

高频高速流体振荡器工作特性

周銮良¹, 王士奇², 温新¹

(1. 上海交通大学机械与动力工程学院, 上海 200240;

2. 中国航空发动机集团有限公司 中国航空发动机研究院, 北京 101304)

摘 要: 设计了一种新型高频高速流体振荡器, 并采用热线风速仪、高频动态压力传感器等测量手段, 对其频率-压力响应特性、速度-压力响应特性及内部压力传播特性进行了实验研究。结果表明: 设计的流体振荡器工作频率约为 900 Hz, 进出口压比为 2 时, 其出口射流速度范围为 75~239 m/s。建立了振荡周期/频率与内部尺寸的关系式, 验证了振荡器内部的压力传播与反射机制, 并用压力的作用机制解释了射流偏转的两个阶段, 为今后设计不同流动条件下所需的流体振荡器提供了设计思路。

关 键 词: 高频高速; 脉冲射流; 流动分离主动控制; 流体振荡器; 动态压力传播

中图分类号: V211; O353.5; TP61

文献标志码: A

Working characteristics of a fluidic oscillator with high frequency and high speed

ZHOU Luanliang¹, WANG Shiqi², WEN Xin¹

(1. School of Mechanical Engineering,

Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. Aero Engine Academy of China,

Aero Engine Corporation of China, Beijing 101304, China)

Abstract: A fluidic oscillator with high-frequency and high-speed was designed, and its frequency and velocity response to inlet pressure, and internal pressure propagation pattern were measured by hot wire anemometers and high-frequency dynamic pressure sensors. The results showed that the working frequency of the fluid oscillator was about 900 Hz, and when the inlet pressure ratio was 2, the outlet velocity range was 75—239 m/s. The relationship between the oscillation frequency and the internal size was established, the pressure propagation and reflection mechanism inside the oscillator were verified. And the two stages of the jet switching were explained by the pressure propagation mechanisms, which can provide insights into the future fluidic oscillator design under different flow control conditions.

Key words: high frequency and high speed; pulsing jet; active flow separation control; fluidic oscillator; transient pressure propagation

收稿日期: 2021-03-07

基金项目: 航空动力基金(6141B0950399); 国家自然科学基金(12072196); 先进航空动力创新工作站(HKCX2019-01-016)

作者简介: 周銮良(1997—), 男, 硕士生, 主要从事叶轮机械气动热力学研究。

引用格式: 周銮良, 王士奇, 温新. 高频高速流体振荡器工作特性[J]. 航空动力学报, 2022, 37(4): 877-885. ZHOU Luanliang, WANG Shiqi, WEN Xin. Working characteristics of a fluidic oscillator with high frequency and high speed[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(4): 877-885.

流动分离在高速流动中广泛存在^[1],流动分离会导致性能损失,甚至导致严重的结构故障,因此对分离流的控制就显得尤为重要。流动控制方式分为被动控制和主动控制^[2]。被动控制通过改变流动边界构型,从而改变流场结构,消除或减缓流动分离的发生,如在流动壁面安装涡流发生器、导流片等,但是在非设计条件下可能会失去效用并增加阻力;主动流动控制可以根据流场的变化,在其需要的时候在流动临界点使用小的局部能量控制流场,克服被动控制适应能力低的特点,并获得更佳的控制效果。主动控制方式需要各类激励器向流场中注入能量,包括合成射流激励器^[3-4]、等离子激励器^[5]、流体振荡器^[6]等。合成射流激励器通过旋转电磁阀^[7]、活塞回转^[8]、压电陶瓷复合隔膜振动^[9-10]等不同手段使空腔体积发生变化,从而产生周期性射流;等离子体激励器通过超高电压将附近空气进行电离后进行流动控制^[11];流体振荡器则在进口压力以及流体康达(Coanda)效应的作用下在出口形成一定频率的振荡射流^[12]。相比于其他主动控制激励器,流体振荡器无任何运动部件,具有可靠性高、抗强电磁干扰能力强、工作稳定等特点,因此引起人们的广泛关注,近年来被探索应用于各种领域,例如钝体减阻^[13]、翼型增升^[14]、增强换热^[15]等等。

根据产生射流类型的不同,流体振荡器分为两大类,一类为单出口扫掠型^[12],即出口处射流的速度绝对值不发生变化,但是其方向在一定的角度范围内以一定的频率摆动,形成扫掠式的振荡射流;另一类为双出口脉冲型^[16],即射流的方向不变,其射流速度大小发生周期性变化。在航空发动机领域中,脉冲型射流已被广泛用于改善S型进气道内的流动分离和出口畸变^[17-19];控制压气机静子角区分离,降低叶栅的角区损失^[20];在压气机转子叶顶进行脉冲射流激励,还能大幅扩展压气机的稳定工作边界^[21];近些年还开发出无气源脉冲射流,能有效抑制叶栅通道流动分离,降低通道出口总压损失^[22]。因此本文主要研究脉冲型振荡激励器。其工作原理如下:在康达效应作用下^[23],主射流偏向一侧壁面,一部分流体进入反馈通道,在主流根部积累能量,促使主射流偏转,如此周而复始,在出口产生周期性的脉冲射流。

对脉冲型激励器来说,振荡频率是影响其控制效率的重要因素,因此人们对其频率/周期的测试和预测进行了大量工作。1996年,Gebhard

等^[24]设计了一种流体振荡器,研究了四个不同进口压力下的振荡特性,发现振荡频率随体积流量的增大而线性增加,并提出其振荡周期 T 是主射流克服附壁效应向另一侧转换的偏转时间 T_s 和通过反馈回路的传输时间 T_t 之和的两倍,但没有给出内部参数的影响。2005年,Simoës等^[6]提出传输时间 T_t 在液体工作介质时可忽略,偏转时间 T_s 取决于射流速度和喷嘴到分流器的距离。2013年,Tesar等^[25]研究了一种无反馈通道的新型脉冲型振荡器,其控制口一端连接大气,另一端完全封闭,并指出振荡频率与压力波在封闭端内的传播时间有关。2019年,Wang等^[16]采用模拟的手段,提出高压压缩波(HPCW)和低压膨胀波(LPEW)的概念和压力波反射理论对振荡行为进行解释,并指出振荡频率受两侧通道内的压力差影响。

本文在Wang等^[16]研究模型的基础上,改进设计了一种能够产生高频高速脉冲射流的流体振荡器。以常温空气为介质,在进出口压比1.3~3.0范围内,通过热线风速仪和高频动态压力同步采集等多种测量方法,探究了该振荡器的周期/频率响应特性和速度响应特性。提出了流体振荡器振荡周期预测公式,采用压力波反射理论分析了其内部压力传播特性,以及尺寸变化对其周期/频率带来的影响。

1 流体振荡器模型

图1为流体振荡器的内部流道简图。图1(a)中将激励器的一侧通道分为两部分,出口通道和反馈通道,其中反馈通道由直通通道和反馈回路两部分组成。在振荡器的关键点处进行压力测量。其中关键点的位置说明如下: B_1 点为左侧直通中心, C_1 点表示左侧反馈回路入口, D_1 点为左侧反馈回路中心, E_1 点为左侧反馈回路出口。其中①表示激励器左侧部分,②表示激励器右侧部分。如图1(b)所示,展示了脉冲式流体振荡器的部分尺寸。

以入口喉部下宽度 w_1 为基准,其中 $w_1=1$ mm,在表1中列出了流体振荡器的关键尺寸。

本模型是在Wang等^[16]的模型尺寸基础上,进行修改得到。考虑到加工精度和传感器的安装方式,先将模型尺寸进行等比例放大一倍。由于中心喉部尺寸较小,加工精度难以保证,且尺寸误差对脉冲式流体振荡器的振荡特性影响较大,再将中心喉部尺寸扩大一倍。但保持分流楔到入口喉

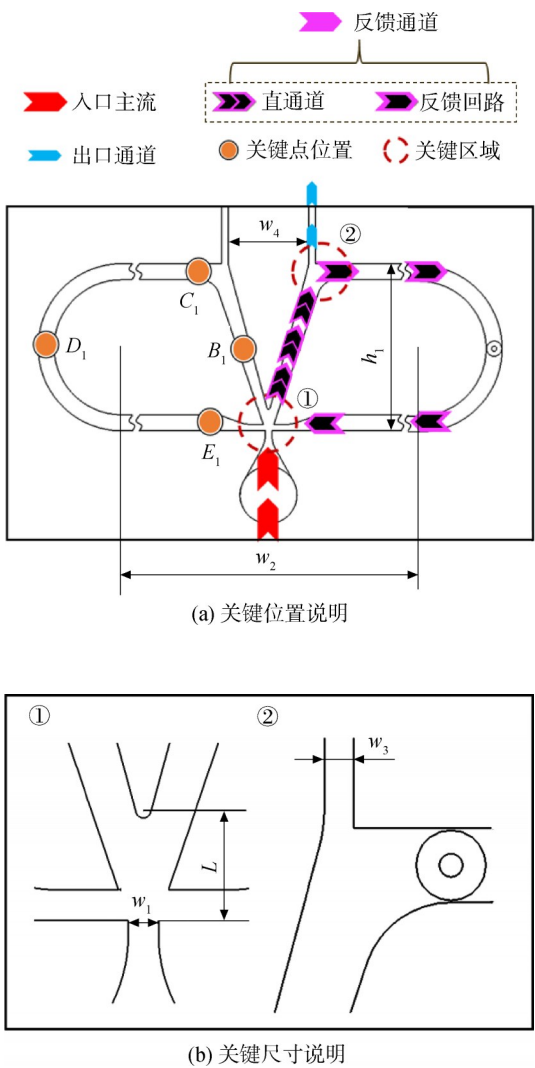


图 1 流体振荡器示意图
Fig.1 Sketch of a fluidic oscillator

表 1 流体振荡器关键尺寸		
Table 1 Key dimensions of fluidic oscillator		
尺寸比	比值	符号说明
w_2/w_1	96.6	w_2 :除了反馈回路端部的长度
w_3/w_1	1.0	w_3 :出口通道宽度
w_4/w_1	12.6	w_4 :出口通道间距
h_1/w_1	26.0	h_1 :反馈回路端部直径
L/w_1	3.6	L :分流楔到入口喉部的距离

部的距离 L 与 Wang 等^[16] 的模型尺寸一致,这是为了使主射流出口到分流楔的长度相对减小。在同样的射流根部两侧压力差下,需要克服主流的附壁效应所需的时间越短,从而获得更高的工作频率。同时本设计的出口尺寸相对喉部尺寸变小,从而在质量守恒条件下提高出口射流出口速度。

图 2 为流体振荡器的工作示意图。其工作原理为:当进入振荡器的主射流到达入口喉部时,由于振荡器两侧的通道内原始压力存在细微的差别,并且在康达效应^[23]的作用下,主射流会贴附在一侧壁面在直通道中流动。当主射流到达射流出口时,一小部分流体沿反馈回路进行流动,直到传播到入口喉部,迫使主射流发生偏转。如此周而复始,便在激励器的两个出口产生一定频率的脉冲射流。之前学者的研究结果可以得知该构型的脉冲式流体振荡器的频率主要取决于反馈通道长度,所以本研究也主要关注反馈通道长度对频率/周期的影响。

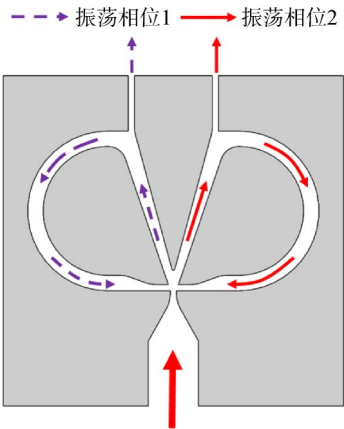


图 2 流体振荡器工作示意图
Fig.2 Working sketch of a fluidic oscillator

2 实验方法

本研究采用热线风速仪测量流体振荡器的出口流体的周期/频率特性和速度特性,采用动态压力传感器同步测量激励器内关键点的压力变化。其中所用热线风速仪和动态压力传感器具体介绍如下:

热线风速仪:采用 Dantec 公司的 Streamlin Pro 恒温式热线系统,55P11 单丝热线,校准速度范围是 8~270 m/s,采样频率 80Khz,热线安装在振荡射流的左出口中心处,距离射流出口界面小于 1 mm,热线沿出口深度方向放置,以保证热线丝全部在等速区内。

动态压力传感器:采用 8 个 Kulite(XT-190) 型号高频动态压力传感器(量程 0~0.35 MPa)和 NI PXIe-4309 采集系统,分别测量压比为 1.3~3.0 范围内振荡器关键点处的压力变化,同步采样频率为 200 kHz。

图 3 为动态压力传感器安装示意图,其中振

荡激励器采用上下两层进行机加工,且采用螺栓进行固定。压力传感器安装在振荡激励器一侧的背面,安装位置为图 1(a)中所展示的关键点处。在关键点的一侧进行开孔,其中开孔直径为 1 mm,开孔长度为 1.5 mm,后连接 M5 的螺纹孔。Kulite 压力传感器的端口前端设置有 M5 的螺纹,将压力传感器分别旋进关键点处的螺纹孔,在连接处的尾部采用橡胶垫圈进行密封。

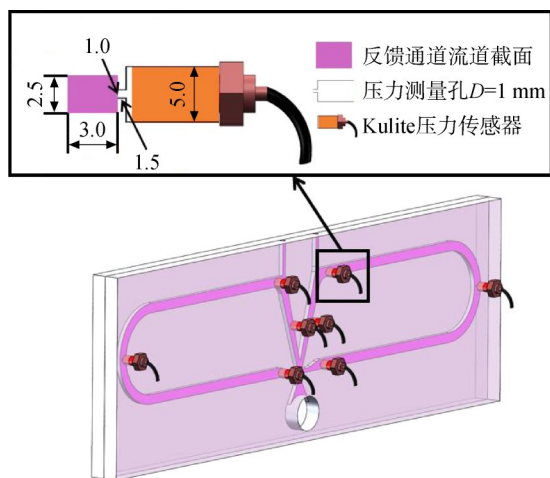


图 3 压力传感器安装示意图(单位:mm)

Fig.3 Installation sketch of a pressure sensor (unit:mm)

3 结果与讨论

3.1 振荡激励器工作特性

3.1.1 周期时间-压力特性

图 4 给出了流体振荡器的周期时间-压力特性,发现振荡周期时间随反馈通道长度(L_f)的增加而增大,这与文献[6]的发现一致。并且振荡周期时间随入口压力的变化分为两个阶段,在入口

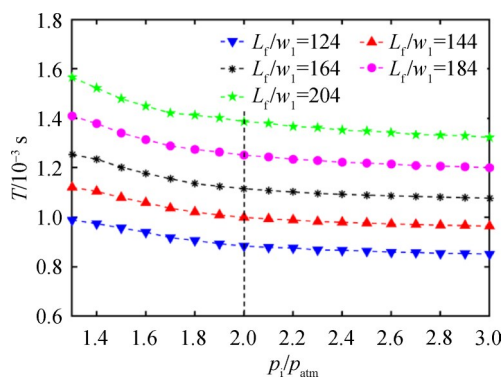


图 4 不同反馈通道长度(L_f)下激励器的周期-压力特性

Fig.4 Period-pressure characteristics of the fluidic oscillators with different feedback channel lengths (L_f)

压比 $p_i/p_{atm} < 2$ 时,周期时间(T)几乎呈线性减小;在入口压比 $p_i/p_{atm} \geq 2$ 时,周期时间变化变缓。

图 5 展示了现有周期/频率预测模型^[6,16]与实验结果的对比,发现其并不能很好地预测该模型的周期响应特性。

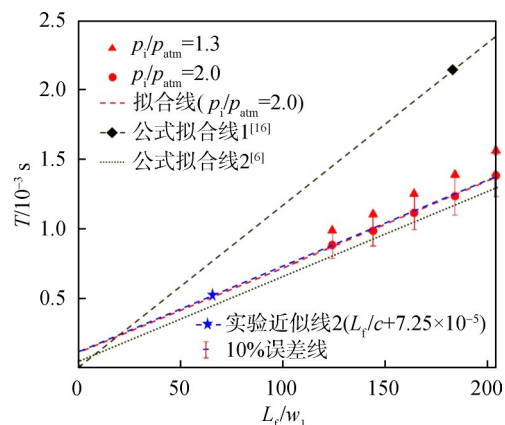


图 5 现有周期预测模型与实验数据对比

Fig.5 Comparison of existing period prediction models with present experimental data

其中 Simoes 等^[6]针对频率测量结果给出了周期-尺寸参数之间的公式

$$T = 2(T_t + T_s) = 2(L_f/c + \xi L/u) \quad (1)$$

式中 T_t 为流体在一侧的传输时间, T_s 为主射流克服附壁效应的偏转时间, L_f 是反馈通道长度, c 是声速, L 是入口喉部到分流楔的距离, u 是射流在入口喉部的流速, ξ 取 1~2 的常数,这里取 ξ 为 1。

Wang 等^[16]指出流体振荡器的振荡行为与内部压力传播过程有关,并提出压力波在射流根部的反射理论来解释频率特性。对频率预测模型更新如下:

$$T = 1/f = 4L_f/c \quad (2)$$

式中 T 为振荡器周期时间, f 为振荡频率。

将本研究实验测得的 $p_i/p_{atm} = 2$ 条件下振荡周期 T 随反馈通道长度 L_f 的关系绘制在图 5 中,并拟合曲线公式为

$$T = aL_f + b = (5.88 \times 10^{-3})L_f + (1.45 \times 10^{-4}) \approx 2(L_f/c + 7.25 \times 10^{-5}) \quad (3)$$

将公式(3)与 Simoes 等^[6]提出的公式(1)相比,两者斜率一致,区别在于截距不同,其中斜率与流体在通道内的传播速度有关,截距表示的是主射流克服附壁效应偏向另一侧的时间。截距不同的原因可能是偏转时间 T_s 不仅仅是入口喉部速度 u 和入口喉部到分流楔的距离 L 的 1~2 倍,其他因素例如内部尺寸、入口压比对克服附壁效

应影响也比较大。

将公式(3)与Wang等^[16]提出的公式(2)相比,公式(2)的斜率是公式(3)的两倍,且截距为零。这也就意味着,与文献[16]相比,本文设计的流体振荡器的分流楔到入口喉部的距离 L 相对变短,在射流根部两个压力差的作用下,主射流克服附壁效应所需的时间更短,且在压力波传播到主射流根部后很短的时间内,射流就会发生偏转。而^[16]中的振荡器则需要压力波传播到射流根部,然后再经过反射传播至出口后,在两个出口压差和射流根部压差共同作用下发生偏转。

3.1.2 速度-压力特性

图6展示了不同入口压力下的出口瞬态速度,图6中 $U_{\max}$ 代表出口瞬态速度的最大值, $U_{\min}$ 代表出口瞬态速度的最小值。由于每次测量和标定时,对于同一工况,出口速度的差别仅在于波峰和波谷有十分细微的差别,所以图6仅取一次的结果进行展示。可以看出随入口压力的增加,出口瞬态速度变化较大,最大值 $U_{\max}$ 和最小值 $U_{\min}$ 均增加。当入口压比大于2.4时,出口速度超出热线的标定范围,因此这里不作展示。同时发现瞬态速度存在双波峰现象,并且小波峰随入口压比的增大变得更加明显,这可能与振荡器内部的流体和压力波的传播过程有关。

3.2 内部压力传播特征

3.2.1 压力变化周期性分析

文献[16]中指出,流体在通道内的传播会带来通道内压力的变化。当主射流向一侧偏转时,会向该侧通道内输送能量,使通道内的压力升高;另一侧由于失去主射流能量的连续输送,使通道内的压力降低。将压力升高的现象解释为高压压缩波(HPCW)的传播;同理,将压力降低的现象

解释为低压膨胀波(LPEW)的传播。HPCW和LPEW仅代表流体振荡器主射流偏转时,引起两个通道内压力变化的因素。两者与超声速中激波中的压缩波和膨胀波概念具有本质区别。

图7(a)中展示了关键点压力变化的连续3个周期,发现压力变化具有强烈的周期性,且不同周期内的测量相对误差基本可以忽略不计。取其中一个压力变化周期绘制在图7(b)中。从图7(b)可以得出高压压缩波(HPCW)在通道内的传播方向为 $B_1-C_1-D_1-E_1$,下面将按照周期时间对压力传播过程进行解释:

选择 t_1 时刻作为周期的起点,因为此时 B_1 点和 C_1 点压力相等,在此之后 B_1 点压力高于 C_1 ,HPCW开始沿通道正向传播。HPCW分别在 t_2 , t_3 , t_4 时刻传播至点 C_1 , D_1 , E_1 。根据文献[16]中的压力波反射理论可知,HPCW接触到主射流根部时,一部分压力波会沿通道反向传播,并增加沿途的压力。 E_1 点压力斜率高说明有额外的高压,即反射的高压波对 E_1 点产生作用。

射流偏转时间 T_s :将HPCW到达 E_1 点的时刻 t_4 和下半个周期的开始时刻 t_5 之间的时间间隔定义为射流偏转时间 T_s 。此时主射流根部两侧的压力差在积累能量,当积累到足够能量能够克服附壁效应时,便会产生主射流的偏转。

其中 BC 段长度 $L_{BC}=16$ mm, CD 段长度 $L_{CD}=71$ mm, DE 段长度 $L_{DE}=73$ mm。HPCW在 BC 段的传播时间 $t_{BC}=0.045$ ms,传播速度 $U_{BC}=L_{BC}/t_{BC}=356$ m/s;HPCW在 CD 段的传播时间 $t_{CD}=0.149$ 3 ms,传播速度 $U_{CD}=L_{CD}/t_{CD}=476$ m/s;HPCW在 DE 段的传播时间 $t_{DE}=0.289$ ms,传播速度 $U_{DE}=L_{DE}/t_{DE}=252$ m/s。不同阶段HPCW的传播速度存在较大的差异,对传播速度差异的

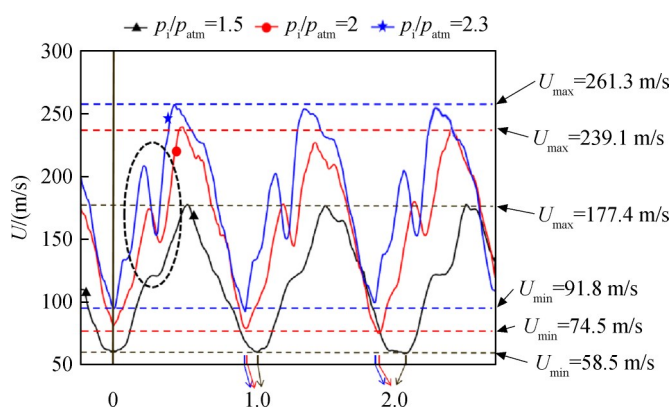
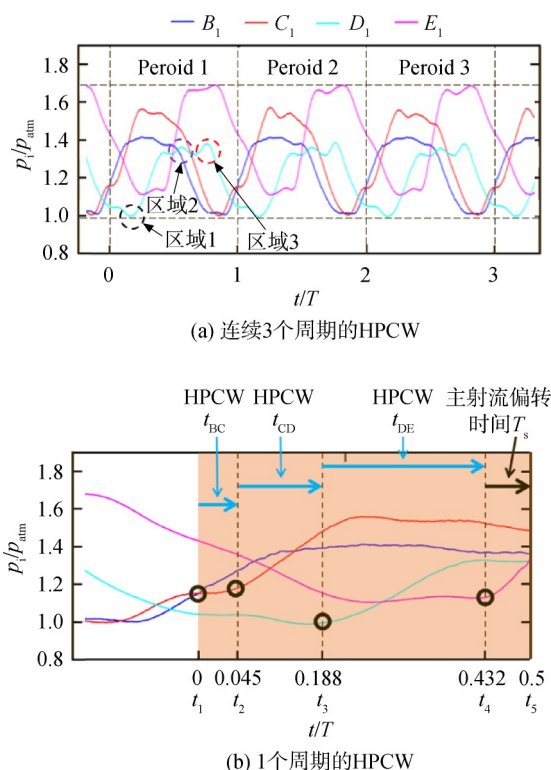


图6 不同入口压力下出口瞬态速度($L_i/w_1=164$)

Fig.6 Instantaneous outlet velocity under different inlet pressure ratio ($L_i/w_1=164$)

图7 关键点压力变化过程($p_i/p_{atm}=2, L_i/w_1=164$)Fig.7 Pressure variation process in key points
($p_i/p_{atm}=2, L_i/w_1=164$)

分析请见文中第3.3.2节。

3.2.2 波反射理论分析

从图7(a)中可以发现,点 D_1 的压力曲线存在一些不合理的波谷(区域1)和波峰(区域2和区域3)。不合理之处在于:当 D_1 受HPCW和LPEW的作用时,即 D_1 点的压力值上升或者下降之前,应该保持不变或者缓慢变化。但在图7(a)中 D_1 点的压力在上升或者下降之前会发生不合理的突变,即产生了波谷和波峰。可能会对周期/频率特性产生一定的影响。

下面将对这种异常波峰和异常波谷的产生和作用机制进行分析:

文献[16]中的压力波反射理论,图8(a)中当两侧通道内的HPCW和LPEW到达射流根部后,一部分压力波发生反射并进入通道内反向传播。图8(b)中通道内同时存在HPCW和LPEW的正向及反向传播;图8(c)中当反射波传播至 D_1 点时,使 D_1 点的压力升高或者降低。图8(d)中反向传播的反射波仍向下传播至 C_1 点,造成两侧出口的压力差,并且可能会对出口速度产生一定的影响。

由以上可知反射波会对正向传播的HPCW

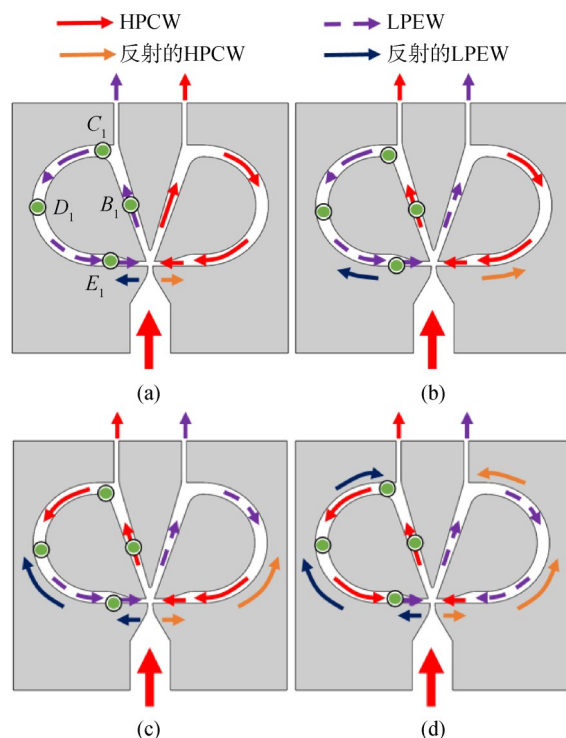


图8 压力波反射过程演示

Fig.8 Pressure wave propagation and reflection process

和LPEW产生一定的影响。区域1的波谷和区域3的波峰可以解释为LPEW和HPCW的反射波的作用。区域2的波峰可以解释为主射流偏转后引发的反馈通道内的压力突变。

当流体传播与压力传播方向一致时,压力扰动传播的总速度为压力传播速度与流体的当地速度之和。HPCW在通道内的传播速度的差异就可以用波反射理论来解释:

HPCW在BC段传播速度 $U_{BC}=356$ m/s;在CD段传播速度 $U_{CD}=476$ m/s;在DE段传播速度 $U_{DE}=252$ m/s。在常温空气介质下,压力波在通道内的传播速度为声速 $c=340$ m/s。BC段流体速度与HPCW方向一致,则流体当地速度 $U_{BClocal}=U_{BC}-c=16$ m/s;当流体传播至C点时,由于反馈回路的面积相对来说比BC段小,流体加速运动,流体当地速度为 $U_{CDlocal}=U_{CD}-c=136$ m/s;流体在DE段传播速度降低是因为上半个周期反射的LPEW与正向传播的HPCW发生掺混,掺混作用使流体传播速度降低甚至传播方向发生改变。

3.2.3 偏转时间 T_s 分析

由文中第3.1.2节可知,脉冲式振荡器的振荡周期时间 T 分为传输时间 T_t 和偏转时间 T_s 两部分,传输时间 T_t 主要与压力扰动波在通道内的传播速度有关;偏转时间 T_s 主要与振荡器两个通道

内的压力差有关。根据节流效应,当入口压比 $p_i/p_{\text{atm}}>2$ 时,振荡器入口喉部的流体速度将保持声速,即流体速度基本不会增加,所以传输时间 T_t 基本无变化,此时对振荡周期时间 T 影响最大的应是偏转时间 T_s 。

图 9 取 B_1 、 B_2 两点在一个振荡周期的压力变化过程,周期开始时刻的定义参考文中第 3.2.1 节。发现在偏转时间 T_s 内,右侧 B_2 点的压力开始上升,这里解释为到达主射流左侧根部的压力迫使主射流向右输入能量,但是还需要一定时间的积累才能发生偏转。当主射流偏向左侧时,左侧直通通道比右侧直通通道压力高。这是因为在 Wang 等^[16]的模型中,出口宽度 w_3 与入口喉部宽度 w_1 的比值 $w_3/w_1=2.5$,而本文中的模型 $w_3/w_1=1.0$ 。当 w_3/w_1 比值较小时,激励器内部的流体和压力波不容易从出口流出,使在激励器内部的两侧直通通道中存在一定的压力差。

图 7(b)中发现在 $0.5T$ 时刻即主射流发生偏转时, E_1 点的压力和 B_1 点压力几乎相等。当 E_1 点压力积累到与 B_1 近似相等时,即左侧的主射流根部压力与直通通道压力均处于高压状态。这两处的高压区对主射流偏转同时起作用,使主射流发生偏转。此时反射波还未传播至出口,因此一个周期内压力波在两侧的反馈回路中各传播一次,式(3)中的斜率是 2 而不是 4。

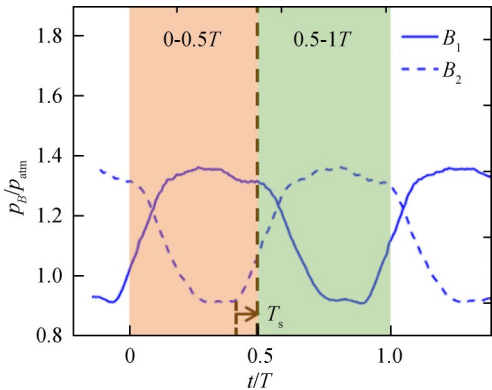


图 9 一个振荡周期内 B_1 、 B_2 点压力变化
($L_t/w_1=164, p_i/p_{\text{atm}}=2$)
Fig.9 Pressure evolution at point B_1 、 B_2 in one oscillation period ($L_t/w_1=164, p_i/p_{\text{atm}}=2$)

表 2 和图 10 展示了不同入口压比下的偏转时间 T_s 变化。入口压比 $p_i/p_{\text{atm}}<2$ 时,偏转时间 T_s 受入口压比影响较大,减小的程度较大;入口压比 $p_i/p_{\text{atm}}>2$ 时,偏转时间 T_s 减小的程度变缓,并逐渐趋于稳定。

表 2 不同入口压比下的偏转时间 T_s		
Table 2 Switching time T_s under different inlet pressure ratios		
p_i/p_{atm}	$p(p_i/p_{\text{atm}})/\text{kPa}$	T_s/ms
1.5	119	0.186
2	137	0.072 5
3	166	0.07

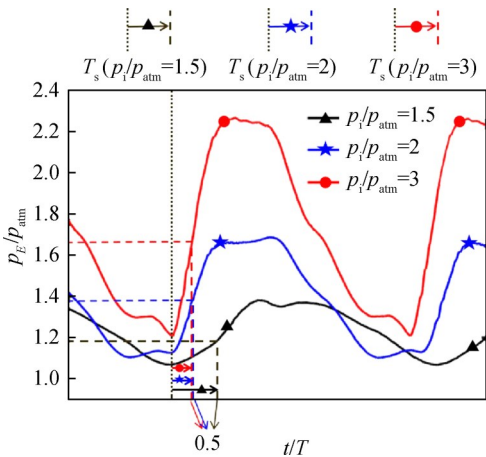


图 10 不同入口压比下 E_1 点压力变化($L_t/w_1=164$)
Fig.10 Pressure evolution at point E_1 under different inlet pressure ratios ($L_t/w_1=164$)

这是因为在入口压比 $p_i/p_{\text{atm}}>2$ 时,偏转时间 T_s 受两方面的作用,在这两方面的作用下偏转时间 T_s 基本保持不变。随入口压力的增加,一方面,主射流根部需要积累足够的压力差需要的时间更长;另一方面,由于出口宽度 w_3 与入口喉部宽度 w_1 的比值 w_3/w_1 较小,在两侧直通通道内积累的压力差更大,使主射流偏转的时间更短。因此在 $p_i/p_{\text{atm}}>2$ 时,偏转时间 T_s 变化较小,基本保持不变。

3.3 振荡激励器周期/频率预测误差分析

针对文中第 3.1.1 节提出的周期/频率预测公式

$$T \approx 2(L_t/c + 7.25 \times 10^{-5}) = 2(T_t + T_s) \quad (4)$$

采用此公式计算不同反馈通道长度 L_t 的工作周期,对比实验测量得到的工作周期(图 5),可以发现:当入口压比 $p_i/p_{\text{atm}}>2$ 时,振荡器基本处于稳定工作状态,此公式的周期预测误差极低,在 1.8% 以内;当入口压比不断降低时,采用此公式对其工作周期进行预测的误差则会不断增大。但是在入口压比为 1.3 时,与测量结果相比,其预测误差依然在 10% 以内(图 5)。

通过上文对流体振荡器的内部工作机理的分

析,发现振荡周期时间 T 由传输时间 T_t 和偏转时间 T_s 两部分组成,因此对其分别进行误差分析。

1) 对传输时间 T_t 误差分析:该项主要与压力波在反馈通道中的传播速度有关,因为传播速度在反馈通道的不同位置不断变化。一方面当流体传播方向与HPCW传播方向相同时,压力扰动波的传播速度高于声速;另一方面上半个周期的LPEW的反射波开始反向传播时,与HPCW掺混甚至使流体发生反向回流,使压力扰动波的传播速度低于声速。所以压力波反馈通道中的传播速度在声速上下波动。同时当入口压力不同时,其传播速度也会发生变化,特别是当其低于节流压力时,变化较为明显,造成误差增大。这也是传输时间 T_t 的主要误差来源。

2) 对偏转时间 T_s 误差分析: T_s 主要与流体振荡器分流楔到入口喉部的距离 L 以及射流根部的压力差以及侧壁通道间的压力差有关^[16], L 越短,偏转时间 T_s 越小;同时,出口宽度 w_3 与入口喉部宽度 w_1 的比值 w_3/w_1 越小,则使激励器内两侧直通道中存在压差,会对射流偏转产生作用,促使偏转时间 T_s 变小。当 L 以及 w_3/w_1 不变时,进口压力的变化使得主射流强度、射流根部两侧压力差、侧壁通道压力差随之变化,从而引起 T_s 的变化。此当入口压比较大时(大于2) T_s 的值已经降低到极小值(0.07 ms),进一步降低的空间不大;而当入口压比较小时(小于2), T_s 的值随入口压比的降低而不断增加,从而造成了预测误差的增大。

4 结 论

本文设计了一种高频高速脉冲式流体振荡器。采用热线风速仪对其周期/频率特性、出口速度特性进行了分析,并建立了周期/频率预测公式。用高压传感器对激励器的关键点压力进行同步测量分析,解释了激励器内压力的传播过程。通过压力传播规律对偏转时间 T_s 的不变性进行了分析。可以得出如下结论:

1) 振荡器周期/频率特性以入口压比 $p_i/p_{atm}=2$ 为节点分两个阶段,分别是线性增长阶段和缓慢变化阶段。认为在入口压比 $p_i/p_{atm}=2$ 时,激励器进入稳定工作时期,且稳定工作频率约为900 Hz,稳定工作速度范围为74.5~239.1 m/s。针对研究的流体振荡器建立了新的周期/频率预测公式。采用波反射理论解释了压力波在振荡器通道内的不同阶段的传播速度差异。

2) 重点分析了在入口压比 $p_i/p_{atm}>2$ 后,频率基本不变的原因。周期时间 T 主要由传输时间 T_t 和偏转时间 T_s 组成。入口压比 $p_i/p_{atm}>2$ 后,传输时间 T_t 基本不变,因为受到入口喉部节流作用影响;偏转时间 T_s 受两方面的作用也基本不变。一方面,主射流根部需要积累足够的压力差需要的时间更长;另一方面,由于出口宽度 w_3 与入口喉部宽度 w_1 的比值 w_3/w_1 较小,在两侧直通道内积累的压力差更大,使主射流偏转的时间更短。因此在 $p_i/p_{atm}>2$ 时,偏转时间 T_s 变化较小,基本保持不变。

本文设计的振荡器频率较高,且可以修改反馈通道长度来设定稳定工作频率。采用关键点的压力同步测量数据详细解释了振荡器内部压力变化过程和复杂作用机理。对今后设计面向高亚声速强分离流动主动控制领域的高频高速流体振荡器提供借鉴。

参考文献:

- [1] HUCHO W H, SOVRAN G. Aerodynamics of road vehicles [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1993, 25 (1): 485-537.
- [2] YAO Guo, LI Fengming. Stability analysis and active control of a nonlinear composite laminated plate with piezoelectric material in subsonic airflow [J]. Journal of Engineering Mathematics, 2014, 89(1): 147-161.
- [3] GILARRANZ J L, TRAUB L W, REDINIOTIS O K. A new class of synthetic jet actuators: Part II application to flow separation control [J]. Journal of Fluids Engineering, 2005, 127(2): 377-387.
- [4] 孙圣舒, 顾蕴松, 陈勇亮, 等. 低雷诺数自由翼斜出口合成射流分离流流动控制 [J]. 空气动力学学报, 2017, 35(2): 277-282.
SUN Shengshu, GU Yunsong, CHEN Yongliang, et al. Separation flow control on free-wing with beveled-slit-synthetic-jet at low Reynolds numbers [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(2): 277-282. (in Chinese)
- [5] CATTAFESTA L N, GARG S, SHUKLA D. Development of piezoelectric actuators for active flow control [J]. AIAA Journal, 2001, 39(8): 1562-1568.
- [6] SIMOES E W, FURLAN R, LEMINSKI R E B, et al. Microfluidic oscillator for gas flow control and measurement [J]. Flow Measurement & Instrumentation, 2005, 16(1): 7-12.
- [7] SEIFERT A, PACK L G. Active flow separation control on wall-mounted hump at high Reynolds numbers [J]. AIAA Journal, 2002, 40(7): 1363-1372.
- [8] GREENBLATT D, PASCHAL K B, YAO Chungsheng, et al. Experimental investigation of separation control: Part 2 zero mass-flux oscillatory blowing [J]. AIAA Journal, 2006,

- 44(12):2831-2845.
- [9] TANG Hui, SALUNKHE P, ZHENG Yingying, et al. On the use of synthetic jet actuator arrays for active flow separation control[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2014, 57(9):1-10.
- [10] 李斌斌,程克明,顾蕴松.斜出口合成射流激励器S进气道分离流动控制[J].*实验流体力学*, 2012, 26(2):34-37.
- LI Binbin, CHENG Keming, GU Yunsong. Separation flow control of beveled synthetic jet actuator in S-shaped inlet [J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2012, 26(2):34-37. (in Chinese)
- [11] ENLOE C L, MCLAUGHLIN T E, VANDYKEN R D, et al. Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology[J]. *AIAA Journal*, 2004, 42(3):589-594.
- [12] OSTERMANN F, WOSZIDLO R, NAYERI C N, et al. Properties of a sweeping jet emitted from a fluidic oscillator [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 857:216-238.
- [13] DOLGOPYAT D, SEIFERT A. Active flow control virtual maneuvering system applied to conventional airfoil[J]. *AIAA Journal*, 2019, 57(1):72-89.
- [14] JENTZSCH M, TAUBERT L, WYGNANSKI I. Using sweeping jets to trim and control a tailless aircraft model[J]. *AIAA Journal*, 2019, 57(6):1-13.
- [15] KIM S H, KIM H D. Quantitative visualization of the three-dimensional flow structures of a sweeping jet[J]. *Journal of Visualization*, 2019, 22(3):437-447.
- [16] WANG Shiqi, BATIKH A, BALDAS L, et al. On the modelling of the switching mechanisms of a coanda fluidic oscillator[J]. *Sensors and Actuators a Physical*, 2019, 299:111618.1-111618.12.
- [17] SOHAIL M U, HAMDANI H R, PARVEZ K. Flow angularity and swirl flow analysis on transonic compressor rotor by 1-dimensional dynamic turbine engine compressor code and CFD analysis[J]. *Fluid Dynamics*, 2021, 56(2):278-290.
- [18] 张乐,周洲,许晓平.飞翼布局无人机保形非对称S弯进气道设计及优化[J].*航空动力学报*, 2016, 31(11):2682-2690.
- ZHANG Le, ZHOU Zhou, XU Xiaoping. Conformal asymmetry S-shaped inlet design and optimization of flying wing unmanned aerial vehicle[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2016, 31(11):2682-2690. (in Chinese)
- [19] 朱剑锋,黄国平,傅鑫,等.脉冲射流控制弯曲扩压管道流动分离的特点[J].*航空动力学报*, 2015, 30(12):2942-2948.
- ZHU Jianfeng, HUANG Guoping, FU Xin, et al. Characteristic of controlling flow separation in divergent curved channels by pulsed jet[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2015, 30(12):2942-2948. (in Chinese)
- [20] HECKLAU M, WIEDERHOLD O, ZANDER V, et al. Active separation control with pulsed jets in a critically loaded compressor cascade[J]. *AIAA Journal*, 2011, 49(8):1729-1739.
- [21] LI Jichao, DU Juan, NIE Chaoqun, et al. Review of tip air injection to improve stall margin in axial compressors[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2019, 106(1):15-31.
- [22] 朱剑锋,黄国平,傅鑫,等.一种控制气流分离的无源微脉冲射流技术研究[J].*航空学报*, 2013, 34(8):1757-1767.
- ZHU Jianfeng, HUANG Guoping, FU Xin, et al. Investigation of technology for controlling flow separation by micro-pulsed-jet without external device[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2013, 34(8):1757-1767. (in Chinese)
- [23] REICHENZER F, SCHNEIDER M, DORR S. Influence of geometry on a feedback-free fluidic oscillator with nonoutlet facing jets[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(12):4768-4774.
- [24] GEBHARD U, HEIN H, SCHMIDT U. Numerical investigation of fluidic micro-oscillators[J]. *Journal of Micromechanics & Microengineering*, 1996, 6(1):115-117.
- [25] TESAR V, ZHONG S, RASHEED F. New fluidic-oscillator concept for flow-separation control[J]. *AIAA Journal*, 2013, 51(2):397-405.

(编辑:张雪)