

# 矩形长宽比对射流中心线湍流特性的影响

马梓然, 徐敏义\*, 栾 剑, 刘晓鹏, 赵飞飞

(大连海事大学 轮机工程学院, 辽宁 大连 116026)

**摘要:**采用热线风速仪技术,测量了在出口雷诺数 15,000 条件下的不同长宽比( $AR=1\sim 15$ )矩形射流中心线速度场。主要分析了矩形射流中心线上平均速度、频谱、湍流尺度等变化规律。结果表明:随着长宽比的增加,射流的脉动速度和湍流度在出口之后会显著增强,反映了卷吸周围流体能力显著增强。随着射流向下游发展( $x/D_e > 30$ ),不同长宽比的矩形射流湍流能谱、概率密度函数、湍流尺度等统计量逐渐趋近于圆形射流规律,这是由于射流演化遵循动量向周围流体更高效传递的原理。

**关键词:**矩形射流;湍流度;频谱;湍流尺度

**中图分类号:**O358 **文献标识码:**A

## Statistical properties of turbulent free jets issuing from rectangular nozzles with different aspect ratios

Ma Ziran, Xu Minyi\*, Luan Jian, Liu Xiaopeng, Zhao Feifei

(Marine Engineering College, Dalian Maritime University, Dalian Liaoning 116026, China)

**Abstract:** This paper reports the experimental investigation of the turbulence characteristics of the free air jets issuing from rectangular orifices with different aspect ratios ( $AR=1\sim 15$ ). The velocity was measured by a hot-wire anemometer with the exiting Reynolds number ( $Re$ ) being 15,000 for all jets, based on the equivalent diameter of the rectangular orifices. This paper mainly analyzes the evolution of centerline average velocity, frequency spectrum, turbulence scale along the centerline of rectangular jets. The results show that the centerline mean velocity decays faster and the turbulence intensity grows higher as  $AR$  increases. With jet flows developing downstream ( $x/D_e > 30$ ), the turbulence energy spectrum, probability density function and turbulence length scales of rectangular jets approach to those of circular jets. The principle for this phenomenon is that the momentum from the jet always spreads into still surroundings in more efficient way.

**Keywords:** rectangular jet; turbulence; spectrum; turbulence scales

## 0 引言

相比于圆形射流,非圆形射流整体上能够更有效地卷吸周围流体,进而意味着更有效地混合<sup>[1]</sup>,这种性质使得非圆形射流在过程工业中有着重要的应用(比如燃烧器,混合器等),因此在过去几十年中被广泛地研究<sup>[1-10]</sup>。

作为一种典型的非圆形射流,矩形射流的流动与混合特性受到国内外众多学者的关注<sup>[3,4,11-17]</sup>。Quinn<sup>[8,11]</sup>采用热线测量了高长宽比矩形孔口射流,

给出平均速度场和脉动速度场的特征,与圆形射流进行对比,发现高长宽比矩形射流具有更好的湍流混合效果。Tsuthiya 等人<sup>[15]</sup>研究了出口雷诺数对长宽比小于 5 的矩形射流流场的影响。矩形射流能够增强混合的主要机理在于其非均匀的曲率,以及方位涡与流向涡之间的相互作用引起涡环的自诱导变形<sup>[1]</sup>。对于矩形射流,它们的长宽比大于 1,初始涡结构的曲率变化导致非均匀的自诱导变形和三维结构。由于自诱导作用,小曲率半径的涡环将以更快的速度向下游传递,也将更快地扩散。由于涡环的最小曲率半

收稿日期: 2016-07-24; 修订日期: 2016-09-05

基金项目: 国家自然科学基金(51506019); 辽宁省自然科学基金(2012025012)

\* 通信作者 E-mail: xuminyi@dlmu.edu.cn

引用格式: Ma Z R, Xu M Y, Luan J, et al. Statistical properties of turbulent free jets issuing from rectangular nozzles with different aspect ratio. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(1): 54-61. 马梓然, 徐敏义, 栾 剑, 等. 矩形长宽比对射流中心线湍流特性的影响. *实验流体力学*, 2017, 31(1): 54-61.

径出现在长轴平面,而最大曲率半径出现在短轴平面,因此短轴将以更快的速度发展,导致在距离出口一定位置处产生“轴变换”现象<sup>[12-15, 18]</sup>。也就是说,随着这种流动向下游发展,它们的横截面平均流场呈现类似于喷嘴形状,但是围绕中心轴连续地以射流喷嘴特征角度旋转。这种“轴变换”现象在椭圆、矩形等非圆形射流中是一种普遍存在的现象。

Gutmark 等人<sup>[5]</sup>先后在冷态和反应流中研究方形和三角形射流的混合和燃烧效果,也发现了轴变换现象,同时发现,对于包含尖角的射流装置,这些尖角促使小尺度流向涡的产生,进而增强小尺度湍流。他们建议,喷嘴尖角产生的小尺度湍流与喷嘴平边产生的大尺度运动相结合,对于一些燃烧应用是有益的。

非圆形射流的以上现象也在很多数值模拟中得到证实,Tam 和 Thies<sup>[16]</sup>以及 Grinstein<sup>[3]</sup>等人对于矩形射流进行模拟验证,Miller 等人<sup>[10]</sup>对几种射流进行了模拟,Gutmark 和 Grinstein<sup>[1]</sup>对包括矩形射流在内的多种非圆形射流的实验和数值模拟研究进行了综述。Mi 等人<sup>[6,10]</sup>系统对比了 9 种形状非圆形射流中心线上的统计特性。他们指出无法将进流条件与实验误差完全区别开,因此直接对比不同实验设备产生的实验结果存在困难。而射流进流条件,比如喷嘴类别<sup>[17, 19-22]</sup>,雷诺数<sup>[23-24]</sup>大小等,对射流下游,甚至是远场自相似区都起着重要作用。同样地,测量结果对设备的依赖性也被前人指出<sup>[26]</sup>。为此,Mi 等人利用相同的实验装置和热线风速仪,测量了一种减缩圆形射流在 8 种不同形状孔口时射流的中心线速度。孔口的面积相同,因此等效直径  $D_e$  相同。基于  $D_e$  和出口截面平均速度的雷诺数均为 15000。报道了射流中心线上平均速度、脉动速度均方根值、不同长度尺度、能谱、概率密度函数,以及其他高阶统计量。值得注意的是,Mi 等人采用的非圆形孔口射流有着显著的应用意义,而且,一些研究<sup>[21, 27-28]</sup>表明矩形射流比减缩喷嘴射流能够卷吸更多的流体。冯云松<sup>[31]</sup>等人基于 N-S 方程和 RNG 湍流模型,采用 Fluent-CD 软件对长宽比分别为 1、2、4 和 8 的 4 种矩形尾喷管三维外流场进行了数值模拟,研究了矩形尾喷管羽流横截面等温线的特点和宽高比对羽流高温核心区长度的影响。张勃等人<sup>[32]</sup>采用热线风速仪对不同宽高比圆转矩形收敛喷管射流宽、窄对称面上的湍流强度进行了实验研究,表明宽高比的不同对喷管射流流场会产生较大的影响。并着重分析了流场中各典型截面上流场速度的分布特点、脉动速度分量的特征,验证了流向速度的展向分布转变过程。Bejan、

Ziaei<sup>[33]</sup>等人对矩形射流向圆形射流演化进行研究,基于构形理论,提出了矩形射流演化成圆形射流的临界距离,即不论喷嘴几何形状如何,射流都会在可预测的特定位置演变成圆形横截面,使得动量更高效地从主射流向周围流体传递。

虽然前人对矩形射流已经进行了一些研究,但是主要局限于对平均速度场和脉动速度场的分析,对不同长宽比的矩形射流多尺度湍流统计量的影响研究较少。这些问题的解决,对矩形射流的实际工程应用有重要价值。因此本文对喷嘴等效直径相同、出口雷诺数均为 15000 的 5 种矩形孔口射流(长宽比顶角分别为 1、2、5、10、和 15)以及圆形孔口射流进行流场显示与速度场测量,系统研究矩形射流的涡结构、平均速度场、脉动速度场、湍动能谱和湍流尺度等演变规律。

## 1 实验介绍

本文采用的射流实验装置如图 1 所示。射流实验装置主要由变频器、风机、整流箱、喷嘴、热线探头、热线风速仪、三相位移电机,计算机等器件组成。通过使用基于 LabVIEW 程序的计算机来控制变频器,再通过变频器控制风机电压,使风机产生出口流量和风速可定的恒温气流。风机出口连接了一个 2m 长的整流箱,内部装设金属网格和蜂窝状格栅,平行于主流方向的长段蜂窝格栅可以减少流体卷曲,金属网格能够有效降低气流的横向湍流度和轴向的湍流度,抑制来流的脉动,破碎大涡,并减少湍流边界层对速度的影响。气流通过栅格可以减少湍流边界层对速度的影响,流动状态更加稳定,来流条件更加明确,减少干扰因素,提高数据质量,使实验数据更具有代表性。热线探头固定在三维坐标架上,所测流场范围为  $x/D_e=0\sim 50$ , $D_e$  是矩形射流出口喷嘴等效直径。

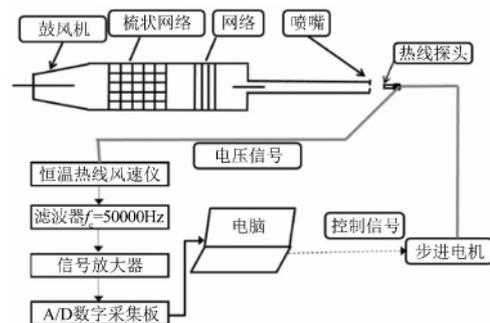


图 1 射流实验装置

Fig.1 The schematic diagram of jet experiment

所有实验均在同一个矩形喷嘴等效直射流装置上进行,该装置放置在一个独立实验室中,实验操作时的室内温差控制在  $\pm 2^\circ\text{C}$ ,同时,实验室可以确保测

量不受外界声音和振动的干扰。实验室空间体积为  $l \times w \times h = 63\text{m}^3$ ，射流装置与地面平行放置于实验室中部。房间高度与射流出口直径比为  $l/D_e = 300$ ，房间横截面积与射流出口面积比约为 57300，射流出口距地面为  $1.5\text{m}(150D_e)$ ，距墙壁为  $4\text{m}(400D_e)$ 。

实验中采用单热线测量射流流向速度分量，热线探头为直径  $2.5\mu\text{m}$  的沃拉斯顿线，长度约  $1\text{mm}$ ，探头接于恒温热线风速仪，过热系数为 1.5。电压信号经过滤波、放大后，由 1 块 12-bit A/D 转换板采集入电脑，实验设置的采样频率为  $50000\text{Hz}$ ，采样时间为  $120\text{s}$ ，热线标定在射流出口处的势核区中进行。标准风速由连接于数字微压计的标准皮托管得到，数字微压计量程为  $0\sim 50\text{m/s}$ 。皮托管与热线探头对称地放置于射流出口处，皮托管直径为  $2\text{mm}$ ，热线探头支架直径为  $1\text{mm}$ ，两者横截面积与射流出口横截面积比约为  $1.25\%$ ，为避免标定时皮托管或热线探头相互影响，考虑两者直径很小，参考文献[24]，确定两者距离不小于  $8\text{mm}$ 。考虑到射流中心线瞬时速度会高于平均速度，确定热线标定速度范围为所测流场最大风速的 2 倍。标定曲线采用三阶多项式，实验过程中，当热线测量值漂移大于  $0.2\text{m/s}$  时停止实验，重新标定。需要指出的是，高频噪声对小尺度的影响非常大，因此本文应用米建春等人[27-29]提出的数字迭代滤波方法有效地将信号中的高频噪声滤除。

本实验研究的是矩形自由射流，其喷嘴尺寸如图 2 所示，压缩空气通过一段圆管，然后从矩形孔出来形成矩形射流。喷嘴出口采用  $45^\circ$  倒角、向外突扩的形式，等效直径为  $10\text{mm}$ ，如图 2(a) 所示。需要注意的是，此圆管横截面积与孔口面积的比值很小 ( $\gamma \approx 4.5$ )，

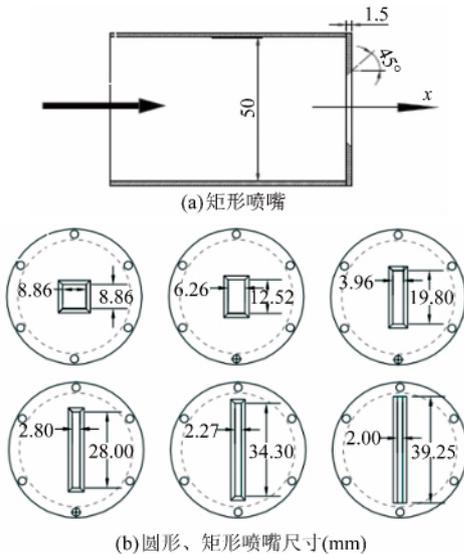


图2 喷嘴尺寸  
Fig.2 The dimensional of nozzles

因此与传统  $\gamma$  值很大(比如文献[4]中  $\gamma \approx 22.8$ )的孔口射流相比，出口条件可能明显不同，但是本孔口  $\gamma$  值更接近实际工程应用。射流出口雷诺数为  $Re(= U_j D_e / \nu) = 15000$ ，其中  $U_j$  为出口平均速度， $D_e$  为等效直径， $\nu$  为流体运动粘性系数。在  $x/D_e = 20$  位置处，主要统计量的最大不确定度范围如下：平均轴向速度  $[U] \approx \pm 0.5\%$ ；RMS 速度  $[\langle u^2 \rangle^{1/2}] \approx \pm 1.5\%$ ；湍动能耗散率  $[\epsilon] \approx \pm 8.5\%$ 。

为了能够更换出口矩形的尺寸，本实验将矩形出口使用螺丝进行固定。长宽比值 (AR) 分别是 1、2、5、10 和 15，在周边设计了 6 个螺丝孔，用于固定和方便更换出口片。

## 2 结果与讨论

### 2.1 中心线平均速度

图 3 显示了矩形射流和圆形射流中心线平均速度  $\frac{U_m}{U_c}$ 。U 是射流在 x 方向上的平均速度。U<sub>c</sub> 是射流中心线平均速度，U<sub>m</sub> 是 U<sub>c</sub> 的最大值。从图 3 中可以看出，在近场区 ( $0 < x/D_e < 10$ ) 内，不同长宽比矩形射流的速度衰减规律差别较大，这个区域处于势流区。出口具有较大长宽比的矩形射流，会在出口处形成强烈的涡结构，导致中心速度快速衰减，随着射流向着下游发展，逐渐趋近于圆形射流中心线速度特性。喷嘴长宽比越大，会形成更大尺度的涡结构，卷吸

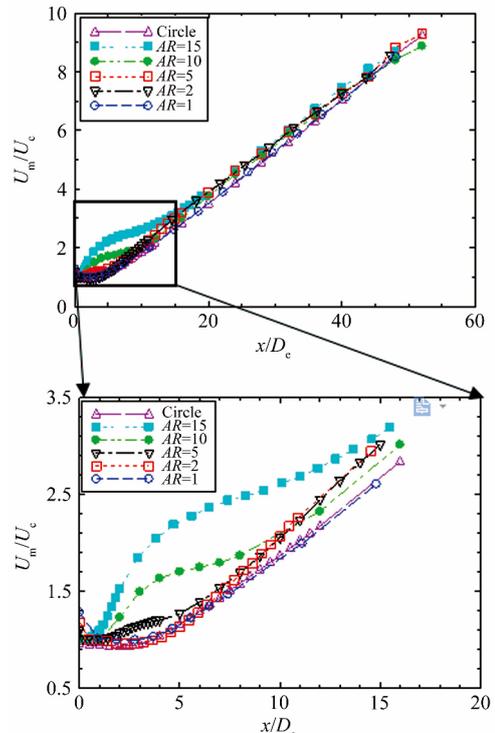


图3 矩形和圆形射流中心线速度衰减  
Fig.3 Centreline evolutions of velocity decay for the jets

周围流体越强,因此中心线速度衰减越快,趋近于平面射流。

当射流发展到  $x/D_e > 10$ , 平均速度衰减的线性特征明显,从图中可以看出圆形和矩形射流的速度衰减差别并不是很大,射流中  $\frac{U_m}{U_c}$  的斜率基本保持不变,  $\frac{U_m}{U_c}$  值都会在远场区 ( $x/D_e > 10$ ) 单调递增,不同长宽比射流的衰减率会逐渐变成一条直线,该直线区域称之为自相似区,是速度稳定发展的区域,也是矩形射流演变成圆形射流的区域。因此,该区域的数据被拟合线性回归方程,

$$\frac{U_m}{U_c} = B \frac{x - x_u}{D_e} \quad (1)$$

式中:  $B$  为速度衰减率,  $D_e$  为喷嘴的等效直径,  $x_u$  为轴线绝对位置的零点。

表 1 给出了圆形和不同长宽比矩形射流平均速度衰减率。同时,也给出了 Mi 等人 [2] 的相关实验结果。比较发现,矩形射流的衰减率略高于圆形射流,意味着矩形射流在远场区的扩散率较大。但不同长宽比矩形射流的扩散率基本相同,并且本文的实验结果与 Mi 等人的结果一致。

表 1 不同形状喷嘴平均速度衰减特性

Table 1 Mean streamwise centreline velocity decay parameters on the jet centerline for jets

文献	喷嘴形状	$x/D_e$	$B$	$x_u/d$	$Re/10^4$
本文	Circle	8.0	0.158	-0.0785	1.5
本文	AR=1	8.5	0.204	0.531	1.5
本文	AR=2	8.6	0.200	0.459	1.5
本文	AR=5	9.1	0.201	0.483	1.5
本文	AR=10	9.3	0.199	0.499	1.5
本文	AR=15	9.5	0.205	0.502	1.5
Mi	AR=1	8.3	0.203	0.500	1.5
Mi	AR=2	8.5	0.200	-0.900	1.5

### 2.2 中心线湍流度特性

图 4 显示了射流中心线上的湍流度特性,它是衡量射流混合程度强弱的重要指标。湍流度越大,射流与周围流体掺混能力越强。图中,  $u'_c$  是中心线脉动速度的均方根值  $\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ ,  $\langle u \rangle$  表示  $u$  的平均值。从图中可以发现,随着对流和扩散现象的发生,射流湍流度在射流近场区 ( $x/D_e < 5$ ) 迅速增长,湍流度明显增高,反映了矩形射流与周围流体发生的卷吸和掺混作用增强。随着矩形长宽比的增加,矩形射流在近场区 ( $x/D_e = 5$ ) 射流湍流度存在一个明显的峰值,表明近场区卷吸形成的大尺度涡结构破碎成小尺度涡结构,引起强烈的湍流脉动。

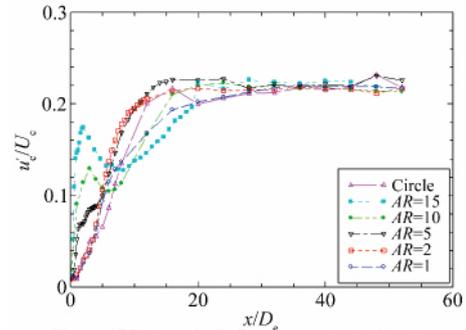
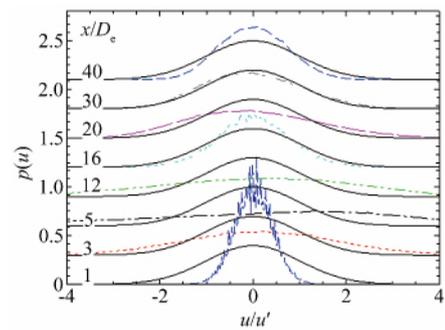


图 4 矩形射流和圆形射流中心线湍流度 Centreline evolutions of the turbulence intensity in the jets

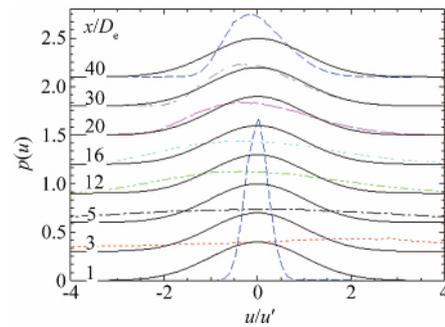
随着射流向下游发展到达远场区 ( $x/D_e > 20$ ), 矩形射流湍流度趋于常数,保持在 0.20~0.24 范围内,并且与圆形射流的湍流度一致。这表明湍流度已经进入自相似流动阶段,但相比于平均速度场,湍流度在较远的位置进入自相似阶段较远。

### 2.3 概率密度函数

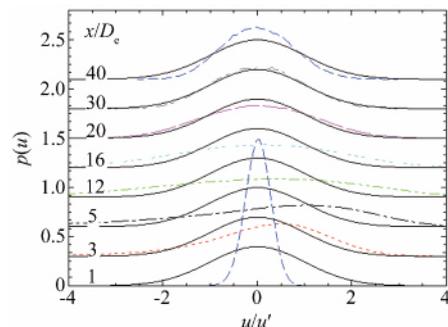
图 5 显示了圆形和矩形喷嘴射流中心线的概率



(a) 圆形



(b) AR=1



(c) AR=2

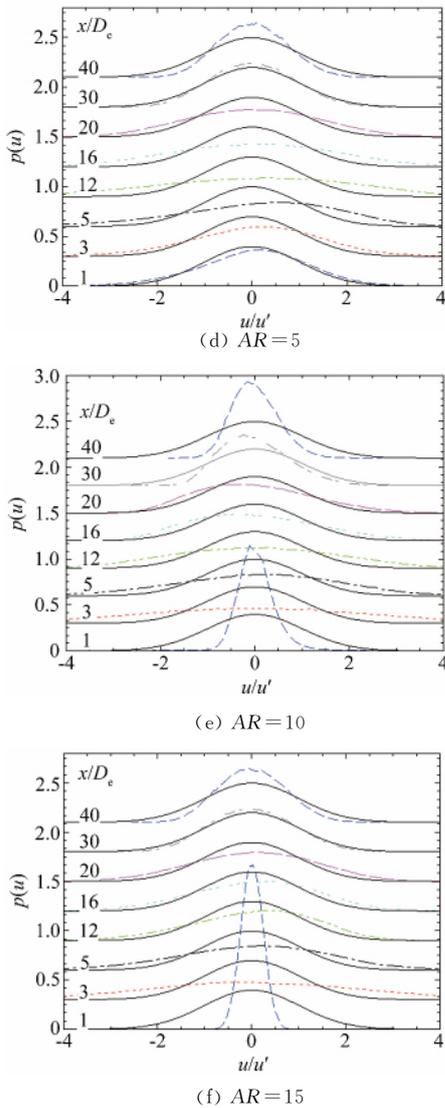


图5 圆形和矩形射流中心线速度概率密度函数分布 (实线表示高斯分布)

Fig.5 Centreline evolutions of the  $u$  PDF in the jets and full lines denote the Gaussian distribution

密度函数  $p(u)$  的分布情况,  $x$  轴方向脉动速度分量  $u$  的统计量可以通过概率密度函数 (PDF) 表达出来,

$$\langle u^m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} u^m p(u) du \quad (1)$$

同时图中加入标准正态分布

$$P(u) = \exp\left[-\frac{\left(\frac{u}{\sigma}\right)^2}{2}\right] (2\pi)^{-1} \quad (2)$$

作为参考。

式中:  $u$  是脉动速度  $x$  方向分量,  $u'$  是脉动速度均方根值。从图中可以看出, 在不同喷嘴情况下,  $x/D_e=1$  时,  $p(u)$  近似于  $G(u)$ , 但是在  $3 < x/D_e < 5$  范围内, 矩形射流和圆形射流的  $p(u)$  偏离高斯分布。这是由于近场区卷吸的涡结构在  $5D_e$  下游处破裂成小尺度涡结构, 引起强烈的湍流脉动。随着  $x/$

$D_e$  的进一步增加, 由于矩形射流和圆形射流与环境流体的充分混合, 中心线的  $p(u)$  重新趋于高斯函数分布, 但由于射流持续卷吸环境中的静止流体,  $p(u)$  不可能变为标准高斯分布。

为了量化  $p(u)$  与高斯函数的关系, 采用偏斜因子  $S_u \equiv \frac{u^3}{(u^2)^{3/2}}$  和平坦因子  $F_u \equiv \frac{u^4}{(u^2)^2}$  分别表示速度测量结果的概率密度函数的对称性和平坦程度。计算得到的  $S_u$  和  $F_u$  都是基于高采样量的统计分析, 高采样量才能保证概率密度函数实现收敛。本文的各个图像都是每组采样数 50000, 采样 26 组得到的, 即采样量为 150000, 符合高采样量的要求。

图 6 显示了圆形和矩形喷嘴射流中心线的偏斜因子  $S_u$  和平坦因子  $F_u$  的变化规律。图中可以看出, 在  $0 < x/D_e < 10$  时, 矩形和圆形射流都存在一个局部峰值出现在射流的势流核尾段附近, 这是由于卷吸形成的大尺度涡结构破碎成小尺度涡结构, 导致湍流脉动增强。这也对应了  $p(u)$  明显偏离高斯函数的分布, 随着长宽比的增加, 峰值逐渐向上游移动, 矩形射流  $F_u$  的最大值 (近似  $S_u$  的最小值) 出现在  $x/D_e \approx 3$  处, 圆形射流的最大值出现在  $x/D_e \approx 6$ 。随着射流向下游发展 ( $x/D_e > 10$ ), 矩形射流和圆形射流的  $S_u$  和  $F_u$  函数分别趋于 0.1 和 2.9, 与高斯分布的  $S_u=0$  和  $F_u=3$  非常接近, 但这种微小的差别是由于射流持续卷吸环境中的静止流体, 存在湍流间歇性。

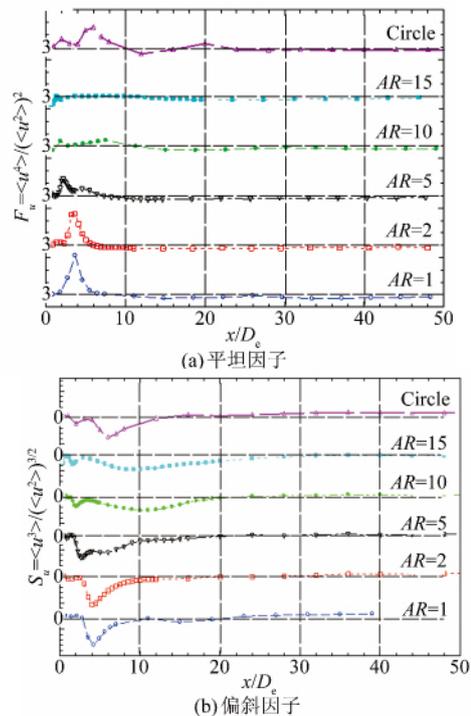


图6 圆形和矩形射流偏斜因子与平坦因子沿中心线的变化 Fig.6 Centreline evolutions of flatness and skewness in the jets

### 2.4 频谱特性

图 7 显示了圆形和矩形喷嘴射流的中心线能量频谱  $\Phi_u$ ，即  $\langle u^2 \rangle = \int_0^\infty \Phi_u df$ 。从图 8 中可以看出，圆形射流和矩形射流在近场区存在明显的峰值，矩形射流和圆形射流对应的频率分别约为 1400 和 1100Hz，这表明射流剪切层中形成持续脱落的大尺度涡结构，射流剪切层失稳，形成了大尺度涡环结构，引起脉动速度周期性变化，对应的无量纲脱落频率  $f^* = fD_e/U_c = 0.5$ 。

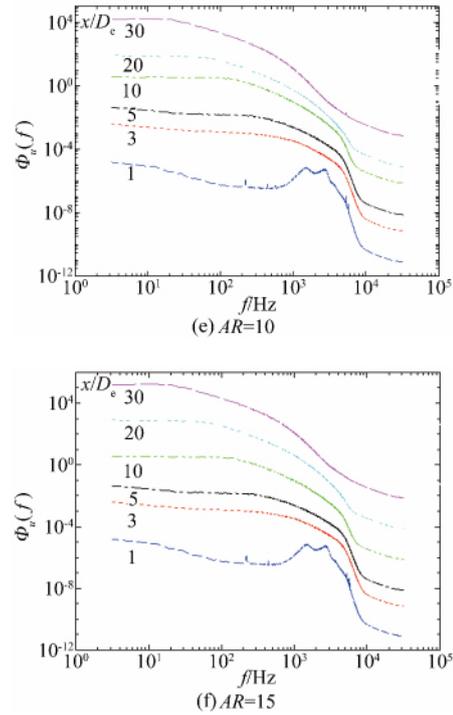
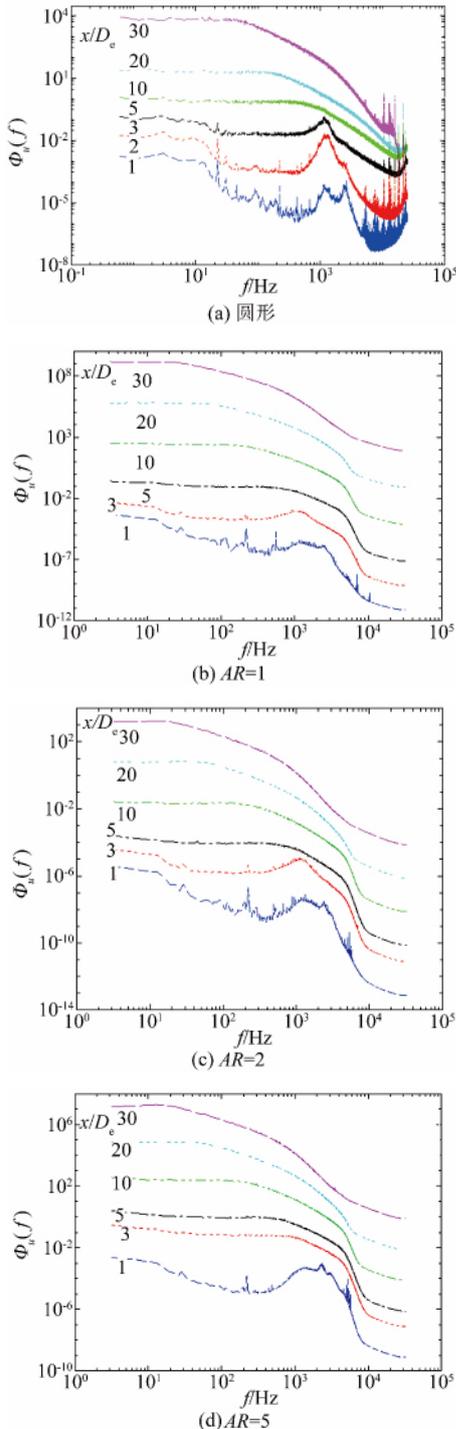
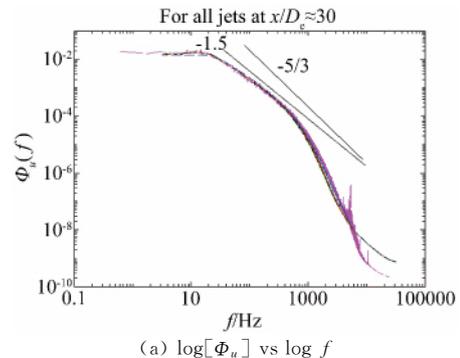


图 7 圆形和不同长宽比矩形射流中心线频谱分布  
Fig.7 Centerline spectra distribution of different jets

同时我们发现圆形射流的波动较矩形射流更明显，表明圆形射流的周期性更强，而矩形射流的三维性更强。

随着射流向下游发展，涡环结构破碎成小尺度涡结构，因此当  $x/D_e > 5$  时，湍动能谱峰值消失。同时，我们还可以看到，随着长宽比的增大，频谱峰值更早地削弱。这表明较大长宽比的矩形射流近场区涡结构更早地破碎。

图 8 显示了圆形射流和矩形射流在  $x/D_e = 30$  处的湍动能谱分布，可以发现湍动能从含能区（低频）经过惯性区传递到耗散区（高频）。从图 8(a)中可以看出，这些频谱在惯性区 ( $20\text{Hz} \leq f \leq 300\text{Hz}$ ) 呈现幂律分布，即  $\Phi_u \propto f^{-m}$ 。然而幂指数  $m$  低于 Kolmogorov 提出的  $5/3$ ，而接近于  $1.5$ ，这是由于本文的雷诺数较小的缘故。图 8(b) 展示的是  $m = 1.5$  和  $5/3$  时的补



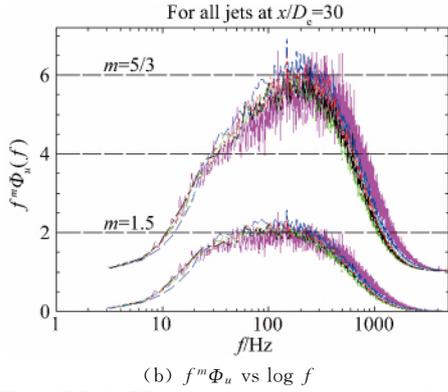


图 8 圆形和矩形射流在  $x/D_e \approx 30$  处中心线频谱  
Fig.8 Centreline spectra of jets obtained at  $x/D_e \approx 30$

偿频谱。这种现象也在其他文献中发现,如 Mi 等人<sup>[2]</sup>在多种非圆形射流中也观察到  $m \approx 1.5$  的现象。因此可以认为喷嘴形状对幂指数的影响较弱。

2.5 湍流尺度特性

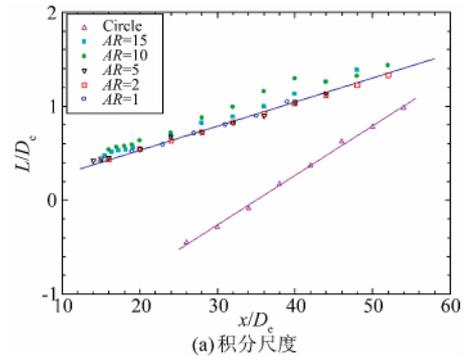
图 9 显示的是圆形射流和矩形射流中心线上湍流积分尺度、Taylor 尺度和 Kolmogorov 尺度沿中心线的变化规律。积分尺度, Taylor 尺度和 Kolmogorov 尺度用来分别表示湍流结构的大尺度、小尺度和最小尺度的特征。本文的积分长度尺度  $L$  是由积分时间尺度基于泰勒冻结湍流假设粗略估计得来的,关系式如下:

$$L = U_c T = U_c \int_0^{\tau_0} [u(t)u(t + \tau)](u^2)^{-1} d\tau \quad (3)$$

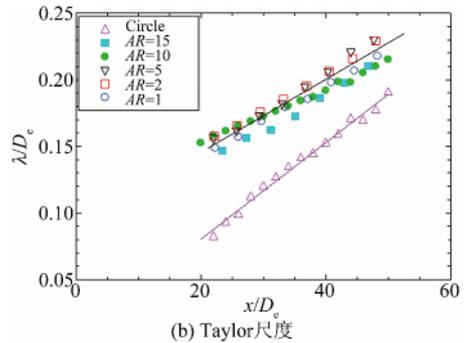
$\tau_0$  对应自相关函数  $[u(t)u(t + \tau)]$  的第 1 个零点。Taylor 微尺度是通过  $\lambda \equiv \frac{(u^2)^{\frac{1}{2}}}{[(\partial u / \partial x)^2]^{\frac{1}{2}}}$  得出的。Kolmogorov 尺度  $\eta \equiv \nu^3 / \epsilon^{1/4}$  是通过局部各向同性假设  $\epsilon = 15\nu \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2$  实现的,其中  $\epsilon$  是湍流动能的平均耗散率。

其中图 9(a) 展示了不同射流的  $L/D_e$  的结果,可以看出,圆形与矩形射流的积分尺度差异较为明显。矩形射流积分尺度大于圆形射流,表明矩形射流具有更大的含能尺度,随着射流向下游发展,差别逐渐减小。从图 9(b)、(c) 可以看到,在射流中下游,  $\lambda/D_e$  和  $\eta/D_e$  的值随  $x$  轴呈线性增长,矩形射流 Taylor 尺度和 Kolmogorov 尺度均高于圆形射流,这与积分尺度的规律一致,但是随着尺度的减小,这种差别逐渐减小,说明喷嘴形状对湍流大尺度统计量影响较大,而对湍流小尺度统计量影响较小。进一步表明大尺度湍流特性会对出口条件的改变更为敏感,这是因为出口条件对下游射流发展的任何影响都是由初始的涡结构通过大尺度运动传递的,它们与外围流体相互

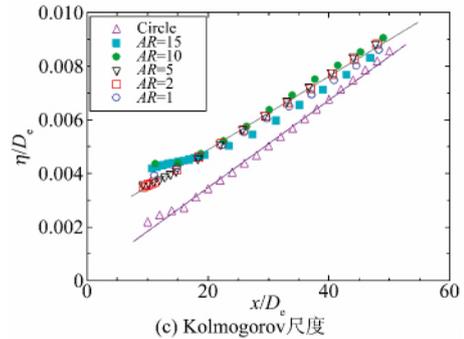
作用及自身分解,在远场形成小尺度涡结构并与环境流体相互作用。



(a) 积分尺度



(b) Taylor 尺度



(c) Kolmogorov 尺度

图 9 圆形和矩形中心线特征尺度函数

Fig.9 Centerline evolutions of turbulent  $\frac{L}{D_e}$ ,  $\frac{\lambda}{D_e}$  and  $\frac{\eta}{D_e}$  for jets

3 结 论

基于热线风速仪技术,测量了不同长度比( $AR = 1 \sim 15$ )的矩形射流中心线速度场,分析了矩形射流中心线上平均速度、频谱、湍流尺度等变化规律,主要得出以下结论:

(1) 随着长宽比增大,射流近场区 ( $0 < x/D_e < 10$ ) 的平均速度衰减显著增强。随着射流向下游发展,当  $x/D_e > 30$  时,矩形射流和圆形射流进入自相似状态,受喷嘴形状的影响减弱,并且它们的速度衰减率非常接近。

(2) 在射流近场区 ( $0 < x/D_e < 10$ ),高长宽比矩形射流湍流度迅速增强,意味着射流的卷吸和掺混能力更强。但长宽比对远场区 ( $x/D_e > 30$ ) 中心线速度

湍流度影响较小。

(3) 随着射流向下游发展( $x/D_e > 30$ ), 不同长宽比的矩形射流湍流能谱、概率密度函数、Taylor 尺度和 Kolmogorov 尺度等统计量趋近于圆形射流特性, 这与 Bejan 等人对射流都会演变成圆形横截面射流的研究结论一致, 即使得动量更高效地从主射流向周围流体传递。

#### 参考文献:

- [1] Gutmark E, Grinstein F. Flow control with noncircular jets[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2003, 31(1): 239-272.
- [2] Mi J, Nathan G J. Statistical properties of turbulent free jets issuing from nine differently-shaped nozzles[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, 84(4): 583-606.
- [3] Grinstein F. Self-induced vortex ring dynamics in subsonic rectangular jets[J]. Physics of Fluids, 1995, 7(10): 2519-2521.
- [4] Grinstein F, Gutmark E, Parr T. Near field dynamics of subsonic free square jets: a computational and experimental study[J]. Physics of Fluids, 1995, 7(6): 1483-1497.
- [5] Gutmark E, Schadow K C, Parr T, et al. Noncircular jets in combustion systems[J]. Experiments in Fluids, 1989, 7(4): 248-258.
- [6] Mi J, Nathan G J, Luxton R E. Centreline mixing characteristics of jets from nine differently shaped nozzles[J]. Experiments in Fluids, 2000, 28(1): 93-94.
- [7] Miller R C, Madnia, Givi P. Numerical simulation of non-circular jets[J]. Computers & Fluids, 1995, 24(1): 1-25.
- [8] Quinn W R. Development of a large-aspect-ratio rectangular turbulent free jet[J]. AIAA Journal, 1994, 32(3): 547-554.
- [9] Yu H, Girimaji S S. Near-field turbulent simulations of rectangular jets using lattice Boltzmann method[J]. Physics of Fluids, 2005, 17: 125106.
- [10] Mi J, Nathan G. Statistical properties of turbulent free jets issuing from nine differently-shaped nozzles[J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2010, 84(4): 583-606.
- [11] Quinn W. Streamwise evolution of a square jet cross section[J]. AIAA Journal, 1992, 30(12): 2852-2857.
- [12] Krothapalli A, Baganoff D, Karamcheti K. On the mixing of a rectangular jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1981, 107(1): 201-220.
- [13] Quinn W, Militzer J. Experimental and numerical study of a turbulent free square jet[J]. Physics of Fluids, 1988, 31: 1017.
- [14] Sfeir A. Investigation of three-dimensional turbulent rectangular jets[J]. AIAA Journal, 1979, 17: 1055-1060.
- [15] Tsuchiya Y, Horikoshi C. On the spread of rectangular jets[J]. Experiments in Fluids, 1986, 4(4): 197-204.
- [16] Tam C K W, Thies A T. Instability of rectangular jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 248: 425-448.
- [17] Deo R C, Nathan G J, Mi J C. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2007, 32(2): 596-606.
- [18] Husain H S, Hussain F. Elliptic jets II—dynamics of coherent structures: pairing[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1991, 233: 439-482.
- [19] Deo R C, Mi J, Nathan G J. The influence of nozzle-exit geometric profile on statistical properties of a turbulent plane jet[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2007, 32(2): 545-559.
- [20] Mi J, Nobes D S, Nathan G J. Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 432: 91-125.
- [21] Mi J, Nathan G J, Nobes D S. Mixing characteristics of axisymmetric free jets from a contoured nozzle, an orifice plate and a pipe[J]. Journal of Fluids Engineering-Transactions of the ASME, 2001, 123(4): 878-883.
- [22] Xu G, Antonia R A. Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet[J]. Experiments in Fluids, 2002, 33(5): 677-683.
- [23] Deo R C, Mi J, Nathan G J. The influence of Reynolds number on a plane jet[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(7): 075108.
- [24] 杜诚, 徐敏义, 米建春. 雷诺数对圆形渐缩喷嘴湍流射流的影响[J]. 物理学报, 2010, 59(9): 6331-6338.  
Du C, Xu M Y, Mi J C. Effect of exit Reynolds number on a turbulent round jet[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(9): 6331-6338.
- [25] Dowling D R, Dimotakis P E. Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 218(1): 109-141.
- [26] Quinn J. Effects of nonparallel exit flow on round turbulent free jets[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1989, 10(2): 139-145.
- [27] Quinn W R. Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets[J]. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2005, 25(3): 279-301.
- [28] Nathan G J, Mi J, Alwahabi Z T, et al. Impacts of a jet's exit flow pattern on mixing and combustion performance[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2006, 32(5-6): 496-538.
- [29] Mi J, Xu M, Du C. Digital filter for hot-wire measurements of small-scale turbulence properties[J]. Measurement Science and Technology, 2011, 22: 125401.
- [30] Mi J, Deo R C, Nathan G J. Fast-convergent iterative scheme for filtering velocity signals and finding Kolmogorov scales[J]. Physical Review E, 2005, 71(6): 066304.
- [31] 冯云松, 金伟, 黄超超, 等. 宽高比对矩形尾喷管羽流温度场的影响研究[J]. 机械设计与制造, 2012, 12: 224-226.  
Feng Y S, Jin W, Huang C C, et al. Research on the influence of aspect ratio on plume temperature field of a rectangular nozzle[J]. Machinery Design & Manufacture, 2012, 12: 224-226.
- [32] 张勃, 吉洪湖, 曹广州, 等. 宽高比对矩形喷管射流湍流强度影响试验[J]. 航空动力学报, 2010, 25(10): 2244-2248.  
Zhang B, Ji H H, Cao G Z, et al. Experimental investigation of jets turbulence intensity characteristics from rectangular nozzles with different aspect ratios[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(10): 2244-2248.
- [33] Bejan A, Ziaei S, Lorente S. Evolution: Why all plumes and jets evolve to round cross sections[J]. Scientific Reports, 2014, 4.

#### 作者简介:



马梓然(1992-), 男, 辽宁辽阳人, 硕士研究生。研究方向: 轮机工程。通信地址: 大连海事大学轮机楼 223 (116026)。E-mail: 223706576@qq.com

(编辑: 张巧芸)