

## 平面撞击流偏斜振荡的实验研究与大涡模拟\*

屠功毅 李伟锋<sup>†</sup> 黄国峰 王辅臣

(华东理工大学, 煤气化及能源化工教育部重点实验室, 上海 200237)

(2012年11月24日收到; 2012年12月18日收到修改稿)

采用实验和大涡模拟对喷嘴出口雷诺数 ( $Re = U_0 h \rho / \mu$ , 其中  $U_0$  为出口平均速度,  $h$  为平面喷嘴出口狭缝高度,  $\rho$  和  $\mu$  分别为流体的密度与动力黏度) 为 25—10000, 喷嘴间距  $L$  为  $4h$ — $40h$  范围内的平面撞击流偏斜振荡特性进行了研究. 通过对平面撞击流模拟和实验的结果进行比较, 验证了数值模拟的可靠性, 并对平面撞击流发生偏斜振荡的无因次参数 (喷嘴间距  $L/h$  与出口雷诺数  $Re$ ) 范围进行划分, 重点考察了湍流平面撞击流的偏斜振荡周期及速度 - 压力变化特征. 研究结果表明大涡模拟能对平面撞击流的偏斜振荡进行有效预报; 当平面撞击流发生周期性偏斜振荡时, 特定点的压力与速度也发生周期性变化, 且变化周期与偏斜振荡周期一致, 偏斜振荡本质上是由速度 - 压力的周期性变化和转换引起的.

**关键词:** 平面撞击流, 偏斜振荡, 大涡模拟

**PACS:** 47.20.-k, 47.60.Kz, 47.27.Ep, 47.27.-i

**DOI:** 10.7498/aps.62.084704

## 1 引言

自 1961 年前苏联学者 Elperin<sup>[1]</sup> 首次提出撞击流 (impinging streams, IS) 概念以来, 撞击流技术因其独特的相间传递特性, 吸引了众多学者进行理论和实验研究, 并已广泛应用在燃烧与气化、吸附与萃取、干燥以及纳米材料合成等工业生产中. 迄今为止, 众多学者已开展了很多关于平面射流的研究. 文献 [2, 3] 各自通过大量的实验研究得出平面射流具有侧向摆动 (lateral flapping movement), 后来 Mi 和 Nathan<sup>[4]</sup>, Fiedler 等<sup>[5]</sup> 和 Riese<sup>[6]</sup> 分别对平面射流在喷嘴结构诱导、声波激励和机械式作用下发生的振荡进行了研究. 米建春等<sup>[7-9]</sup> 对平面射流的自保持性、沿轴线的特征尺度以及速度流场进行了研究, 刘演华等<sup>[10]</sup> 对平面射流场中纳米颗粒的成核与凝并进行了研究, Lu 和 Liu<sup>[11]</sup> 对两股邻近的狭缝射流的相互作用进行了研究. 相对平面射流, 平面撞击流的研究还比较少. Besbes 等<sup>[12]</sup> 采用实验和数值模拟研究了不同角度及温度下平面湍流撞击流, 发现驻点会向温度高的一侧偏移; Johans-

son 和 Anderson<sup>[13]</sup> 对平面湍流撞击流进行了直接数值模拟, 报道了平均速度、压力以及二阶统计量分布情况, Shi 和 Qin<sup>[14]</sup> 对不同宽度、角度的非对称平面撞击流进行了实验和数值模拟研究. 在两平面喷嘴对置撞击流中, 一个重要的现象就是撞击面的振荡. Denshchikov 等<sup>[15]</sup> 首先在浸没式的两股平面水射流形成的撞击流中, 发现了撞击面发生偏斜振荡现象. Li 等<sup>[16,17]</sup> 在以空气为介质的平面撞击流中, 也发现了撞击面的振荡现象, 并对其进行了轴向和偏斜振荡两种模式的划分. Pawlowski 等<sup>[18]</sup> 对层流平面撞击流进行了二维层流的数值模拟, 在一定的参数 (出口雷诺数和喷嘴间距) 范围内也出现了偏斜振荡现象. 由此可见, 平面撞击流偏斜振荡特性比较复杂, 值得进一步深入研究.

作者所在课题组曾对轴对称撞击流的驻点偏移规律及其振荡特征进行了详细研究<sup>[16,19-22]</sup>. 相对轴对称撞击流, 目前对平面撞击流的研究还较少, 研究内容主要集中在平面撞击流的宏观特性上, 对平面撞击流偏斜振荡的微观特征及引起原因的研究极少. Liu 等<sup>[23]</sup> 采用微型粒子图像测速技术 (PIV) 和计算流体力学 (CFD) 程序对平面受限撞击

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB227004)、国家自然科学基金 (批准号: 20906024) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: WB1014022) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: liweif@ecust.edu.cn

流反应器中的流场进行了研究,发现在高雷诺数下  $k-\epsilon$  稳态模型不能模拟出实验中出现的撞击面摆动现象,并预测非稳态模型(例如大涡模拟)可能模拟出该现象, Wang 等<sup>[24]</sup>采用大涡模拟对欠膨胀超音速旋转射流进行了研究. 目前为止还未见平面撞击流湍流非稳态的三维数值模拟的报道. 因此本文在实验的基础上,采用大涡模拟对平面撞击流振荡特性进行研究. 首先通过对平面撞击流模拟与实验的结果比较,对数值模拟的可靠性进行验证,然后对平面撞击流发生偏斜振荡的无量纲参数 ( $L/h$  与  $Re$ ) 范围进行划分;最后重点考察了湍流平面撞击流偏斜振荡周期及速度-压力变化特征,并揭示平面撞击流发生偏斜振荡的本质.

## 2 实验方法

### 2.1 实验装置及流程

实验流程如图 1 所示. 从罗茨鼓风机出来的空气首先进入缓冲罐,然后经过流量计计量后进入两个具有一定间距、相互对置的平面喷嘴喷出,在两喷嘴之间发生碰撞,形成撞击流. 喷嘴出口狭缝高  $h = 2.8 \text{ mm}$ , 宽  $w = 33.6 \text{ mm}$ , 进口直径  $D = 40 \text{ mm}$ , 如图 2 所示.

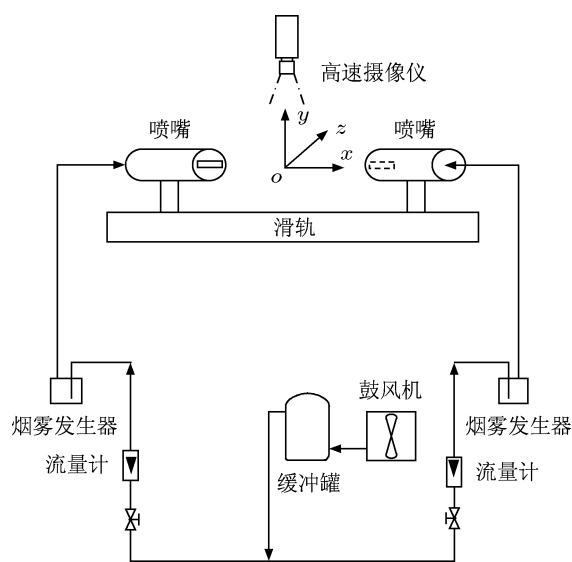


图 1 实验流程图

实验中采用烟雾示踪法对流场进行可视化显示,白色烟雾由点燃的发烟片在烟雾发生器中产生(产生的烟雾量相对气体流量可以忽略),气流经流量计计量后经过烟雾发生器,跟随性极好的烟

雾随着气流一起从喷嘴喷出,从而显示出流场的形态. 为了使平面撞击流场显示较为清晰,实验中只对单股射流采用烟雾示踪法进行流场显示. 采用 FASTCAM APX-RS 型高速相机来拍摄烟雾示踪的瞬时流动照片,拍摄速度为 1000 帧/s,曝光时间为  $1/5000 \text{ s}$ .

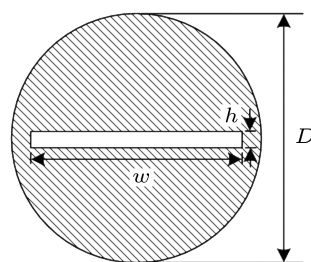


图 2 喷嘴出口截面

### 2.2 速度及压力测量

采用 DANTEC 公司生产的 Streamline 4 型恒温热线风速仪对撞击流场中特定点进行速度信号采集,恒温热线风速仪的仪器误差约为 1%,加上标定误差,系统总测量误差小于 3%,系统的采样频率设为 10 kHz,采样时间设为 10 s,实验中选用一维探头. 采用高频压力传感器对特定点进行压力信号采集,选用的量程为  $-1 \sim 1 \text{ kPa}$ ,精度为 0.5%,系统的采样频率设为 1 kHz,采样时间设为 10 s. 测量时热线及压力探头固定在三维坐标架上,可精确地调节测量位置,测量位置的精度可以达到 0.1 mm. 这些特定点的三维坐标分别为点  $o(0,0,0)$ , 点  $a(-2h,0,0)$ , 点  $b(-2h,2h,0)$ , 点  $c(-2h,-2h,0)$ , 如图 3 所示.

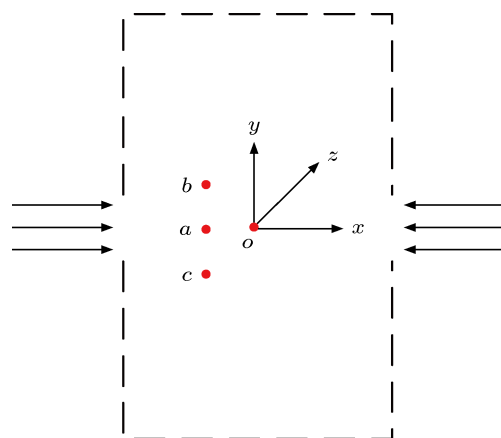


图 3 测量位置示意图

### 3 数值模拟

#### 3.1 计算区域及网格划分

计算区域包括两个平面喷嘴及其间距为  $L$  的区域 (见图 4), 流体通过两个对置平面喷嘴在间距为  $L/h = 4\text{--}40$  (大小为  $L \times 30h \times 30h$ ) 内发生碰撞. 为了确保结果对网格无依赖, 对不同计算网格密度进行了试验, 并对两喷嘴间的中心区域进行了自适应加密处理, 最终选取的六面体网格数量在  $L$  为  $4h\text{--}40h$  之间从 160000 增加到 920000, 具有足够的分辨率和精确度.

#### 3.2 边界条件和数值模拟方法

模拟采用的工作与环境流体介质均为空气, 喷嘴出口雷诺数  $Re = 25\text{--}10000$ . 流体进口边界为速度进口, 进口速度波动采用涡方法 (vortex method), 根据文献 [25] 以及实验结果验证, 所加涡的数量设置为 200; 根据实验测量设置相对湍流强度为 3%; 喷嘴除进、出口外均为无滑移恒温壁面边界; 其余皆为压力出口边界, 相对大气压力为 0.

本文采用商业软件 Fluent 6.3.26 中的大涡模拟 (large-eddy simulation, LES) 湍流模型和动态

Smagorinsky-Lilly<sup>[26,27]</sup> 亚格子模型. 压力 - 速度耦合采用 PISO 方法, 压力和动量离散分别采用二阶格式和有界中心差分. 整个区域连续性方程的残差值控制在  $10^{-3}$  以下, 而其余方程的残差值控制在  $10^{-5}$  以下.

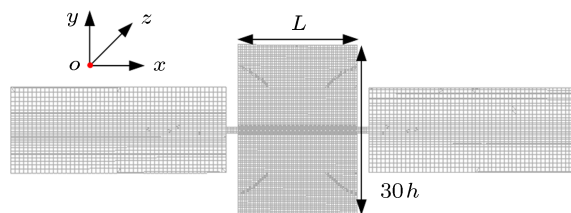


图 4 计算区域和网格划分

### 4 结果与讨论

#### 4.1 平面撞击流偏斜振荡特性

图 5 为  $L = 10h, Re = 249$  时不同时刻平面撞击流的流场变化烟雾照片: 两股平面射流在中心碰撞之后发生上下错开, 接着回到中心碰撞, 然后各自反向错开, 最后又回到中心碰撞, 这种周期性的反复错开振荡称之为偏斜振荡. 实验中此工况下, 偏斜振荡平均周期  $T$  为 100.5 ms.

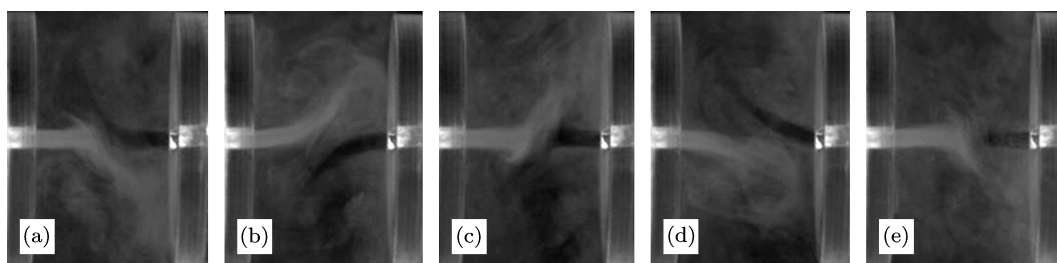


图 5  $L = 10h, Re = 249$  时平面撞击流烟雾照片 (a)  $t = t_0$ ; (b)  $t = t_0 + 25.1$  ms; (c)  $t = t_0 + 50.3$  ms; (d)  $t = t_0 + 75.4$  ms; (e)  $t = t_0 + 100.5$  ms

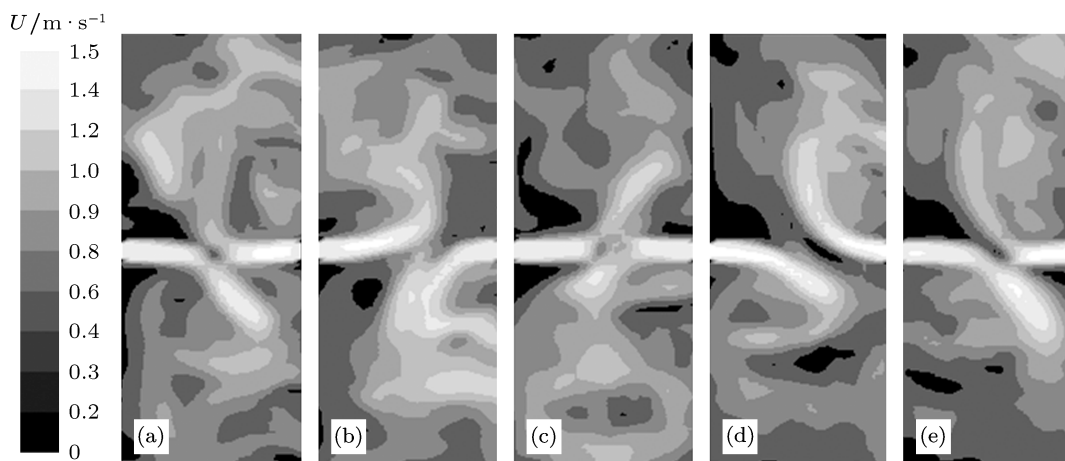


图 6  $L = 10h, Re = 249$  时大涡模拟所得平面撞击流速度等高线图 (a)  $t = t_0$ ; (b)  $t = t_0 + 26$  ms; (c)  $t = t_0 + 52$  ms; (d)  $t = t_0 + 77$  ms; (e)  $t = t_0 + 103$  ms

图 6 为  $L = 10h$ ,  $Re = 249$  时大涡模拟所得的平面撞击流速度等高线变化情况. 可见采用大涡模拟得到的平面撞击流振荡特性与图 5 实验拍摄得到的照片一致. 此工况下模拟得到的偏斜振荡平均周期  $T$  为 103 ms, 与实验值相当接近.

图 7 给出了偏斜振荡周期  $T$  与喷嘴间距和喷嘴出口速度的比值  $L/U_0$  的关系. 由图 7 可见, 模拟与实验数据的拟合曲线几乎重合, 偏斜振荡周期  $T$  与喷嘴间距和速度的比值  $L/U_0$  成正比, 比值系数约为 5.1. 由图还可以看出, 喷嘴间距越大, 偏斜振荡周期标准差就越大; 而当  $L > 20h$  时, 偏斜振荡周期变得较不规律. 这是由于随着喷嘴间距的增大, 平面射流轴线速度不断衰减, 射流宽度不断增加, 从而使平面撞击流变得复杂.

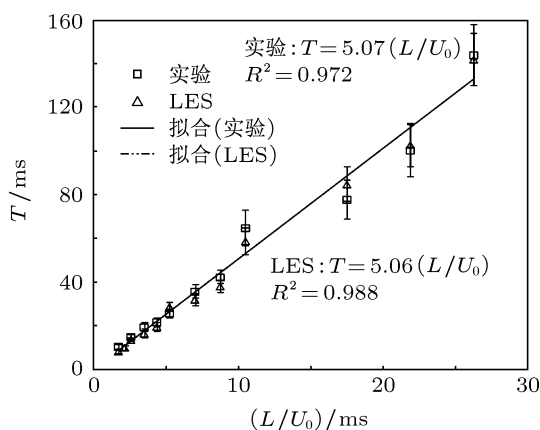


图 7 偏斜振荡周期  $T$  与  $L/U_0$  的关系

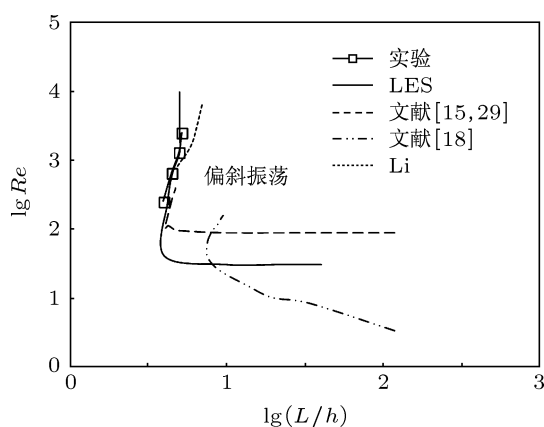


图 8 平面撞击流发生偏斜振荡的参数范围

## 4.2 发生偏斜振荡的参数范围

大涡模拟的结果显示: 在  $L/h < 6$  或  $Re < 30$  时平面撞击流不会发生偏斜振荡. 这是由于  $L/h < 6$

时, 位于射流势核区; 而  $Re < 30$  时, 完全属于层流 [28], 这时平面射流不会发生侧向摆动 [2], 从而不会引起两股射流错开. 平面撞击流发生偏斜振荡的无因次参数 ( $L/h$  和  $Re$ ) 范围以及与文献中报道的比较见图 8, 图右上侧为能够发生偏斜振荡的范围. 由图 8 可见, 各文献报道的发生偏斜振荡的起始参数变化趋势相同, 但具体数值上存在差异. 存在差异的可能原因: Denshchikov 等 [15,29] 采用的流体介质为水与本文中的空气不同, 而 Pawlowski 等 [18] 采用的是二维层流模拟; 另外喷嘴结构尺寸和边界条件的不同也会影响平面射流的侧向摆动, 从而影响平面撞击流偏斜振荡的发生.

## 4.3 速度、压力波动

### 4.3.1 实验结果

采用恒温热线风速仪与高频压力传感器对各特定点进行速度与压力信号采集. 图 9 给出了

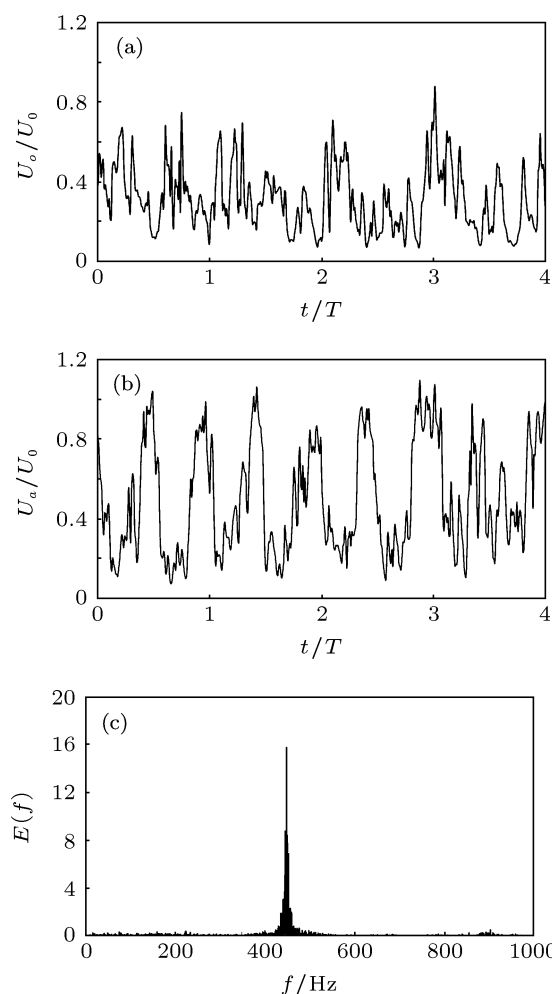


图 9  $L = 10h$ ,  $Re = 4984$  时热线测得无因次轴向速度时间序列及频谱分析 (a)  $o$  点速度; (b)  $a$  点速度; (c)  $a$  点速度信号频谱图

$L = 10h, Re = 4984$  时  $o$  点和  $a$  点处热线测得的无因次轴向速度时间序列及频谱分析. 从图 9(a) 观察到  $o$  点速度随时间变化并不规则, 这是由于平面撞击流在撞击区的湍流脉动十分剧烈<sup>[12,13]</sup>, 而且发生偏斜振荡的同时伴随着小幅轴向振荡 (轴向振荡相对偏斜振荡来说程度微小); 而图 9(b) 中  $a$  点处速度明显呈周期性变化. 对  $a$  点处测得的速度信号进行频谱分析如图 9(c) 所示, 在频率为 448 Hz 处出现明显的高峰. 由于在一个偏斜振荡周期内平面射流会两次经过测量点  $a$ , 故存在两个速度波峰, 得到的偏斜振荡频率为 224 Hz (对应的周期约为 4.5 ms).

实验测得的无因次压力时间序列及频谱分析如图 10 所示, 当两股平面射流在中心发生碰撞时,  $o$  点处压力达到最大值 ( $0.5\rho U_0^2$  左右). 在一个偏斜振荡周期内, 两股射流在中心处碰撞两次, 因此图 10(a) 中会出现两个压力波峰. 对压力信号进行频谱分析, 在频率为 445 Hz 处存在一个明显的高峰 (如图 10(b) 所示), 得到的偏斜振荡频率为 222 Hz, 与速度分析所得一致.

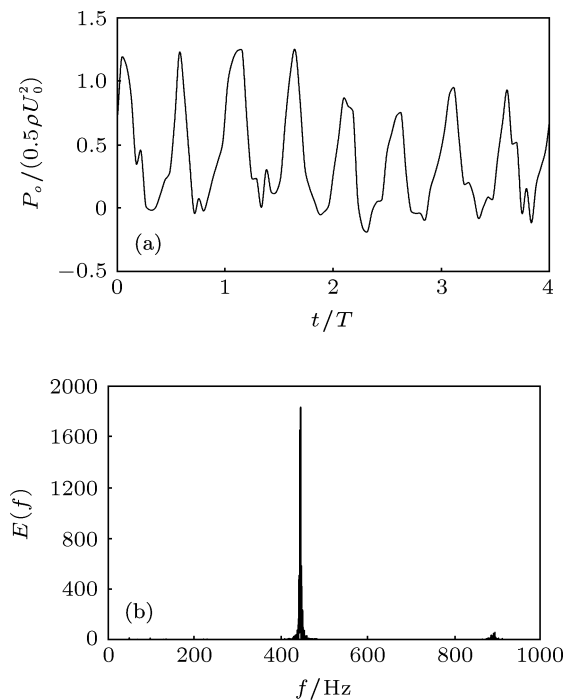


图 10  $L = 10h, Re = 4984$  时实验测得无因次压力时间序列及频谱分析 (a)  $o$  点压力; (b)  $o$  点压力信号频谱图

### 4.3.2 模拟结果

由于实验条件限制, 无法对不同点的速度、

压力进行同时采集, 而数值模拟能够方便地进行. 图 11 为  $L = 10h, Re = 4984$  时模拟同时监控所得的  $a$  点速度、 $o$  点压力及  $b$  点和  $c$  点压力波动. 可以看出, 速度、压力变化具有很强的周期性, 但不是非常规则, 这是由于平面撞击流在发生偏斜振荡的同时还伴随着小幅的轴向振荡. 在  $a$  点速度为波峰时,  $o$  点压力也恰好达到最大值, 此时两股平面射流刚好发生正碰; 随着两股射流的错开,  $a$  点速度和  $o$  点压力逐渐减小, 见图 11(a) 和 (b). 从图 11(c) 中可以观察到,  $b$  点与  $c$  点处压力会出现负值, 且两点变化趋势刚好相反. 当  $o$  点压力最小时,  $b, c$  两点的压力分别达到最大值与最小值. 对  $o$  点压力信号进行频谱分析所得结果如图 12 所示, 在频率为 440 Hz 处出现一个最高峰, 分析所得的偏斜振荡频率为 220 Hz 与实验结果 222 Hz 非常接近, 再次验证了数值模拟的可靠性.

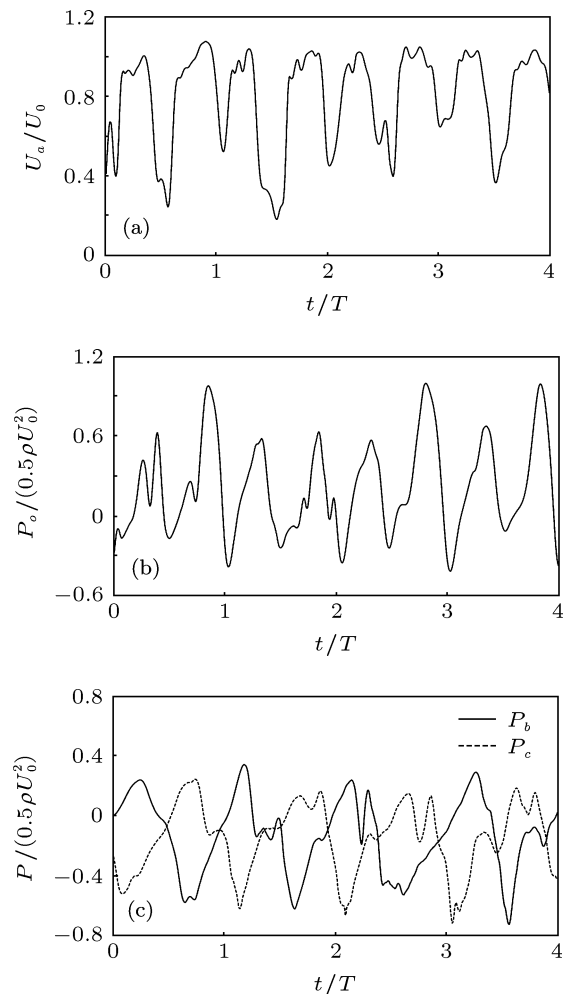
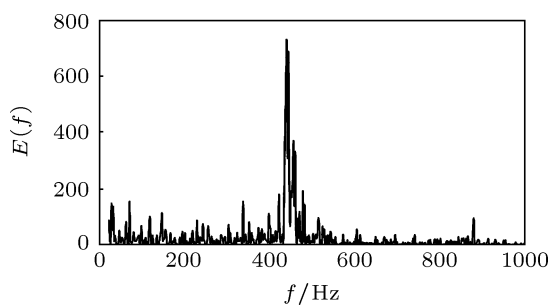
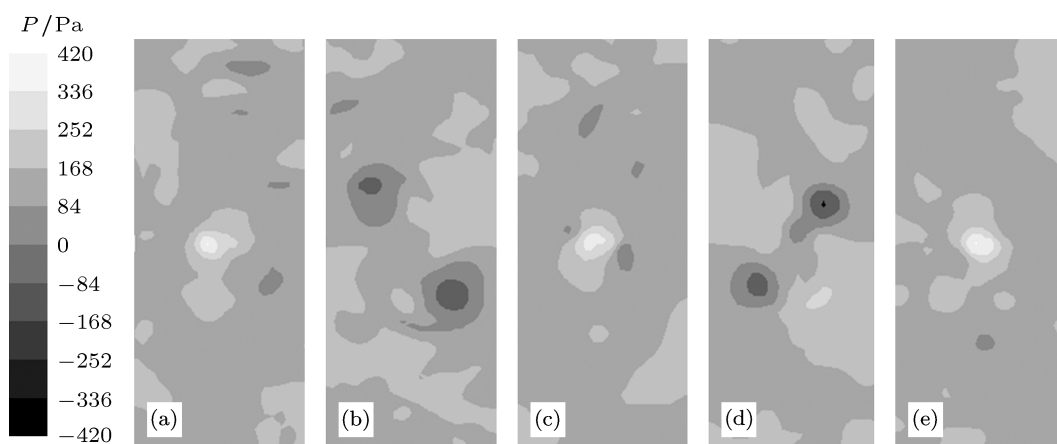


图 11  $L = 10h, Re = 4984$  时模拟所得速度与压力波动 (a)  $a$  点速度波动; (b)  $o$  点压力波动; (c)  $b$  点和  $c$  点压力波动

图 12  $L = 10h, Re = 4984$  时  $o$  点压力波动频谱图

一个平面撞击流偏斜振荡周期内, 压力等高线

图 13  $L = 10h, Re = 4984$  时一个偏斜振荡周期内压力变化等高线图 (a)  $t = t_0$ ; (b)  $t = t_0 + 1.1$  ms; (c)  $t = t_0 + 2.2$  ms; (d)  $t = t_0 + 3.4$  ms; (e)  $t = t_0 + 4.5$  ms

从以上的结果分析中可以得出: 在平面撞击流发生周期性偏斜振荡过程中, 平面射流在中心区发生碰撞时由速度转化成压力; 随着两股射流的错开, 中心区压力转化成两个较高的压力区以及射流速度; 在射流卷吸作用下, 在射流偏转侧各自产生一个负压区, 从而在射流两侧形成压力差, 射流两侧的压力差使射流发生大幅偏转; 在射流偏转过程中, 两侧压力差逐渐缩小; 在流体射向中心的作用下, 两股射流又向中心运动. 由此可见, 平面撞击流发生周期性偏斜振荡本质上是由速度 - 压力的周期性变化和转换引起的.

## 5 结论

采用实验和大涡模拟对出口雷诺数为 25—10000, 喷嘴间距为  $4h$ — $40h$  范围内的平面撞击流偏斜振荡特性进行了研究, 得到以下结论.

变化如图 13 所示. 当两股平面射流发生正碰时, 中心产生一个高压撞击区 (图 13(a)), 这个高压撞击区十分不稳定; 在射流侧向摆动的诱导下, 使两股射流发生错开 (图 6(b)); 随着两股射流的错开, 中心高压区释放成两个较高的压力区, 同时由于射流卷吸的作用下在射流偏转侧各自产生一个负压区 (图 13(b)), 从而射流两侧产生压力差使两股平面射流发生进一步偏转; 射流偏转使两侧压力差逐渐缩小以及在流体射向中心的作用下, 两股射流又向中心运动 (图 6(c)); 在惯性的作用下, 两股射流反向错开 (图 6(d)), 如此往复循环.

1) 模拟结果能够和实验结果很好地符合, 说明大涡模拟能对平面撞击流的偏斜振荡进行有效预报.

2) 平面撞击流偏斜振荡周期与喷嘴间距和流体速度的比值成正比, 本文中的比例系数约为 5.1. 当  $L > 20h$  时, 偏斜振荡周期变得较不规律, 这是由于随着喷嘴间距的增大, 平面射流宽度不断增加, 从而使平面撞击流变得复杂.

3) 在  $L/h < 6$  或  $Re < 30$  时平面撞击流不会发生偏斜振荡, 这是由于  $L/h < 6$  时, 位于射流势核区, 而  $Re < 30$  时, 完全属于层流, 这时平面射流不会发生侧向摆动, 从而不会引起两股射流错开.

4) 平面撞击流发生周期性偏斜振荡时, 特定点的压力与速度也发生周期性变化, 且变化周期与偏斜振荡周期一致. 平面撞击流发生周期性偏斜振荡本质上是由速度 - 压力的周期性变化和转换引起的.

- [1] Elperin I T 1961 *J. Eng. Phys.* **6** 62
- [2] Goldschmidt V W, Bradshaw P 1973 *Phys. Fluids* **16** 354
- [3] Gutmark E, Wagnanski I 1976 *J. Fluid Mech.* **73** 465
- [4] Mi J, Nathan G J 2001 *14th Australasian Fluid Mechanics Conference* Adelaide, Australia, December 10–14, 2001 p817
- [5] Fiedler H E, Hibino K, Mensing P 1985 *J. Fluid Mech.* **150** 281
- [6] Riese M 2008 *Ph. D. Dissertation* (Adelaide, Australia: Adelaide University)
- [7] Mi J C, Feng B P, Deo R C, Nathan G J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7756 (in Chinese) [米建春, 冯宝平, Deo R C, Nathan G J 2009 物理学报 **58** 7756]
- [8] Mi J C, Feng B P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4748 (in Chinese) [米建春, 冯宝平 2010 物理学报 **59** 4748]
- [9] Mi J C, Feng B P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 074701
- [10] Liu Y H, Gan F J, Zhang K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4084 (in Chinese) [刘演华, 干富军, 张凯 2010 物理学报 **59** 4084]
- [11] Lu H B, Liu W Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 084401
- [12] Besbes S, Mhiri H, Palec G L, Bournot P 2003 *Heat Mass Transfer.* **39** 675
- [13] Johansson P S, Andersson H I 2005 *Phys. Fluids* **17** 055109
- [14] Shi Y N, Qin C S 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2281
- [15] Denshchikov V A, Kondrat'ev V N, Romashov A N 1978 *Fluid Dynamics* **13** 924
- [16] Li W F, Yao T L, Liu H F, Wang F C 2011 *Aiche J.* **57** 1413
- [17] Sun Z G, Li W F, Liu H F, Yu Z H 2009 *CIESC J.* **60** 338 (in Chinese) [孙志刚, 李伟锋, 刘海峰, 于遵宏 2009 化工学报 **60** 338]
- [18] Pawlowski R P, Salinger A G, Shadid J N, Mountziaris T J 2006 *J. Fluid Mech.* **551** 117
- [19] Li W F, Sun Z G, Liu H F, Wang F C, Yu Z H 2008 *Chem. Eng. J.* **138** 283
- [20] Li W F, Yao T L, Wang F C 2010 *Aiche J.* **56** 2513
- [21] Li W F, Sun Z G, Liu H F, Wang F C, Yu Z H 2007 *CIESC J.* **58** 1385 (in Chinese) [李伟锋, 孙志刚, 刘海峰, 王辅臣, 于遵宏 2007 化工学报 **58** 1385]
- [22] Li W F, Sun Z G, Liu H F, Yu Z H 2008 *CIESC J.* **59** 46 (in Chinese) [李伟锋, 孙志刚, 刘海峰, 王辅臣, 于遵宏 2008 化工学报 **59** 46]
- [23] Liu Y, Olsen M G, Fox R O 2009 *Lab. Chip.* **9** 1110
- [24] Wang G L, Lu X Y 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 064704
- [25] Mathey F, Cokljat D, Bertoglio J P, Sergent E 2006 *Prog. Comput. Fluid Dyn.* **6** 58
- [26] Germano M, Piomelli U, Moin P, Cabot W H 1991 *Phys. Fluids* **3** 1760
- [27] Lilly D K 1992 *Phys. Fluids* **4** 633
- [28] Dai G C, Chen M H 2005 *Fluid Mechanics in Chemical Engineering* (2nd Ed.) (Beijing: Chemical Industry Press) p161 (in Chinese) [戴干策, 陈敏恒 2005 化工流体力学 (第二版) (北京: 化学工业出版社) 第 161 页]
- [29] Denshchikov V A, Kondrat'ev V N, Romashov A N, Chubarov V M 1983 *Fluid Dynamics* **18** 460

# Large-eddy simulation and experimental study of deflecting oscillation of planar opposed jets\*

Tu Gong-Yi Li Wei-Feng<sup>†</sup> Huang Guo-Feng Wang Fu-Chen

(Key Laboratory of Coal Gasification and Energy Chemical Engineering of Ministry of Education, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

(Received 24 November 2012; revised manuscript received 18 December 2012)

## Abstract

The deflecting oscillation of planar opposed jets is experimentally studied and numerically simulated by large-eddy simulation (LES) at  $25 \leq Re \leq 10000$  ( $Re = U_0 h \rho / \mu$ , where  $U_0$  is the bulk velocity of the jet at the nozzle exit,  $h$  is the height of the slit of the planar nozzle, and  $\rho$  and  $\mu$  are the density and dynamic viscosity of fluid, respectively) and  $4h \leq L \leq 40h$ , where  $L$  is the nozzle separation. The numerical results are validated by comparing with the experimental results of planar opposed jets. Maps of parameter space describing the deflecting oscillation of planar opposed jets at various nozzle separations and exit Reynolds numbers are presented. And the variation features of deflecting oscillation periods and velocity-pressure of turbulent planar opposed jets are primarily investigated. The results of the study show that the LES can effectively predict the deflecting oscillation of planar opposed jets. The velocity and pressure at specific points vary periodically while the deflecting oscillation of planar opposed jets happens. Furthermore, the variation periods of velocity and pressure are in accordance with the periods of the deflecting oscillation. In essence, the deflecting oscillation of planar opposed jets is caused by periodical variation and transformation of the velocity and pressure.

**Keywords:** planar opposed jets, deflecting oscillation, large-eddy simulation

**PACS:** 47.20.-k, 47.60.Kz, 47.27.Ep, 47.27.-i

**DOI:** 10.7498/aps.62.084704

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB227004), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 20906024), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. WB1014022).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: liweif@ecust.edu.cn