

DOI:10.16356/j.1005-2615.2021.04.004

亚声速外流与流体振荡器射流流场干扰研究

马志明¹, 黄河峡¹, 谭慧俊¹, 林正康¹, 唐学斌¹, 蔡佳^{1,2}

(1. 南京航空航天大学能源与动力学院, 南京 210016; 2. 南京工业职业技术大学航空工程学院, 南京 210023)

摘要: 为了探究不同外流马赫数条件下, 流体振荡器出口振荡射流与外流耦合的流动特性, 通过非定常仿真方法研究了流体振荡器入口条件为落压比 (Nozzle pressure ratio, NPR) 为 1.5、3, 外流马赫数分别为 0、0.2、0.4、0.6、0.8 时的三维瞬态流场, 分析了外流对流体振荡器内部振荡特性的影响, 以及流体振荡器出口振荡射流与外流相互作用时的下游空间流场特性。研究表明: NPR=1.5 时, 流体振荡器出口二喉道处均为亚声速, 外流扰动会改变流体振荡器的内部振荡频率; NPR=3 时, 流体振荡器出口二喉道处存在声速截面, 从而可有效隔离外流扰动。对于 NPR=3, 当外流 $Ma=0.2$ 时, 下游流场存在两对上下旋向相反的旋涡, 上方为振荡射流所诱导的流向涡对, 下方为马蹄涡对; 当外流马赫数大于 0.4 时, 下游空间流场只存在一对流向旋涡, 且旋涡可以有效排移截面中心处的低能流, 使边界层的速度剖面更加饱满, 形状因子变小; 随着外流马赫数的增加, 射流与外流的动量比减小, 射流穿透深度减小, 射流的展向影响范围也随之减小。

关键词: 流体振荡器; 振荡射流; 亚声速外流; 旋涡

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

文章编号: 1005-2615(2021)04-0521-08

Investigation on Flow Field Interaction of Subsonic Crossflow and Jet of Fluidic Oscillator

MA Zhiming¹, HUANG Hexia¹, TAN Huijun¹, LIN Zhengkang¹, TANG Xuebin¹, CAI Jia^{1,2}

(1. College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. College of Aviation Engineering, Nanjing Vocational University of Industry Technology, Nanjing 210023, China)

Abstract: In order to explore the flow interaction between the oscillating jet of the fluidic oscillator and the crossflow with different crossflow Mach numbers, the transient flow fields are numerically studied under the nozzle pressure ratio (NPR) of 1.5, 3.0 and the crossflow Mach numbers of 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8. The effects of crossflow on the internal oscillation features of the fluidic oscillator, as well as the downstream flow interaction characteristics between the oscillating jet and the crossflow, are analyzed. The results show that when NPR=1.5, the Mach number at the secondary throat of the fluidic oscillator is less than 1, the disturbance from the crossflow will affect the internal oscillation frequency of the fluid oscillator; when NPR=3, since the Mach number at the secondary throat of the fluidic oscillator is greater than 1, the disturbance from the crossflow will be effectively isolated. When NPR=3 and the crossflow Ma is 0.2, there are two pairs vortices of downstream flow fields with opposite rotating directions, among which the upper one is the vortex pair induced by the oscillating jet, and the lower one is the horseshoe vortex pair; when the crossflow Mach number exceeds 0.4, there is only a pair of vortices in the downstream space, and the vortex can effectively divert the low-energy flow at the center of the cross-section and make the velocity profile of the boundary layer

基金项目: 国家自然科学基金 (51906104, 11772156, 11532007) 资助项目; 江苏省自然科学基金 (BK20190385) 资助项目; 航空动力基金 (6141B09050387) 资助项目。

收稿日期: 2020-11-18; **修订日期:** 2021-04-08

通信作者: 谭慧俊, 男, 教授, 博士生导师, E-mail: tanhuijun@nuaa.edu.cn。

引用格式: 马志明, 黄河峡, 谭慧俊, 等. 亚声速外流与流体振荡器射流流场干扰研究[J]. 南京航空航天大学学报, 2021, 53(4): 521-528. MA Zhiming, HUANG Hexia, TAN Huijun, et al. Investigation on flow field interaction of subsonic crossflow and jet of fluidic oscillator[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2021, 53(4): 521-528.

fuller, shape factor smaller; with the increase of the crossflow Mach number, the momentum ratio of the jet to the crossflow, the penetration depth of the jet and the spanwise influence range of the jet decrease.

Key words: fluidic oscillator; oscillating jet; subsonic crossflow; vortex

流体振荡器是一种在入口输入给定压力气源,在出口产生周期性振荡射流的主动流动控制装置^[1]。流体振荡器形成振荡射流的机制主要有两点:一是 Coanda 效应^[2],即流体的附壁效应;二是利用反馈通道形成负反馈回路,即流体附着在一侧壁面时,部分流体从出口流出,另一部分流体会沿着反馈通道流回混合腔入口处,附着在壁面的流体与壁面间会产生一个分离区^[3],在反馈通道中回流的流体作用下,使该分离区的尺度不断增加,从而迫使主流向另外一侧壁面靠近,直到附着于另一侧壁面。因此混合腔内的主流反复附着于壁面两侧,在出口处产生了周期性振荡射流^[4-6]。流体振荡器具有无可动部件、结构简单、出口射流动量大、自激振荡、自激维持等优点,目前已应用在机翼边界层分离控制^[7-9]、燃烧室中燃料增强混合^[10]、燃气轮机叶片的气膜冷却^[11]、噪声抑制^[12-13]方面,并取得了有益效果。

基于其上述优点,吸引了众多学者对流体振荡器的流动特性进行了研究。Gaertlein^[6,14]等通过实验手段,基于流体振荡器内部速度和压力的变化对振荡周期进行了相位平均,阐明了混合腔内分离区的演变过程,解释了内部振荡形成的原因。Park 等^[15]通过实验研究了流体振荡器入口落压比及几何结构对流体振荡器内部流动特性的影响,发现流体振荡器的振荡频率与出口射流最大扫掠角成反比,振荡频率越大,最大扫掠角越小,即振荡器出口射流扫掠范围越小;入口落压比、混合腔入口宽度越大,流体振荡器振荡频率越大;流体振荡器长度越长,振荡频率越小;此外反馈通道长度以及反馈通道宽度对振荡频率影响很小,可以忽略不计。雷晗等^[16]通过二维数值仿真的方法研究了流体振荡器喉道宽度、出口二喉道宽度对其流动特性的影响,发现存在一个临界二喉道宽度值,当超过这个临界值,流体振荡器不能起振。Otto 等^[17-18]通过实验对流体振荡器出口振荡射流与稳定射流的下游空间流场进行了对比,发现在振荡器出口下游较远距离处,振荡射流仍能够提供显著的控制效果,主要是振荡射流所产生的流向旋涡所致,说明出口振荡射流的扫掠行为对于实现有效的主动流动控制是关键。因此,在输入同样的高压流体下,利用流体振荡器可以获得更好的控制效果。孟腾等^[19]采用数值仿真的方法研究了流体振荡器的布局位置对 S 形进气道流动分离中的控制效果,发现射流

角度为 45° 时,控制效果最佳,总压恢复系数增加 0.403%,总压畸变指数减少 6.96%,分离区长度减少 8.07%。

尽管目前流体振荡器已经在流场控制方面取得了很多的应用,但振荡射流是如何和外流,特别是和边界层之间传递动量,外流又对振荡射流有何影响尚缺乏相关的研究,而这对于揭示流体振荡器的流动控制机理具有重要作用。为此,本文针对外流和流体振荡器振荡射流相互干扰开展仿真研究。

1 研究对象及仿真方法

1.1 几何模型

为了开展研究,设计了一流体振荡器,其几何模型如图 1 所示。流体振荡器主要由入口、混合腔、出口及反馈通道组成,其中 Inlet 为流体振荡器入口, Throat 为喉道,喉道宽度 $L_a=2\text{ mm}$;喉道下游为混合腔,混合腔入口宽度 $L_b=3.2\text{ mm}$,长度 $L_g=13.1\text{ mm}$,壁面扩张角 $\beta=77.5^\circ$;混合腔下游为二喉道,宽度为 $L_c=3.1\text{ mm}$;流体振荡器出口的宽度 $L_d=10\text{ mm}$,出口壁面扩张角 $\beta=60^\circ$ 。混合腔两侧的流道为反馈通道,反馈通道宽度 $L_e=1.6\text{ mm}$,长度 $L_f=16.5\text{ mm}$,流体振荡器长度 $L_h=28.3\text{ mm}$,厚度 $b=2\text{ mm}$,出口当量直径 $D=10/3\text{ mm}$ 。

1.2 计算方法介绍

本文采用 ANSYS ICEM 软件对计算域进行

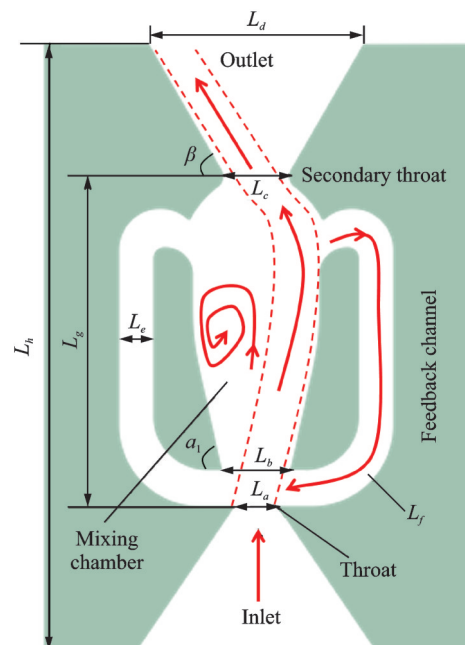


图1 流体振荡器几何模型

Fig.1 Geometric model of fluidic oscillator

网格划分,并采用结构化网格对计算域进行离散,在近壁区域及射流与外流耦合区域进行网格加密,计算区域及网格示意图如图 2 所示,网格数量在 350 万个左右。选用 Fluent 软件进行三维流场计算,通过求解雷诺平均 Navier-Stokes 方程模拟真实流场,选用 $k-\omega$ SST (Shear stress transport) 模型作为湍流模型,采用二阶精度的迎风格式对流动控制方程进行离散,假定流体为定比热的理想气体,分子黏性系数采用 Sutherland 公式给定。采用二阶隐式的非定常进行计算,时间步长设置为 1×10^{-6} s。边界条件的设置包括:压力远场、压力入口、压力出口和无滑移绝热壁面,其中压力远场的来流马赫数分别为 0、0.2、0.4、0.6、0.8,流体振荡器入口采用压力进口边界,其总压按落压比 (Nozzle pressure ratio, NPR) 为 1.5、3 设定。

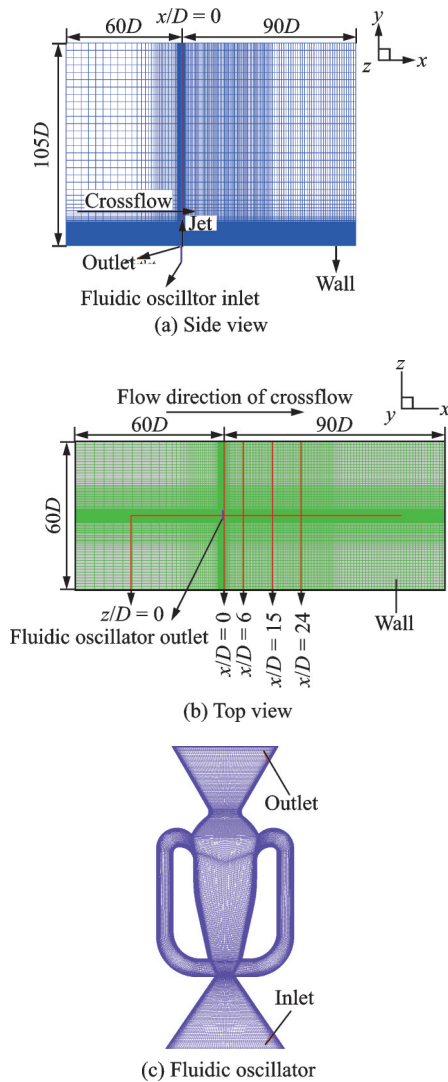


Fig.2 Schematic diagram of calculation area and grid

1.3 算例验证

为了验证上述仿真方法的准确性,采用该仿真方法对文献[15]中的流体振荡器模型(图 3)开展了

不同 NPR 的仿真计算,并将仿真与实验结果进行对比。仿真及实验的流体振荡器频率由图 4 给出,其中 Simulation 为本文仿真结果, Kulite sensor 为用压力传感器测得的实验结果。从图 4 可见仿真结果与实验结果吻合较好,说明本文采用仿真方法可以准确地模拟流体振荡器的非定常射流特性。

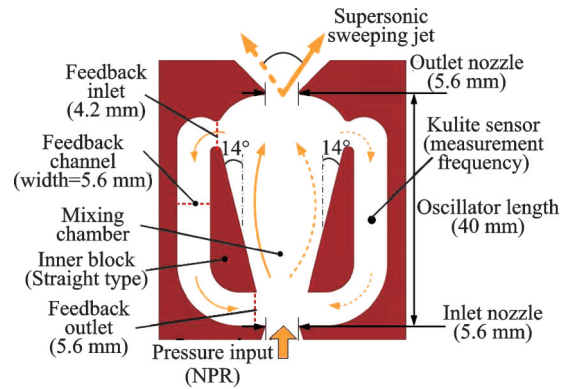


图 3 参考文献[15]中流体振荡器构型及几何参数
Fig.3 Configuration and geometric parameters of fluidic oscillator in Ref.[15]

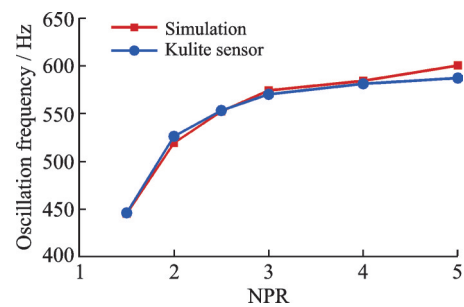


图 4 不同落压比下流体振荡器的振荡频率
Fig.4 Oscillation frequency of fluidic oscillator at NPR

2 仿真结果分析

2.1 外流对流体振荡器的内部流动特性的影响

为了评估外流是否会对振荡器内部流场产生影响,通过快速傅里叶变换对比了落压比 $NPR=1.5, 3$ 时不同外流马赫数下流体振荡器出口速度在 z 方向的分速度 U_z 的频谱特性,表 1 给出了不同外流马赫数下入口落压比为 1.5、3 时流体振荡器振荡频率

Table 1 Oscillation frequency of fluidic oscillator at different crossflow Ma when $NPR = 1.5, 3$

外流马赫数	NPR=1.5时振荡频率/Hz	NPR=3时振荡频率/Hz
0.0	1 515	2 500
0.2	1 521	2 500
0.4	1 562	2 500
0.6	1 626	2 500
0.8	1 650	2 500

流马赫数下入口落压比 $NPR=1.5, 3$ 时流体振荡器的振荡频率。由表1可知,当入口落压比 $NPR=1.5$,外部为静止外流时($Ma=0$),流体振荡器的振荡频率为1 515 Hz。随着外流马赫数的增加,射流的振荡频率从1 515增加至1 650 Hz,这说明来自外流的扰动会影响流体振荡器的振荡频率。图5给出了落压比 $NPR=1.5$ 时不同外流马赫数下的流体振荡器内部时均马赫数云图,其中时均流场通过对10个周期的流场进行时间平均处理得到。由于积分的时间很长,振荡器左右振荡效应被抹平,其时均流场呈现出很好的左右对称特性,可以看到出口二喉道处均为亚声速,不能隔离外流扰动,这

可能是因为外流马赫数增加之后,外流对射流的束缚作用增强,使得从二喉道流出的流量减少,更多的流体流入反馈通道,从而反馈通道内的气流流速增加,振荡器的振荡频率逐渐增大。当入口落压比 $NPR=3, Ma=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ 时,射流的振荡频率均为2 500 Hz。频率增大的原因是,入口落压比越大,如图5、6所示,振荡器内流体过膨胀程度削弱,气流的流速越大,振荡器流场时均马赫数由0.045增加到0.11,气流在混合腔的两侧壁面之间来回振荡的时间减小,从而振荡频率增大。为了解释频率保持不变的原因,图6给出了 $NPR=3$ 时不同外流马赫数下的流体振荡器内部时均马赫数云

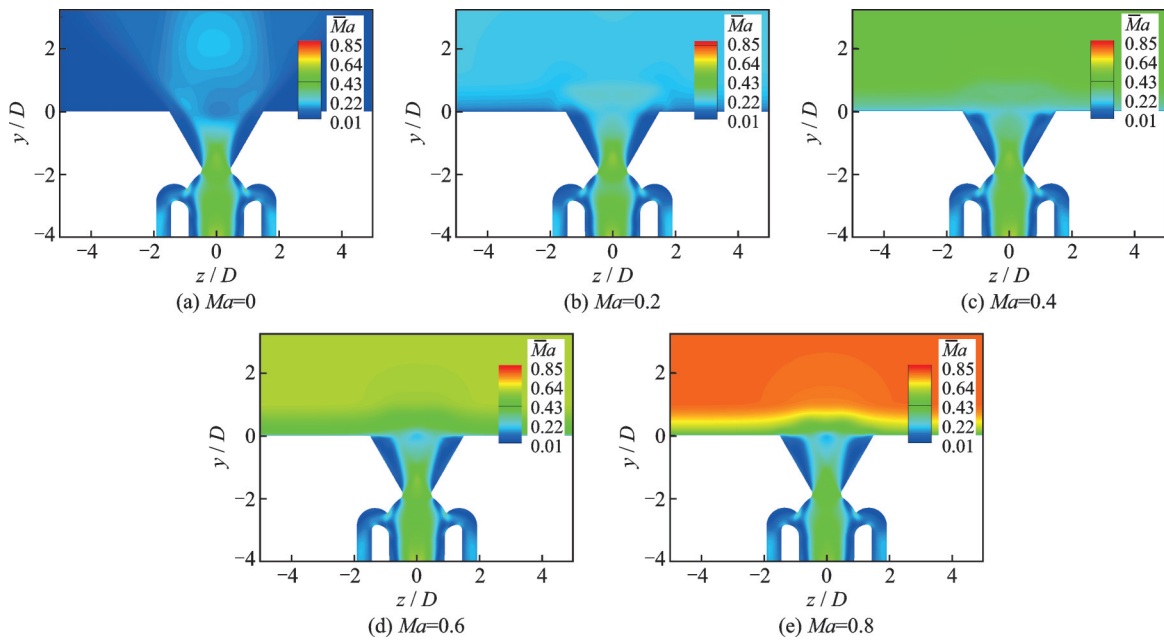


图5 $NPR=1.5$ 时不同外部来流马赫数下的流体振荡器时均马赫数云图

Fig.5 Time averaged Ma cloud diagram of fluidic oscillator at different crossflow Ma when $NPR = 1.5$

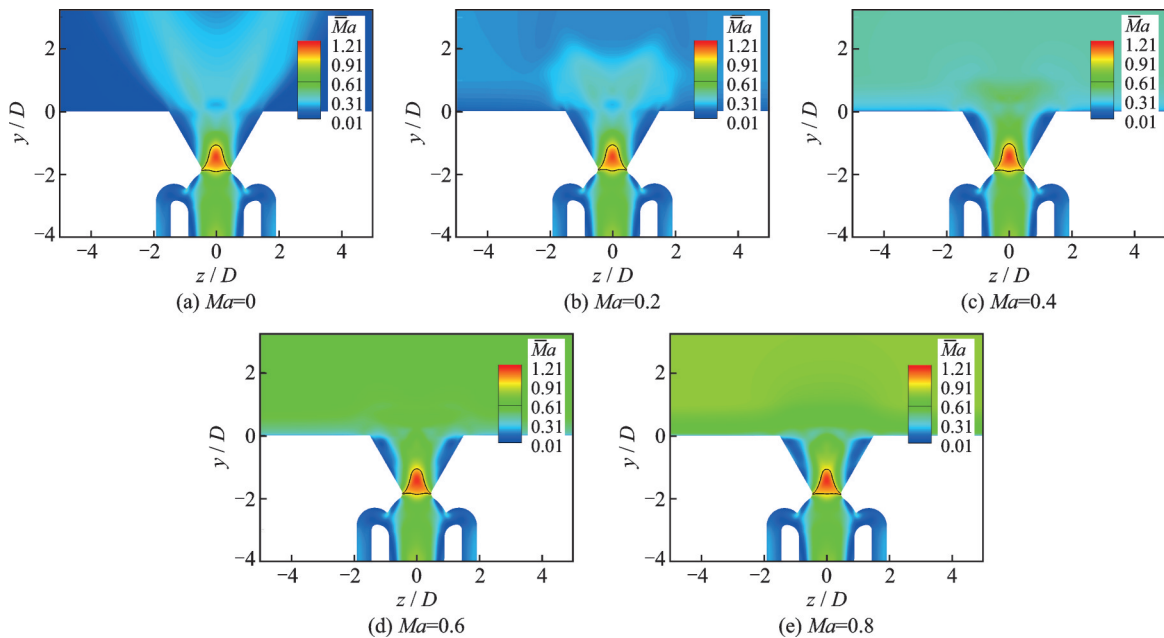


图6 入口落压比 $NPR=3$ 时不同外部来流马赫数下的流体振荡器时均马赫数云图

Fig.6 Time averaged Ma cloud diagram of fluidic oscillator at different crossflow Ma when $NPR = 3$

图,图中用黑色实线标注出了声速线,可以看到出口二喉道处均达到临界状态,在二喉道下游存在一个小范围的超声速区。因此,NPR=3状态下,二喉道处声速截面的存在可以隔离外流扰动,使得流体振荡器的内部流动特性不受外流的影响。

2.2 NPR=3时外流干扰下流体振荡器出口振荡射流空间流场结构

图 7 给出了不同外流马赫数下沿流向截面 $x/D=6、15、24$ 的时均横截面流线。从图中可以看出,外流 $Ma=0.2$ 时,在 $x/D=6$ 截面处,在射流出口上方存在一对左边顺时针,右边逆时针的大尺度流向旋涡,在该旋涡的下方存在一对尺度小的与上方旋向相反的马蹄涡; $x/D=15、24$ 截面处的流场结构基本相同,下方的一对马蹄涡和来流边界层相互作用,其尺度沿着流动方向不断增加。当外流马赫数为 0.4 时,马蹄涡的尺度较 $Ma=0.2$ 小得多; $Ma=0.6$ 时,马蹄涡的尺度变得非常小,并在下游截面直接融合到上方的大尺度旋涡内;当 $Ma=0.8$ 时,此时射流流场只剩下一对旋涡;在 $x/D=15、24$ 截面处的三者的旋涡结构基本相同,都为左边顺时针,右边逆时针的流向旋涡。同时,对图 7 整体进行纵向对比,可以发现,随着来流马赫数增加,射流在下游的展向及法向的诱导范围均逐渐减小。表 2 给出了 NPR=3 时不同外流马赫数下右侧流向旋涡核位置 (y/D 和 z/D 坐标,其中 y 为高度方向坐标, z 为宽度方向坐标),从表 2 可知,同

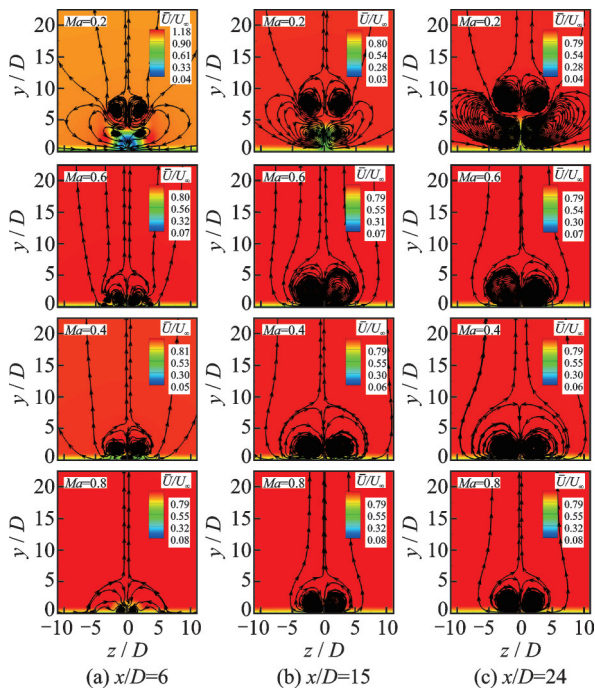


图 7 入口落压比 NPR=3 时不同外流马赫数下沿流向截面的时均流线图

Fig.7 Time averaged streamline along the flow section at different crossflow Ma when $NPR = 3$

一外流马赫数下,射流诱导的流向旋涡的涡核位置沿流向截面逐渐远离壁面和截面中心线。随着外流马赫数越小,同一流向截面位置流向旋涡的涡核位置越远离壁面和截面中心线,说明射流的穿透深度和射流影响域都在增加。

表 2 NPR=3 时不同外流马赫数下右侧流向旋涡核位置
Table 2 Position of right vortex core in flow direction at different crossflow Ma when $NPR = 3$

Ma	$x/D=6$	$x/D=15$	$x/D=24$
0.2	(1.92, 6.53)	(2.38, 7.56)	(2.93, 8.13)
0.4	(1.63, 1.75)	(1.97, 1.83)	(2.07, 1.88)
0.6	(1.00, 0.80)	(1.90, 1.56)	(2.22, 1.70)
0.8	(0.97, 0.53)	(1.55, 1.01)	(1.83, 1.44)

图 8 利用 Q 准则显示了流体振荡器出口射流与外流相互耦合产生的三维旋涡结构,对于外流马赫数等于 0 的状态,射流的时均流场为典型的自由

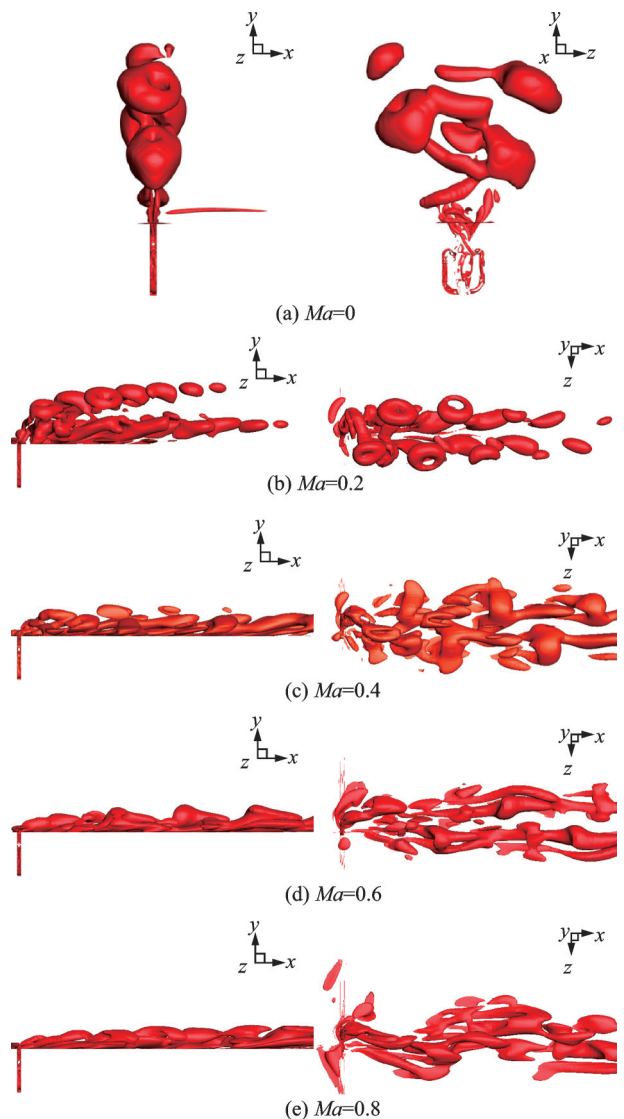


图 8 入口落压比 NPR=3 时不同外流马赫数下流场三维旋涡结构

Fig.8 Three dimensional vortex structure of flow field at different crossflow Ma when $NPR = 3$

射流,射流剪切层内存在一系列 Kelvin-Helmholtz 旋涡;当外流马赫数增加之后,旋涡随外流向下游对流,上方的旋涡会由圆环状逐渐转变为尖头状。

图9给出了振荡射流在 $z/D=0$ 截面处的速度流线图对比,其中 \bar{U}_y 为时均速度在 y 方向上的分速度;可以看出,外流 $Ma=0$ 时流体振荡器出口射流的流线是直直地向上;来流 $Ma=0.2$ 时,射流受外流压迫向下弯曲,由于外流速度较低,射流的弯曲程度较小,射流下游存在一个大的回流区,之后射流始终脱离壁面,如图9(c)所示;当来流 $Ma=0.4$ 时,射流在下游快速贴近壁面,射流下游回流区较小;当外流马赫数进一步增加时,射流来流 $Ma=0.6$ 和 $Ma=0.8$ 的射流非常贴近壁面,几乎没有回流。表3给出了 $NPR=3$ 时不同外流马赫数下射流最大穿透深度,可知在 $NPR=3$ 时,外流马赫数越大,射流的最大穿透深度越小。

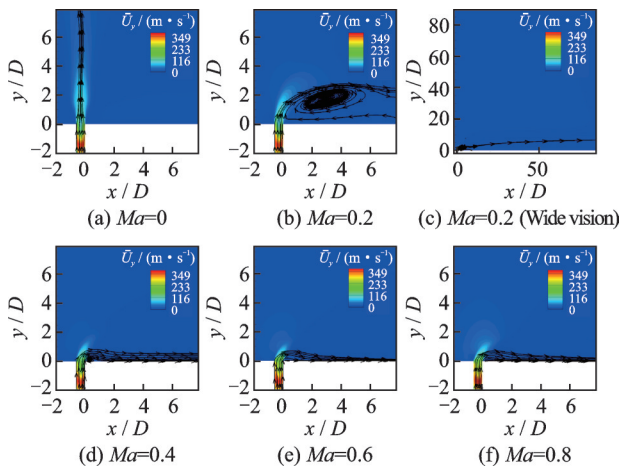


图9 射流在 $z/D=0$ 截面处的流线图对比

Fig.9 Comparison of streamline diagram of jet at section $z/D=0$

表3 $NPR=3$ 时不同外流马赫数下射流最大穿透深度

Table 3 Maximum penetration depth of jet at different crossflow Ma when $NPR=3$

外流马赫数	最大穿透深度 y/D
0.0	∞
0.2	2.79
0.4	0.83
0.6	0.74
0.8	0.72

为了分析外流马赫数对射流流场内流结构的影响,表4列出了不同外流马赫数状态下对应的动量比。动量比的计算公式为

$$J = \frac{\rho_{\text{jet}} U_{\text{jet}}^2}{\rho_{\infty} U_{\infty}^2} \quad (1)$$

式中: ρ 、 U 分别为密度和速度,下标 jet 代表射流,下标 ∞ 代表外流。射流的出口动量通过时间积分

得到,可以看到,当外流马赫数为0时,动量比为无穷大,外流马赫数为0.2时,动量比为2.21。随着外流马赫数的增加,外流本身的动量随之增加。根据前面的分析,外流对振荡器内部流场没有影响,射流的出口动量不随外流的改变而改变,射流和外流的动量比呈现出逐渐降低的趋势,并且当外流马赫数超过0.4之后,射流与外流动量比小于1。故当外流马赫数为0.2时,由于此时射流的动量较外流动量高得多,射流的穿透深度大,射流形成气柱诱导外流边界层分离,卷起马蹄涡;当外流马赫数增加之后,外流对射流的束缚能力增强,射流穿透能力很弱,形成的气柱很难诱导外流边界层分离,因此在流场中无法观测到马蹄涡的存在,射流流场以流向涡对占据主导。

表4 $NPR=3$ 时不同外流马赫数下射流与外流动量比

Table 4 Jet to crossflow momentum ratio at different crossflow Ma when $NPR=3$

Ma	0	0.2	0.4	0.6	0.8
动量比	∞	2.21	0.716	0.67	0.37

2.3 $NPR=3$ 时外流对射流时均速度场的影响

边界层内的速度分布直接决定了边界层抵抗下游逆压梯度的能力,为此,图10给出了不同外流马赫数下,沿流向截面 $x/D=6, 15, 24$ 处的时均速度比(速度比=当地时均流速/外流流速)图。从图中可以看出,在 $Ma=0.2$ 时, $x/D=6$ 截面处,在中心处存在一低速环形区域,实际上该区域对应于射流所形成的马蹄涡;在 $x/D=15, 24$ 截面处,随着旋涡进一步向上方运动并和外流形成较强的流动掺混,低速区内的速度随之增高。当外流马赫数 Ma 增加至0.4时,会形成中心处高、两端低的速度比云图,随着向下游发展,中心处的低能流会逐渐减少,这是因为一对左边顺时针,右边逆时针的流向旋涡会将中心处的低能流逐渐排移到两侧。 $Ma=0.6, 0.8$ 时的速度比云图和 $Ma=0.4$ 时的大致相同。

图11进一步定量对比了 $x/D=24$ 截面 $z/D=0, 3, 9, 15$ 位置的速度剖面,其中纵坐标为距离壁面的高度,横坐标为当地流速与来流流速的比值, $z/D=15$ 位置远离射流影响区,可作为未受扰动区的基准。表5给出了不同外流马赫数下沿流向 $x/D=24$ 截面不同展向位置速度剖面的形状因子 H_1 , 其中 H_1 为流量损失厚度与动量损失厚度的比值。当 $Ma=0.2$ 时, $z/D=0, 3, 9, 15$ 位置的形状因子分别为1.384、1.175、1.301、1.331, 结合图11(a)可知,在 $z/D=0$ 处的速度剖面较 $z/D=15$ 位置更加削瘦,在 $z/D=3, 9$ 处的速度剖面比 $z/D=15$ 处

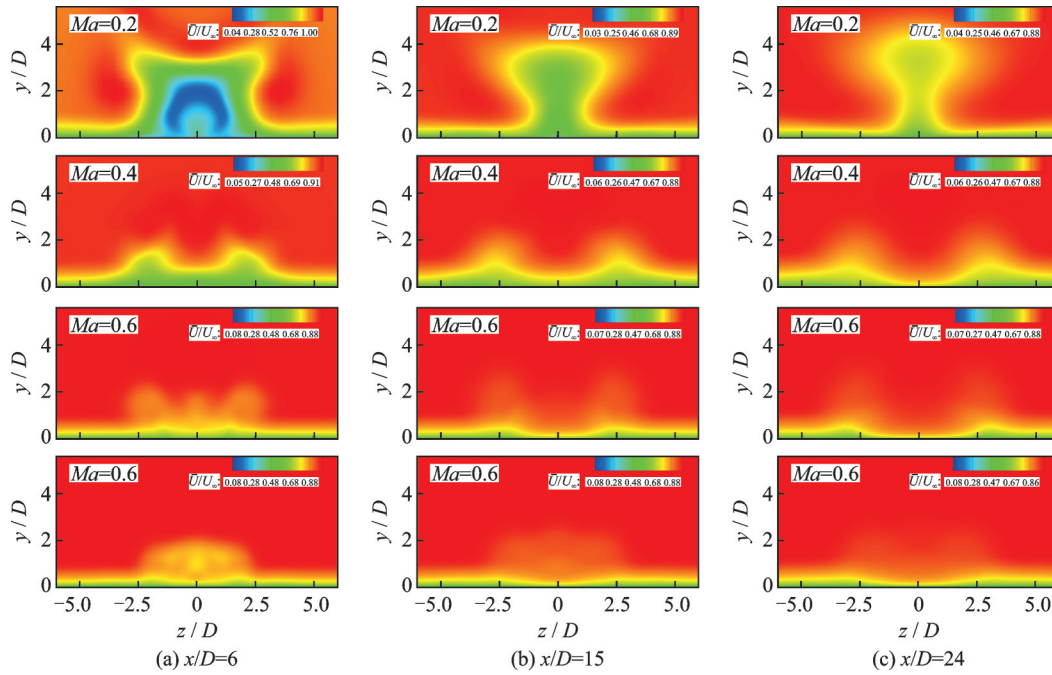


图 10 不同外流马赫数下沿流向截面的时均速度比

Fig.10 Time average velocity ratio along the flow section at different crossflow Ma

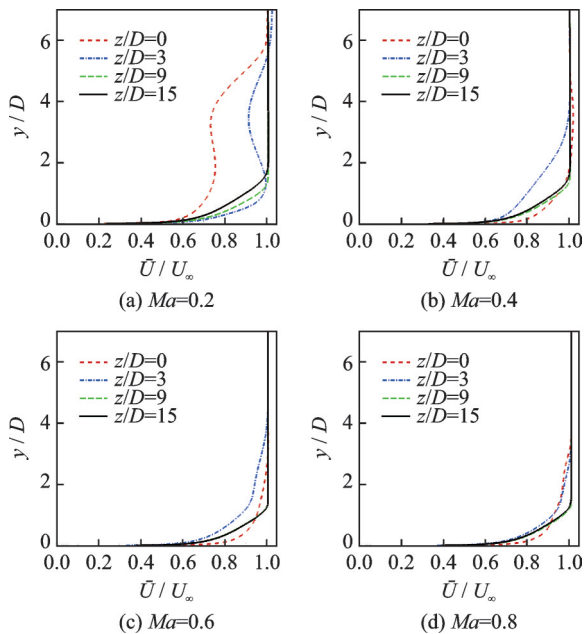


图 11 沿流向 $x/D=24$ 截面位置速度剖面

Fig.11 Velocity profile along the flow direction at section $x/D=24$

表 5 不同外流马赫数下沿流向 $x/D=24$ 截面不同展向位置速度剖面的形状因子 H_1

Table 5 Shape factor H_1 of velocity profiles at different spanwise positions along the section with flow direction $x/D=24$

Ma	$z/D=0$	$z/D=3$	$z/D=9$	$z/D=15$
0.2	1.384	1.175	1.301	1.331
0.4	1.240	1.349	1.366	1.369
0.6	1.310	1.382	1.441	1.443
0.8	1.426	1.518	1.573	1.582

的更加饱满。结合图 7 可以发现,这种速度剖面分布主要是由于马蹄涡的存在导致的。当外流 $Ma=0.4, 0.6, 0.8$ 时, $z/D=0$ 处的速度剖面,特别是非常靠近壁面位置,较 $z/D=15$ 更为饱满,但会使得速度边界层增厚,这是由于上方流向旋涡速度较低所导致的; $z/D=9$ 处的速度剖面与 $z/D=15$ 处基本一致,说明 $Ma=0.4, 0.6, 0.8$ 时振荡射流的影响区域相较于 $Ma=0$ 更小。当外流 $Ma=0.4, 0.6, 0.8$ 时, $z/D=0, 3, 9$ 位置的形状因子相较于各个状态 $z/D=15$ 位置的形状因子逐渐增大,这说明射流与外流所诱导的流向旋涡可以提高抗分离能力。

3 结 论

本文通过非定常三维仿真方法研究了流体振荡器入口条件在落压比 $NPR=1.5, 3$, 外流马赫数分别为 $0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ 时的空间流场,得出结论如下:

(1) 流体振荡 $NPR=1.5$ 时,由于流体振荡器出口二喉道皆为亚声速,当外流马赫数从 0 增加至 0.8 , 振荡频率从 $1\ 515$ 增加至 $1\ 650$ Hz; $NPR=3$ 时,流体振荡器出口二喉道处存在声速截面,外流扰动不会对流体振荡器的振荡频率产生影响,其工作频率均为 $2\ 500$ Hz。

(2) 当 $NPR=3$, 当外流 $Ma=0.2$ 时,下游流场存在两对上下旋向相反的旋涡,上方为振荡射流所诱导的流向涡对,下方为马蹄涡对,旋向与流向涡对相反;当外流赫数大于 0.4 时,下游空间流场只存在一对流向旋涡。

(3) 保持 $NPR=3$ 不变,随着外流马赫数的增加,射流与外流的动量比减小,射流最大穿透深度减小,射流的展向影响范围也随之减小。

(4) 保持 $NPR=3$ 不变,当外流马赫数为 0.2 时,流向截面中心处的速度剖面削瘦,两侧速度剖面饱满;当外流马赫数大于 0.4 时,中心处的形状因子相比于未受干扰区减小,速度剖面更加饱满,射流诱导的流向旋涡可有效排移截面中心处的低能流。

参考文献:

- [1] SEO J H, ZHU C, MITTAL R. Flow physics and frequency scaling of sweeping jet fluidic oscillators[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(6): 2208-2219.
- [2] 白亚磊. 康达效应在流量测量中的研究与应用[D]. 南京:南京航空航天大学,2007.
BAI Yalei. Research and application of Coanda effect in the flow measurement[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2007.
- [3] SHIHCHIU W, DA WEN C. theoretical and experimental investigation on the switching properties of tunnel diodes[J]. *Acta Electronica Sinica*, 1964(1): 208.
- [4] GREGORY J, TOMAC M N. A review of fluidic oscillator development[C]//Proceedings of the 43rd AIAA Fluid Dynamics Conference. [S.l.]: AIAA, 2013: 2474.
- [5] 程蛟. 射流外激励切换附壁振荡特性与优化研究[D]. 大连:大连理工大学,2016.
CHENG Jiao. Research on the characteristic and optimization of wall-attaching and oscillation in external stimulation jet[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2016.
- [6] GAERTLEIN S, WOSZIDLO R, OSTERMANN F, et al. The time-resolved internal and external flow field properties of a fluidic oscillator[C]//Proceedings of the 52nd Aerospace Sciences Meeting. [S.l.]: [s.n.], 2014: 1143.
- [7] WOSZIDLO R, NAWROTH H, RAGHU S, et al. Parametric study of sweeping jet actuators for separation control[C]//Proceedings of the 5th Flow Control Conference. [S.l.]: [s.n.], 2010: 4247.
- [8] WOSZIDLO R, WYGNANSKI I. Parameters governing separation control with sweeping jet actuators [C]//Proceedings of the 29th AIAA Applied Aerodynamics Conference. [S.l.]: AIAA, 2011: 3172.
- [9] CHOEPHEL T, CODER J, MAUGHMER M. Airfoil boundary-layer flow control using fluidic oscillators[C]//Proceedings of the 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference. [S.l.]: AIAA, 2012: 2655.
- [10] DANIEL G. Active combustion control using a fluidic oscillator for asymmetric fuel flow modulation[J]. *International Journal of Flow Control*, 2009, 1(2): 155-166.
- [11] TEN J S, POVEY T. Self-excited fluidic oscillators for gas turbines cooling enhancement: Experimental and computational study[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2019, 33(2): 536-547.
- [12] RAMAN G, RAGHU S. Miniature fluidic oscillators for flow and noise control—Transitioning from macro to micro fluidics [C]//Proceedings of Fluids Conference & Exhibit. [S.l.]: [s.n.], 2000.
- [13] BENNETT G J, OKOLO P N, ZHAO K, et al. Cavity resonance suppression using fluidic spoilers[J]. *AIAA Journal*, 2019, 57(2): 706-719.
- [14] OSTERMANN F, WOSZIDLO R, CHRISTIAN N. Phase-averaging methods for a naturally oscillating flow field[J]//Proceedings of the 52th Aerospace Sciences Meeting. [S.l.]: [s.n.], 2015.
- [15] PARK S H, KO H C, KANG M J, et al. An experimental study of the characteristics of a supersonic fluidic oscillator utilizing the design of experiment[C]//Proceedings of AIAA Aviation 2019 Forum. [S.l.]: AIAA, 2019: 3395.
- [16] 雷哈,单勇,谭晓茗,等. 超声速流体振荡器流动特性数值研究[J]. *重庆理工大学学报(自然科学)*, 2019, 33(3): 126-132.
LEI Han, SHAN Yong, TAN Xiaoming, et al. Numerical study of flow characteristic in wall-attachment fluidic oscillator[J]. *Journal of Chongqing University of Technology (Natural Science)*, 2019, 33(3): 126-132.
- [17] OTTO C, TEWES P, LITTLE J C, et al. Comparison of fluidic oscillators and steady jets for separation control on a wall-mounted hump[C]//Proceedings of 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting. [S.l.]: AIAA, 2018: 1281.
- [18] OTTO C, TEWES P, LITTLE J C, et al. Comparison between fluidic oscillators and steady jets for separation control[J]. *AIAA Journal*, 2019(1): 1-10.
- [19] 孟腾,董金钟,吴西云. 流体振荡器在进气道流动控制中的应用研究[J]. *科学技术与工程*, 2016, 16(32): 319-324, 341.
MENG Teng, DONG Jinzhong, WU Xiyun. Research on the application of fluid oscillator in inlet flow control[J]. *Science Technology and Engineering*, 2016, 16(32): 319-324, 341.