

文章编号: 1000-8055(2009)04-0746-07

内管射流占优时轴对称共轴射流结构分析

周 华¹, 夏 南²

- (1. 同济大学 航空航天与力学学院, 上海 200092;
2. 上海大学 应用数学和力学研究所, 上海 200072)

摘 要: 以轴对称 Reynolds-averaged Navier-Stokes(RANS) 方程为控制方程模拟了内流占优条件下轴对称共轴喷嘴射流流场, 并基于湍动能、速度和压强等流场参数的变化规律, 将这类流场划分为交汇段、初始段和主流段等三个区段, 给出三段流场的结构特征和流动机理, 发现初始段内湍流动能大大低于单管射流, 将导致共轴射流噪声低于单管射流; 主流段内湍流动能则高于单管射流, 将加强射流的掺混作用. 将流量计算结果与试验结果进行了对比, 证明使用的算法是有效的.

关 键 词: 共轴射流; 流动干扰; 气动噪声; 掺混作用; 轴对称 RANS 方程
中图分类号: O358 **文献标识码:** A

Analysis of the axisymmetric co-axial jet flow structure dominated by the inner jet

ZHOU Hua¹, XIA Nan²

- (1. School of Aerospace Engineering and Mechanics, Tongji University, Shanghai 200092, China;
2. Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, China)

Abstract: Using Reynolds-averaged Navier-Stokes(RANS) as governing equations, the axisymmetric co-axial jet flow fields were simulated and compared with single nozzle jets. Based on the change rule of the field parameters including the turbulent kinetic energy (k), velocity (v) and pressure (p), the co-axial jet flow field has been divided into joint section, primary section and main section. A detailed analysis of the characteristic and flow mechanism was also carried out herein. With analysis of the interaction between inner and outer nozzle jets, it indicates that the level of the turbulent kinetic energy inside the primary section is lower than that of a single jet, which may lead to the reduction of the jets noise; the level of the turbulent kinetic energy inside the main section is higher than that of a single jet, which may lead to the enhancement of the mixing between the jets and the ambient gas. At the end of this paper, numerical results of flow rate are compared to the test data, validating the algorithm used in this work.

Key words: co-axial jet; flow interaction; acoustics; mixing enhancement; axisymmetric Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)

共轴射流是由轴对称共轴喷嘴喷射形成的射流. 共轴喷嘴由内、外两层管道组成, 在用作气体

收稿日期: 2008-04-06; 修订日期: 2008-09-21

基金项目: 上海市重点学科建设项目资助(B302)

作者简介: 周华(1966-), 男, 江苏常熟人, 副教授, 博士, 研究方向为空气动力学.

燃烧的气烧嘴时,通常内管为氧化剂注射喷嘴,外管为燃料注射喷嘴,通过喷嘴外的湍流掺混过程强化燃料与氧化剂的掺混过程,达到充分燃烧的目的.与常规单喷嘴不同的是,共轴射流由共轴的内、外两股气流形成,两股气流间存在相互干扰,同时射流与周围大气间也存在相互干扰作用.由于内管、外管的气流参数可以独立变化,因此共轴射流流场结构比单管喷嘴复杂,在内管射流占优的条件下,内外两股气流交汇后,呈现出与单管喷嘴类似的流场特征,特别是轴对称共轴射流,这一特点更加显著.下面以一种轴对称共轴喷嘴为例,探讨这类射流流场的基本结构和流动干扰机理,以期获得对轴对称共轴射流降低噪声和增强掺混作用机理的认识^[1].

1 几何模型与网格划分

本文所研究的共轴喷嘴如图 1(a) 所示,特点是内外管道均为渐缩式管道,内管出口平行于轴线,外管出口与内管出口平齐.内管入口与出口的面积比为 2.89,外管入口与出口面积比为 17,外管、内管出口面积比为 1.33.图 1(b) 中的单喷嘴喷嘴用于与共轴喷嘴进行结果对比,其结构尺寸

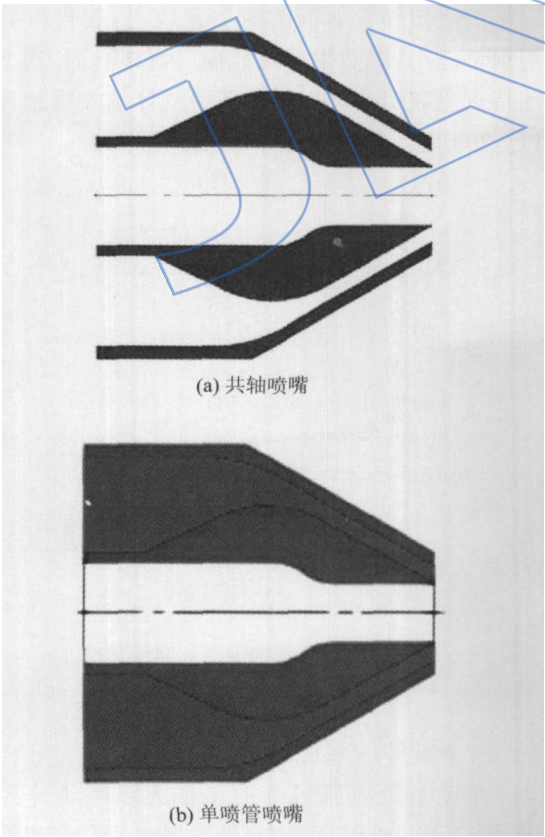


图 1 共轴喷嘴与单喷嘴几何形状
Fig. 1 Co-axial nozzle and single nozzle

由共轴喷嘴修改而来,将外管封堵,只留内管既得此构型.

计算中对喷嘴内外流场进行了分区,在每个分区中采用结构化网格划分.在喷嘴唇口附近和射流核心区增加网格密度;在射流核心区以外区域则采用相对稀疏的网格划分,如图 2 所示.计算之前进行了网格无关性演算,证明网格再加密对流场结构没有明显影响.

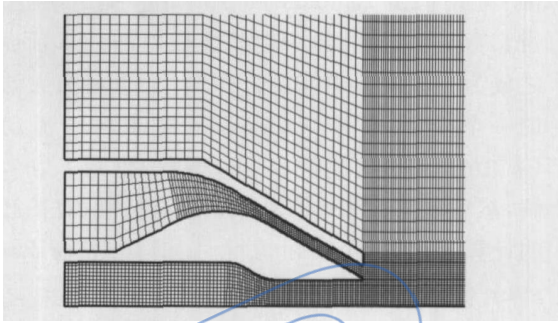


图 2 喷嘴结构化网格
Fig. 2 Structured grid distribution

2 数值模型

2.1 控制方程与边界条件

对于轴对称共轴喷嘴,可以采用轴对称 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) 方程进行计算其时均流场^[2].轴对称 RANS 方程形式如下:

连续方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r) + \frac{\partial \rho V_z}{\partial z} = 0 \tag{1}$$

径向动量方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r V_r) + \frac{\partial \rho V_z V_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho V_r V_r'}) + \frac{\partial \overline{\rho V_z V_r'}}{\partial z} = \rho F_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r p_{rr}) + \frac{\partial p_{rz}}{\partial z} \tag{2}$$

轴向动量方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r V_z) + \frac{\partial \rho V_z V_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\overline{\rho V_r V_z'}) + \frac{\partial \overline{\rho V_z V_z'}}{\partial z} = \rho F_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r p_{rz}) + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \tag{3}$$

能量方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r E) + \frac{\partial \rho V_z E}{\partial z} = \rho (V_r F_r + V_z F_z) + \rho \dot{q} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(V_r p_{rr} + V_z p_{rz} + k \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(V_r p_{rz} + V_z p_{zz} + k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \tag{4}$$

采用 FLUENT 软件进行分析, SIMPLE 算

法进行流场计算,对压强、动量、密度等的空间离散均采用二阶迎风格式.在喷嘴内管、外管的入口处均采用压强边界条件,轴线设为轴对称边界,喷嘴外侧边界也同样采用压强入口边界条件,其余气体边界则采用压强出口边界.

2.2 湍流模型

计算中采用标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型封闭方程.标准 $k-\varepsilon$ 模型由 Launder 和 Spalding 提出,模型本身具有的稳定性、经济性和比较高的计算精度使之成为湍流模型中应用范围最广、也最为人熟知的一个模型.标准 $k-\varepsilon$ 模型通过求解湍流动能(k)方程和湍流耗散率(ε)方程,得到 k 和 ε 的解,然后再用 k 和 ε 的值计算湍流粘度,对扩散率的计算比较接近实际情况^[3].最终通过 Boussinesq 假设得到雷诺应力的解.

2.3 计算条件

计算中环境压强设为 101 300 Pa,在内管、外管的入口边界上保持静压相等,内管入口总压略大于外管入口总压,以保证内管流速高于外管,形成内管占优的基本流场结构.以环境压强 101 300 Pa 作为参考压强,喷嘴内管、外管边界上的总压、静压条件如表 1 所示.

表1 计算工况条件 (单位:Pa)
Table 1 Design of engineering of computations (Unit:Pa)

工况	外管总压	外管静压	内管总压	内管静压
1	6303	6283	7077	6283
2	18592	18539	20596	18539
3	39078	38983	42562	39893
4	69912	69735	74827	69735

3 计算结果与分析

通过对计算结果的分析对比可以发现:在内管流动占优条件下,共轴射流与单管射流相比,在流场结构上既存在明显的不同,同时也存在一些相似的特点.众所周知,单管射流从喷嘴出口向外,可以依次划分为初始段、过渡段和主流段三个部分,初始段内有一个层流内核,也称势流内核.过渡段很短往往被忽略,主流段速度沿径向分布存在相似律^[1,4].在内管喷流占优条件下,本文首先将共轴射流流场结构划分为交汇段、初始段、过渡段和主流段,其中初始段、过渡段和主流段是仿照单管射流的常规划分方式进行的划分.由于过

渡段没有明显的流场结构特征,故本文最后忽略了过渡段,将共轴射流划分为交汇段、初始段和主流段三个部分(如图 3).这种划分方式以具体流场参数的变化为依据,便于进行工程应用和理论研究.不失一般性,下面以工况 2 为例,分别对交汇段、初始段和主流段的流场结构进行分析.

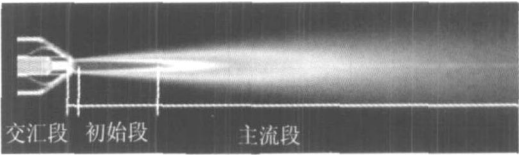


图 3 轴对称共轴射流流场分段示意图
Fig. 3 Three sections of co-axial jets

3.1 交汇段

3.1.1 双剪切亚层

如图 4 所示,内、外管道射流在唇口处交汇,由于内管壁面的粘滞作用,射流内部存在内外两个剪切亚层,相应的速度径向分布曲线存在两个最大值.速度径向分布曲线的这个“双峰结构”在与初始段的交界线处演变为仅存在单一极值的“单峰结构”,说明内剪切层在交汇段内消失,其原因是由于内外管射流的速度差较小,使得内剪切层涡量较小,因而快速耗散在层流核心内.这个流动特点也表明共轴射流与环境气体的卷吸过程仍以外剪切层为主导,内剪切层作用不大.

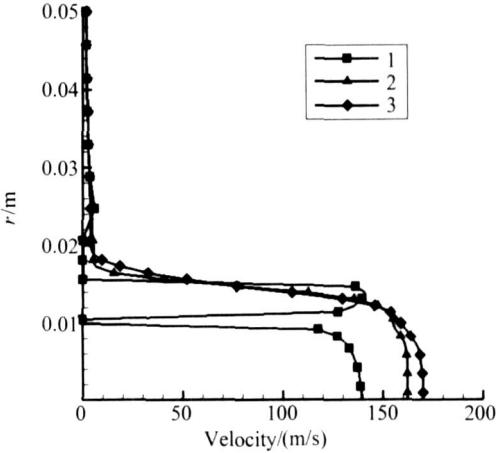


图 4 速度沿径向分布的双峰结构
Fig. 4 Dual peak structure of velocity profile

3.1.2 内外管间的引射作用

单管射流在唇口处的压强大致等于外界压强,而由于共轴射流的内、外管射流间存在相干关系,使得内管唇口处压强不等于外界压强,而是略大于外界压强,并存在沿流动方向的压强梯度(如

图 5). 这个压强梯度使气流在交汇区内仍然处于加速过程中.

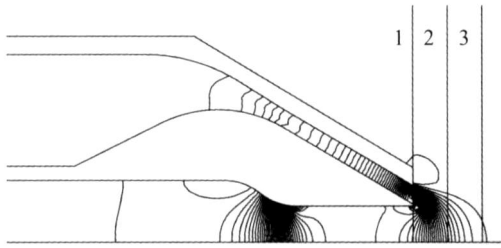


图 5 交汇区压强等值线

Fig. 5 Pressure contours inside the joint section

3.1.3 交汇段边界的定义

根据交汇区的上述特点,可以把交汇区与初始段间的界线定义为轴线速度达到最大值、压强等于外界压强、双峰结构演变为单峰结构处,即图 4、图 5 中编号为 3 的直线处. 假设内唇口半径为 r , 则交界线在大约 $1r$ 处. 在这条界线与唇口之间即为“交汇段”.

3.2 初始段

初始段从交汇区边界(编号为 3 的直线)开始到层流内核顶点(编号为 5 的直线处)为止. 这段射流从内到外可以明显地分为层流内核和剪切层两个区域,其中层流内核沿流向不断变窄,剪切层则不断增厚.

3.2.1 层流内核

与单管射流类似的是,层流内核内包含由内管壁面收缩形成的湍动亚核(如图 6),湍动亚核的最大湍动能约为外剪切层最大湍动能的 $1/2$. 在层流内核的顶点处,湍动亚核的湍动能减小到很小的值,意味着湍动亚核与内唇口剪切层一样,消失在层流内核以内.



图 6 初始段湍动能等值线

Fig. 6 Contours of k inside the primary section

由于层流内核的存在,轴线附近气体动量的耗散较弱,因而轴线上的速度变化不大,速度分布曲线近似于一个“平台”(如图 7). 层流内核在初始段与主流段交界线处消失. 在图 7 中可以看到,对称轴上的湍动能曲线在初始段内急剧下降,而进入主流段后,湍动能曲线再度急剧跃升. 因此,用轴线上的速度和湍动能的拐点可以明确定义初

始段与主流段的交界线. 这条分界线就是图 6 中的直线 5,其位置在距离唇口大约 $10r$ 的地方.

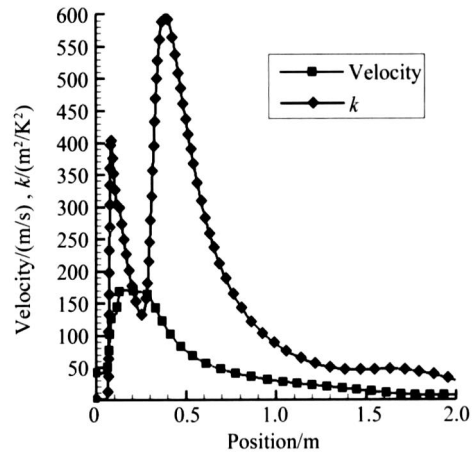


图 7 速度和湍动能沿中心轴的分布

Fig. 7 Distribution of velocity and k along the symmetric axis

3.2.2 外剪切层

在图 6 中可以发现:外剪切层在初始段内呈线性增长,其边界线接近于直线. 外剪切层内湍动能快速增长(如图 8),在初始段与主流段交界处达到极值,这个极值点便是本文所定义的初始段与主流段的分界线. 这条分界线是从外剪切层的分析中得到的. 用这种方式得到的交界线与前面从层流内核角度得到的交界线位置大体相同.

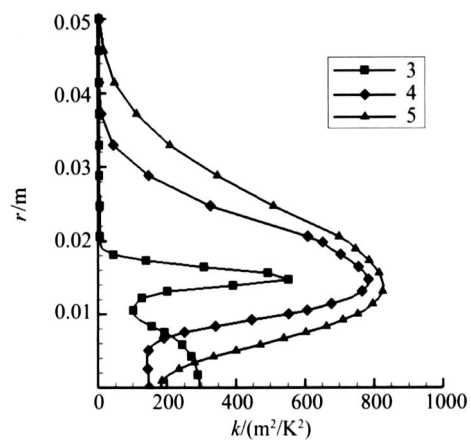


图 8 湍动能沿径向分布曲线

Fig. 8 k profile inside the primary section

外管射流对内管射流的引射作用除了前面所述由于在内管唇口处流向压强梯度的推动作用外,初始段内层流内核的粘性阻力很小也是一个原因. 图 9 表明初始段内速度分布曲线形状虽有变化,但轴线上的最大速度却变化不大,直到交界线 5 上轴线速度才开始下降.

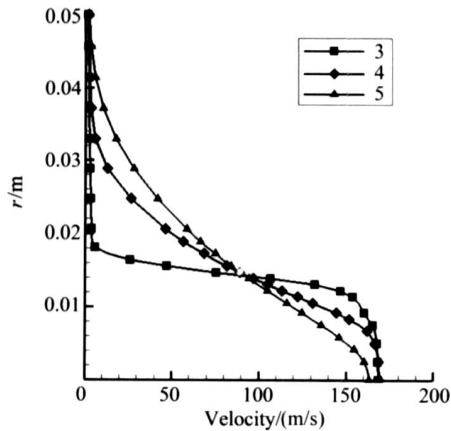


图 9 速度沿径向分布曲线
Fig. 9 Velocity profile inside the primary section

3.3 主流段

3.3.1 自相似律

如图 10 所示,在主流段内沿轴线方向取 4 个站位 5,6,7,8,并用内管半径和当地最大速度为特征值进行无量纲化处理,则 4 个站位上速度沿径向分布曲线完全重合(如图 11),表明与单管射流一样,共轴射流主流段内径向速度分布满足自相似律。

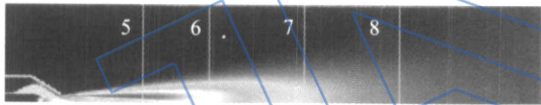


图 10 主流段湍动能等值线图
Fig. 10 Contours of k inside main flow section

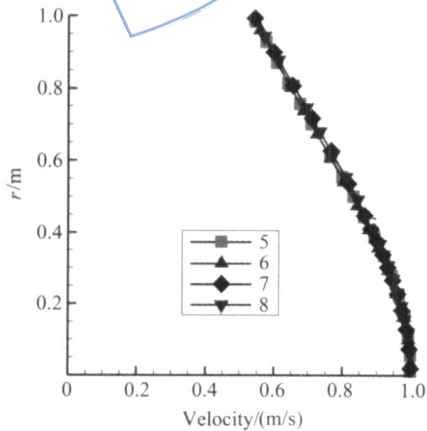


图 11 速度满足自相似律
Fig. 11 Self-similarity of V inside the main section

如图 7 所示,在主流段与初始段的交界线上(编号为 5)湍动能达到极值.在进入主流段后,剪切层内的湍动能开始向环境流体中扩散、耗散,因此轴线上的湍动能快速下降。

3.3.2 外管作用

共轴射流的外管起到的作用有三个:一是加大了喷嘴半径,增加了射流的总流量,并使射流内核加长;二是在层流内核与环境气体之间形成速度梯级,降低了最大涡量和主流段的湍流动能;三是外管射流对内管射流有引射作用,使射流在对称轴上的最大速度有所提高.因此,在相同入口压强条件下,共轴射流可以提高内管射流流量。

从稳定性角度分析,轴对称射流剪切层属于 Kelvin-Helmholtz 型失稳,失稳后发生涡环的合并,并进而形成大涡结构^[2].因此,剪切层内外的速度梯度对于剪切层的形成和发展起着关键作用。

3.3.3 降噪机理

在轴对称共轴射流中,内外管射流形成的双剪切亚层结构分散了初始涡量,导致初始段外剪切层内的湍动能减小.由于射流噪声的主要噪声源在射流近区以内^[5-6],因此共轴射流的这个特点对于降低喷嘴气动噪声有积极作用。

3.3.4 强化参混机理

共轴射流虽然在初始段剪切层内的最大湍动能较小,但是在主流段内其湍动能则高于单管射流(如图 12),剪切层厚度也大于单管射流,表明在降低噪声的同时掺混作用不仅没有减弱,反而有所增强.分析其原因,作者认为单管射流在出口处的湍流中高频成分所占比例较高,这部分湍动能在初始段内快速耗散,而低频成分则小于共轴射流,因此导致主流区掺混作用的降低。

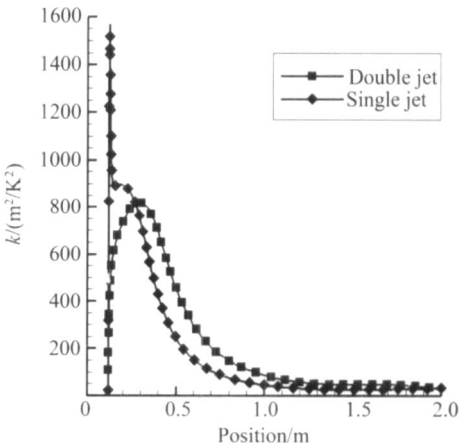


图 12 剪切层内湍动能分布
Fig. 12 k distribution inside the shear layer

如图 13 所示,单管射流最大速度发生在喷嘴最小截面处,表明喷嘴内最大速度是由于喷嘴内型面收缩形成的.而共轴射流的最大速度则发生

在交汇区外侧,表明共轴射流的最大速度是由于内外管气流相互引射形成的,相关的机理分析见前面交汇段和初始段的分析,这里不再赘述。

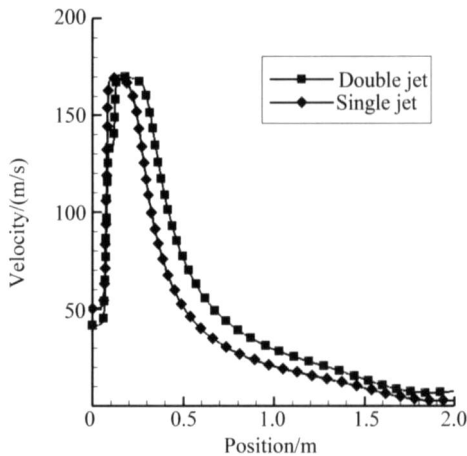


图 13 中心线速度分布对比

Fig. 13 Velocity distribution along the axis

3.4 流量计算的实验验证

数值模拟完成后,本文将流量计算结果与实验结果进行了对比,结果总结在表 2 和图 14 中,其中的 4 个工况与表 1 中的工况一一对应。由结果对比可知,数值模拟的流量略低于实验结果,但总的趋势是吻合的,证明本文所用数值模型可以满足共轴喷嘴计算,计算得到的时均流场结构可以正确反映实际流场结构。

表 2 流量计算结果与实验结果对比 (单位: kg/s)

Table 2 Flow rate results comparison (Unit: kg/s)

工况	1	2	3	4
计算结果	69.3	121.1	180.1	250.3
实验结果	84.2	140.6	191.6	261.4

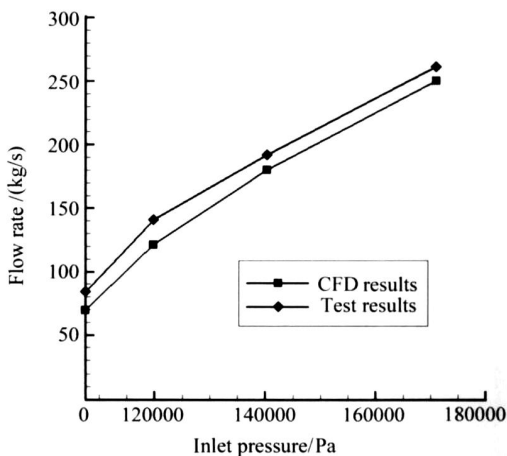


图 14 流量计算结果与实验结果的对比

Fig. 14 Flow rate results comparison

4 结 论

本文研究了内管流动占优条件下共轴射流的流场结构及其对降低气动噪声和增强掺混作用的影响,得到结论如下:

1) 共轴射流流场可以划分为交汇段、初始段和主流段:

交汇段内存在 2 个剪切亚层,速度径向分布呈“双峰结构”。由于粘性耗散作用,内剪切亚层在交汇段内消失,交汇段与初始段的交界线就以速度分布曲线由“双峰结构”转变为“单峰结构”的位置定义。

由于内外管间的引射作用,内管唇口处存在流向压强梯度,使得轴线最大速度在唇口外达到,这是与单管射流的区别之一。

初始段由层流内核和外剪切层 2 个区域构成,层流内核内还存在一个湍动亚核。外剪切层在初始段呈线性增长,层流内核则线性缩小,湍动亚核在层流内核内耗散消失。在初始段内,轴线速度模值衰减很小,分布曲线呈“平台”状。

在初始段与主流段的分界线处,轴线速度明显下降、轴线湍动能由下降转为上升、外剪切层内湍动能达到最大值。依据这些特点可以判定初始段与主流段的分界线。

主流段内速度径向分布曲线满足自相似律,呈现出与单管射流相似的流动特性。

2) 共轴射流在喷嘴近区(交汇段、初始段)内的最大湍动能小于单管射流的最大湍动能,这个特点有助于降低射流噪声。

3) 共轴射流在主流段内的湍动能高于单管射流,有助于强化掺混作用。

4) 共轴射流在喷嘴近区最大湍动能较低,在主流段湍动能较高的特点应该与湍流的频率成分构成有关,即共轴射流中高频部分少于单管射流,而高频部分则在近区迅速衰减,形成共轴射流有利于降噪和增强掺混的特点。

由于本文采用的是时均流场计算,可以大致反映共轴射流的时均特性,细致的旋涡形成、发展机理,特别是涡对合并和大涡结构的形成过程则有待将来利用分离涡模拟 (DES),大涡模拟 (LES) 或直接数值模拟 (DNS) 技术进行模拟。

参考文献:

[1] 余常昭. 紊动射流[M]. 北京:高等教育出版社,1993.
[2] 范全林,张会强,郭印诚,等. 圆湍射流的轴对称大涡模拟

[J]. 燃烧科学与技术,2001,7(4):248-251.
FAN Quanlin, ZHANG Huiqiang, GUO Yincheng, et al. Large-eddy simulation of a round turbulent jet under the flow axisymmetric assumption [J]. Journal of Combustion Science and Technology, 2001,7(4): 248-251. (in Chinese)

[3] 李维冰,高歌. 解决湍流圆/平射流异常现象的数值研究[J]. 航空动力学报,2001,16(3):262-266.
LI Weibing, GAO Ge. The solution of round-jet/plane jet anomaly using GAO-YONG incompressible turbulence equations[J]. Journal of Aerospace Power, 2001,16(3): 262-266. (in Chinese)

[4] 范全林,王希麟,张会强,等. 圆湍射流拟序结构研究进展[J]. 力学进展,2002,32(1):109-118.
FAN Quanlin, WANG Xilin, ZHANG Huiqiang, et al. Coherent structures in turbulent round jets[J]. Advances in Mechanics, 2002,32(1): 109-118. (in Chinese)

[5] 居鸿宾,钟芳源,沈孟育. 涡、声干扰研究的某些进展[J]. 力学进展,1997,27(3):358-371.
JU Hongbin, ZHONG Fangyuan, SHEN Mengyu. Some advances in research on vortex and sound interaction [J]. Advances in Mechanics, 1997,27(3): 358-371. (in Chinese)

[6] 刘明宇,马延文. 可压缩轴对称射流流场近区的数值模拟[J]. 计算物理,2000,17(4):341-346.
LIU Mingyu, MA Yanwen. Numerical simulation of the near region of compressible axisymmetric jet [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2000,17(4): 341-346. (in Chinese)

