

水气界面下低速条带统计特征和喷射行为¹⁾

王双峰 贾 复

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 分析了剪切水-气界面下湍流低速条带的统计特征, 包括条带平均间距和条带间距的展向分布等; 对条带喷射现象进行细致的观测, 给出了喷射流体的轨迹和速度分布。将这些结果与固壁湍流中的对应情形比较, 揭示了水-气界面边界条件对条带结构的一些重要影响, 也展现出剪切流中湍流结构特征的某些统一性。

关键词 剪切水-气界面, 边界条件, 低速条带, 喷射, 流动显示

引言

在湍流边界层的近壁区(黏性次层和过渡层)内, 存在着沿展向交替排列的低速和高速流体条带(streak)。这是固壁湍流的一个基本特征。经过 40 年持续而深入的研究, 人们对条带结构的物理特征已经有了相当深入的了解^[1, 2]。从动力学的角度讲, 低速条带的重要性体现在它们是边界层中主要的湍动能产生事件——猝发(bursting)过程发生的地方, 某种程度上, 这一密切联系反映了湍流自我维持、湍流输运及壁面摩阻产生的物理机制。

液体-气体交界面是流体运动的另一种重要边界。这里的湍流运动直接影响地球流体环境中, 大气与海洋、湖泊等水体之间的物质、热量和动量传输, 也关系到化学工业中一些基本工艺过程效率的提高。另一方面, 液气两相交界面具有明显不同于刚性固壁的特点。例如, 在水流自由面附近, 垂向湍流脉动受到抑制, 而水平脉动分量却相反得到加强^[3, 4](固壁对所有方向的流体速度脉动产生抑制)。研究这种边界附近湍流的特性, 可以从新的视角考察湍流的结构特征。

和固壁湍流相比, 对液气界面处湍流的研究起步要晚得多, 现有的文献大部分是关于自由表面(界面上剪切应力等于零)与流场内湍流的相互作用(参见 Kumar 等^[5]的评论)。1990 年, Rashidi & Banerjee^[6]在明槽流动中观察了受气流剪切但无波动的水-气界面下的湍流结构, 发现当界面上的剪切率足够大时, 类似固壁湍流那样, 在水面附近将出现流体条带和猝发等结构, 无量纲化的低速条带平均间距和猝发周期也与固壁情况基本相同。但是, Rashidi & Banerjee 的实验中, 由于水流较浅(小于 3.5 cm), 水面湍流结构同时受到底部壁面上湍流边界层的影响。因此, 水-气边界对湍流结构所起的作用是否等同于固壁尚不清楚, 边界条件的影响仍是一个有待仔细探讨的问题。在水深足够大, 排除了底边界干扰的条件下, Wang 等^[7]初步观察和分析了产生于剪切水-气界面的湍流结构。结果表明, 剪切是控制水面附近湍流结构的关键因素, 界面剪切达到一定强度时, 流动中相继出现湍流条带和猝发过程。

本文利用流动显示结果, 考察了剪切水-气界面下低速流体条带的统计特征和喷射行为, 并将结果与固壁湍流中的对应情形进行比较, 讨论水-气界面这样一种边界条件对条带结构的影响。

1) 国家自然科学基金资助项目(No.19672070)

1 实验设备和方法

实验是在北京大学湍流研究国家重点实验室完成的。实验装置主要由循环式低湍流水洞和安装在水洞有机玻璃开口段上方的小型直流风洞组成。位于风洞出口的轴流风扇抽吸空气，在水流上方形成剪切气流，用变频调速器调节风机的输出功率，从而控制气流速度。实验段长(气流吹程)3.5 m，断面尺寸为宽0.4 m，高0.85 m，其中水深约0.38 m，气流通道高约0.47 m。实验观察和测量断面距离气流进口2.0 m。对该系统的详细描述可参见文献[7]。

实验中水流均匀流速 U_∞ 分别为6.0和13.5 cm/s。气流方向与水流相反，均匀流速度 $V_\infty=1.70\sim3.53$ m/s。在这样的风速范围内，水面上没有可觉察的表面波产生。为了确定界面上的剪切条件，用热线风速仪(KANOMAX 1010)和单丝热线探头(KANOMAX 1026)精确测量了气流速度剖面，然后根据其对数分布特性和界面处两相剪应力相等的边界条件，就可求得水面上下两侧的摩擦速度 v_t 和 u_t (实验确定条带结构出现的临界剪切条件为 $u_t \approx 0.19$ cm/s)。实验条件列在表1中。

表1 实验条件

U_∞ (cm/s)	V_∞ (m/s)	v_t (cm/s)	u_t (cm/s)	ν $\times 10^3$ (cm ² /s)
6.0	1.74	5.80	0.20	8.63
6.0	2.09	7.57	0.26	9.05
6.0	2.72	10.7	0.37	9.38
6.0	3.12	12.6	0.43	9.17
13.5	2.26	10.8	0.39	8.55
13.5	3.25	14.6	0.50	9.72

采用氢气泡流动显示技术实现条带结构的可视化。直径30 μm，长约13.5 cm的铂丝保持与水面平行并垂直流动方向，它作为电解过程中的阴极，在脉冲直流电压的作用下，产生氢气泡时间线。用普通片光(厚约2.0 cm)沿水平或垂直方向照亮氢泡，对水平平面和垂向平面内的氢气泡显示图案，分别进行俯视和侧视观察，同时用CCD摄像机(25帧/s)记录。获得的图像资料可进一步回放分析，也可输入计算机中，作更细致的检查和定量处理。

2 实验结果和讨论

2.1 低速流体条带的统计特征

低速流体条带的展向间距 λ 根据流动显示的俯视记录图像确定。对不同的实验条件和氢泡发生线深度，至少6000帧(4min)的资料被记录下来，从中以1.2s(30帧)的间隔选取70~100幅图像，用于条带展向分布的统计分析。所用图像数量将保证低速条带的统计样本大于300，条带间距样本大于230。低速条带的判别方法和标准如下：相邻高速、低速条带的动量通量之比至少达到2:1，即 $u_{low}/u_{high} < 0.7$ ；条带纵向长度超过 $\Delta x^+ (= \Delta x u_t / \nu) = 100$ ；低速条带的展向位置是指它们在氢气泡发生线下游 $\Delta x^+ = 50$ 处的坐标，如果其上游端离开氢泡线超过 $\Delta x^+ = 50$ ，则不被计算在内；条带间距没有最小值限制，只有当两个低速条带完全合并，之间没有明显的高速流区时，才会被看成是一个条带。

图1给出了四种剪切强度下，不同水深位置处无量纲化的条带平均间距 $\bar{\lambda}^+ = \bar{\lambda} u_t / \nu$ 的结果。在所考察的实验条件和水深范围内， $\bar{\lambda}^+$ 随无量纲水深 y^+ 单调增大，变化规律与界面上的切应力大小无关，可表示为

$$\bar{\lambda}^+ = 1.76 y^+ + 61 \quad (1)$$

在固壁湍流边界层的黏性次层内($y_w^+ \leq 5$, 下标 w 表示用壁面摩擦速度 $u_{r,w}$ 和 v 无量纲化), 低速条带平均间距 λ_w^+ 对相当宽的 Reynolds 数范围保持约为 100 的常数; 在 $5 < y_w^+ \leq 30$ 的过渡区, λ_w^+ 随着 y_w^+ 的增大而增大, 增长速率与 λ^+ 相对 y^+ 的情形近似^[2]。由此可见, 作无量纲化处理后, 对于相同的 y^+ 和 y_w^+ 坐标, 条带平均间距 λ^+ 明显比 λ_w^+ 小, 即与湍流边界层相比而言, 剪切水-气界面附近低速条带的展向分布更密集。Shu & Liu^[8]在研究柔性壁面附近湍流边界层的相干结构时, 发现 $y_w^+ = 10$ 处 $\lambda_w^+ \approx 82$, 显然与人们熟知的固壁湍流的结果不同, 与上面所得剪切水-气界面的情形却很接近。这是边界条件影响湍流结构的又一实例。

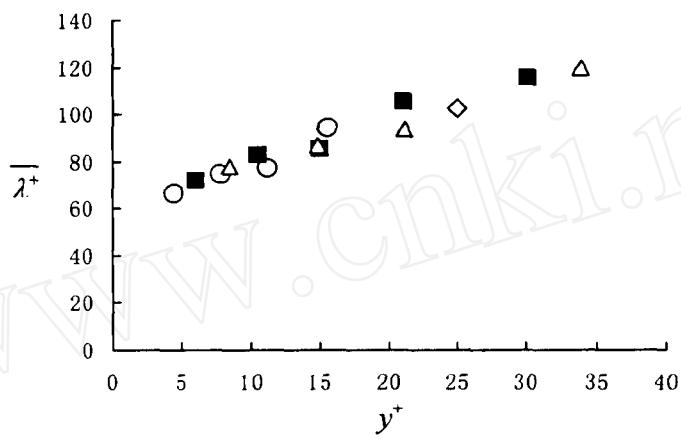


图 1 无量纲条带平均间距随水深的变化;
 $\circ, u_r = 0.20 \text{ cm/s}; \blacksquare, u_r = 0.26 \text{ cm/s}; \triangle, u_r = 0.37 \text{ cm/s}; \blacklozenge, u_r = 0.43 \text{ cm/s}$

Smith & Metzler^[2]和 Nakagawa & Nezu^[9]认为, 在壁面湍流中, 条带展向间距是呈对数正态分布的。对本文的研究, 这种形式的概率密度函数可写成

$$P(\lambda) = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\psi_0} \ln \frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right]}{\lambda \psi_0 (2\pi)^{1/2}} \quad (2)$$

其中

$$\lambda_0 = \bar{\lambda}(1 + \psi_\lambda^2)^{-1/2}, \quad \psi_\lambda = [\ln(1 + \psi_\lambda^2)]^{1/2}$$

λ_0 表示 λ 的中值, ψ_λ 是 $\ln \lambda$ 的变异系数, $\psi_\lambda = \sigma_\lambda / \bar{\lambda}$ 是 λ 的变异系数, σ_λ 为 λ 的标准差。为了检验剪切水-气界面附近低速条带间距的对数正态分布性质, 把六个条带间距分布直方图的数据重新整理, 计算 λ 的概率分布

$$F(\lambda) = \int_0^\lambda P(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

以 $\log(\lambda / \bar{\lambda})$ 为横坐标, 在图 2 中给出了条带间距的对数正态概率图。图中同时也画出了 $\psi_\lambda = 0.52$ 的对数正态分布函数, 以便比较。虽然在分布曲线两端($F < 5\%$ 和 $F > 99\%$), 有少量直方图数据点偏离了对数正态性质, 在大部分中心区域, 二者吻合的程度十分理想; 如果再考虑到统计样本和展向观察窗口都是有限大小的, 对数正态概率分布确实能够令人满意地代表条带间距直方图的形状和特征, 在 $4.5 \leq y^+ \leq 34$ 的区域内, 完全可以作为低速条带间距的模型。

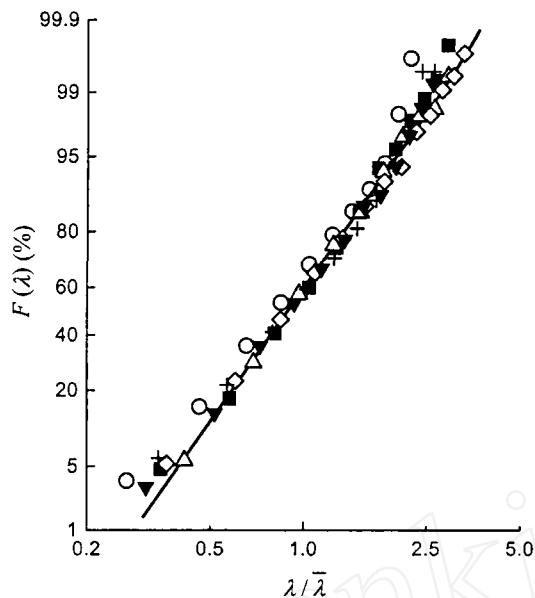


图2 低速条带展向间距的对数正态概率图: ——, 对数正态分布, $\psi_\lambda = 0.52$;
 ○, $u_r = 0.20 \text{ cm/s}$, $y^+ = 4.5$; ■, $u_r = 0.37 \text{ cm/s}$, $y^+ = 14.8$; △, $y^+ = 6.0$
 □, $y^+ = 10.5$ } $u_r = 0.26 \text{ cm/s}$
 +, $y^+ = 21$ }
 ▼, $y^+ = 30$

2.2 低速条带的喷射行为

侧视观察表明, 低速条带出现后, 大部分时间里作为一个整体保持相对的平静, 同时非常缓慢地离开水-气界面下侵。当随机发生的猝发过程出现时, 低速条带的某一小部分突然向下抬起, “引领”条带沿清晰可辨的轨迹向水流深处快速迁移。同时, 条带剧烈地扭曲、拉伸和破碎, 失去原有的相干特征。图3是氢气泡显示的一个喷射过程的初期形态, 原本平直、安静的条带正迅速抬起。一个完整的条带破碎过程, 即通常所说的猝发可能仅仅包含一次喷射, 更常见的情况是它们由多个离散的喷射构成。

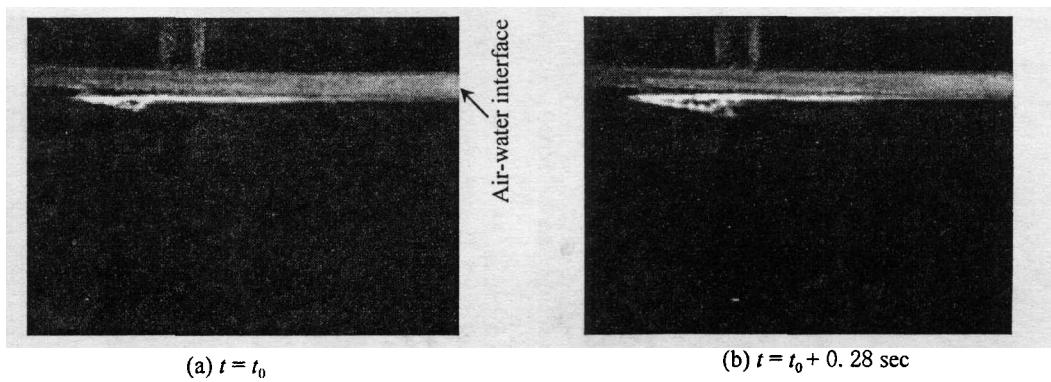


图3 氢气泡显示的低速条带喷射的初期形态 水流方向从左向右

从流动显示图像的记录中, 以 0.16s (4 帧)的间隔选样输入计算机, 用于确定喷射流体前锋的轨迹和速度。

不同喷射的起始位置和达到的深度有显著差别，轨迹之间的变化相当大。但是，如果考虑足够大的样本，却可以得到稳定的平均喷射轨迹。图 4 是 50 个喷射事件的平均轨迹和最可几轨迹。从中可以看到，平均轨迹基本为直线，与水面成 1:4.2 的斜率，平均轨迹与最可几轨迹的位置非常接近。在湍流边界层中，Kline 等^[1]得到的喷射“涡”的平均轨迹可用直线表示，它相对壁面的斜率约为 1:12.5，显然小于本文研究的剪切水-气界面的情况。这就是说，水-气界面下的喷射发生时，低速流体离开边界向外区流动迁移的趋势更强烈。

在向水面剪切层外边缘运动过程中，喷射流体的平均速度如图 5 所示。开始阶段，垂向速度 V_e 不断增大，在 $y^+ \approx 35$ 的位置达到最大值 $V_e = 3.38 u_\tau$ 之后逐渐减小。流向速度 U_e 在喷射初期也随着 y^+ 增大。不过，从图 5 的结果可以清楚地看到，在 $y^+ \geq 42$ 的区域 U_e/u_τ 几乎保持常值 13.8。在所考察的流场范围内，喷射体的运动速度始终小于当地平均流速， $U_e/U(y)$ 的最大值发生在 $y^+ = 42$ ，约为 0.65。这些结果表明，起源于水面近区的喷射流体将在相当长的距离上保持其低速特点，与主流的完全掺混是一个比较缓慢的过程。据 Kline 等^[1]的观测，在固壁湍流边界层的条带猝发现象中，喷射流体在对数区 ($y_w^+ > 40$) 的速度基本不变，约为 $13.8 u_{\tau,w}$ 。这与上面得到的剪切水-气界面附近的结果极为接近。但是以平均流速为参考，发现在水面剪切层的远区喷射速度大约为平均流速的 60%，而边界层中喷射体的外区速度约等于 80% 的平均流速，明显大于前者。

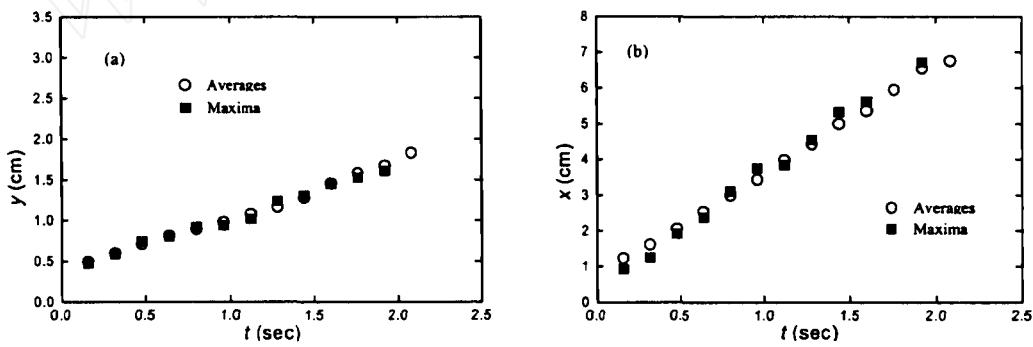


图 4 喷射流体的平均和最可几轨迹

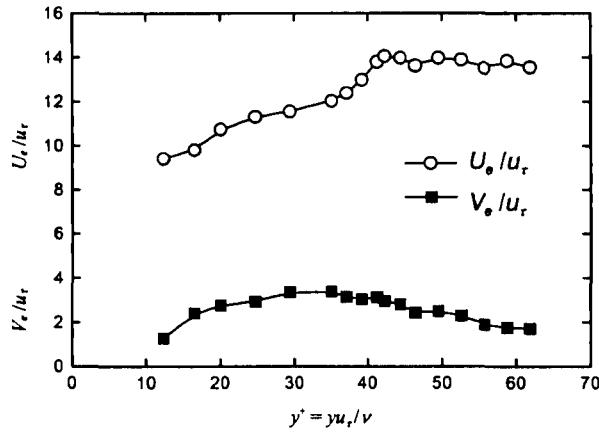


图 5 喷射流体的平均速度

3 结 论

本文分析讨论了剪切水-气界面下低速流体条带的主要统计特征和条带喷射现象的基本规律。与固壁湍流相比，水-气界面边界条件显著地改变了低速流体条带的一些特征，这包括：无量纲化的条带平均间距 $\bar{\lambda}^+$ 明显比 λ_w^+ 小，即低速条带的展向分布更密集；喷射过程中，低速流体离开水面向外区迁移的趋势更强烈；喷射流体的运动速度与平均流动速度的关系有所改变。

另一方面，剪切水-气界面附近的低速条带又表现出诸多与固壁情况相同或近似的地方：条带结构的外貌、喷射形态在两种边界处基本一样；条带平均间距随 y^+ 或 y_w^+ 增长的规律相近，条带间距的统计分布都很好地符合对数正态性；喷射流体的轨迹和速度分布有相近之处。这些从一个侧面反映了剪切流中湍流结构的普遍特性。

致谢 实验工作得到北京大学湍流研究国家重点实验室的大力支持，在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Kline SJ, Reynolds WC, Schraub FA, Runstadler PW. The structure of turbulent boundary layers. *J Fluid Mech*, 1967, 30: 741~773
- 2 Smith CR, Metzler SP. The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *J Fluid Mech*, 1983, 129: 27~54
- 3 Dickey TD, Hartman B, Hammond D, Hurst E. A laboratory technique for investigating the relationship between gas transfer and fluid turbulence, In: Brutsaert W, Jirka GH ed. *Gas Transfer at Water Surfaces*. Reidel, 1984. 93~100
- 4 Komori S, Ueda H, Ogino F, Mizushima T. Turbulence structure and transport mechanism at the free surface in an open channel flow. *Int J Heat Mass Transfer*, 1982, 25(4): 513~521
- 5 Kurnar S, Gupta R, Banerjee S. An experimental investigation of the characteristics of free-surface turbulence in channel flow. *Phys Fluids*, 1998, 10(2): 437~456
- 6 Rashidi M, Banerjee S. The effect of boundary conditions and shear rate on streak formation and breakdown in turbulent channel flows. *Phys Fluids*, 1990, 2(10): 1827~1838
- 7 Wang SF, Jia F, Niu ZN, Wu ZZ. An experimental study on turbulent coherent structures near sheared air-water interface. *Acta Mechanica Sinica*, 1999, 15(4): 289~298
- 8 Shu W, Liu WM. The effect of compliant coatings on coherent structure in turbulent boundary layers. *Acta Mechanica Sinica*, 1990, 6(2): 97~101
- 9 Nakagawa H, Nezu I. Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow. *J Fluid Mech*, 1981, 104: 1~43