Series G Physics, Mechanics and Astronomy, 2006, 36(6): 662-677. (in Chinese)
- [19] SALEWSKI M, STANKOVIC D, FUCHS L. Mixing in circular and non-circular jets in crossflow[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2008, 80(2): 255-283.
- [20] 杨华, 李国能, 周昊, 等. 横向椭圆射流的大涡模拟[J]. 浙江大学学报(工学版), 2007, 41(7): 1181-1185.
- YANG Hua, LI Guoneng, ZHOU Hao, et al. Large eddy simulation of transverse elliptic jet[J]. Journal of Zhejiang University (Engineering Science), 2007, 41(7): 1181-1185. (in Chinese)
- [21] ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, LI Baoming, et al. The secondary vortex rings of a supersonic underexpanded circular jet with low pressure ratio[J]. *European Journal of Mechanics: B/Fluids*, 2014, 46: 172-180.
- [22] PULLIN D I. A vortex-based model for the subgrid flux of a passive scalar[J]. *Physics of Fluids*, 2000, 12(9): 2311-2319.
- [23] HILL D J, PULLIN D I. Hybrid tuned center-difference-WENO method for large eddy simulations in the presence of strong shocks[J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 194(2): 435-450.
- [24] 赵延辉. 超燃冲压发动机气态燃料射流混合机理研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2016.
- ZHAO Yanhui. Research on gaseous fuel mixing mechanism of transverse jet in scramjet engine[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2016. (in Chinese)
- [25] 张焕好, 郭则庆, 陈志华, 等. 欠膨胀椭圆射流的流动结构[J]. 航空动力学报, 2017, 32(12): 2997-3003.
- ZHANG Huanhao, GUO Zeqing, CHEN Zhihua, et al. Flow structure of underexpanded elliptic jet[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(12): 2997-3003. (in Chinese)
- [26] 张焕好, 陈志华, 姜孝海. 亚声速等膨胀方管射流轴置换现象的数值研究[J]. 推进技术, 2016, 37(2): 218-226.
- ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, JIANG Xiaohai. Numerical investigation on axis-switching of an iso-expanded subsonic square jet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(2): 218-226. (in Chinese)
- [27] ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, GUO Zeqing, et al. Characteristic behavior of shock pattern and primary vortex loop of a supersonic square jet[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 115: 347-363.
- [28] ZHANG Huanhao, AUBRY N, CHEN Zhihua, et al. The evolution of the initial flow structures of a highly under-expanded circular jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 871: 305-331.
- [29] LEE S H, MITANI T. Mixing augmentation of transverse injection in scramjet combustor[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, 19(1): 115-124.
- [30] SEGAL C. The scramjet engine[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2009.
- [31] LIÑÁN A. Diffusion-controlled combustion[M]// PHILLIPS J W, HASSAN A. Mechanics for a new millennium. Dordrecht, Netherlands: Springer, 2001: 487-502.

(编辑: 王碧琚)