

文章编号: 1000-8055(2006)05-0884-07

喷口加齿湍射流增强混合的实验 与数值研究

刘 欣, 姜 楠
(天津大学 力学系, 天津 300072)

摘 要: 实验测量了圆湍射流和不同数目加齿射流流场速度信号, 用标准 $k-\varepsilon$ 模式对实验中对应条件的湍射流流场进行了数值计算。研究了喷口不同数目加齿对自由湍射流多尺度湍涡结构的控制效果。结果表明: 加齿改变了湍射流多尺度涡结构能量的空间分布, 将射流中心线位置的能量向边界输运。此外, 加齿对近场齿尖位置涡结构具有破碎作用, 而且在不同流向法向位置还会引起涡的合并和卷吸。

关 键 词: 航空、航天推进系统; 加齿射流; 被动控制; 多尺度涡结构; 子波分析

中图分类号: V211

文献标识码: A

Experimental and numerical study of jet mixing enhancement with wedged nozzle

LIU Xin, JIANG Nan

(Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Experimental flow field measurement of the circular and various wedged turbulent jets has been carried out. Simultaneously, standard $k-\varepsilon$ model has been employed in the numerical simulation of the mean flow fields of various turbulent jets corresponding to the measured values. Comparison research has been performed to analyze the fragmentation and enhanced mixing effect of the nozzles with different number of wedge on the multi-scaled turbulent eddy structures in the free jet flow. The experimental and numerical results show that the energy distribution of wedged jets in space is different from that of the circular jet with the energy at the center being transported sidewise. Furthermore, due to the wedges not only the eddy structures at the wedge tips in the near field are broken up, but also the interactions such as eddy structures rejoining and entrainment take place at different locations normal to the flow along the longitudinal development of the jets.

Key words: aerospace propulsion system; wedged jet; passive control;
multi-scale eddy structure; wavelet analysis

射流被动控制的方法是通过改变射流出口的形状, 来改变射流的发展和演化, 这是近年来一个被广泛研究的课题。进行非圆形出口射流的研究

主要是考虑到它可能会增进射流与环境流体的混合, 加快动量、质量和能量的传递, 对于提高燃烧器的混合燃烧效率, 加快化学反应速度等方面具

收稿日期: 2005-08-17; 修订日期: 2005-12-28

基金项目: 国家自然科学基金联合资助(10472081; 10232020)

作者简介: 刘欣(1978-), 女, 天津人, 天津大学力学系博士生, 主要从事湍流实验与数值模拟的研究。

有很高的实际应用价值。

射流加齿喷口强化混合结构因其具有结构简单、强化混合效果好等特点而日益受到重视。加齿射流的强化混合功能是由 Bradbury 和 Khadem^[1] 在 70 年代中期首先发现的。到 80 年代后期, Ahuja^[2] 和 Zaman^[3] 等对加齿射流的强化混合性能进行了较为系统的研究。到 90 年代初期, Zaman^[4] 等经研究提出: 喷口加齿的强化混合作用在于它能在射流的流场中产生成对的流向涡, 正是这种流向涡的存在, 加强了射流与环境流体的混合。

本文精细测量了 4, 8, 16 和 32 齿以及圆出口湍射流流场沿流向和径向的演化。用子波分析系统地研究了喷口加齿在流向与径向上对自由湍射流多尺度涡结构的控制效果。此外, 为了与实验测量结果进行对比, 用标准 $k-\epsilon$ 模式对上述各种实验条件下的湍射流平均流场进行了数值计算。

1 实验设备和技术

本文实验选用了天津大学 VEB- 小型风洞,

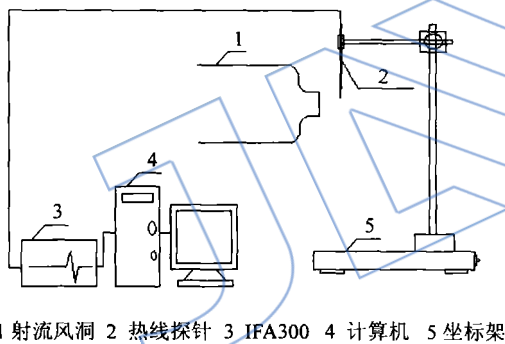


图 1 实验装置示意图
Fig. 1 Experimental equipments

出口直径 $D=80\text{ mm}$, 整体实验装置如图 1 所示。测量装置采用了 IFA300 恒温热线测速系统。实验中在圆形喷口上依次周向均匀地安装上 4, 8, 16 和 32 个尖齿, 齿为高、底边为的等腰三角形。实验中加齿射流保持轴线上速度不变, 即 $U_0=14\text{ m/s}$, 以出口直径为特征尺度的流场雷诺数为 $Re=D U_0/\nu=7\,6674$, ν 为空气运动粘性系数。流场方向及喷口尺寸如图 2 所示。

2 实验结果

2.1 平均流场的测量

在流场测量中, 选取的测点位置分别为: 近场

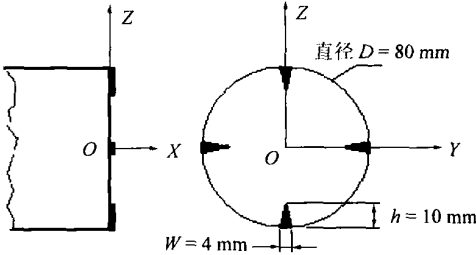


图 2 喷口的形状及选用的测量坐标
Fig. 2 Circular jet nozzle
with four wedges

处距喷口 $0D, 0.1D, 0.5D$ 和 $1D$ 以及远场处 $2D \sim 11D$ 截面上的中心、齿尖、边界和外边界各点。文中选择了流场中具有代表性的截面位置的测量结果进行分析说明。图 3 和图 4 分别为不同加齿射流在各截面上的平均流向速度剖面和均方值剖面。由图 3 可以看到在 $X<0.5D$ 的近场区域, 圆射流的平均速度剖面较加齿后的平均速度剖面饱满。加齿后齿尖位置 ($r=30\text{ mm}$) 平均速度减小, 到达喷口边界 ($r=40\text{ mm}$) 平均速度又有所增加。然后沿径向向外继续减小。随着流向距离向下游增大, 这种差别逐渐减小。到达 $3D$ 后加齿射流已与圆射流的流场平均速度分布趋于一致。由此我们认为尖齿对流场的影响只限于近场区。

表 1 不同加齿射流流场半扩散角
Table 1 Divergence angle of different wedged
jet flow fields

加齿数目	半扩散角/ (°)
0	12
4	13.2
8	15.3
16	18.7
32	14.1

图 4 为流场各流向横截面上脉动速度方差: $\sigma^2 = \langle u'^2 \rangle$ 的分布。从图 4 中可以看到, 在射流近场区 ($X \leq 0.5D$), 圆射流和加齿射流在中心轴线附近的脉动速度都较小。随着远离轴心, 加齿射流的脉动速度分布发生变化。在齿尖位置急剧增大, 从齿尖位置沿径向先减小后增大。这一位置也随着距出口距离的增加而远离轴心。随着远离射流出口, 无论加齿与否, 射流脉动速度沿径向有规律地增加。且从图 $X=1D \sim 3D$ 中可以

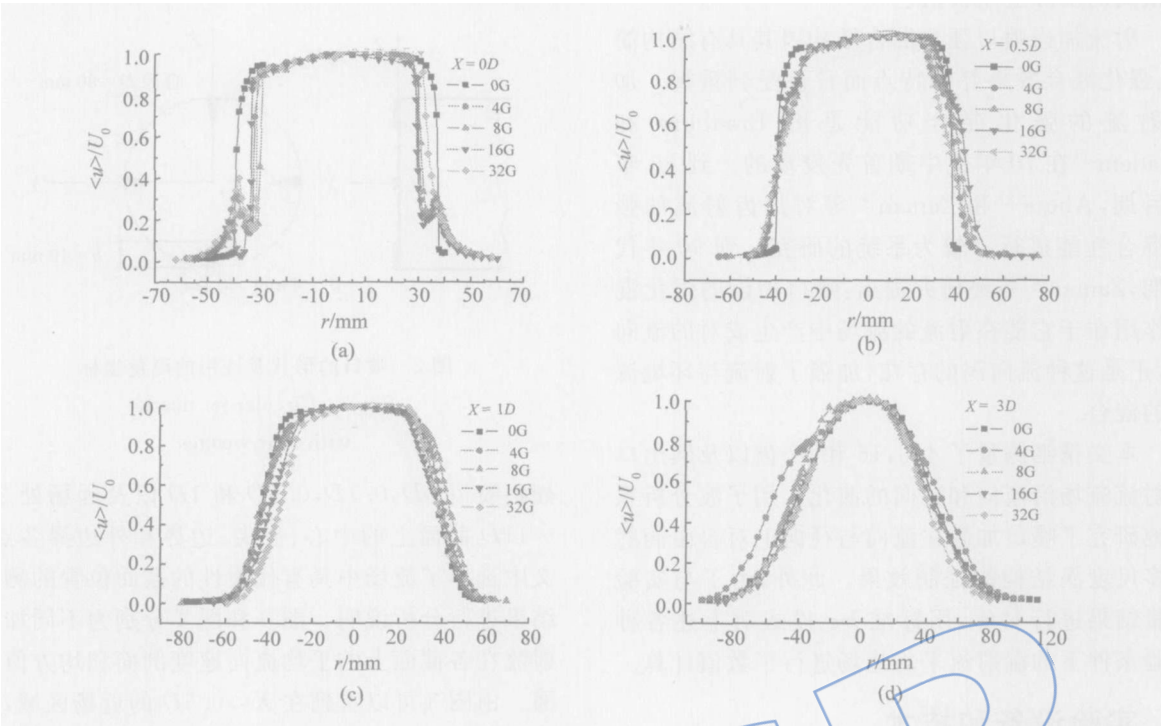


图 3 不同加齿射流在同一轴向位置的平均速度剖面

Fig. 3 Mean longitudinal velocity profile of circular jet at the same location on the axis

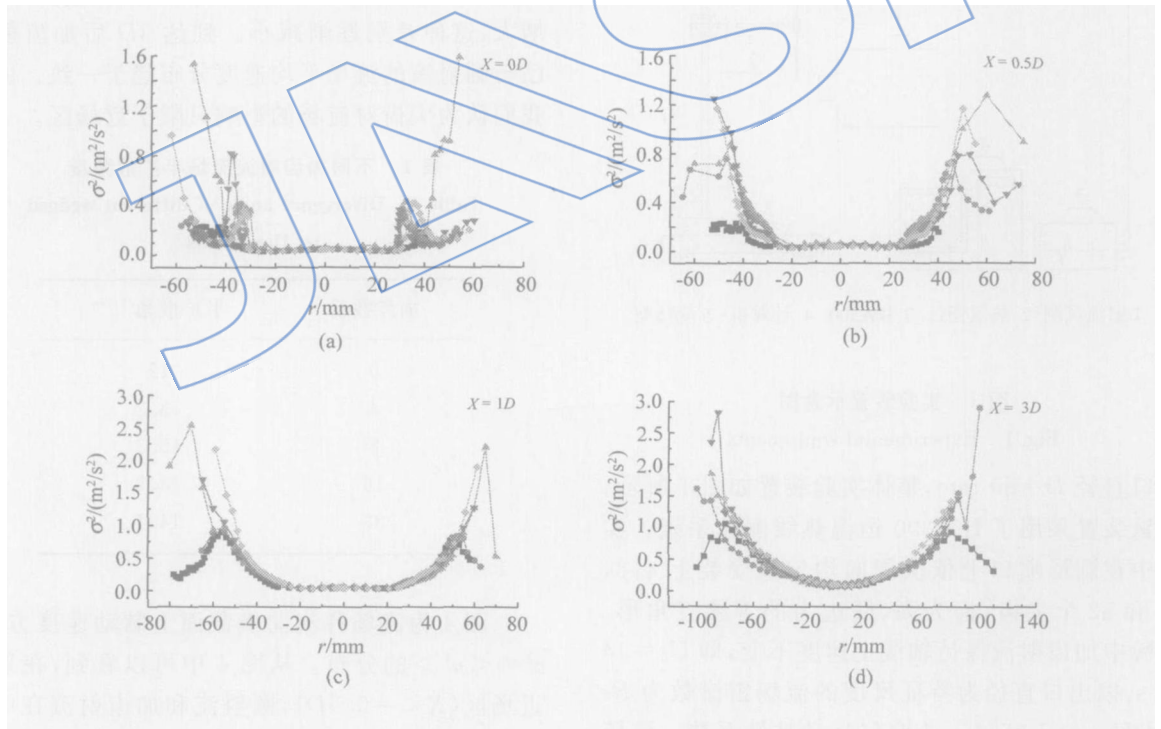


图 4 不同加齿射流在同一轴线位置的均方值剖面

Fig. 4 Mean square profile of fluctuation velocity for different wedged jets at the same location on the axis

看出,当圆射流已到达边界层以外脉动速度开始下降时,加齿射流的脉动速度还在增加。表 1 是由平均流场测量结果得到的不同加齿射流流场的

扩张角度。综合图 4 及表 1 可以看到加齿使得射流的扩散角变大,增强了射流与环境流体的混合。

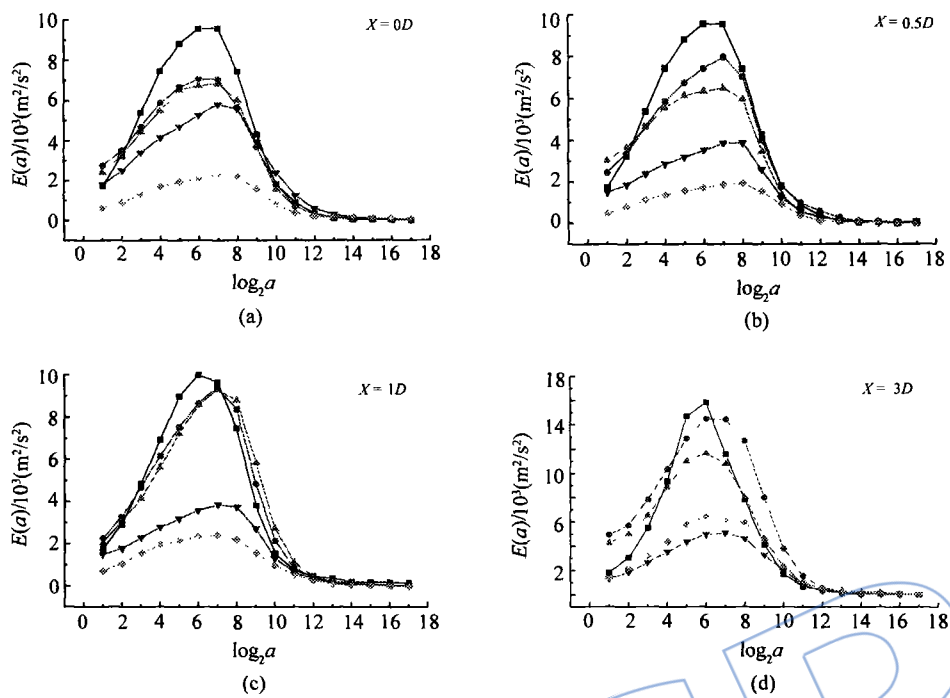


图 5 同一法向不同流向位置各种射流湍流信号在各尺度上的能量分布 ($Z=0, Y=0$)
Fig. 5 Energy distribution over scales at the same normal but different longitudinal locations in turbulent jet flow with different number of wedges ($Z=0, Y=0$)

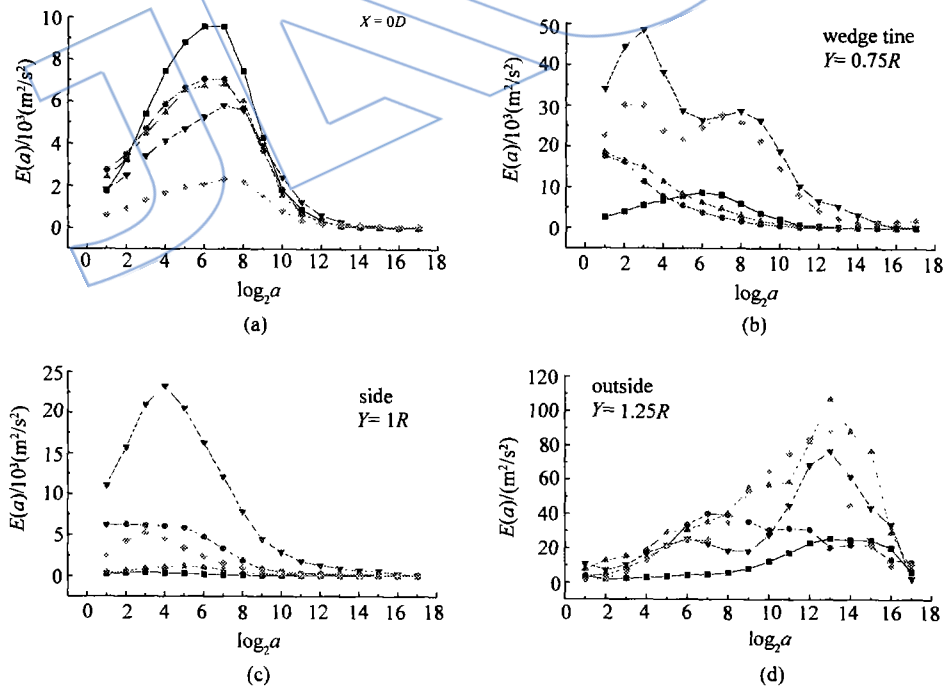
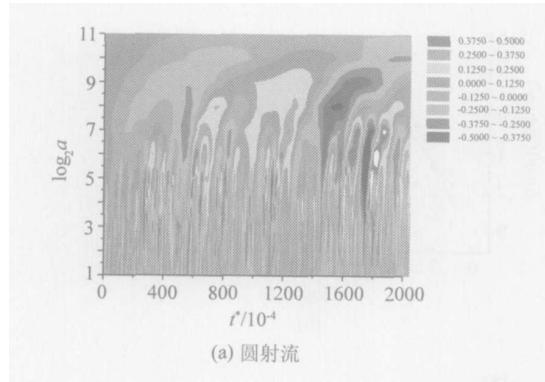


图 6 同一流向不同法向位置各种射流湍流信号能量随尺度分布 ($X=0.1D, Z=0$)
Fig. 6 Energy distribution over scales at the same longitudinal but different normal locations with different number of gears in turbulent jet flow ($X=0.1D, Z=0$)



2.2 用子波分析研究加齿湍射流中的瞬时流动结构

姜楠等^[5]提出了用子波分析^[6~8]的能量最大准则检测壁湍流相干结构猝发事件的方法。对湍流脉动速度信号进行子波分析,可以得到湍流脉动速度动能随尺度参数的分布,其中存在着一个湍动能最大的尺度,该尺度所对应的湍流结构占有最多的湍流脉动动能。

图 5 是由子波分析得到的各种加齿射流在不同流向截面上中心线位置的湍流信号在各尺度上

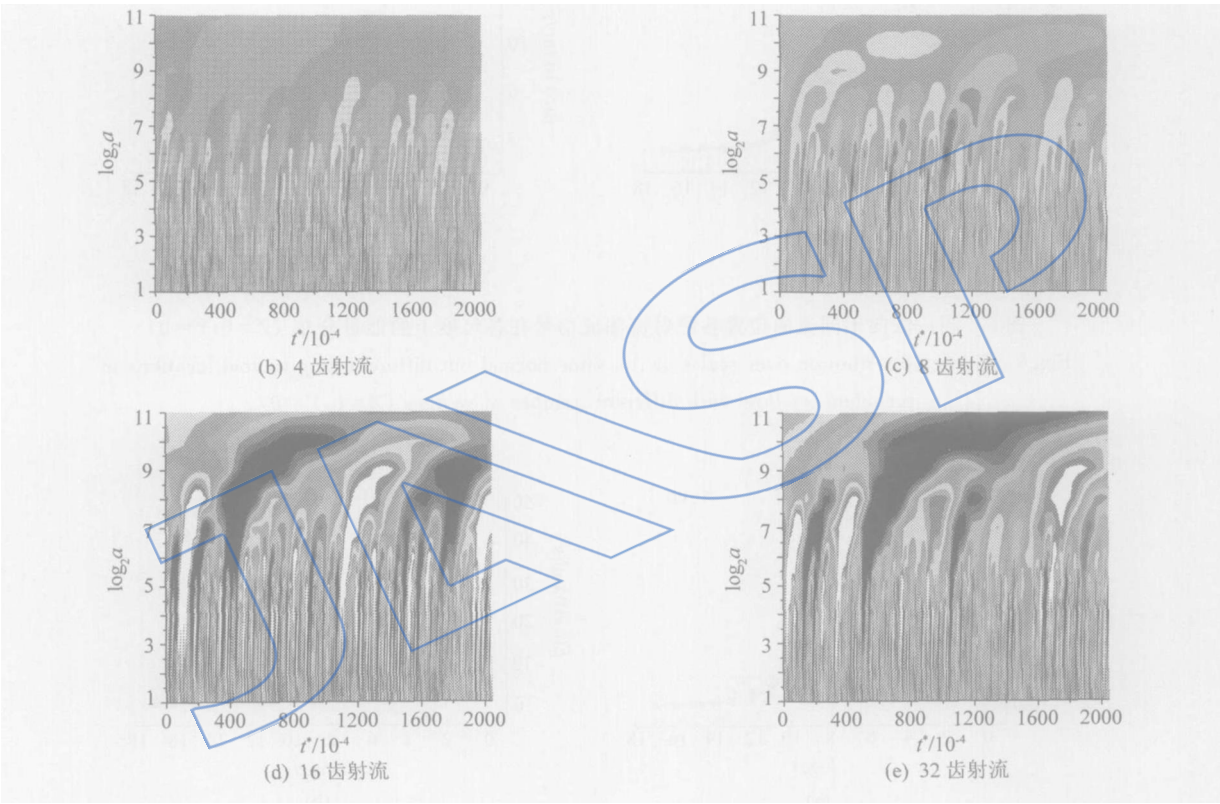


图 7 射流齿尖瞬时速度子波系数伪色图 ($X = 0.1D, Y = 0.75R$)
 t ——时间 a ——涡结构尺度

Fig. 7 Wavelet coefficients magnitude contour of the instantaneous velocity signal at the wedge
time of the jet flow ($X = 0.1D, Y = 0.75R$) t ——time a ——scale of eddy structure

的湍动能分布。可以看出,加齿以后射流近场中心线上的湍动能都明显减小,并且加齿数目越多总湍动能减少的越多。由能量守恒可知,射流流场的能量取决于入射流的能量,在流动过程中能量即不会减小也不会增加。因此在射流入射流能量一定时,(温度场恒定的情况下)射流流场的湍动能总量是不变的,因此可以判定,加齿使中心线上的湍动能向边界处输运,且输运的湍动能随加齿数目的增多而增加。但无论近场还是远场,最

大湍动能所对应的尺度并没有明显变化,也就是说,加齿使中心线处湍流各尺度涡结构的强度减小,但并不改变中心线处湍流涡结构的尺度成分分布。

由于尖齿对流场影响仅限于近场区域,这里以 $X = 0.1D$ 流场截面为例,研究不同径向位置圆射流和各种加齿射流湍流信号在各尺度上的湍动能分布。从图 6 中可以看到,加齿使得中心 $Y = 0$ 位置的湍流脉动动能减小,且随着加齿数目

的增多,能量减小越多。齿尖 $Y=0.75R$ 的位置上,加齿改变了射流近场湍动能随尺度的分布,将原来含能最多的尺度为 7 的大尺度结构破碎成尺度为 3 的小尺度结构。齿尖对大尺度结构破碎的作用十分明显。而在 $Y=1R$ 边界处,加齿使湍动能在各尺度分布明显提高,说明中心位置的湍动能被输运到了边界处。而在外边界 $Y=1.25R$ 由于加齿后卷吸作用增强,使得该位置的大尺度结构明显增强,含能涡的尺度也明显增大。

除了分尺度涡结构的能量分布以外,子波系数也是用来描述湍流涡结构的一个重要特征量。子波系数与湍流多尺度局部平均结构函数的概念是一致的,子波系数的大小表示在一定时间间隔内瞬时速度局部平均变化的大小。本实验中主要研究加齿对于射流流场内各种湍流结构的影响。而近场齿尖处又是对流场起主要作用的位置,因此该处的子波分析伪色图是最为关心的。仍以距出口 $0.1D$ 处的齿尖位置($X=0.1D, Y=0.75R$)为例,图 7 即为该位置瞬时速度子波系数伪色图。从图中可以看出,加齿以后,小尺度强度大的涡结构的数量显著增多,能量也显著增大,说明齿尖对大尺度涡结构的破碎作用明显。此外加齿数目对涡结构的尺度分布影响也很大。当加 16 和 32 齿后,齿尖处的大尺度结构也增多,且能量较强。这说明在距出口一定距离(约 $X=0.1D$)时,由于齿的密度增加,齿尖除了对原来涡结构具有破碎作用以外,也会促进相邻涡的相互卷吸与合并。

3 流场的数值计算与分析

为了与实验测量结果进行对比,本文对上述各种实验条件下的湍射流流场进行了数值计算。获得了圆射流和各种加齿湍射流平均流场的数值解。这里我们关心的只是平均流场的分布,因此只采用了湍流计算中最为常用的标准模型,计算格式为具有二阶精度的迎风差分格式,算法为 SIMPLE 算法。

首先,为了确保计算流场与实验流场的一致,使二者具有可比性,我们比较了两种方法得到的流场的流向平均速度剖面和各种射流的核心区长度。图 8 即为计算得到的各种湍射流归一化的平均速度剖面(这里选取 $X=0D, X=3D$ 分别作为近场和远场速度剖面的代表)。可以看出该图与前面图 3 中实验得到的相应截面的速度剖面十分吻合,这证明了计算结果的可靠性。

图 9 为通过计算得到了各种湍射流流场的核

心区长度与实验测量结果的比较。其中,横坐标表示射流喷口的加齿数目,纵坐标为该加齿射流的无量纲核心区长度。其中圆射流的核心区最

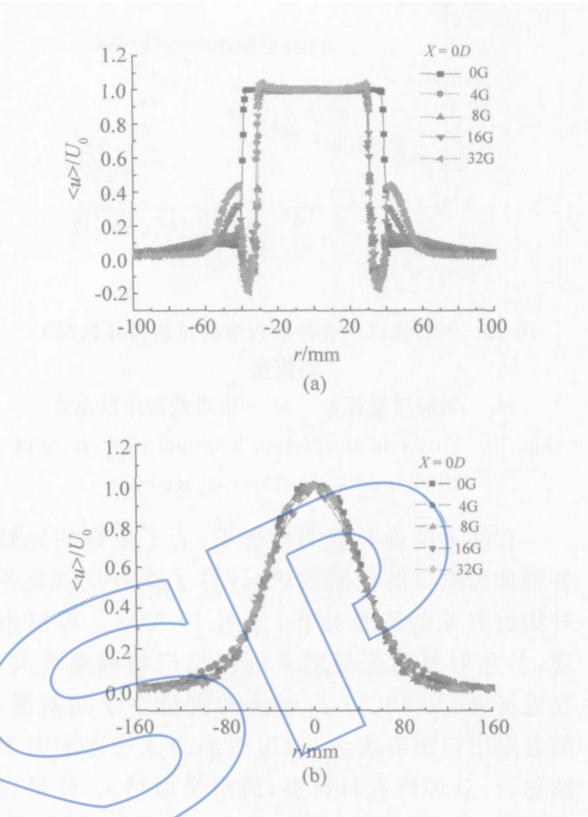


图 8 计算得到的不同加齿射流的平均速度剖面
Fig. 8 Mean velocity profiles of different circular and wedged jets

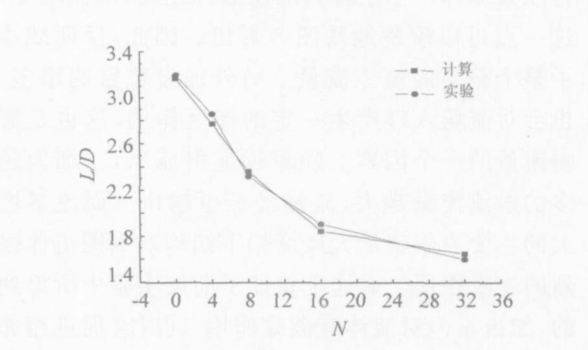


图 9 圆射流以及各种加齿湍射流的无量纲核心区长度
N—加齿数目 L—无量纲核心区长度

Fig. 9 Length of the core regions of circular jet and various wedged jets nondimensionalized with the diameter of circular jet nozzle ($D=80\text{ mm}$)

长,达到 $3.17D$,这与实验得到的圆出口射流核心区长度 $3.22D$ 比较接近。随着加齿数目的增多,

射流核心区长度明显减小,与实验得到的结果非常吻合。

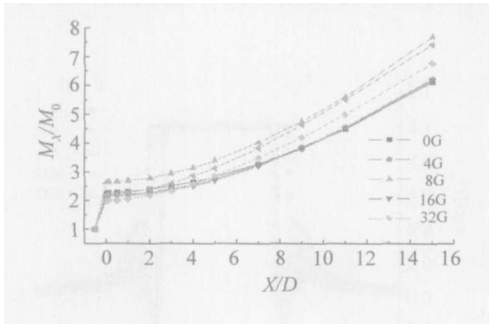


图 10 圆射流以及各种加齿湍射流流向各截面上的流量

M_x — 截面质量流量 M_0 — 出口截面质量流量

Fig. 10 Flux rate at different longitudinal sections of circular jet and various wedged jets

在结果准确合理的前提下,为了更好的比较各种加齿喷口的控制效果,计算了圆射流以及各种加齿射流的流量分布,如图 10 所示。可以发现,各种射流的流量随着远离出口均逐渐增大。在近场处,8、16、32 齿射流的流量小于圆射流,随着距出口距离增大,加齿射流的流量逐渐大于圆射流,且加齿数目越多,流量增加越大,流量大于圆射流的情况出现的也越早。这是由于在近场位置,虽然齿的存在对于近场处的流体涡结构具有破碎作用,增强了流体的卷吸作用,但同时也使得该处流体产生了较强的反方向速度,回流增多,这一点可以清楚地从图 8 看出。因此,反而减小了整个截面的流体流量。另外加齿数目的增多,也会对流场入口产生一定的堵塞作用,这也是影响流量的一个因素。随着远离射流出口,加齿越多的射流流量越大,流量增长也越快。而流量增大的主要原因就是大尺度相干结构对周围流体强烈的卷吸作用。而这正验证了前面实验中所得到的,加齿不但对流体有破碎作用,同时会促进相邻流体涡结构的相互合并。特别是当加齿数目增多后,这种作用明显增强。当达到射流远场后,回流现象消失,此时具有较强能量的大尺度涡结构携带周围的流体是流量增大的主要原因。与其它加齿射流不同,4 齿射流的流量在整个流场中都始终最大。可能的原因是,加 4 个齿时,喷口的堵塞比、齿尖与齿尖以及圆弧边的相互作用都达到了最强。使得该加齿射流的流量无论在近场还是远

场都大于其它射流相应位置的流量。因此,在这里可以初步地认为 4 齿射流在加强射流场内流体混合方面具有最优性。

4 结 论

通过分析讨论以上实验及数值计算的结果,本文得到了以下的几点结论:

(1) 射流相比,加齿使射流核心区长度变短,扩张角变大,射流边界层增厚,加强了射流边界层中的混合作用,提高了混合效率。

(2) 加齿可以改变射流湍动能的空间分布,将中心线的湍动能向边界输运。

(3) 加齿射流不仅可以在近场区的齿尖位置破碎涡结构而使尺度变小,而且在射流边界层发展的过程中,在不同流向法向位置还会引起涡的合并和卷吸等相互作用现象。加齿数目越多,这种现象发生得越早。

(4) 由计算得到的各种湍射流的流量分布可以看出,喷口加齿可以明显增大射流流场的流量,特别是在湍射流发展一定距离以后。而与其它各种射流相比 4 齿射流的流量最大。可以为提高射流流场流量的喷口提供有效的优化方案。

参考文献:

- [1] Bradbury L J S, Khadem A H. The distortion of a jet by tabs[J]. J. Fluid Mech. 1975, 70: 800– 806.
- [2] Ahuja K K. Mixing enhancement and jet noise reduction through tabs plus ejectors[R]. AIAA 93– 4347.
- [3] Zaman K B M Q, Samimy M. Supersonic jet mixing enhancement by delta tabs[R]. AIAA 92– 3548.
- [4] Zaman K B M Q. Streamwise vorticity generation and mixing enhancement in free jet by delta tabs[R]. AIAA 93– 3253.
- [5] 姜楠,王振东,舒玮. 子波分析辨识壁湍流猝发事件的能量最大准则[J]. 力学学报, 1997, 29(4): 406– 412.
Jiang Nan, Wang Zhendong, Shu Wei. The Maximum energy criterion for identifying burst events in wall turbulence using wavelet analysis[J]. Acta Mechanica Sinica, 1997, 29(4): 406– 412.
- [6] Farge M. Wavelet transforms and their applications to turbulence[J]. Annu. Review Fluid Mech., 1992, 24: 395– 457.
- [7] Marie Farge, Nicholas Kevlahan, Valerie Perrier, Eric Goirand. Wavelet and turbulence[J]. Proceedings of the IEEE, 1996, 84, (4): 639– 669.
- [8] Camussi R, Guj G. Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows: intermittency and coherent structures[J]. J. Fluid Mech., 1997, 348: 177– 199.