

# 零质量射流技术及其应用研究进展

张攀峰, 王晋军\*, 冯立好

北京航空航天大学流体力学研究所, 北京 100083

\* 联系人, E-mail: [jjwang@buaa.edu.cn](mailto:jjwang@buaa.edu.cn)

收稿日期: 2007-10-25; 接受日期: 2007-11-29

国家杰出青年基金(批准号: 10425207)和航空科技创新基金(批准号: 07A51001)资助项目

**摘要** 零质量射流自 20 世纪 90 年代作为一项主动流动控制技术应用以来, 由于其具有结构紧凑, 无需气源管道等独特的优势, 短时间就引起了众多研究者的广泛关注, 成为目前流体力学研究的一个热点. 主要从零质量射流在静止环境中的发展、零质量射流和横流的相互作用及其在控制分离流动方面的应用等三个方面进行了回顾, 介绍了零质量射流在静止和有横流条件下的涡环/对发展规律、空间流场结构以及几个主要无量纲参数的影响规律, 最后介绍了零质量射流在控制圆柱尾迹、翼面流动分离以及在 MAV/UAV 上的应用情况.

## 关键词

零质量射流  
静止环境  
横流  
流动控制

零质量射流(zero-net-mass-flux-jet)又称合成射流(synthetic jet), 最早起源于 1950 年, Ingard 等人<sup>[1]</sup>在实验室中利用声波驱动圆管内气体产生振动, 从而在圆管两端的小孔外观察到一系列的涡环结构. 南京航空航天大学明晓等人<sup>[2]</sup>在 1992 年也提出了通过空腔的 Helmholtz 共振效应, 可以将声能最有效的转化为流体振动能量, 从而实现对流动分离的控制. 然而直到 1994 年, Wiltse 等人<sup>[3]</sup>才在实验室中将这种方法作为一种主动流动控制技术, 由此吸引了众多科研工作者的关注, 零质量射流也成为现代流体力学比较热门的研究领域之一, 目前国内有国防科学技术大学<sup>[4-6]</sup>、北京航空航天大学<sup>[7-11]</sup>、南京航空航天大学<sup>[12-14]</sup>、西北工业大学<sup>[15,16]</sup>、清华大学<sup>[17,18]</sup>等多家单位分别在合成射流的形成机理、激励器的改进以及应用方面开展了相关的工作. 国内外学者也撰写了相应的零质量射流研究的综述性文献<sup>[4,19]</sup>. 图 1 给出了近十年来科学引文索引(SCI)和工程索引(EI)两大权威数据库每年检索到的相关论文篇数, 可以看出在科学和工程领域关于零质量射流的论文篇数每年呈现出快速稳步增长的势头, 这从一个侧面表明零质量射流的研究受到了越来越多的关注.

零质量射流通常采用活塞或压电薄膜的往复运动吹/吸气体, 在狭小孔口外形成一系列涡环/对(圆形孔口形成涡环、二维狭缝形成涡对), 这些涡环/对在向外扩展的过程中相互融合形

成一种动量射流(见图2)。其主要的工作原理是,在吹气过程中,空腔流体在活塞或压电薄膜的压缩下在孔口外形成涡环/对,并在它们自身诱导作用下向远离孔口方向运动;而在吸气过程中,涡环/对距离孔口较远而不会被吸入到孔口中。因此零质量射流具有仅对外输出动量而输出质量为零的显著特征。与传统的吸/吹气流动控制相比,零质量射流具有无需额外气源、无需移动部件的独特优势,使得其兼备了结构简单紧凑、重量轻、成本低、维护方便等诸多优点,因此受到了众多研究者的广泛关注。随着微机电系统(MEMS)的发展,采用MEMS技术制造的零质量射流装置势必在未来的流动控制领域占据重要的位置<sup>[20]</sup>。

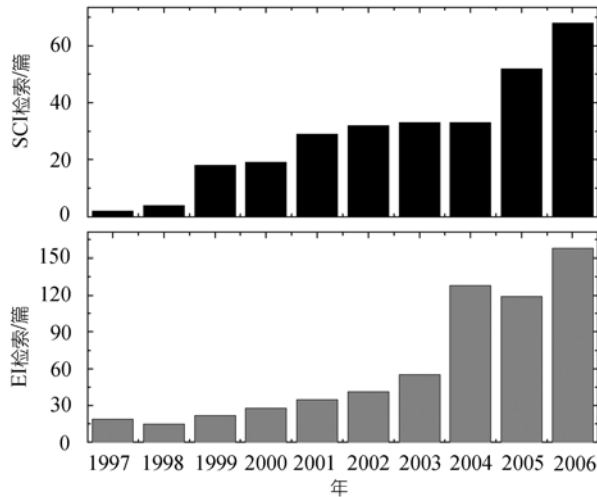


图1 近年来零质量射流文章被SCI/EI索引情况

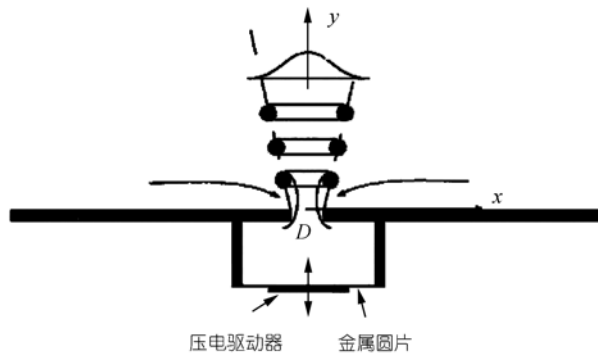


图2 零质量射流形成原理示意图<sup>[21]</sup>

## 1 零质量射流在静止流体中的发展

### 1.1 激励器的控制参数

对于一个典型的零质量射流激励器,零质量射流特性主要由下面一些参数决定:(1)几何参数,这里包括激励器空腔的直径或宽度 $D$ (分别对应于圆孔射流和二维的狭缝射流),高度 $H$ ,孔口的直径或狭缝宽度 $D_0$ ,厚度 $h$ ;(2)工作介质特性参数,指的是流体的密度 $\rho$ 和黏性系数 $\mu$ ;

(3) 激励器的工作参数, 空腔一侧振动的幅度  $\Delta$  以及其工作频率  $f$ . Glezer 和 Amitay<sup>[22]</sup>, Smith 和 Glezer<sup>[21]</sup> 为了简化零质量射流的控制参数, 提出了决定零质量射流流场结构特征的两个无量纲参数, 无量纲冲程长度和雷诺数. 根据 Glezer 的“Slug”模型<sup>[23]</sup>, 冲程长度指的是零质量射流激励器在吹气半周期内在孔口范围内推出流体介质运动的距离:

$$L_0 = U_0 T,$$

式中  $T$  为激励器工作周期, 而  $U_0$  为激励器整个工作周期内吹气平均速度:

$$U_0 = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} \tilde{u}_0(t) dt,$$

其中  $\tilde{u}_0(t)$  为激励器孔口瞬时空间平均速度. 为了方便比较零质量射流和传统的连续射流的异同点, Smith 和 Glezer<sup>[21]</sup> 引入无量纲的冲程长度  $L$  作为零质量射流的主要控制参数为

$$L = L_0 / D_0.$$

可以证明, 在不可压缩流体中, 无量纲参数  $L$  和  $\frac{\Delta}{D_0} \left( \frac{D}{D_0} \right)^2$  成线性关系, 因此它在一定程度上也反映了零质量射流激励器的几何结构<sup>[24]</sup>. 零质量射流的雷诺数是指基于  $D_0$  及  $U_0$  的雷诺数  $Re_{U_0} = \frac{U_0 D_0}{\nu}$ .

从零质量射流的形成原理可知, 其形成的必要条件是在吸气半周期内, 激励器在吹气半周期形成的涡环/对自身的诱导速度  $V_1$  大于激励器空腔的平均吸入速度  $V_s$ , 这样涡环/对才不会被吸入到空腔中, 从而向下游发展融合形成动量输出. Utturkar 等人<sup>[25]</sup>, Holman 等人<sup>[26]</sup> 通过无量纲分析, 得出零质量射流的形成条件为

$$\frac{V_1}{V_s} \approx \frac{1}{St} = \frac{Re_{U_0}}{S^2} > K,$$

其中  $St = \frac{2\pi f D_0}{U_0} = \frac{2\pi}{L}$  为 Strouhal 数,  $S = \sqrt{\frac{2\pi f D_0^2}{\nu}} = \sqrt{\frac{2\pi Re_{U_0}}{L}}$  为 Stokes 数.  $K$  为常数, 数值模拟和实验研究表明: 对于二维狭缝和圆孔射流,  $K$  值分别为 2 和 0.16<sup>[26]</sup>.

零质量射流的主控参数无量纲冲程长度  $L$  描述了零质量射流激励器在吹气半周期内在孔口范围内推出流体介质运动的距离, 因此  $L$  的大小就决定了涡环/对离开激励器孔口的距离. 如果无量纲冲程长度  $L$  太小, 在激励器处于吸气半周期时, 形成的涡环离孔口距离也相应较小, 因此会被再次吸入到空腔中, 从而不能形成有动量输出的射流结构. 根据前述  $St$  与  $L$  的倒数关系可知,  $L$  的大小也决定了零质量射流形成的条件. Holman 等人<sup>[26]</sup> 的结论表明  $L > 0.5$  是二维狭缝零质量射流形成的必要条件, 对于不同的孔口形状,  $L$  的取值稍有差别. Shuster 和 Smith<sup>[27]</sup> 的 PIV 实验结果也证实了这一结论.

对于涡环的强度和位置随无量纲参数的变化, Shuster 和 Smith<sup>[27]</sup> 通过实验研究得到涡环离开孔口的距离随着  $L$  的增加而增大 (图 3), 而雷诺数增加只使涡环的强度增大, 其离开孔口的距离不变 (图 4). 另外 Smith 和 Glezer<sup>[22]</sup> 的实验表明, 在  $5.3 < L < 25$ ,  $104 < Re_{U_0} < 498$  范围内, 涡环的轨迹随雷诺数的变化有所不同, 但是如果用冲程长度  $L_0$  无量纲化后, 涡环的轨迹将重合到同一

条曲线, 这也表明冲程长度决定了涡环离开孔口的距离以及涡环的轨迹. 而后Smith和Swift<sup>[28]</sup>在更大冲程比和雷诺数范围内研究了涡环轨迹的变化, 发现用 $L_0$ 无量纲化后涡环轨迹虽然比较接近, 但还是存在分散性, 他们认为无量纲化涡环轨迹的不统一主要是由于参数大范围变化时涡环存在转捩现象引起的.

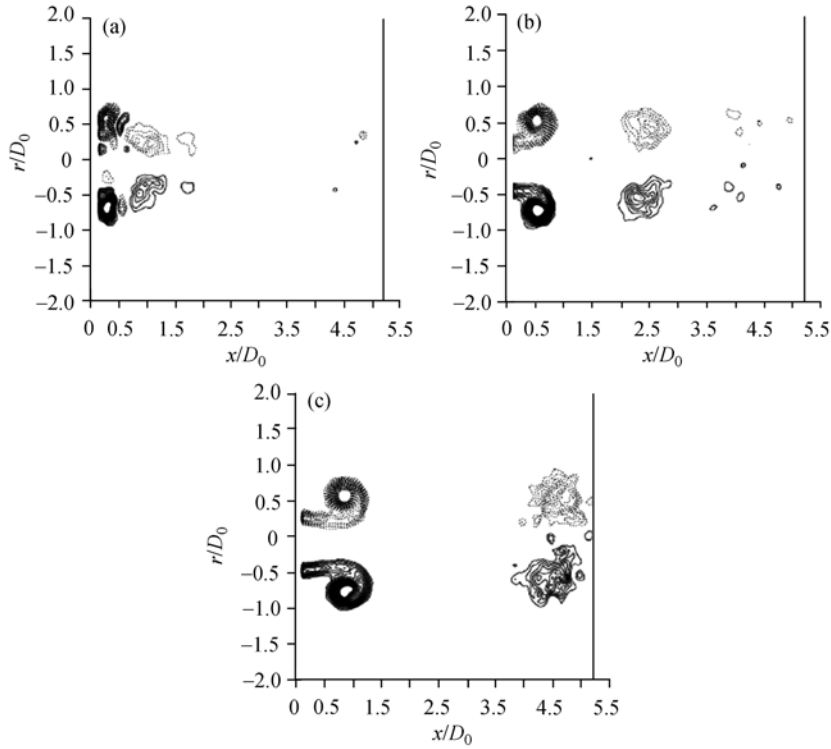


图3 PIV 相位平均得到的相位角  $162^\circ$  时零质量射流形成涡环等值线图 ( $Re_{V_0}=2500$ )

(a)  $L=1.0$ ; (b)  $L=2.0$ ; (c)  $L=3.0$ <sup>[27]</sup>

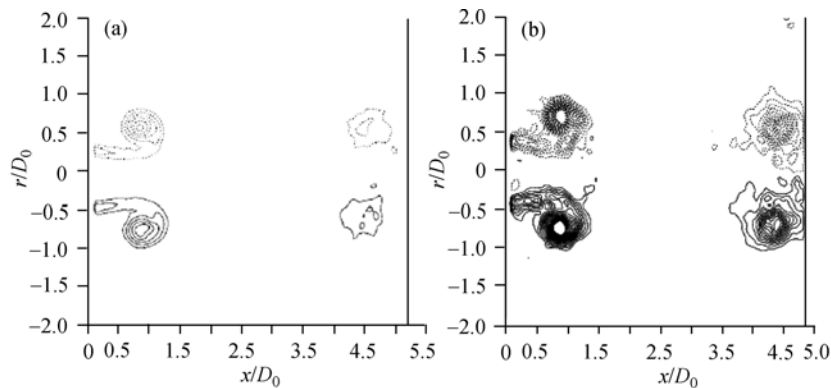


图4 PIV 相位平均得到的相位角  $162^\circ$  时零质量射流形成涡环等值线图 ( $L=3.0$ )

(a)  $Re_{V_0}=2500$ ; (b)  $Re_{V_0}=10000$ <sup>[27]</sup>

Zhong 等人 [24] 对涡环转捩现象进行了深入研究, 得到随着无量纲冲程长度  $L$  的增加, 吹气周期内产生的涡环环量也单调增加, 但是当  $L=4$  时, 主涡的环量趋于饱和, 此时主涡的环量不再随  $L$  增加, 而剩余的环量会在主涡后产生二次涡结构(如图 5 所示). 他们的 PIV 测量结果表明  $L$  大于 4 后, 零质量射流激励器产生的主涡后的二次涡结构(图 6). Shuster 和 Smith [27] 通过染色液流动显示实验得到二次涡存在的  $L$  临界值在 4~5 之间, 这与脉冲射流中产生二次涡的临界值  $L=4$  是一致的 [29].

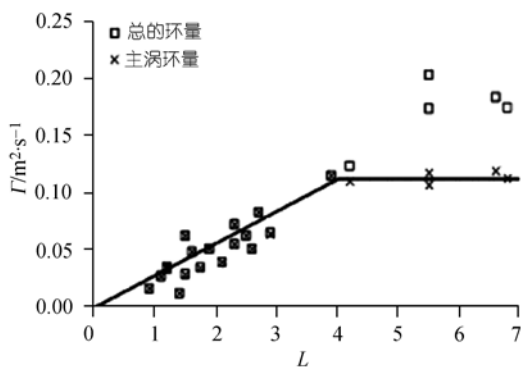


图 5 总的环量和主涡环量随无量纲冲程的变化 [24]

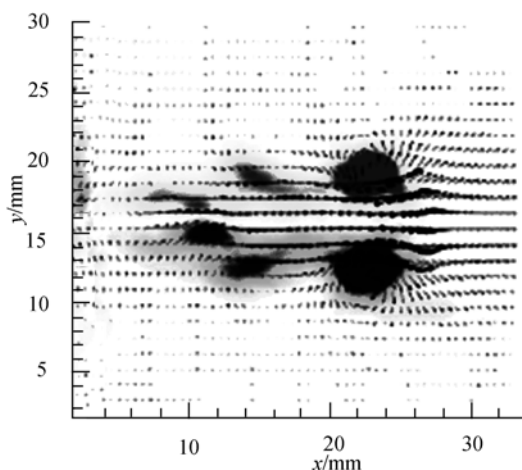


图 6  $L=7.1$  时 PIV 显示的主涡后面二次涡 [24]

从合成射流的形成机理来看, 涡环/对得以离开孔口而融合形成射流, 主要是其诱导速度比较大, 从而不会在吸气过程中被吸入到激励器空腔中. Zhang 和 Wang [7] 基于该机理提出了一种高效的零质量射流激励信号, 即在不改变零质量射流主控参数  $L_0$  和  $Re_{U_0}$  的前提下, 改变吹/吸气时间比即激励信号的形状因子  $k(k=T_s/T_b, T_s$  和  $T_b$  分别一个振动周期中吸气和吹气的时间长度), 从而得到更加高效的激励信号. 图 7 给出了不同的  $k$  值下合成射流在吹气速度最大时(左)和吸气速度最大时(右)的等涡量线云图. 从涡对的发展来看, 在吹气速度最大时, 第一对涡的位置、尺度基本相同, 而吹气速度最大时第二对涡以及吸气速度最大时第一对涡的位置和尺度随着  $k$  的增大明显增加. 这表明激励信号形状因子  $k$  对合成射流的控制参数冲程比没有影响, 因此在吹气过程中不同形状因子的激励信号产生的涡对位置保持不变; 但是  $k$  值的增大, 导致吹气过程中实际有效雷诺数增加, 因此产生的涡对的强度相应增加; 另一方面, 随着  $k$  值的增大, 吸气过程中孔口对涡对发展的影响减弱. 这两个因素导致  $k$  值较大时涡对在吸气过程中衰减变缓, 能保持较大的强度向下游较远处发展.

图 8 给出了不同激励信号形状因子  $k$  下得到的合成射流涡对轨迹曲线和中轴线上的平均速度分布, 可以看出随着  $k$  的增大, 形成涡对的强度增大, 因此涡对自身诱导的速度增加, 涡对离开激励器孔口的距离增大, 其中轴线上的平均速度也相应增大. 数值模拟表明, 这种信号产生的射流仍然符合零质量射流的一般特征.

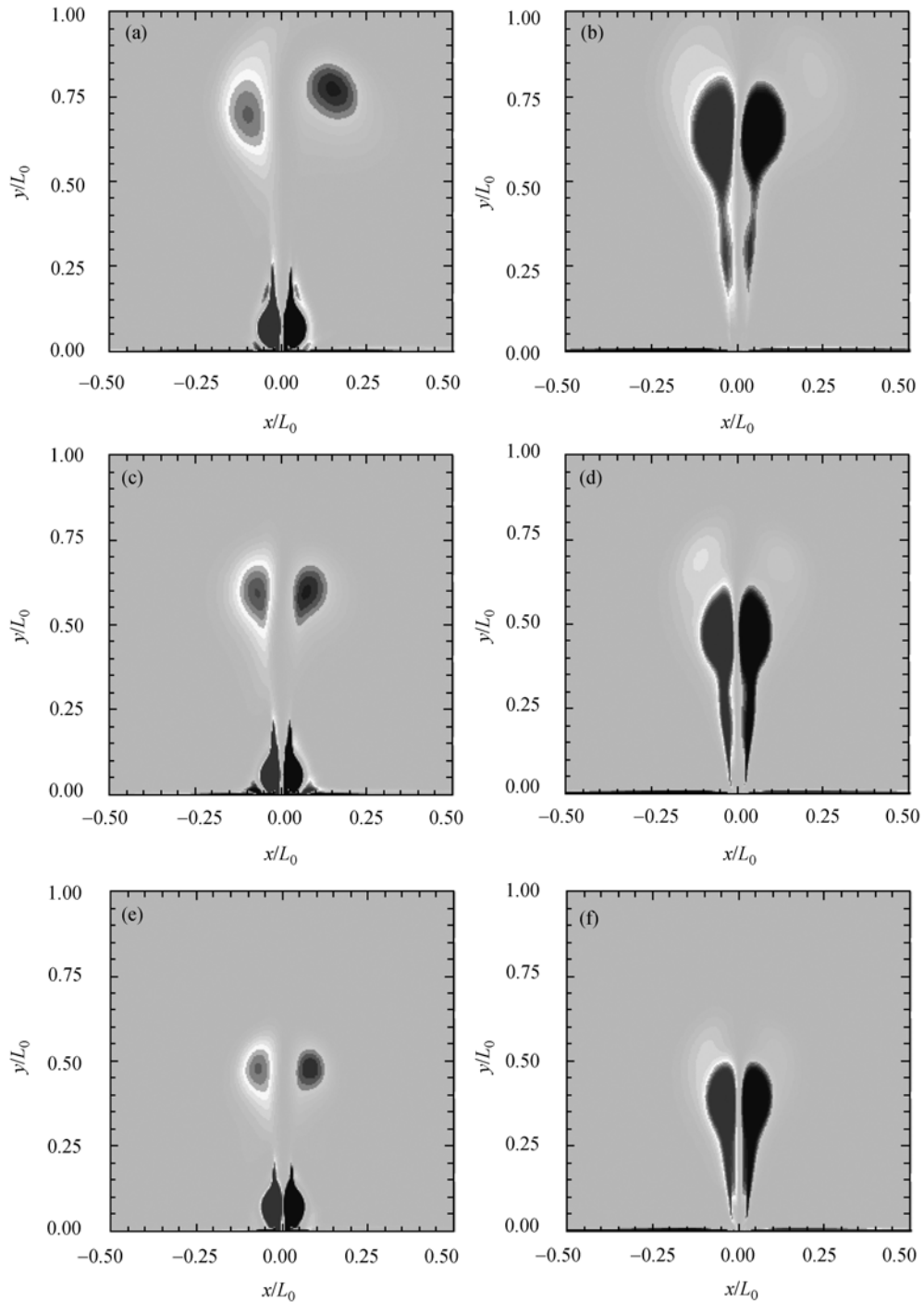


图7 合成射流吸气和吹气过程中涡对的发展<sup>[7]</sup>

(a)  $k=2, t/T=1/6$ ; (b)  $k=2, t/T=2/3$ ; (c)  $k=1, t/T=1/4$ ; (d)  $k=1, t/T=3/4$ ; (e)  $k=0.5, t/T=1/3$ ; (f)  $k=0.5, t/T=5/6$

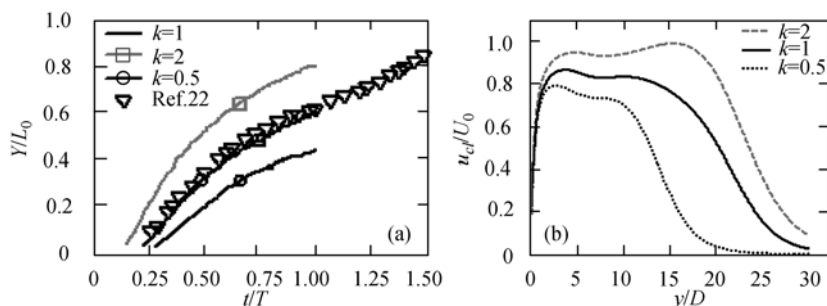


图 8 不同激励信号形状因子 $k$ 下得到的合成射流 [7]  
(a) 涡对轨迹曲线; (b) 射流中轴线上平均流向速度分布

### 1.2 零质量射流的流场特征

虽然零质量射流形成过程中涡环/对的强度和离开孔口的距离受到主控参数无量纲冲程长度 $L$ 以及射流雷诺数 $Re_{U_0}$ 的影响. 但是在涡对融合形成动量输出的过程中, 零质量射流也有很多不变特征. 图 9 给出了零质量射流孔口中轴线上不同流向位置速度 $u_{c1}/U_0$ 在一个激励器周期内的变化 [28]. 可以看到在出口位置, 速度的变化反映了激励器振动薄膜的运动, 出口呈现正弦型的速度变化曲线; 随着向下游的发展, 形成涡环的诱导速度增大, 激励器对涡环吸入的作用减弱, 因此中轴线上正向速度加强, 负向速度减小; 到了某一个位置之后, 负向速度完全消失, 射流只呈现出正向的速度, 并且整个周期内的速度都大于零; 随着涡环继续向下游发展, 涡环所在位置对应的最大速度逐渐减小, 而整个速度变化曲线整体向上偏移量(大于零值)增大, 这

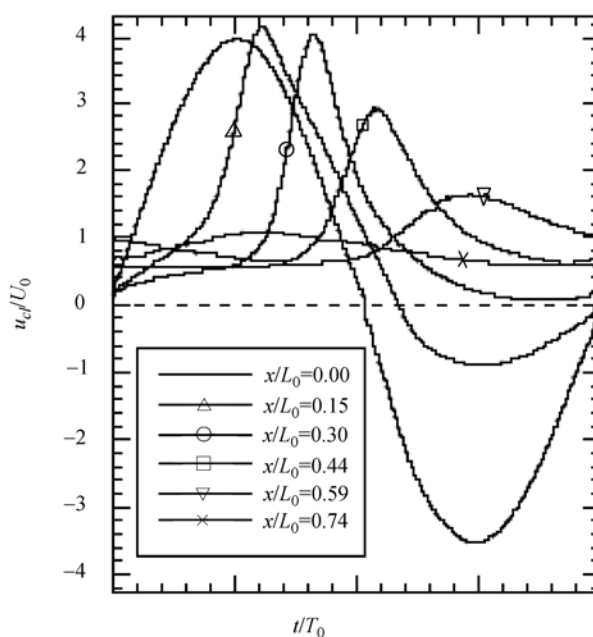


图 9 零质量射流中轴线上一个周期内不同流向位置速度一个周期内的变化( $L=13.5, Re_{U_0}=695$  [28])

是由于涡环向下游运动过程中不断卷吸周围静止流动, 从而导致涡环所在位置对应最大速度的减小. 这就是涡环形成过程中向下游发展诱导中轴线上速度变化的一般规律.

涡环在向下游发展的过程中, 其尺度随着流向距离的增加而增大, 流向平均速度随着卷入静止流体质量的增加而减小, 如图 10(a)所示<sup>[27]</sup>. 但是如果将速度用当地中轴线平均速度 $U_{cl}$ 做无量纲化, 而展向坐标用射流半宽度 $b$ 做无量纲化(基于 $1/2U_{cl}$ ), 射流不同流向位置的速度分布满足自相似性, 其分布符合双曲余弦函数分布(见图 10(b))为<sup>[28]</sup>

$$U/U_{cl} = \cosh^{-2}(\eta x/b),$$

其中 $\eta$ 为曲线的拟合系数. Glezer和Smith等人<sup>[22,30]</sup>, James等人<sup>[31]</sup>, Zhang等人<sup>[7]</sup>都得到了类似的结果. 比较连续射流的流向截面速度沿展向的分布可知, 零质量射流和连续射流在孔口下游的速度具有相同的分布规律. 而对于零质量射流的半宽度 $b$ , Glezer等人<sup>[22]</sup>在早期的实验中指出, 合成射流的半宽度沿流向呈 $b \propto y^{0.88}$ 指数形式增长, 这与传统连续射流的半宽度沿流向线性增长有所不同. 不过在近期合成射流和连续射流的对比实验中, Smith和Swift<sup>[28]</sup>得出合成射流的半宽度和流向位置满足 $b \propto y$ 的线性关系, Gordon等人<sup>[32]</sup>的实验结果、Zhang和Wang<sup>[7]</sup>数值模拟结果也得到了同样的结论.

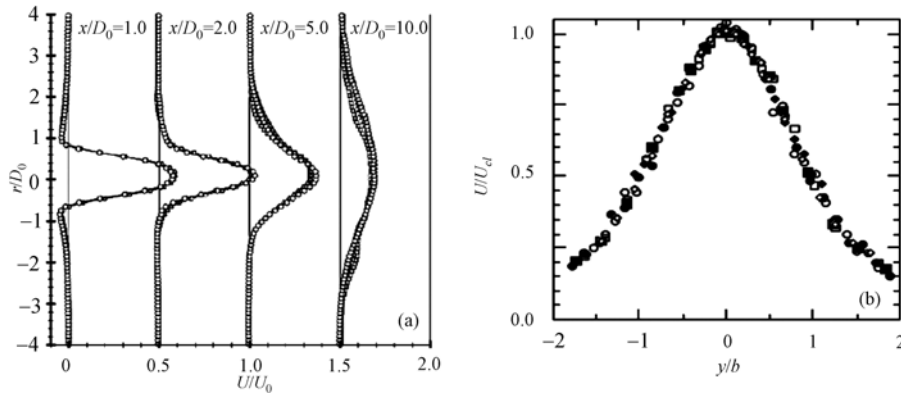


图 10 射流不同流向位置速度分布

(a)  $L=2.0$  时圆孔零质量射流不同流向截面速度分布 $Re_{V_0}=2500, 5000, 10000$ <sup>[27]</sup>; (b)无量纲化后的速度分布曲线

$L=17.0\sim 80.8, Re_{V_0}=734\sim 2200$ ,其中包含连续射流的速度分布<sup>[28]</sup>

## 2 零质量射流与横流的相互作用

与零质量射流在静止流体中的发展研究工作相比, 其在横流中的发展以及与横流的相互作用方面的研究甚少. 对零质量射流流动控制的研究表明<sup>[33-36]</sup>, 所有的零质量射流流动控制都是与外流相互作用从而实现改变外流的特征, 因此对零质量射流和横流相互作用的研究, 是理解零质量射流流动控制内在机制, 提高其控制效率的有效途径.

### 2.1 零质量射流与横流相互作用的流场特征

圆孔零质量射流在形成的过程中, 涡环靠近来流方向的一侧的涡量和边界层剪切产生的涡量符号相反, 因此互相抵消减弱; 而顺来流方向一侧的涡量与剪切层中涡量符号相同得到



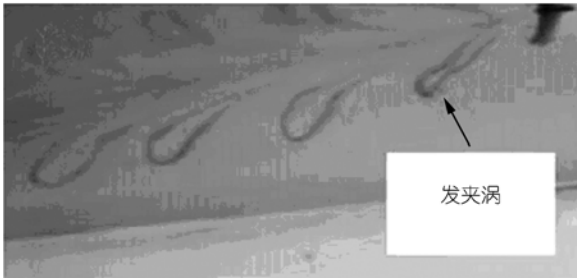


图 11 零质量射流与横流相互作用形成的流动结构 (射流孔在图画中的顶部, 流动方向从右到左 [24])

加强. 变形的涡环在来流和射流本身的作用下抬升、拉长, 并顺流向向下游发展. 图 11 给出了水槽染色液流动显示得到的圆孔零质量射流在横流中形成的流动结构, 可以明显看到涡环在来流的一侧被抵消, 并在来流作用下形成发卡涡, 涡头上抬, 两涡腿连接着涡头和激励器的孔口. NASA 兰利研究中心采用 PIV, LDV 和热线三种手段测量了圆孔零质量射流在横流中的发展轨迹 [37], 进行了定量的研究. 大量的数值模

拟结果 [38-40] 也表明了圆孔射流在横流的作用下形成的发卡涡结构, 正是在该涡的诱导作用下, 边界层外的高速流体进入边界层内, 而边界层内的低速流体被抬升到主流区, 从而提高了边界层的能量, 增强了其克服逆压梯度的能力, 达到推迟流动分离的目的.

在吸气和吹气的不同阶段, 零质量射流对边界层的作用不同. 在激励器吸气的过程中, 由于横流中流体介质有向下游的速度分量, 因此主要是孔口上游边界层内的低速流体被吸入到了孔口中(见图 12(a)), 因此孔口上游边界层变薄, 速度增加; 而在其吹气的过程中, 射流主流在横流的作用下向下游倾斜(见图 12(b)), 形成了如前所述的发卡涡结构, 在其诱导下边界层外高速流体可将动量注入到下游边界层中, 同样可以提高边界层克服逆压梯度, 进而推迟边界层分离的能力. 正是在这两种机制的作用下零质量射流在横流中实现对边界层的动量运输, 实现了其对边界层的控制 [41].

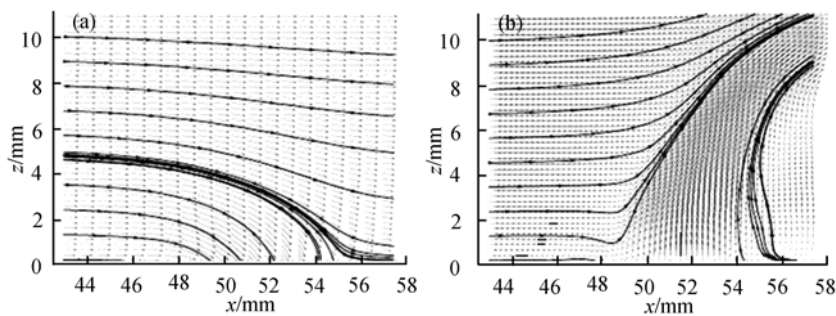


图 12 圆孔零质量射流附近的流场结构(孔口位于  $x = 48 \sim 56$  mm)

(a) 吸气; (b) 吹气 [41]

对于零质量射流在横流作用下的平均流场, Gordon 等人 [32] 通过长时间平均得到的平面激光诱导荧光照片(planar laser induced fluorescence)对射流轨迹进行分析, 通过对照片上荧光物质最大浓度的位置进行识别, 得到了零质量射流在横流中的发展轨迹. 根据射流轨迹的不同, 将射流与横流作用下的流场结构分为两类, 一类是 Strouhal 数小于 0.02, 零质量射流涡环在横流中形成单一的轨迹, 如图 13(a)所示. 这种射流在横流里面的 PLIF 图像仅有一条浓度集中的区域出现, 在射流孔口附近  $0 < y < 5D$ , 射流的轨迹基本垂直于孔口平面, 继续发展时受到横流

的作用发生弯曲, 集中区浓度减弱, 范围扩大, 表明涡环向下游发展过程中不断卷吸周围流体, 尺度增大而强度减弱. 另外一种是  $St > 0.02$  的情况, 这种情形下射流经过垂直发展阶段后, 分叉形成两个浓度集中的区域(见图 13(b)). Gordon等人<sup>[32]</sup>认为两个浓度集中区域之间对应的是涡环中心的轨迹, 他们称这种流动结构为多分支轨迹.

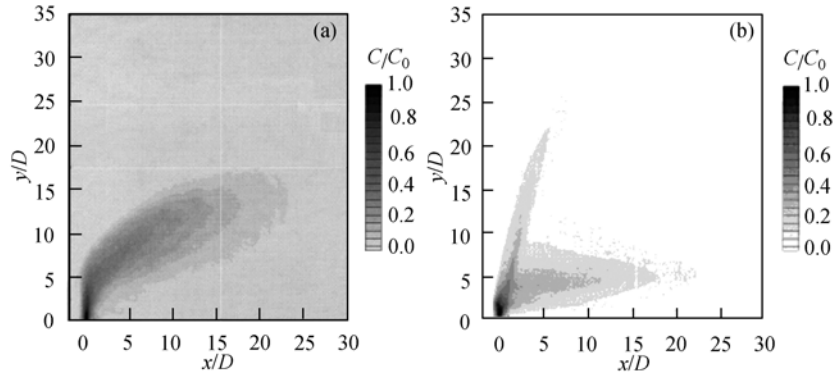


图 13 PLIF长时间平均得到的零质量射流在横流中涡环的发展轨迹( $R$ 为射流速度比)<sup>[32]</sup>

(a)  $f = 50$  Hz,  $U_j = 7.10$  m/s,  $St = 0.014$ ,  $Re = 14080$ ,  $R = 20$ ; (b)  $f = 50$  Hz,  $U_j = 1.33$  m/s,  $St = 0.077$ ,  $Re = 2640$ ,  $R = 10$

根据Keffer和Baines<sup>[42]</sup>研究连续射流在横流中发展轨迹的结果, 当射流速度比  $R > 4$  后, 压力对射流轨迹的影响可以忽略, 射流轨迹仅是射流速度比的函数. Pratte和Baines<sup>[43]</sup>给出了用来拟合连续射流在横流中发展轨迹的公式为

$$\frac{y}{RD} = A \left( \frac{x}{RD} \right)^B.$$

其中  $R$  为射流速度比,  $D$  为孔口尺度,  $A$  和  $B$  为拟合系数. 通过对射流在横流中烟线流动显示结果的拟合, 就可以得到常数  $A$  和  $B$  的值. Gordon等<sup>[32]</sup>采用这个公式分别拟合了由浓度集中区域和最大速度位置识别得到的零质量射流轨迹, 射流的速度比  $R$  分别为 4.6 和 7.0. 结果和文献<sup>[43-45]</sup>通过拟合连续射流在横流发展轨迹得到的常数取值范围基本相同(见表 1), 表明零质量射流在横流中涡环轨迹发展和连续射流相似.

表 1 零质量射流和连续射流轨迹拟合得到的理论公式中的常数

文献	常数 $A$	常数 $B$
Smith和Mungal <sup>[44]</sup> , 连续射流浓度轨迹	1.50	0.27
Pratte和Baines <sup>[43]</sup> , 连续射流浓度轨迹	2.05	0.28
Hasselbrink和Mungal <sup>[45]</sup> , 连续射流理论模型	-	0.33
Gordon等 <sup>[32]</sup> , 零质量射流 $R=4.6$	浓度轨迹	2.08
	速度轨迹	2.16
Gordon等 <sup>[32]</sup> , 零质量射流 $R=7.0$	浓度轨迹	1.51
	速度轨迹	1.74

Ugrina<sup>[46]</sup>通过热线测量得到了零质量射流与横流相互作用后的平均流场, 图 14(a)给出了沿孔口中心流向平面内的速度等值线云图, 其中速度最大位置对应的曲线即为零质量射流在

横流中的发展轨迹. Ugrina<sup>[46]</sup>依据实验结果, 建立了一个射流核心区的流体控制单元, 并考虑了射流和周围流体的混合、剪切、卷吸以及压力分布的影响, 然后求解积分方程得到了射流的轨迹、速度以及其扩展范围. 图 14(a)同样给出了通过这个理论模型分析得到的射流发展轨迹, 和热线测得的轨迹重合. 比较图 14(b)中 Gordon 等<sup>[32]</sup>用 PIV 测得的零质量射流在横流中的发展轨迹, 两个曲线相当相似, 表明零质量射流在横流中的发展轨迹是可以预测的.

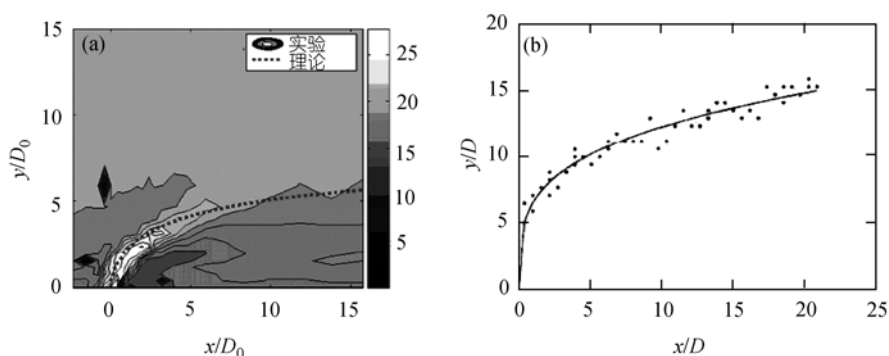


图 14 零质量射流在横流中的发展轨迹

(a)  $R=1.5$ , 其中等值线为实验结果, 虚线为理论预测值<sup>[46]</sup>; (b)  $R=4.6$ ,  $A=2.16$ ,  $B=0.27$ , 离散点为速度轨迹, 实线为拟合结果<sup>[32]</sup>

## 2.2 控制参数对零质量射流与横流相互作用的影响

从 1.1 节的量纲分析可知, 零质量射流在横流中的发展除了受前述的几个无量纲参数影响外, 还需要考虑横流参数的影响. 通常, 横流和零质量射流激励器的工作介质相同, 因此仅需要引入横流的速度  $U_\infty$  以及激励器所在位置边界层厚度  $\delta$ . 采用零质量射流特征速度  $U_0$  和孔口尺度  $D_0$  无量纲化后的参数为射流速度比  $R = U_0/U_\infty$  以及边界层厚度与孔口尺度比  $\delta/D_0$ .

Ugrina<sup>[46]</sup>按射流速度比  $R$  的不同将零质量射流与横流的相互作用分为两类, 一类是射流速度比  $R < 1$  的情况. 由于射流在吹气过程中形成的涡环以及自身的诱导作用, 其必然会对经过激励器的横流有阻塞作用, 导致横流抬升. 但是  $R < 1$  时, 射流相对横流太弱, 横流有足够的能量压制住射流, 零质量射流形成的流动结构很快随主流倾斜, 对横流的影响仅仅体现在边界层内. 零质量射流的存在, 导致边界层内湍流度增加, 流线在激励器孔口上方和下游有限距离内稍有抬升, 从而横流的边界层厚度也稍有增加. 随着射流速度比的增加, 零质量射流抬升边界层的能力有所提高, 因此  $R < 1$  时, 横流流线抬升的幅度可以衡量零质量射流对横流影响的大小. 当射流速度比  $R > 1$  后, 零质量射流有足够的能量穿透横流边界层, 形成射流核心区并阻塞横流. 此时, 零质量射流形成的涡环能到达边界层外, 在主流作用下向下游发展, 而主流部分流体介质在射流涡环的作用下抬升, 部分流体介质被卷吸到涡环结构中. Ugrina<sup>[46]</sup>的实验结果表明,  $R=1$  是射流可以穿越横流边界层的一个临界值. 随着射流速度比的增加, 射流核心区随主流的倾斜程度越来越小, 当  $R=6$  时几乎垂直于横流. 此时, 孔口的下游为横流受射流影响抬升后形成的分离区, 分离区内压力远低于周围横流的压力, 从而改变了壁面局部压力分布.

Mittal 和 Rampungoon<sup>[47]</sup>通过数值模拟研究了二维狭缝射流和横流的相互作用, 计算结果

表明射流速度比 $R=0.3$ 时, 逆流向漩涡在离开孔口后很快被边界层中符号相反的涡量中和, 而顺流向的漩涡也没有穿越边界层范围, 没有明显的高速外流被卷吸到边界层中. 而射流速度比为 $0.67$ 时, 逆流向漩涡在离开孔口后也消失, 仅有顺流向漩涡存在, 此时漩涡强度较大, 可以将边界层外高速流体卷吸进入低速边界层内, 从而增加了边界层的动量, 提高其克服逆压梯度的能力从而推迟边界层分离. 对于更大的射流速度比 $R=3$ , 射流形成的涡对可以穿越边界层, 在主流作用下向下游发展. 这里所得的 $R=0.67$ 后射流作用范围跨越横流边界层的结果和Ugrina<sup>[46]</sup>实验得到的 $R=1$ 稍有差别, 主要是由于两者研究的分别是狭缝射流和圆孔射流, 另外, 来流条件的不一样, 譬如边界层厚度, 也会引起一定的差异. Mittal和Rampungoon<sup>[48]</sup>通过数值模拟表明, 当射流和横流相互作用时, 在射流激励器下游会形成一个回流区(如图15(a)所示), 正是这个回流区的存在, 形成了一个虚拟的气动外形, 因此如果该激励器作用在升力体上时, 就会改变其气动外形, 从而达到压力重新分布, 提高升力体的气动效率. 图15(b)给出了零质量射流与横流相互作用形成的回流区长度和射流吹气系数之间的关系, 对离散的实验点进行拟合得到回流区长度 $\log(L/d)$ 与射流吹气系数 $\log(C_\mu)$ 呈线性关系, 其斜率为 $1.03$ .

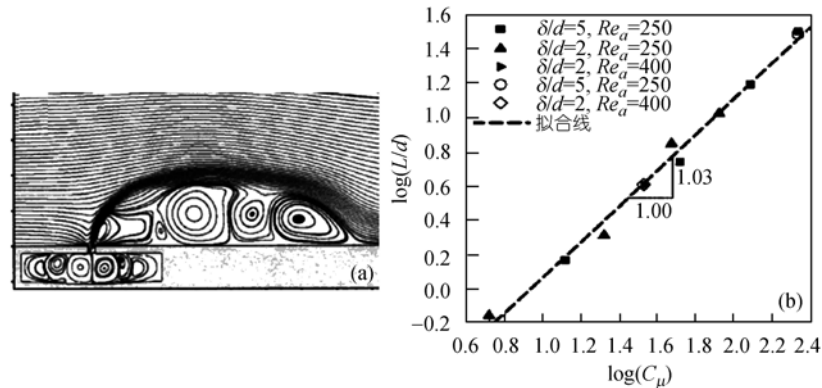


图15 零质量射流与横流相互作用产生的分离泡结构<sup>[48]</sup>

(a)  $\delta/D_0=5, R=5$ ; (b) 回流区尺度和射流吹气系数的关系

Zhong等人<sup>[24]</sup>在水槽中通过染色液流动显示实验研究了射流速度比和无量纲冲程长度对零质量射流在横流中形成的流动结构的影响. 随着零质量射流速度比的增加, 实验分别观察到了发卡涡、拉伸的涡环以及湍流涡环三种流动结构(如图16(a)所示). 并得出射流速度比主要影响射流核心进入横流的陡峭程度, 这和Ugrina<sup>[46]</sup>从流场速度等值线得到的结论是一致的. 另外, Zhong等<sup>[24]</sup>指出, Strouhal数决定了零质量射流两个连续涡环之间的流向间距. 根据射流速度比和无量纲冲程长度的变化, Zhong等<sup>[24]</sup>给出了三种流动结构出现的参数取值范围(见图16(b)), 并指出在他们研究的Strouhal数范围内, 出现发卡涡和拉伸涡环的射流速度比和无量纲冲程取值在 $0.1\sim 0.5$ 以及 $1\sim 5$ 之间, 根据Crook和Wood<sup>[49]</sup>的实验结果, 这两种流动结构均可以有有效的控制圆柱上边界层的分离.

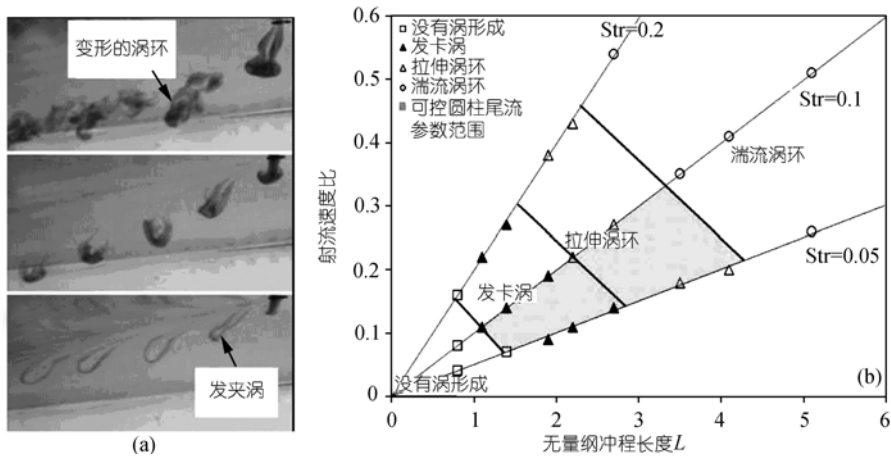


图 16 水槽染色液流动显示得到的流动结构随无量纲参数的变化 [24]

(a) 三种典型的涡结构; (b) 射流速度比和无量纲冲程对流动结构的影响

与射流速度比对零质量射流和横流相互作用的影响相比, 很多研究者虽然意识到边界层相对厚度  $\delta D_0$  对零质量射流在横流中的发展轨迹也有较大影响 [32,47], 但是相关研究工作甚少. Ugrina [46] 对边界层相对厚度  $\delta D_0$  的影响做了初步的研究, 他们通过改变射流的孔口直径得到不同的  $\delta D_0$ . 为了保证射流速度比和质量流量不变, 随着孔口直径的增大, 射流频率增加, 从而导致无量纲冲程比减小, 涡环相对尺度增大, 离开孔口的距离减小, 因此射流核心区相对宽度增加, 并且更容易随主流倾斜. 其实横流边界层的厚度是和来流速度密切相关的, 保持激励器参数以及射流速度比不变, 而仅仅研究来流边界层厚度变化对零质量射流在横流中发展的影响, 就需要对来流进行干扰, 使其提前转换增加边界层厚度, 或者在距离平板前缘不同流向位置布置激励器, 从而达到研究单一参数影响的目的.

### 3 零质量射流流动控制应用

零质量射流由于其独特的优势, 自 20 世纪 90 年代作为一种流动控制手段进行研究以来, 很快受到广泛关注, 本文主要介绍零质量射流在控制流动分离、改善飞行器气动性能方面应用的研究进展. 有关零质量射流在矢量喷流、燃料掺混、增强传热传质以及抑制噪声等众多领域的应用, 参见文献 [4].

#### 3.1 控制圆柱边界层分离

Amitay 等人 [50] 首先将零质量射流应用于控制边界层流动分离, 他们在二维圆柱上沿展向布置两相邻的二维狭缝零质量射流激励器, 通过圆柱的旋转以及调整两激励器相位差可以实现激励器在圆柱上不同的方位角  $\gamma$  以及射流角  $\phi$ . 图 17 给出了不同参数激励下圆柱绕流的风洞烟线流动显示图画, 当激励器方位角为  $60^\circ$  (图 17(b)), 射流吹气系数为  $O(10^{-3})$  量级的两激励器同相位工作, 即垂直于圆柱表面射流时, 相对于没有施加控制的绕流 (图 17(a)), 可以明显看到边界层分离点被推后, 圆柱前驻点下移. 而当  $\gamma = 180^\circ$ , 射流吹气系数增大到  $O(10^{-1})$  量级时

(图 17(c)), 圆柱尾流区消失, 边界层实现了完全再附. 此时, 改变激励器工作的相位, 使其射流角为  $120^\circ$ (图 17(d)), 圆柱绕流表现为旋转圆柱的绕流结构, 这表明绕圆柱流动环量的变化, 产生了升力. 另外, Amitay 等人<sup>[50]</sup>还给出了对应图 17(b)的圆柱尾流中流向平均速度和雷诺应力的分布, 结果表明零质量射流激励有效的抑制了圆柱的尾流, 其尾流宽度、速度亏损幅度以及雷诺应力都相应减小.

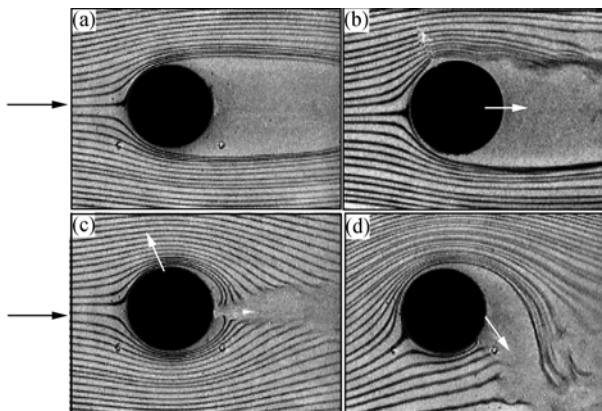


图 17 零质量射流控制圆柱边界层分离烟线流动显示

(a) 无控制; (b)  $\gamma=60^\circ$ ; (c)  $\gamma=180^\circ$ ; (d)  $\gamma=180^\circ$ ,  $\phi=120^\circ$ <sup>[50]</sup>

Amitay 等人<sup>[50]</sup>认为零质量射流和横流相互作用可以在激励器附近形成分离泡, 即虚拟的气动外形, 从而改变圆柱绕流结构. Honohan 等人<sup>[51]</sup>通过 PIV 测量了零质量射流激励器控制下圆柱边界层的发展, 证实当激励器工作频率远大于主流中流动结构的特征频率时, 会在激励器附近形成准定常的流动结构, 在该位置形成顺压梯度, 从而使其边界层变薄, 提高其克服逆压梯度的能力, 推迟圆柱上边界层的分离.

Catalanoy 等人<sup>[52]</sup>对零质量射流控制圆柱分离的位置和频率进行了优化, 通过 LES/DNS 数值模拟和表面响应(surface response)优化方法, 在固定射流吹气系数  $C_\mu = 6.5 \times 10^{-3}$  时进行优化求解, 在  $Re$  数分别为 500 和 3900 时得到二维圆柱的最佳控制位置为分离点附近, 频率分别为漩涡脱落频率的 4.4 倍和 9.21 倍, 其中  $Re=500$  时减阻幅度仅为 4%, 而  $Re=3900$  时达到 13%, 但是  $Re=3900$  三维数值模拟的结果与二维时的情况不能吻合.

最近, Wang 等人<sup>[8]</sup>在圆柱的前驻点采用二维狭缝零质量射流激励器控制圆柱尾流, 结果发现当  $Re_{v_0}$  小于 43 时, 圆柱绕流的前驻点前移, 零质量射流与来流相互作用, 在吹气情况下使得圆柱前驻点区域形成闭合包线, 在闭合包线与圆柱前驻点之间形成一对涡对, 从而起到对钝体修形的作用. 图 18(a)显示的是氢气泡流动显示结果, 图 18(b)是对应的 PIV 实验结果, 从中可以清晰看出新的前驻点附近的拓扑结构, 图 18(c)为闭合包线形成示意图; 并且此时圆柱尾流分离区变小, 但依然有尾迹涡脱落, 该尾迹涡即为合成射流在圆柱前驻点生成的涡对向下游的脱落, 其脱落频率为激励器工作频率, 出现了“锁定”现象, 图 18(d)显示了一对涡同时对称从圆柱后缘两侧向下游脱落的情况.

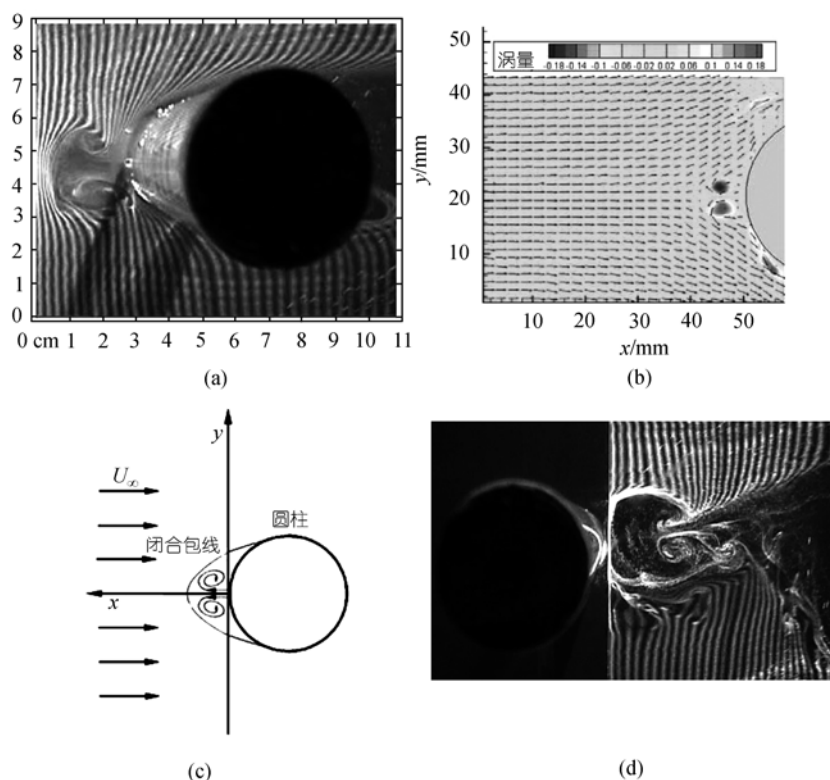


图 18 闭合包线形成时圆柱前驻点以及尾流区流动结构( $L=99.5, f=0.5 \text{ Hz}, Re_{U_0}=43$ )<sup>[8]</sup>

(a) 圆柱前驻点区域流动结构; (b) 圆柱前驻点速度矢量和涡量分布; (c) 闭合包线拓扑结构; (d) 圆柱尾流区流动结构

当  $Re_{U_0}$  较大时, 圆柱绕流的前驻点大大前移, 形成开式包线, 如图 19(a)和(b)所示; 当  $Re_{U_0}$  约大于 344 时, 尾流分离区消失, 圆柱绕流完全再附, 并且会在圆柱后驻点附近诱导产生周期性脱落的旋涡, 图 19(c)和(d)分别是氢气泡流动显示和 PIV 测量的结果。

在数值模拟研究的基础上<sup>[7]</sup>, 冯立好等人<sup>[9]</sup>通过圆柱绕流实验验证了Zhang和Wang<sup>[2]</sup>提出的高效零质量射流激励信号. 在控制圆柱分离的实验中, 零质量射流方位角为  $180^\circ$ . 图 20 给出了  $f=4 \text{ Hz}$  时形状因子  $k$  对零质量射流控制效果的影响.  $k=1.0$  时, 圆柱绕流依然存在一小的分离区. 当  $k$  减小到 0.25 时, 相比于  $k=1.0$  时, 圆柱后缘分离区变大, 说明零质量射流控制效率下降.  $k$  增大到 2.3 时, 圆柱后缘分离区相比于  $k=1.0$  时变化不大. 而当  $k$  增大到 4.0 时, 圆柱后缘分离区消失, 绕流已经完全再附, 说明合成射流控制效率得到显著的提高。

### 3.2 控制翼型流动分离及控制参数优化

Smith等<sup>[53]</sup>, Amitay和Glezer<sup>[54,55]</sup>在一个非传统翼型上采用零质量射流进行流动控制, 该对称翼型的头部为一圆柱, 后半部分为NACA0015 翼型. 圆柱内放置两相邻的狭缝零质量射流激励器, 通过旋转圆柱可以改变激励器的相对位置. 通过在翼型上施加高频的零质量射流

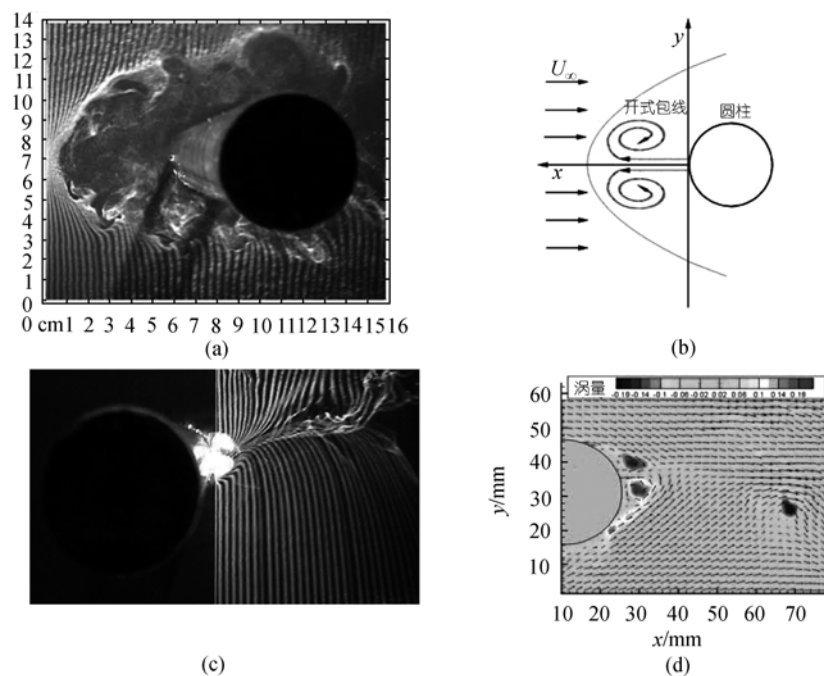


图 19 开式包线形成时圆柱前驻点以及尾流区流动结构

(a) 圆柱前驻点区域流动结构,  $L=27.1, f=4 \text{ Hz}, Re_{U_0}=94$ ; (b) 开式包线拓扑结构; (c) 圆柱尾流区流动结构,  $L=99.5, f=9 \text{ Hz}, Re_{U_0}=774$ ; (d) 圆柱前驻点速度矢量和涡量分布,  $L=99.5, f=9 \text{ Hz}, Re_{U_0}=774$ <sup>[8]</sup>

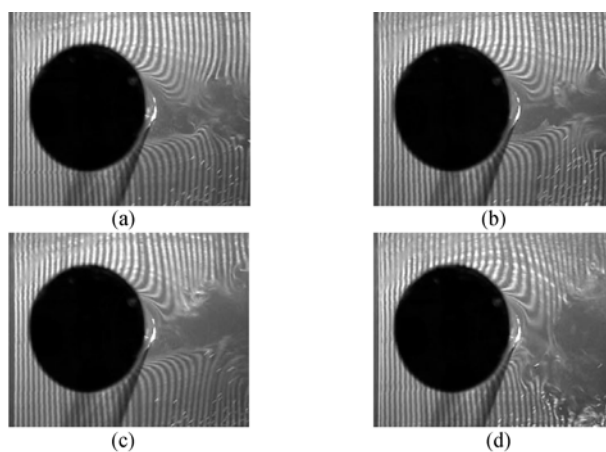


图 20  $k$  对合成射流控制效果的影响( $L=99.5, f=4 \text{ Hz}$ )

(a)  $k=0.25$ ; (b)  $k=1.0$ ; (c)  $k=2.3$ ; (d)  $k=4.0$

激励 $St=O(10)$ (基于翼型弦长), 可以有效的推迟翼型表面边界层分离, 从而大大提高翼型的气动效率. Smith等人<sup>[53]</sup>发现采用零质量射流激励器控制之后, 翼型的失速攻角从 $5^\circ$ 推迟到 $18^\circ$ ,



升阻力特性也有大幅度提高. Amitay和Glezer<sup>[54,55]</sup>研究了零质量射流激励器工作频率变化对分离流动控制效果的影响, 实验中采用了流动显示和热线测量尾流技术. 结果表明根据激励频率  $F^+$  不同( $F^+$ 是激励频率与机翼上涡脱落频率的比值), 升力/压差阻力比 $L/D_p$ 的变化可以分为两个明显不同区域, 当 $St < 4$ ,  $L/D_p$ 随着激励频率增大而减小, 当 $St \geq 10$ ,  $L/D_p$ 比低频激励下的升力/压阻比高 27%且不再随激励频率增加而变化(见图 21). 翼型攻角为  $20^\circ$ , 激励器吹气方向与来流角度为  $45^\circ$ , 射流吹气系数为  $C_\mu = 4.5 \times 10^{-3}$ , 激励器频率工作在 $St=O(1)$ 范围内时, 测量结果表明激励器与边界层相互作用形成了小尺度的漩涡结构, 翼型上大范围的分流回流区消失. 并且随着频率的增大, 漩涡尺度有所减小. 而当激励器频率达到 $St=O(10)$ 时, 激励器孔口附近的小尺度涡结构也消失了, 边界层完全再附到翼型上表面上.

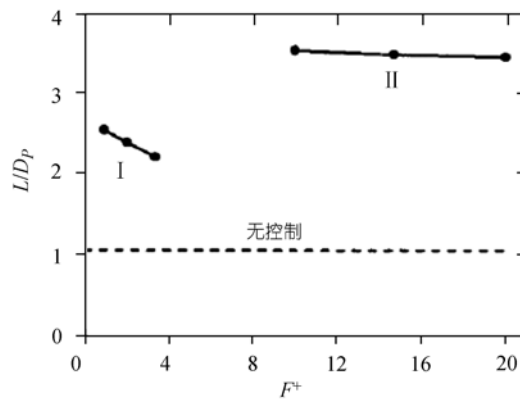


图 21 翼型升力/压差阻力比随激励器频率的变化<sup>[54]</sup>

高频和低频激励下翼型呈现的不同的气动特性是由于它们不同的激励机制所产生的, 在低频零质量射流的激励下, 虽然平均流场上可以看到分离流动的再附, 但是其主要是和边界层相互作用, 形成漩涡结构. 因此在增加升力的同时, 会产生大幅度的气动力脉动. 张攀峰<sup>[56]</sup>数值模拟的结果也表明采用低频信号激励后, NACA0015 翼型  $20^\circ$  攻角时背风面大范围的回流区被激励器离散成一连串的小涡结构, 回流区范围缩小, 翼型升力增加(见图 22). 而高频激励主要是通过高频的激励产生一个准定常的回流区, 从而改变局部的气动外形, 导致边界层厚度和压力重新分布, 整个升力体的气动性能得到改善. Honohan等<sup>[51]</sup>在圆柱上的实验研究以及 Mittal和Rampungoon<sup>[47,48]</sup>的数值模拟研究结果都证实了零质量射流激励器所产生的封闭回流区的存在.

Duvigneau和Visonneau<sup>[34]</sup>通过求解非定常雷诺平均N-S方程, 对零质量射流控制NACA-0015 翼型边界层分离进行了优化计算. 其初始条件采用了Gilarranz等人<sup>[57]</sup>实验中的参数, 射流速度比为 1.37, 无量纲射流频率为 1.29, 射流出口角为垂直于翼面. 通过选取最大平均升力系数为优化目标函数, 最后优化所得升力系数在攻角  $16^\circ \sim 22^\circ$  范围内比无激励时增大 52%. 并且在翼型失速以后, 施加控制后的翼型阻力大幅度下降, 因此整个翼型的升阻比得到提高.

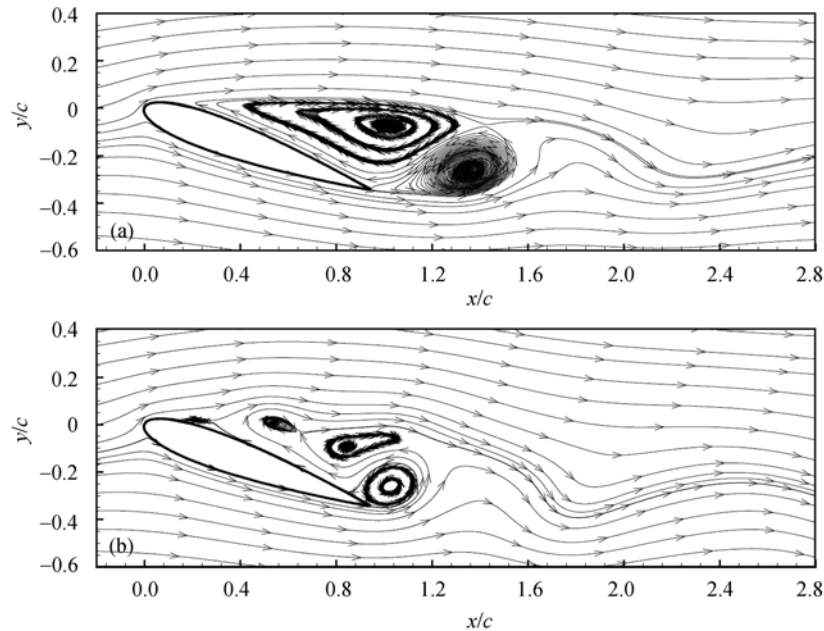


图 22 NACA0015 翼型采用零质量射流控制前后翼型绕流的变化

(a) 控制前; (b) 控制后<sup>[56]</sup>

Duvigneau和Visonneau<sup>[34]</sup>优化后的无量纲平均射流速度比为 1.72, 而Seifert<sup>[58]</sup>, Ravindran<sup>[59]</sup>在NACA0015 翼型前缘采用切向零质量射流控制的实验和计算结果都表明, 随着射流吹气系数 $C_{\mu}$ 的增大, 其控制效果提高, 翼型升力系数增大. 张攀峰<sup>[56]</sup>在NACA0015 弦长 13% 的位置施加零质量射流控制计算结果也表明随着射流吹气速度的增加, 翼型升力系数单调增大. 而Tuck和Soria<sup>[60]</sup>在NACA0015 翼型前缘驻点采用零质量射流控制, 射流出口角度垂直于来流, 结果表明当无量纲激励频率为 1.3 时, 翼型升力系数随射流吹气系数单调增加, 而激励频率为 0.6 时, 射流吹气系数在 $C_{\mu}=0.14\%$ 位置达到饱和, 继续增加射流吹气系数反而会使翼型的升力系数下降. 对于最佳射流出口角度, Duvigneau和Visonneau<sup>[34]</sup>优化后得到平均值为  $25^{\circ}$ , 这和Seifert<sup>[58]</sup>的实验以及Ravindran<sup>[59]</sup>, Donovan等人<sup>[61]</sup>的计算值相一致. 张攀峰<sup>[56]</sup>通过数值模拟研究指出, 在低频控制时, 射流激励器主要靠吸气过程中将上游边界层低速流体抽出, 使其边界层变薄, 动量增加; 而吹气过程中, 射流在主流作用下向下游倾斜, 顺流向漩涡得到加强, 从而增加了边界层外高速流体和边界层底层的相互掺混, 同样增加了边界层的能量; 在这两个机制的作用下, 边界层动量增加, 因此可以克服更大的逆压梯度, 推迟了边界层分离. 这和Schaeffler<sup>[41]</sup>数值模拟得到的零质量射流与横流相互作用中的吹气和吸气半周期内流场的变化特征相吻合. Milanovic和Zaman<sup>[62]</sup>, Zhong等人<sup>[63]</sup>研究了圆孔射流出口角度不同时在横流中形成的流动结构的差异, 指出出口倾斜角在  $45^{\circ}$ 时可以有更大的出口速度以及形成更强的流向涡结构, 从而能更好的影响边界层流动.

Duvigneau和Visonneau<sup>[34]</sup>射流无量纲频率优化后的结果表明, 除了  $22^{\circ}$ 攻角外, 其它状态

下最佳控制频率 $St$ 都在 0.85 左右. 这和Seifert<sup>[58]</sup>实验得到的翼型控制最佳无量纲频率为 $St = 1.0$ 相接近. Seifert和Pack<sup>[64]</sup>指出在控制区域内一直存在 4 个小涡结构是得到最佳的控制效果的必要条件, 因此激励的无量纲工作频率应该为 $St = 1.0$ . Suzuki<sup>[65]</sup>采用DNS求解层流方程研究了零质量射流控制二维平面上半圆柱后体分离流动, 结果表明无量纲频率 $St = 1.0$ 时, 激励器可以很好抑制半圆柱绕流边界层的分离, 而采用Amitay和Glezer<sup>[54,55]</sup>提出的 $St = O(10)$ 量级的高频激励反而失去控制效果, Suzuki<sup>[65]</sup>认为这是求解层流方程所致, 不能很好模拟高频激励信号所产生的小尺度湍流结构. Dandois等人<sup>[66]</sup>采用DNS/LES求解N-S方程研究了零质量射流对鼓包后分离区的控制, 结果表明激励器无量纲工作频率 $St = 0.5$ 时, 也就是鼓包后的漩涡分离频率, 其分离区的长度被缩小了一半. 而当激励器工作在一个较高的频率 $St = 4$ 时, 分离区的长度反而增加了 42%(见图 23). Brunn和Nitsche<sup>[67]</sup>采用零质量射流控制Ahmed汽车模型的尾流, 他们采用了分离剪切层的漩涡脱落频率 $St = 0.1$ 以及剪切层初始的Kelvin-Helmholtz不稳定性频率 $St = 0.3$ 进行控制, 结果发现采用漩涡脱落频率 $St = 0.1$ 控制时可以有效增加边界层的速度脉动, 因此尾迹区的动量交换增加, 分离区范围缩小, 使汽车模型的阻力降低了约 25%.

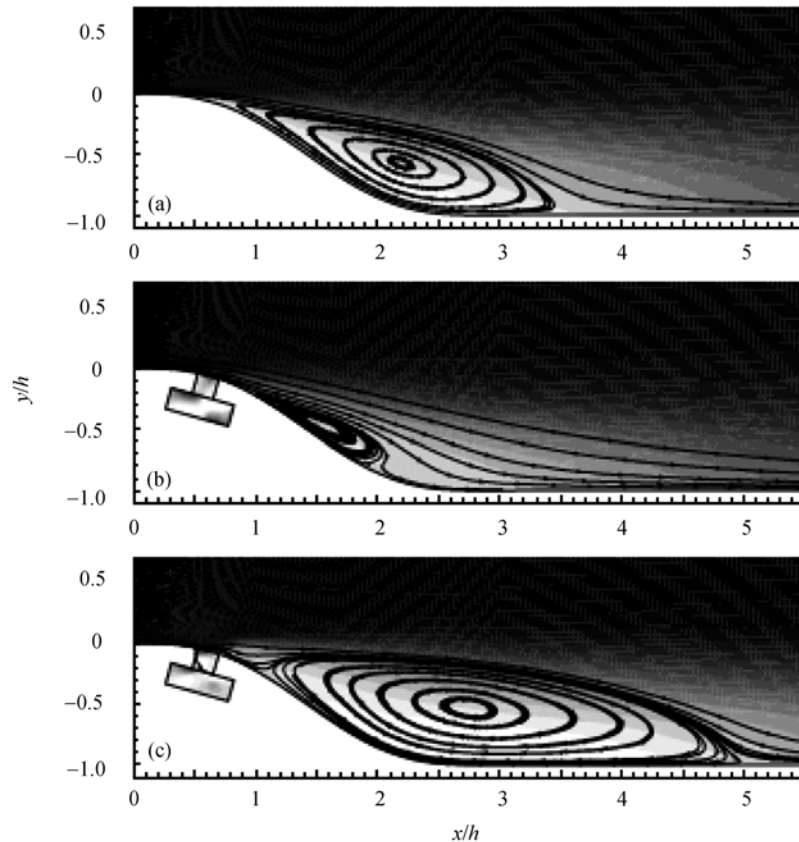


图 23 零质量射流激励下鼓包后平均回流区结构

(a) 无控制; (b)  $St = 0.5$ ; (c)  $St = 4$ <sup>[51]</sup>

与控制翼型的分离流动类似, 零质量射流在控制叶轮机械和扩张管道分离流动中也有着

广泛的应用. 在对分离流动控制中, 对于零质量射流的最佳工作参数, 比如位置、频率、流量(速度比)等缺乏一个统一的结论, 各种参数的不同都会导致流体转捩特性、分离状态、控制机理的不一样, 因此得到的优化参数也各有不同, 具体优化参数的确定还有待于系统、深入开展零质量射流与横流相互作用、零质量射流控制分离的机理以及参数影响规律的研究.

### 3.3 在飞行器上的应用研究

对于传统的飞行器, 缝翼和襟翼作为两种比较有效的流动控制方式被普遍采用. 近年来, 随着新概念飞行器的出现, 比如飞翼布局、微小型飞行器(MAV)的出现, 对飞行器的操控性能提出了更高的要求, 主动流动控制将成为未来主要的流动控制方式. 随着现代材料以及加工工艺的发展, MEMS技术可以将零质量射流激励器高度集成. 图 24 是密西根大学Parviz等人<sup>[68]</sup>最新研制的微型零质量射流激励器, 图左下方为一 25 美分硬币, 在图中的晶片中集成了 1000 个Helmholtz共振腔. 右边的放大视图显示的是在一个驱动器周围布置的 6 个共振腔, 左边放大视图显示了共振腔上非均匀布置的孔口结构. 该激励器的最大射流速度可以达到 16 m/s, 足以实现对微小型飞行器气动力以及飞行姿态的控制. 因此, MEMS集成的零质量射流激励器必然在MAV/UAV的流动控制上占据重要的位置.

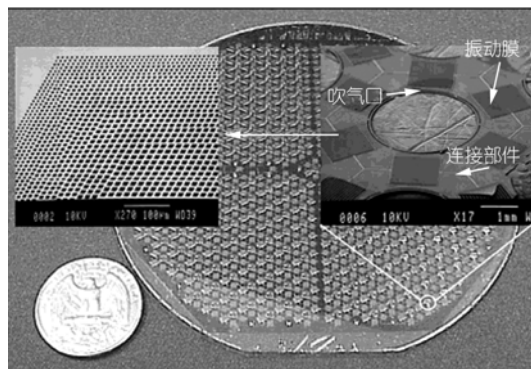


图 24 MEMS集成的微型零质量射流激励器<sup>[68]</sup>

佐治亚理工大学<sup>[69,70]</sup>早在 2000 年左右就在他们自行研制的涵道风扇微型飞行器BAGEL上进行零质量射流流动控制的研究, 图 25(a)为该MAV的结构图, 涵道直径为 279.4 mm, 厚度为 101.6 mm, 上面三个叶片为螺旋桨提供动力, 马达通过四个静子叶片固定在外圈上. 静子叶片的翼型为Clark-Y翼型, 与涵道来流呈  $10^\circ$ 攻角, 飞行器做悬停的时候, 静子叶片上保持附着流动, 其升力会产生很大的转矩平衡螺旋桨引起的扭矩. 而当飞行器做横飞时, 静子叶片相对来流的攻角改变, 翼型上会发生分离流动, 相应的气动力发生变化(见图 25(b)), 因此会破坏飞行器的平衡. Fung和Amitay<sup>[69]</sup>通过在静子叶片上安装零质量射流激励器改变其流动特性, 从而调整飞行器的平衡状态. 在地面静态实验中, 由于  $10^\circ$ 攻角下Clark-Y翼型基本上为附着流动, 不能体现横流飞行时静子翼型上的分离流动状态, 所以Fung和Amitay<sup>[69]</sup>采用了Chatlynne等人<sup>[71]</sup>, Amitay等人<sup>[72]</sup>研究零质量射流控制二维Clark-Y翼型分离流动的方法, 在静子翼型 21%弦长位置放置了一排线促使其分离, 射流激励器放置于分离区内 $x/c=0.25$ 位置.

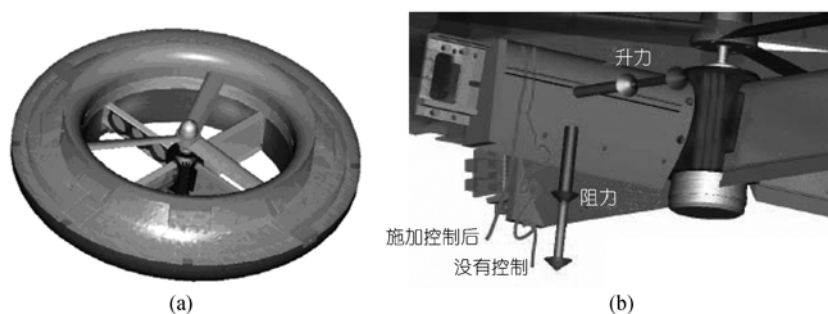


图 25 零质量射流在 BAGEL 涵道风扇微型飞行器上的应用

(a) 激励器在 MAV 上的布置; (b) 控制前后的效果 [69]

图 26 给出了在静子  $r/R=0.21$ ,  $0.44$  和  $0.71$  三个截面上 PIV 得到的局部瞬时速度矢量图, 此时螺旋桨转速为  $4300 \text{ r/min}$ , 上面的图为没有施加控制的流场, 下面的为对应的施加零质量射流流动控制的流场. 未施加控制时, 在  $r/R=0.21$  和  $0.44$  的截面上流动从拌线位置开始分离, 整个翼型上表面处于分离区中, 而施加零质量射流流动控制后, 可以看到在拌线后形成一个准定常的分离区结构, 在其后边界层发生再附. 而在  $r/R=0.71$  截面上, 施加控制之前边界层就处于再附状态, 施加控制之后仅仅减小了拌线后分离区的范围. 静子叶片后尾流截面的速度分布也表明, 施加零质量射流流动控制后, 静子翼型的尾流速度亏损幅度减小, 并且有效抑制了分离流引起的下洗流动. 从而提高了静子叶片的升力, 减小其阻力. 通过气动力矩的变化实现

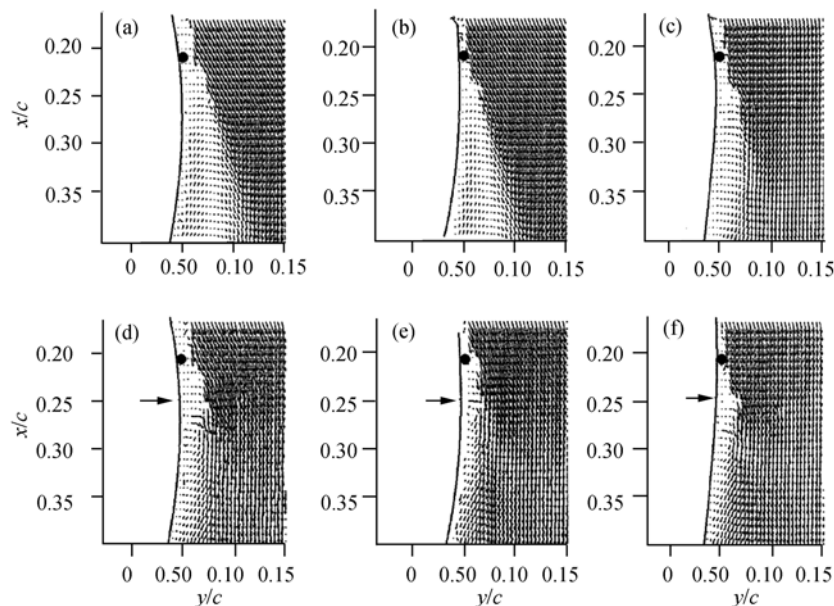


图 26 静子翼型在  $x/c=0.21$  弦长位置加上扰动体后截面速度矢量分布 (转速  $4300 \text{ r/min}$ )

(a) 无控制,  $r/R=0.26$ ; (b) 无控制,  $r/R=0.44$ ; (c) 无控制,  $r/R=0.71$ ; (d)~(f) 施加控制 [69]

对微型飞行器飞行姿态的控制. 在随后的模型动态飞行实验中, Konor 等人 [70] 分析了施加激励

后, 飞行器转角随激励信号的变化. 通过分析飞行实验中模型转角和激励器信号的对应关系, 可以看出开启零质量射流激励器后, 转角逐步减小到负值, 而停止激励之后, 转角又开始恢复逐渐增大. 在激励过程中, 模型转角在响应激励信号时有明显滞后, 这是由于流动分离再附的迟滞性所产生的.

最近, Amitay课题组又将零质量射流控制技术应用到了控制无人飞行器上<sup>[73,74]</sup>, 图 27 是波音公司为美国空军研制的Stingray无人飞行器, 该飞行器采用无尾布局, 其展长为 2.8 m, 后掠角为  $50^\circ$ , 通过后缘的 4 个襟翼实现对飞行器的控制. Washburn和Amitay<sup>[73]</sup>在NASA兰利跨音速动态风洞中对零质量射流激励控制飞行器表面流动进行了全尺寸飞机模型实验, 实验

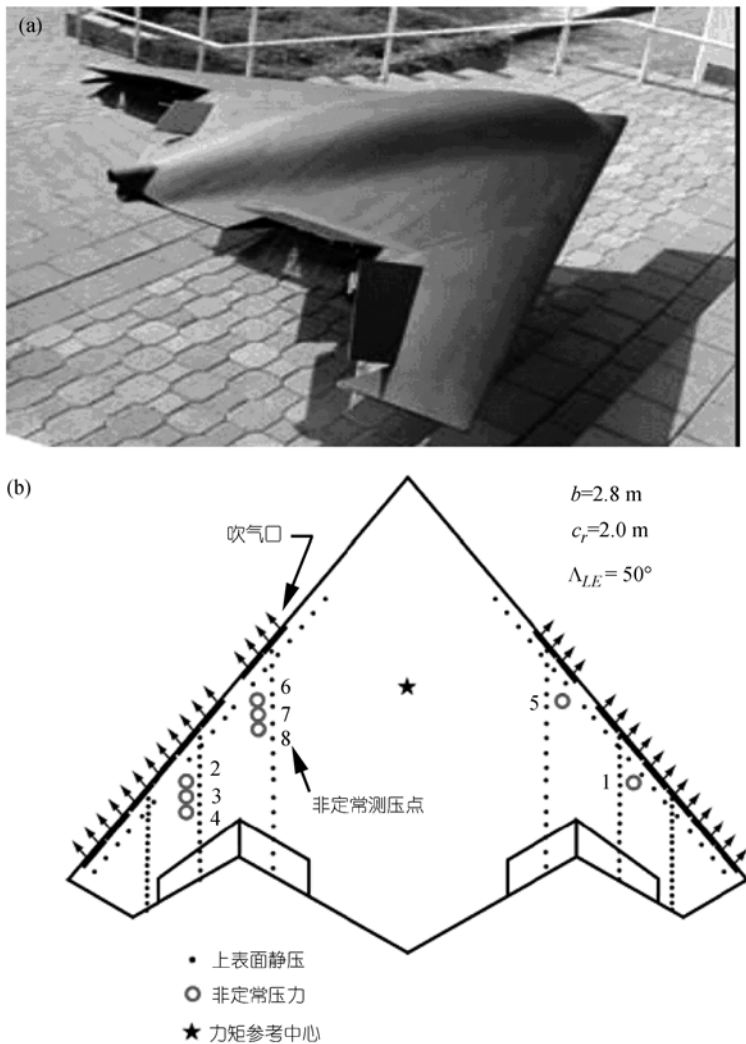


图 27 Stingray无人飞行器(a)以及实验中零质量射流激励器、压力传感器的布置位置<sup>[74]</sup>

中, 在飞行器的前缘安装有 8 组零质量射流激励器, 每组包括两个压电陶瓷驱动的激励单元.

在模型展向  $2y/b=44\%$ ,  $62\%$  和  $77\%$  的位置沿翼型上表面布置有测压孔, 模型的气动力和力矩通过内置式六分量天平测得. 测压实验结果表明 Stingray 无人飞行器模型在前缘涡存在的截面上, 零质量射流激励器会改变其前缘的压力分布, 使其前缘涡引起的吸力峰更集中. 而在前缘涡破裂、翼型上表面发生完全分离的截面上, 零质量射流激励器引起的压力变化范围很小.

图 28 给出了实验中得到的 UAV 模型气动力和力矩随零质量射流激励器频率的变化, 由于飞行器表面的压力分布变化不大, 因此飞行器的升力变化也较小, 在低频下增加的最大幅度为  $4\%$ , 高频下减小的最大幅度为  $7\%$ . 飞行器的阻力也变化不大, 稍有减小的趋势. 但是其滚转力矩增量  $\Delta C_l$  以及俯仰力矩  $C_m$  由于零质量射流激励器频率的不同呈现出很大的变化. 开始时随着激励器频率的增加, 飞行器的滚转力矩增量  $\Delta C_l$  随着激励频率的增大而增加, 当激励频率到达一个临界值后, 随着激励频率的增加, 滚转力矩增量  $\Delta C_l$  反而减小, 甚至达到负值. 这表明通过单纯改变零质量激励器的控制频率, 就可以减小和增加飞行器的滚转力矩, 从而较为方便的实现对飞行器姿态的控制. 俯仰力矩  $C_m$  随零质量射流激励频率的变化也呈现出相似的规律, 而且随着飞行器攻角的增大, 激励器的控制效率反而提高, 这正好可以弥补传统舵面在大攻角下气动效率下降的弱点.

除了对 MAV/UAV 进行的开环控制外, Ciuryla 等人 [75] 还在 Cessna 182 无人飞行器上开展了闭环控制的实验, 由于飞行时不能直接测得飞机的气动力或力矩等参数监控飞机的失速状态, 因此他们采用无人机机翼表面的剪切应力脉动值作为监控参数, 当剪切应力脉动值较小时, 表明机翼表面流动处于附着状态, 而当脉动值增大时, 表明机翼表面边界层发生分离, 需要对流动进行控制, 图 29(a) 是外翼上安装有剪切应力传感器和零质量射流激励器的 Cessna

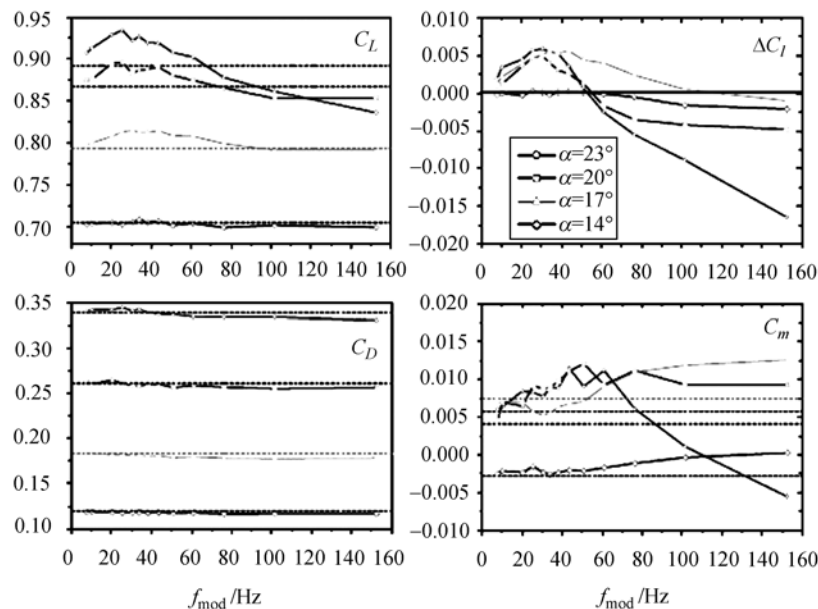


图 28 UAV 模型上气动力、力矩随着零质量射流激励器控制频率的变化 [75]

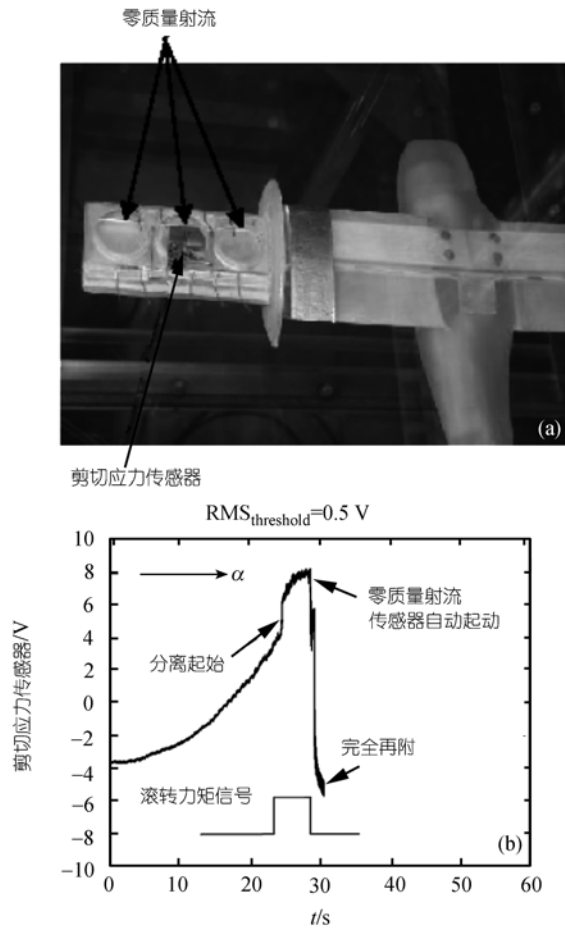


图 29 Cessna 182 无人机模型上零质量射流闭环控制系统

(a) 无人机模型以及传感器的布置; (b) 闭环控制效果 [75]

182 无人机模型. 在闭环控制实验中(见图 29(b)), 随着无人机模型攻角的增大, 机翼表面发生分离时, 传感器上测得的剪切应力脉动值增大, 当其超过事先设定的阈值( $RMS_{\text{threshold}}=0.5V$ )时, 零质量射流激励器自动开启, 从而控制翼型表面的流动分离, 实现流动的完全再附, 对应的滚转力矩也减小.

随着研究工作的深入开展, 零质量射流流动控制已经发展到实际应用阶段. 美国空军研究实验室(Air Force Research Laboratory), 洛克希德马丁公司(Lockheed Martin Aeronautics Company)和通用电气公司(General Electric Company)联合进行了将零质量射流激励器应用到 F16 战斗机低空导航和红外夜视短舱(Low Altitude Navigation and Targeting Infrared for Night, LANTIRN)尾流控制的实验研究 [36]. 实验中采用了 GE 公司生产的压电陶瓷零质量射流激励器, 在短舱尾部产生的最大出口速度达到 250 m/s. 飞行实验中 F16 的速度范围  $Ma=0.4\sim 0.85$ , 飞行高度从 1524 m 到 10668 m, 通过在 F16 腹鳍上安装动态压力传感器、加速度传感器以及应变



片测量短舱尾迹流动的脉动强度(见图 30(a)). 图 30(b)~(d)给出了 $Ma=0.5$ , 高度为 1524 m 时, 当 F16 腹鳍处于短舱尾迹中时施加零质量射流激励控制后腹鳍振动加速度、动态压力以及剪应力的频谱图, 在该状态下, 零质量射流控制下测得的三种信号的主频都有大幅度下降, 表明零质量射流激励有效的抑制了短舱尾流的发展, 从而减弱了其对 F16 腹鳍的冲击, 可以有效解决该短舱尾流冲击引起的腹鳍结构损伤问题.

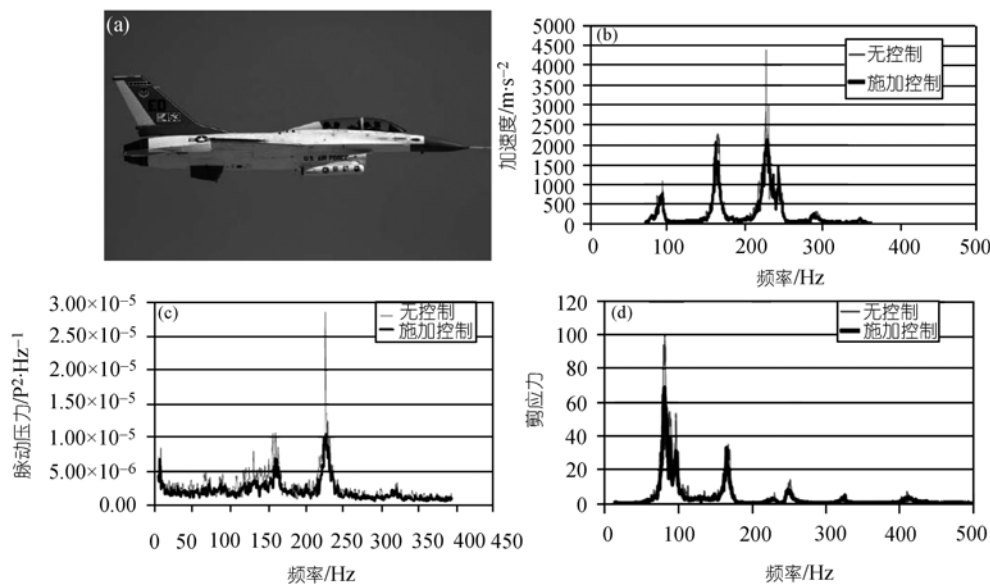


图 30 零质量射流激励器控制 F16 低空导航和红外夜视短舱尾流试飞实验( $Ma=0.5$ , 高度 1524 m)

(a) 试飞中的 F16 飞机; (b) 腹鳍振动加速度; (c) 脉动压力; (d) 剪应力 [36]

#### 4 结论

在过去的 50 年中, 现代飞机的通讯、导航以及操纵系统都有了很大的改进, 但是流动控制仍然依赖于传统的缝翼、襟翼、副翼等被动控制方式. 随着新概念飞行器的出现, 譬如微小型飞行器以及无尾布局飞行器等, 对传统的气动控制方式提出了很大的挑战. 流动控制技术的革新对飞机制造公司意味着一定的风险性和经济耗费, 但是未来航空工业的发展仍有赖于主动控制方式技术的革新. 零质量射流激励器流动控制技术正是一种集成现代先进材料、机电以及加工集成技术的主动流动控制方式, 目前采用压电陶瓷集成的零质量射流激励器利用激励器空腔的 Helmholtz 共振效应, 可以实现在输入功率很小的条件下得到较大的出口速度, 从而可以实现在实际工程中的应用. 另外, MEMES 技术的发展将实现激励器的高度集成, 微型、高效、鲁棒性以及低成本的零质量射流激励器必将在未来包括微小型飞行器在内的航空领域具有广泛的应用前景.

目前零质量射流主动流动控制技术较 10 年前有了很大的发展, 但是对于控制参数对流场结构决定性的影响以及其在控制分离流动方面的应用仍然缺乏普遍的认识. 目前较多采用的无量纲冲程比以及射流平均雷诺数决定了零质量射流的涡环/对的强度以及轨迹, 另外几个无

量纲的参数譬如激励器空腔几何尺寸、孔口长细比以及孔口的形状、激励器工作的Strouhal数以及Stokes数对零质量射流的形成和发展也有很大的影响, 如Wu和Breuer<sup>[76]</sup>认为Stokes数代表了孔口直径与孔口边界层厚度之比( $\delta_v^2 = \nu/w$ ,  $S^2 = wD_0/\nu = D_0/\delta_v$ ), 因此Stokes数较小时, 孔口射流受到流体黏性影响, 在非定常运动时会堵塞流动. Zhong等人<sup>[26]</sup>通过理论分析认为 $S > 10$ 是零质量射流激励器有涡环/对卷起的必要条件. 而在零质量射流控制流动分离的应用中, 除了文中谈到的流动控制机理、最佳控制频率、位置的不同结论外, 对于零质量射流影响边界层流动的另一个决定性因素, 射流相对与主流的强弱也缺乏统一的认识. 目前采用的射流速度比 $R = U_0/U_\infty$ 表征了射流速度的强弱, 而另一个采用较多的射流吹气系数 $C_\mu$ 代表了零质量射流相对流量的大小, 该参数除了考虑到射流相对速度大小外, 还包括有零质量射流激励器孔口尺寸相对于控制体尺度的大小, 因此 $C_\mu$ 对边界层的影响和射流速度比也不尽相同. 所以有必要深入开展相关研究, 从而将零质量射流流动控制技术更有效地应用于工程实际中.

除了以上问题外, 零质量射流流动控制技术的应用还必须注重激励器的研制以及使用、维护等要求. 目前采用最为广泛的是压电陶瓷式零质量激励器, 其工作原理决定了在结构共振频率或 Helmholtz 空腔共振频率上工作时效率较高, 这必然带来结构的疲劳损伤问题. 而在实际应用中, 人们期望零质量射流激励器具有更广的工作频率以及更长的疲劳寿命. 此外, 激励器的高度集成微型化也是未来微型飞行器以及微尺度流动发展对流动控制技术提出的新要求. 这些对零质量射流激励器的需求, 都将取决于材料、机电以及加工集成等多学科技术的发展. 另一方面, 在使用维护过程中, 与吹气、吸气主动流动控制技术一样, 灰尘、杂物颗粒对射流激励器孔口的堵塞会引起激励器工作效率的下降甚至失效, 因此对于零质量射流激励器的清洗或者开发具有自清洁功能的零质量射流激励器对其应用前景也具有决定性的影响.

**致谢** 感谢怀俄明大学 Smith D. R. 教授、曼彻斯特大学 Zhong S. 教授有益的讨论.

## 参考文献

- 1 Ingard U, Labate S. Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices. *J Acoust Soc Am*, 1950, 22(2): 211—218
- 2 明晓, 戴昌晖, 史胜熙. 声学整流效应的新现象. *力学学报*, 1992, 24(1): 48—54
- 3 Wiltse J, Glezer A. Manipulation of free shear flows using piezoelectric actuators. *J Fluid Mech*, 1993, 249: 261—285 [\[DOI\]](#)
- 4 罗振兵, 夏智勋. 合成射流技术及其在流动控制中应用的进展. *力学进展*, 2005, 35(2): 221—234
- 5 Luo Z B, Xia Z X, Liu B. New generation of synthetic jet actuators. *AIAA J*, 2006, 44 (10): 2418—2420 [\[DOI\]](#)
- 6 Luo Z B, Xia Z X. A novel valve-less synthetic-jet-based micro-pump. *Sensor Actuat A-Phys*, 2005, 122(1): 131—140 [\[DOI\]](#)
- 7 Zhang P F, Wang J J. Novel signal wave pattern to generate more efficient synthetic jet. *AIAA J*, 2007, 45(5): 1058—1065 [\[DOI\]](#)
- 8 Wang J J, Feng L H, Xu C J. Experimental investigations on separation control and flow structure around a circular cylinder with synthetic jet. *Sci China Ser E-Tech Sci*, 2007, 50(5): 1—10
- 9 冯立好, 王晋军, 徐超军. 高效合成射流激励信号的实验验证. 第七届全国实验流体力学学术会议, 北

- 戴河, 2007. 25—30
- 10 刘艳明, 伍耐明, 董金钟, 等. 合成射流作用机理及其对共轴射流掺混的影响. 北京航空航天大学学报, 2007, 33(1): 5—9
- 11 赵宏, 杨治国, 娄慧娟. 合成射流流动特性实验研究及在燃烧中的应用探讨. 航空动力学报, 2004, 19(4): 512—519
- 12 孙建红, 纪益明, 明晓, 等. 开口圆管气体的非线性振荡研究及雾化应用. 空气动力学学报, 1997, 15(2): 177—184
- 13 孙建红, 明晓. 非线性气体振荡整流效应对翼尖涡的影响. 南京航空航天大学学报, 2004, 36(1): 39—43
- 14 张堃元, 李念, 董玥, 等. 零质量自耦合射流控制喷流矢量实验. 推进技术, 2004, 25(3): 224—226
- 15 郝礼书, 乔志德. 合成射流用于翼型分离流动控制的研究. 西北工业大学学报, 2006, 26(4): 528—531
- 16 高峰, 汪亮. 双微射流作动器合成流场数值模拟. 空气动力学学报, 2003, 21(3): 267—274
- 17 罗小兵, 李志信, 过增元. 合成喷形成的机理分析. 清华大学学报(自然科学版), 2000, 40(12): 24—28
- 18 罗小兵, 李志信, 过增元. 不可压缩合成喷流场的数值模拟. 工程热物理学报, 2001, 22: 56—58
- 19 Glezer A, Amitay M. Synthetic jets. *Annu Rev Fluid Mech*, 2002, 34: 503—529 [\[DOI\]](#)
- 20 Kiddy J, Chen P, Niemczuk J, et al. Active flow control using micro electro-mechanical systems. *AIAA Paper* 2000-1561, 2000
- 21 Smith B L, Glezer A. The formation and evolution of synthetic jets. *Phys Fluids*, 1998, 10(9): 2281—2297 [\[DOI\]](#)
- 22 Glezer A, Amitay M, Honohan A. Aspects of low and high frequency actuation for aerodynamic flow control. *AIAA J*, 2005, 43(7): 1501—1511
- 23 Glezer A. The formation of vortex rings. *Phys Fluids*, 1988, 31(12): 3532—3541 [\[DOI\]](#)
- 24 Zhong S, Jabbar M, Tang H, et al. Toward the design of synthetic jet actuators for full scale flight conditions. *Flow, Turbul Combust*, 2007, 78: 283—307 [\[DOI\]](#)
- 25 Utturkar Y, Holman R, Mittal R. A jet formation criterion for synthetic jet actuator. *AIAA Paper* 2003-0636, 2003
- 26 Holman R, Utturkar Y, Mittal R, et al. A formation criterion for synthetic jets. *AIAA J*, 2005, 43(10): 2110—2116
- 27 Shuster J M, Smith D R. Experimental study of the formation and scaling of a round synthetic jet. *Phys Fluids*, 2007, 19(4): 045109—045109-21 [\[DOI\]](#)
- 28 Smith B L, Swift G W. Synthetic jet at large Reynolds number and comparison to continuous jets. *AIAA Paper* 2001-3030, 2001
- 29 Gharib M, Rambod E, Shariff K. A universal time scale for vortex ring formation. *J Fluid Mech*, 1998, 360: 121—140 [\[DOI\]](#)
- 30 Smith B L, Glezer A. Vectoring and small scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuators. *AIAA Paper* 97-0213, 1997
- 31 James R D, Jacobs J W. A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm. *Phys Fluids*, 1996, 8(9): 2484—2495 [\[DOI\]](#)
- 32 Gordon M, Cater J E, Soria J. Investigation of the mean passive scalar field in zero-net-mass-flux jets in cross-flow using planar laser induced fluorescence. *Phys Fluids*, 2004, 16(3): 794—808 [\[DOI\]](#)
- 33 Hassan A, Munts E. Transverse and near tangent synthetic jets for aerodynamic flow control. *AIAA Paper* 2000-4334, 2000
- 34 Duvigneau R, Visonneau M. Simulation and optimization of stall control using a synthetic jet. *AIAA paper* 2004-2315, 2004
- 35 Smith D, Amitay M, Glezer A. Modification of lifting body aerodynamics using synthetic jet actuators. *AIAA Paper* 98-0209, 1998
- 36 Shaw L, Smith B, Saddoughi S. Full scale flight demonstration of active flow control of a pod wake. *AIAA Paper* 2006-3183, 2006
- 37 Rumsey C L, Gatski T B, Sellers W L. Summary of the 2004 CFD validation workshop on synthetic jets and turbulent separation control. *AIAA Paper* 2004-2217, 2004
- 38 Milanovic I, Zaman M, Rumsey C. An Isolated circular synthetic jet in cross-flow at low momentum-flux ratio.

- AIAA Paper 2005-1110, 2005
- 39 Schaeffler N. The isolated synthetic jet in cross-flow: A benchmark for flow control simulation. AIAA Paper 2004-2219, 2004
- 40 Rumsey C. Computation of a synthetic jet in a turbulent cross-flow boundary layer. NASA/TM-2004-213273, 2004
- 41 Schaeffler N. The interaction of a synthetic jet and a turbulent boundary layer. AIAA Paper 2003-643, 2003
- 42 Keffer J F, Baines W D. The round turbulent jet in a cross-wind. J Fluid Mech, 1963, 15: 481—496
- 43 Pratte B D, Baines W D. Profiles of the round turbulent jet in a cross flow. J Hydraul Division, 1967, 92(2): 53—64
- 44 Smith S H, Mungal M G. Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. J Fluid Mech, 1998, 357: 83—122  
[DOI](#)
- 45 Hasselbrink E F, Mungal M G. An analysis of the time-averaged properties of the far field of the transverse jet. AIAA Paper 96-0201, 1996
- 46 Ugrina S. Experimental analysis and analytical modeling of synthetic jet cross flow interaction. Dissertation of Doctoral Degree. Maryland: University of Maryland, 2007
- 47 Mittal R, Rampunggoon P. Interaction of synthetic jet with a flat plate boundary layer. AIAA Paper 01-31243, 2001
- 48 Mittal R, Rampunggoon P. On the virtual aeroshaping effect of synthetic jets. Phys Fluids, 2002, 14(4): 1533—1536 [DOI](#)
- 49 Crook A, Wood N J. Measurements and visualization of synthetic jets. AIAA Paper 2001-0145, 2001
- 50 Amitay M, Honohan A M, Trautman M, et al. Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators. AIAA Paper 97-2004, 1997
- 51 Honohan A M, Amitay M, Glezer A. Aerodynamic Control Using Synthetic Jets. AIAA Paper 2000-2401, 2000
- 52 Catalanoy P, Wang M, Iaccarino G, et al. Optimization of cylinder flow control via actuators with zero net mass flux. Proc Summer Program, 2002
- 53 Smith D R, Amitay M, Valdis K, et al. Modification of lifting body aerodynamics using synthetic jet actuators. AIAA Paper 98-0209, 1998
- 54 Amitay M, Glezer A. Aerodynamic flow control of a thick airfoil using the synthetic jet actuators. In: Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, San Francisco, 1999
- 55 Amitay M, Glezer A. Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. AIAA J, 2002, 40(2): 209—216
- 56 张攀峰. 合成射流及等离子体激励流动控制技术及其机理研究. 博士后出站报告. 北京: 北京航空航天大学, 2007
- 57 Gilarranz J, Traub L, Rediniotis O. Characterization of a compact, high power synthetic jet actuator flow separation control. AIAA Paper 2002-0127, 2002
- 58 Seifert A, Darabi A, Wygnanski I. Delay of airfoil stall by periodic excitation. AIAA J, 1996, 33(4): 691—707
- 59 Ravindran S S. Active control of flow separation over an airfoil. NASA/TM-1999-209838, 1999
- 60 Tuck A, Soria J. Active flow control over a NACA 0015 airfoil using a ZNMF Jet. In: 15th Australasian Fluid Mechanics Conference, Sydney, 2004
- 61 Donovan J F, Kral L D, Cary A W. Active flow control applied to an airfoil. AIAA Paper 98-0210, 1998
- 62 Milanovic I M, Zaman K. Highly inclined jets in cross-flow. AIAA Paper 2003-0183, 2003
- 63 Zhong S, Garcillan L, Wood N J. Dye visualisation of inclined and skewed synthetic jets in a cross-flow. Aeronaut J, 2005, 109(2): 147—155
- 64 Seifert A, Pack L. Separation control at flight Reynolds numbers-lessons learned and future directions. AIAA Paper 2000-2542, 2000
- 65 Suzuki T. Effect of a synthetic jet acting on a separated flow over a hump. J Fluid Mech, 2007, 547: 331—359  
[DOI](#)

- 66 Dandois J, Garnier E, Sagaut P. Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet. *J Fluid Mech*, 2007, 574: 25—58 [\[DOI\]](#)
- 67 Brunn A, Nitsche W. Active control of turbulent separated flows over slanted surfaces. *Int J Heat Fluid Fl*, 2006, 27: 748—755 [\[DOI\]](#)
- 68 Parviz B A, Najafi K, Muller M O, et al. Electrostatically driven synthetic microjet arrays as a propulsion method for micro flight. *Microsyst Technol*, 2005, 11: 1292—1300 [\[DOI\]](#)
- 69 Fung P, Amitay M. Control of a miniducted-fan unmanned aerial vehicle using active flow control. *J Aircraft*, 2002, 39(4): 561—571
- 70 Kondor S, Amitay M, Parekh D, et al. Active flow control application on a mini ducted fan UAV. *AIAA Paper 2001-2440*, 2001
- 71 Chatlynne E, Rumigny N, Amitay M, et al. Virtual aero shaping of a Clark-Y airfoil using synthetic jet actuators. *AIAA Paper 2001-0732*, 2001
- 72 Amitay M, Horvath M, Michaux M, et al. Virtual aerodynamic shape modification at low angles of attack using synthetic jet actuators. *AIAA Paper 2001-2975*, 2001
- 73 Washburn A E, Amitay M. Active flow control on the Stingray UAV: Physical mechanisms. *AIAA Paper 2004-0745*, 2004
- 74 Amitay M, Parekh D E. Active flow control on the Stingray uninhabited air vehicle: transient behavior. *AIAA J*, 2004, 42(11): 2205—2215
- 75 Ciuryla M, Liu Y, Farnsworth J, et al. Flow control and flight control on a Cessna 182 model. *J Aircraft*, 2007, 44(2): 653 [\[DOI\]](#)
- 76 Wu K E, Breuer K S. Dynamics of synthetic jet actuator arrays for flow control. *AIAA Paper 2003-4257*, 2003