

应用最小均方误差估计技术研究流体涡旋结构

高南

(大连理工大学 航空航天学院, 大连 116024)

Investigation of Flow Structures Using Linear Stochastic Estimation

GAO Nan

(School of Aeronautics and Astronautics, Dalian University of Technology, 116024)

摘要: 本文利用线性随机估测(英文名称Linear Stochastic Estimation, 缩写LSE)为工具, 以平面贴附射流为实例, 初步研究了大尺度涡旋结构的发生发展过程。这种方法的实质是使用相对容易测量的物理量, 利用最小均方差的估计方法来估测实际应用中较难直接测量的物理量。本文重在介绍两种随机估测方法, 单时间线性随机估测(简称单时LSE)和依据频谱的多时间线性随机估测方法(简称频谱LSE)。前者在流场的闭环主动控制中有很广阔的应用前景, 而后者可以用在识别流场中的大尺度的研究中。

关键字: 最小均方误差估计;线性随机估测;大尺度结构;湍流

Abstract: One time and spectral linear stochastic estimations were used to investigate the large scale flow structures in an offset attaching jet. It was found that the spectral LSE was able to capture more details of the flow structures, while the one time LSE could only capture some key features of the large scale motions.

Key words: Linear Stochastic Estimation, Flow structures

1 背景介绍

湍流场中存在着有组织的大尺度涡旋结构, 研究它们的发生发展规律, 并对其进行有效控制有很重要的意义。但是, 现阶段的实验手段对我们研究工程实际中的涡旋有很大的限制, 目前广泛使用的PIV系统可以显示某时刻整个流场的速度分布, 但如果涡旋的特征频率较高, 普通PIV系统因采样频率较低(大多数系统在20Hz以下)而无法有效跟踪涡旋的发生发展过程。即便是采样频率最高的PIV系统也大多在1000Hz以下, 且它们的有效测量区域非常小, 并非常昂贵。在研究流场高频变化的时候需要采用直径非常小的示踪例子, 才能保证颗粒踪迹正确显示流场运动。但过小的颗粒又要求较高照明条件, 这与图像品质及测量精度相冲突。所以, 现阶段研究高频涡旋结构对实验设备有很大的挑战, PIV系统基本不能胜任。

热线风速仪的频率响应非常高, 普通商用仪器配合直径5微米以下热线探头可保证在5000Hz采样频率 以内有较小的误差。但热线只能测量空间一点速度随时间变化的情况, 不能显示涡旋在整个流场的实时分布。过去, 对较高频率的涡旋结构最主要的量化研究方法是进行条件平均(conditional averaging)。利用两个或两个以上传感器, 以位置固定的传感器1为参照, 根据该传感器所示信号的变化规律及设定条件, 对传感器2给出的信号进行平均。此方法

基金项目: 国家自然科学基金项目 (10802102)

的效果对流场的特性和研究者所设定条件有明显依赖, 在某些流场可以取得很好的效果, 比如圆柱绕流等流场中的涡旋结构有相似的时间尺度, 能量分布在非常窄的频段内, 这样执行相位平均[13]可以非常有效的发现涡旋的发展规律。但如果流场中没有明显的单一频率, 比如剪切层的特征频率等等, 这样的频谱往往较平, 脉动能量均匀分布在一个宽频段内, 对这样流场进行相位平均操作, 得到结果往往只能给出流场的基本特征, 其统计结果(比如脉动强度, 雷诺应力等)往往远小于直接测量结果。

线性随机估测(Linear Stochastic Estimation)也是一种利用多传感器来研究湍流涡旋结构的方法。它是R.J. Adrian[1]最早提出的一种根据流场中 N 点的脉动量 $u_i(\mathbf{x}, t)$, $1 \leq i \leq N$, 来估算另外一点的脉动量 $u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t)$ 的最小均方误差估计算法(least mean square error)。真实值 $u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t)$ 可利用泰勒展开为

$$u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N A_i u_i(\mathbf{x}, t) + \mathcal{O}[u^2(\mathbf{x}, t)], \quad (1)$$

因为是线性估计, 高阶量 $\mathcal{O}[u^2(\mathbf{x}, t)]$ 被忽略, 估算公式为

$$u_e(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N A_i u_i(\mathbf{x}, t). \quad (2)$$

估算误差为真实值和估测值之差

$$\varepsilon = \overline{[u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t) - u_e(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t)]^2}, \quad (3)$$

为求得公式2中最优系数 A_i 以使估算误差 ε 最小化

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial A_i} = \frac{\partial \overline{[u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t) - \sum_{i=1}^N A_i u_i(\mathbf{x}, t)]^2}}{\partial A_i} = 0, \quad (4)$$

此方程可化为 N 个方程

$$A_i = \frac{\overline{u(\mathbf{x} + d\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x}, t)}}{\overline{u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x}, t)}}, \quad (5)$$

由此可求系数向量 \mathbf{A} 。

因为LSE方法可以根据在某些点测得的脉动量来估算其他点脉动量的‘遥感’功能, 所以它被应用到一些流场控制中, 尤其是在一些较难直接测量控制变量的时候, 研究者可以选择比较方便测量的物理量, 并用这些物理量来估算需要的控制变量。比如, 美国俄亥俄州立大学Samimy小组[9]在研究高速飞行器内置弹舱在开启时的振动问题时, 使用舱内安置的一系列压力传感器来估测舱内流场状态, 并利用所估流场直接生成控制变量 输送给控制执行系统。美国佛罗里达大学的Ukeiley小组[12]和普林斯顿大学的Rowley小组[8]也使用LSE进行了类似的研究。美国锡拉丘兹大学的Glauser小组[11]和法国普瓦捷(Poitiers)大学的空气动力研究组[2]为了研究射流噪声的噪声问题, 也使用了LSE, 他们通过测量高频的声强变化来估测整个流场的速度变化情况, 并测算决定 声强变化的泊松方程中的压强生成项的空间分布和随时间变化的情况, 用以确定造成射流噪声的机理, 并是控制射流以减小噪声。锡拉丘兹大学的Glauser小组[7]还利用置

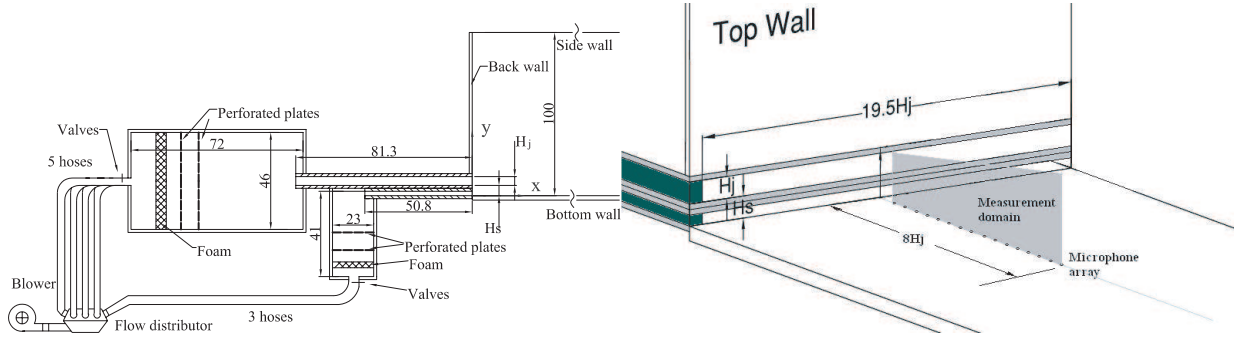


图 1: 贴附射流实验设备简图. Schematics of the experimental facility.

于微扑翼飞行器机翼上的应变片通过LSE方法估测 流场状况。他们在风洞试验室内的研究非常成功。据作者所知，在我国还没有人利用LSE或者类似的最小均方误差方法来研究湍流结构。

本文使用LSE方法研究的平面贴附射流在塑料薄膜生产、造纸等领域有一定的应用。轻薄的膜状制品在冷却或者干燥过程中会发生由流体引发的振动。所以，量化研究由贴附射流造成的壁面振动对防控流致振动是很有必要的。最近,Gao和Ewing[4]通过测量流场脉动速度和壁面脉动压强的相关函数研究了贴附射流中的大尺度拟序结构。他们使用的平面射流下沿距壁面高度为1个射流高度，即 $H_s/H_j = 1$ 。他们发现这个流场中的壁面脉动压强的脉动特性和其他一些被广泛研究的分离-贴附流场类似。这些特性包括一个高频的涡脱不稳定性(shedding instability),频率为 $fX_r/U_j \approx 0.5$ 到1以及一个低频的抖动不稳定性(flapping instability),频率为 $fX_r/U_j < 0.2$ 。这里, X_r 为分离区的时均长度。除了这两个不稳定性以外，Gao和Ewing[4]还发现特征频率介于上述两者之间的另外一个不稳定性，他们认为这和普通的墙面射流结构有关，于是称之为墙面射流形态。Gao和Ewing[4]发现射流靠近壁面一侧的剪切层(内剪切层)在距离喷嘴 4到5个射流高度(H_j)位置贴近壁面，剪切层内的流体结构造成壁面压强类周期性变化，压强的频谱无尖峰，在频率 $fX_r/U_j \approx 0.5$ 至1均匀分布。压强频谱还显示这些在内剪切层中生成的流体结构随着向下发展逐渐减弱，并与在射流外侧剪切层内生成、发展的结构融合，最后融合后的流体结构逐渐变大，其形态与普通平面射流($H_s/H_j = 0$)非常相似。这个流场中存在着不同时间尺度的涡旋结构，这样的流场不适合使用相位平均的方法来研究涡旋结构，所以我们选择LSE进行研究。

本文首先介绍实验设备，然后重点介绍数据处理方法，其中包括使用单时间LSE和频谱LSE的估算方法。最后本文将对两种估算方法的结果，并讨论优缺点。

2 实验方法及数据处理

本论文使用的实验设备与Gao和Ewing[4, 5]使用的设备相同。射流由高为3.8cm宽74.3 cm长81 cm的矩形管道形成，风由风机，经过122cm x72.4cm x 45.7cm静压箱,如图1所示。此实验台是

为研究双射流设计制造,在本次实验中,另外一个喷嘴被封闭。射流出口处平均流速为 (U_j) 18.4 m/s 相应雷诺数大约为 44 000。出口处速度分布与全面发展的湍流管流类似。射流沿 180 cm 长平板发展,射流下沿距离壁面高度为 (H_s) 3.8 cm (or H_j), 平板两侧设有100cm高侧墙。我们使用16枚松下WM60B麦克风来测量墙面脉动压强,这些麦克风在20Hz至5000Hz 范围的频率响应曲线较平。这些麦克风被安置在墙壁内部,通过 直径1mm, 长5mm针孔感知壁面压强的变化。通过和直接安装在墙壁表面的麦克风所测得的频谱进行对比, 这种通过针孔进行测量对小于400Hz的脉动没有明显影响。麦克风被安装在 $x/H_j = 0.5$ 至 8 之间, 间距 $0.5H_j$ 。风速由一台自制多通道热线风速仪配一枚X型探针测量。热线直径 $5\mu\text{m}$, 长度1.5mm。探头被安装在一台计算机控制的3维坐标架上,其位移精度为0.05mm。

2.1 单时LSE估测方法

根据压强信号在 (x_α, y) 点估测的水平 and 竖直脉动速度为

$$u_e(x_\alpha, y, t) = \sum_{\beta=1}^N A_\beta(x_\alpha, y) p(x_\beta, t), \quad (6)$$

$$v_e(x_\alpha, y, t) = \sum_{\beta=1}^N B_\beta(x_\alpha, y) p(x_\beta, t). \quad (7)$$

这里 $p(x_\beta, t)$ 为 x_β 点麦克风所测压强信号, $A(x_\alpha, y)$ 和 $B(x_\alpha, y)$ 为估算系数向量, 可通过如下线性方程组求解

$$R_{up}(x_\alpha, x_\beta, y) = \sum_{\beta=1}^N A_\beta(x_\alpha, y) R_{pp}(x_\alpha, x_\beta), \quad (8)$$

$$R_{vp}(x_\alpha, x_\beta, y) = \sum_{\beta=1}^N B_\beta(x_\alpha, y) R_{pp}(x_\alpha, x_\beta). \quad (9)$$

这里, R_{up} , R_{vp} , R_{pp} 为水平和竖直脉动速度与脉动压强, 以及脉动压强之间的协方差,

$$R_{up}(x_\alpha, x_\beta, y) = \overline{u(x_\alpha, y, t) p(x_\beta, t)}, \quad (10)$$

$$R_{vp}(x_\alpha, x_\beta, y) = \overline{v(x_\alpha, y, t) p(x_\beta, t)}, \quad (11)$$

$$R_{pp}(x_\alpha, x_\beta) = \overline{p(x_\alpha, t) p(x_\beta, t)}. \quad (12)$$

实验第一步, 热线探头在计算机控制的坐标架带动下在图1(b)所示的测量平面内均匀分布的320个点进行测量。在每个点, 数据采集系统对麦克风和热线风速仪的输出信号同时进行采样, 采样频率为2048Hz, 每点采样 时间75秒。采样结果根据公式(10-12)计算空间各点速度和壁面各点压强的协方差, 并根据公式 (8, 9)求得估算系数向量A, B。实验第二步, 利用麦克风测量壁面压强, 再根据公式(6, 7)求得估算的流场速度。

以上描述的计算方法采用矩阵的表达方式更为直接明了, 为

$$u_e(x_\alpha, y, t) = A_1(x_\alpha, y) p(x_1, t) + A_2(x_\alpha, y) p(x_2, t) + \cdots + A_N(x_\alpha, y) p(x_N, t), \quad (13)$$

$$v_e(x_\alpha, y, t) = B_1(x_\alpha, y)p(x_1, t) + B_2(x_\alpha, y)p(x_2, t) + \cdots + B_N(x_\alpha, y)p(x_N, t), \quad (14)$$

$$\begin{bmatrix} A_1(x_\alpha, y) \\ A_2(x_\alpha, y) \\ \vdots \\ A_N(x_\alpha, y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{p(x_1, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_1, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_1, t)p(x_N, t)} \\ \overline{p(x_2, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_2, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_2, t)p(x_N, t)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overline{p(x_N, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_N, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_N, t)p(x_N, t)} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \overline{u(x_\alpha, y, t)p(x_1, t)} \\ \overline{u(x_\alpha, y, t)p(x_2, t)} \\ \vdots \\ \overline{u(x_\alpha, y, t)p(x_N, t)} \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} B_1(x_\alpha, y) \\ B_2(x_\alpha, y) \\ \vdots \\ B_N(x_\alpha, y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{p(x_1, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_1, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_1, t)p(x_N, t)} \\ \overline{p(x_2, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_2, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_2, t)p(x_N, t)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overline{p(x_N, t)p(x_1, t)} & \overline{p(x_N, t)p(x_2, t)} & \cdots & \overline{p(x_N, t)p(x_N, t)} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \overline{v(x_\alpha, y, t)p(x_1, t)} \\ \overline{v(x_\alpha, y, t)p(x_2, t)} \\ \vdots \\ \overline{v(x_\alpha, y, t)p(x_N, t)} \end{bmatrix} \quad (16)$$

2.2 频谱LSE估测方法

在空间一点 (x_α, y) 分布的脉动水平速度和竖直速度可由以下公式估测

$$\hat{u}_e(x_\alpha, y, f) = \sum_{\beta=1}^N A_\beta(x_\alpha, y, f) \hat{p}(x_\beta, f), \quad (17)$$

$$\hat{v}_e(x_\alpha, y, f) = \sum_{\beta=1}^N B_\beta(x_\alpha, y, f) \hat{p}(x_\beta, f), \quad (18)$$

这里 $\hat{p}(x_\beta, f)$ 是经傅立叶变换过的脉动压强, N 为麦克风总数量. 矩阵 $A(x_\alpha, y, f)$ 和 $B(x_\alpha, y, f)$ 可通过如下线性方程组求解

$$F_{up}(x_\alpha, x_\beta, y, f) = \sum_{\beta=1}^N A_\beta(x_\alpha, y, f) F_{pp}(x_\alpha, x_\beta, f), \quad (19)$$

$$F_{vp}(x_\alpha, x_\beta, y, f) = \sum_{\beta=1}^N B_\beta(x_\alpha, y, f) F_{pp}(x_\alpha, x_\beta, f). \quad (20)$$

$F_{pp}(x_\alpha, x_\beta, f)$ 为壁面压强在 x_α 和 x_β 两点的互谱,

$$F_{pp}(x_\alpha, x_\beta, f) = \overline{\hat{p}(x_\alpha, f) \hat{p}^*(x_\beta, f)}. \quad (21)$$

$F_{up}(x_\alpha, x_\beta, y, f)$ 和 $F_{vp}(x_\alpha, x_\beta, y, f)$ 为 (x_α, y) 水平和竖直脉动速度和 x_β 壁面压强的互谱,

$$F_{up}(x_\alpha, x_\beta, y, f) = \overline{\hat{u}(x_\alpha, y, f) \hat{p}^*(x_\beta, f)}, \quad (22)$$

$$F_{vp}(x_\alpha, x_\beta, y, f) = \overline{\hat{v}(x_\alpha, y, f) \hat{p}^*(x_\beta, f)}. \quad (23)$$

这里, $\hat{u}(x_\alpha, y, f)$ 和 $\hat{v}(x_\alpha, y, f)$ 是水平和竖直脉动速度的傅立叶变换, * 表示共轭. 基于频谱的线性随机估测方法具体内容, 请参考[3, 6, 10].

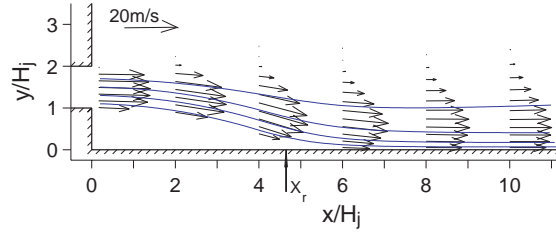


图 2: 平均速度向量分布图以及根据向量估算的流线. Vectors and streamlines of the mean velocities measured using a cross hot wire for an offset jet with a Reynolds number of 44000.

采用矩阵的表达方式为

$$\hat{u}_e(x_\alpha, y, f) = A_1(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_1, f) + A_2(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_2, f) + \cdots + A_N(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_N, f), \quad (24)$$

$$\hat{v}_e(x_\alpha, y, f) = B_1(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_1, f) + B_2(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_2, f) + \cdots + B_N(x_\alpha, y, f)\hat{p}(x_N, f), \quad (25)$$

$$\begin{bmatrix} A_1(x_\alpha, y, f) \\ A_2(x_\alpha, y, f) \\ \vdots \\ A_N(x_\alpha, y, f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{\hat{p}(x_1, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_1, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \\ \overline{\hat{p}(x_2, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_2, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \overline{\hat{p}(x_N, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_N, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \overline{\hat{u}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_1, f)} \\ \overline{\hat{u}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_2, f)} \\ \vdots \\ \overline{\hat{u}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$\begin{bmatrix} B_1(x_\alpha, y, f) \\ B_2(x_\alpha, y, f) \\ \vdots \\ B_N(x_\alpha, y, f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{\hat{p}(x_1, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_1, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \\ \overline{\hat{p}(x_2, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_2, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \overline{\hat{p}(x_N, f)\hat{p}^*(x_1, f)} & \cdots & \overline{\hat{p}(x_N, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \overline{\hat{v}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_1, f)} \\ \overline{\hat{v}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_2, f)} \\ \vdots \\ \overline{\hat{v}(x_\alpha, y, f)\hat{p}^*(x_N, f)} \end{bmatrix} \quad (27)$$

3 结果和讨论

贴附射流的平均流场如图2所示。射流离开喷嘴以后，逐渐向壁面靠拢并贴附在壁面上，时均贴附长度为 $X_r = 4.65H_j$ 。在射流和壁面之间形成一个分离区，射流贴附在壁面以后继续向下游发展，其平均速度分布逐渐趋近于普通的平面射流速度分布。关于此流场更多的信息，请参考Gao和Ewing[4]。

图2所示的是在空间任选的一点($x/H_j=6$, $y/H_j=0.375$) 使用频谱LSE方法和使用单时LSE估计的脉动速度，以及通过热线风速仪同时测量的脉动竖直速度。通过对比发现，虽然单时LSE和频谱LSE都可以估测出速度变化的主要趋势，但两种方法都没能成功估测原始信号中一些较明显的峰值，可见，两种方法都有一定的局限。频谱LSE的效果明显优于单时LSE，能更准确的估算原始信号，单时LSE只能估算大致变化，无法再现很多细节。

两种方法得到的估测结果可以进一步通过脉动速度的空间分布进行对比。图4所示的是某时刻脉动速度在整个测量平面的分布。频谱LSE估算的流场中清楚的显示了流场中的很多细节，

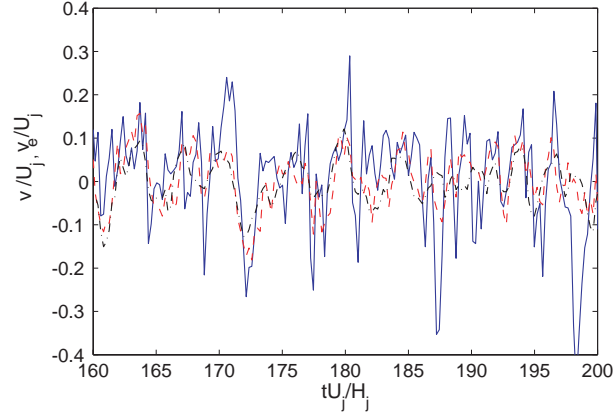


图 3: 在 $x/H_j=6$, $y/H_j=0.375$ 的瞬时竖直脉动速度 v/U_j , — 直接测量, 通过-- 频谱LSE
- · - 单时LSE估计. The instantaneous vertical fluctuating velocities at the location $x/H_j=6$
and $y/H_j=0.375$ — measured using hotwires, -- estimated using spectral LSE and - · - using
single time LSE.

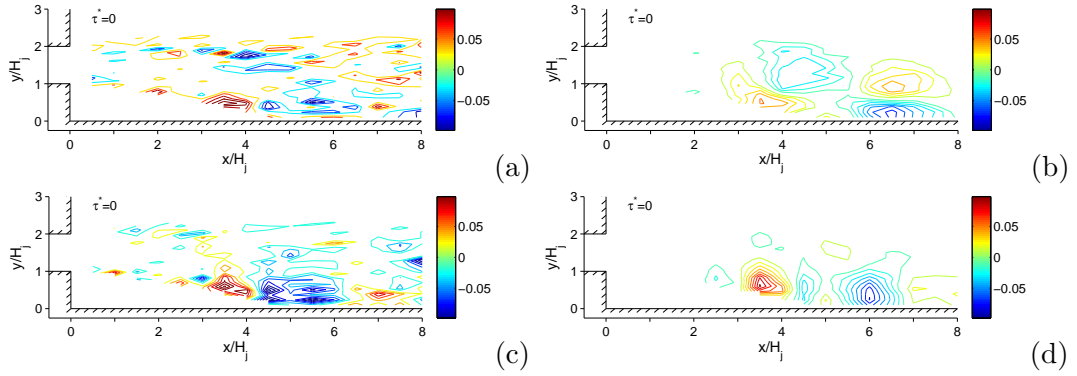


图 4: 某时刻(a,b)水平脉动速度 u_e/U_j (c,d) 竖直脉动速度 v_e/U_j 的分布图, (a,c) 使用频谱LSE估计
结果, (b,d) 使用单时LSE方法估计结果. Distributions of the estimated (a,b) horizontal fluctuating
velocity and (c,d) vertical fluctuating velocity, (a,c) were estimated using spectral LSE and (b,d)
were estimated using single time LSE.

不仅内侧剪切层，外剪切层的很多流体结构都被识别出来。相比之下，单时LSE只能估测出近壁面区域的流场结构，这种方法有效的发现了流场主要变化，却没有能力识别流场中的不少细节成分。

脉动速度的均方根(u' 和 v')表征流场的湍流强度，图 5所示的是通过传感器直接测量的脉动速度均方根的分布曲线和用两种LSE估算方法估算的均方根分布图。两种LSE方法估算的脉动均方根均小于直接测量值，这是因为估算方法无法完整的估算流场所有的脉动情况。频谱LSE方法所估测的脉动值大于单时LSE方法的的估测结果，因为频谱LSE方法可以利用多个时间的信息来进行估测，所以能够展现流场中更多的细节，而单时LSE方法流场只依赖少量的信息进行估测，只能抓住流场的主要特点，而失去了很多细节。射流流场中存在的内外两个剪切层，每个剪切层内的涡旋结构会造成较大的脉动速度均方根，所以在直接测量的 u' 和 v' 分布图中都存在着两个峰值，每个对应一个剪切层的位置。频谱LSE准确的估测到两个峰值的位置，而单时LSE仅估测到内侧峰值，没有估测到外侧峰值，这再次说明单时LSE只能预测贴近壁面的涡旋，而无法发现远离壁面涡旋。这种方法的准确性依赖于壁面脉动压强和流场脉动速度的相关性，对相关系数较低的地区，所估测的效果比较差。

我们可以用估测所得的整个流场内的脉动速度来计算其他一些我们关心的物理量，比如脉动涡量等等。展向脉动涡量可由如下公式求得

$$\tilde{\omega}_z = \frac{\partial v_e}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial y} \approx \frac{\Delta v_e}{\Delta x} - \frac{\Delta u_e}{\Delta y}. \quad (28)$$

这里, Δx 根据泰勒假设进行估计, $\Delta x = -U_c \Delta t$, Δt 为采样时间差 $1/2048s$, U_c 为大尺度涡旋结构的传播速度, 在贴附射流流场中大约为 $0.65U_j$ [4]. 图 6显示的是某时刻流场内根据频谱LSE和单时LSE两种方法估算的涡量分布。单时结果清晰的显示出大尺度涡旋结构在内剪切层中生成, 发展的过程。而频谱LSE 估算结果更为复杂, 更加接近真实流场。

4 总结

本文以平面贴附射流为实例介绍了两种随机估测方法, 即单时间线性随机估测和频谱线性随机估测方法。通过对比实验结果, 可以看出频谱LSE在实验室条件下研究大尺度涡旋结构有明显的优势, 可以取得更好的估算效果。而单时LSE方法则在流场的闭环主动控制中有很广阔的应用前景。在很多控制应用中, 最佳控制变量往往难以直接测量, 比如瞬时壁面切应力、瞬时速度等。而压强可以由埋设至壁面内部的传感器获得, 测量相对简单, 我们可以根据单时LSE方法通过线性组合压强信号获得流场任意点的速度, 并可以根据速度获得脉动切应力、脉动涡量等其他变量, 再利用这些变量作为控制变量则可以取得很好的控制效果。

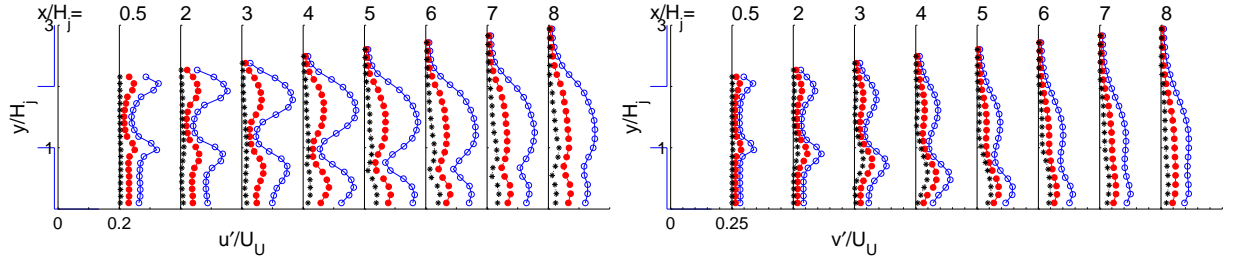


图 5: (a)水平脉动速度(b)竖直脉动速度的均方差，图中 \circ 直接测量结果， \bullet 使用频谱LSE估计结果， $*$ 使用单时LSE方法估计结果。Distributions of the rms values of the (a) horizontal and (b) vertical fluctuating velocities, \circ measured using hotwire, \bullet estimated using spectral LSE and $*$ using single time LSE.

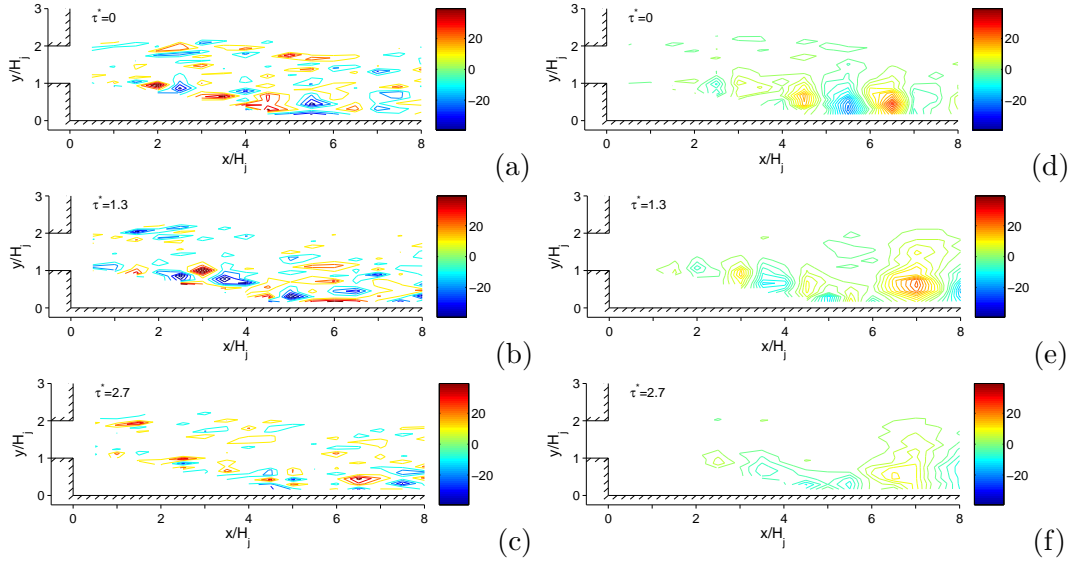


图 6: 在三个不同时刻脉动涡量分布图,(a-c)使用频谱LSE估计结果,(d-f)单时LSE方法估计结果。Distributions of the instantaneous fluctuating vorticity at three different time, (a-c) estimated using spectral LSE and (d-f) using single time LSE.

参考文献

- [1] Adrian, R.J., “Conditional eddies in isotropic turbulence”, *Physics of Fluids*, 22, 2065–2070, 1979.
- [2] Delville, J., Cordier, L., Bonnet, J. P. Large-scale-structure identification and control in turbulent shear flows. In *Flow Control: Fundamentals and Practice* (ed. M. Gad-el-Hak, A. Pollard, J. Bonnet), pp. 199 - 273. Springer. 1998.
- [3] Ewing, D. and Citriniti, J., “Examination of a LSE/POD complementary technique using single and multitime information in the axisymmetric shear layer”, *IUTAM Symp. on Simulation and Identification of Organized Structure in Flows*, Eds. J. Sorensen and E. J. Hopfinger and N. Aubry, Lyngby, Denmark, Kluwer Academic Publishers, pp.25-29, 1997.
- [4] Gao, N. and Ewing, D., “Experimental investigation of planar offset attaching jets with small offset distances”, *Experiments in Fluids*, 42, pp.941-954, 2007
- [5] Gao, N. and Ewing, D., “On the phase velocities of the motions in an offset attaching planar jet”, *Journal of Turbulence*, 9, No.27, pp.1-21, 2008
- [6] Hall, J.W. and Ewing, D., “A combined spatial and temporal decomposition of the coherent structures in the three-dimensional wall jet”, *AIAA Paper 2006-0308*, Reno, NV, 2006
- [7] Martin, T., Guitton, A., Schmit, R., Glauser, M., Development of a Morphing Micro Air VehicleWing Using The Combined POD and LSE Technique, *AIAA paper 2005-7158*
- [8] Rowley, C.W., Juttijudata, V., Williams, D.R., Cavity Flow Control Simulations and Experiments, *AIAA Paper 2005-0292*
- [9] Samimy, M., Debiase, M., Caraballo, E., Serrani, A., Yuan, X., Little, J., and Myatt, J.H., Feedback control of subsonic cavity flows using reduced-order models, *Journal of Fluid Mechanics*, 579, pp.315–346, 2007
- [10] Tinney, C., Coiffet, F., Delville, J., Hall, A., Jordan P., and Glauser, M., “ On spectral linear stochastic estimation”, *Experiments in Fluids*, 41, pp.763-775, 2006.
- [11] Tinney, C., Ukeiley, L., and Glauser, M., Low-dimensional characteristics of a transonic jet. Part 2. Estimate and far-field prediction, *Journal of Fluid Mechanics*, 615, pp.53–92, 2008
- [12] Ukeiley, L., Murray, N., “Velocity and surface pressure measurements in an open cavity”, *Experiments in Fluids*, 38, 656–671, 2005.

- [13] Zhou, Y., Yiu, M., “Flow structure, momentum and heat transport in a two-tandem- cylinder wake”, *Journal of Fluid Mechanics*, 548, 17–48, 2006.