

# 自由圆湍射流不稳定性与界面拟序结构研究

杨敏官<sup>1</sup> 闫龙龙<sup>1</sup> 王育立<sup>2</sup> 龚辰<sup>1</sup> 陆金刚<sup>1</sup>

(1. 江苏大学能源与动力工程学院, 镇江 212013; 2. 皇家理工学院力学部, 斯德哥尔摩 10044)

**摘要:** 采用两相流动的大涡模拟对自由圆湍射流的流动不稳定性及界面拟序结构进行了数值模拟。通过计算探讨了射流液体的不稳定性机制。研究了喷嘴入口速度及入口扰动对射流近场区的不稳定性和涡结构特性的影响。研究中,对雷诺数在 10 000 ~ 80 000 内施加不同强度扰动后的射流流场进行了系统的模拟计算。结果表明:射流入口速度及外部扰动对射流的稳定性有重要的作用,随射流速度和扰动强度增加,其未扰液核长度下降,表面波尺度减小,射流近场区产生更为丰富(长度尺度多、涡旋强度范围大)的特征涡旋结构;从射流的时均流场看出,在相同雷诺数不同扰动强度(或相同扰动强度不同雷诺数)下射流时均速度沿中心轴线衰减率基本类似;随雷诺数增加,射流对周围流体的正卷吸作用加强,沿流向的径向扩散更为显著。

**关键词:** 射流; 拟序结构; 不稳定性; 大涡模拟

**中图分类号:** TP69      **文献标识码:** A      **文章编号:** 1000-1298(2016)02-0035-10

## Instability and Interfacial Coherent Structure of Free Round Turbulent Jet

Yang Minguan<sup>1</sup> Yan Longlong<sup>1</sup> Wang Yuli<sup>2</sup> Gong Chen<sup>1</sup> Lu Jin'gang<sup>1</sup>

(1. School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China

2. Department of Mechanics, Royal Institute of Technology, Stockholm 10044, Sweden)

**Abstract:** As a basic flow form, free round turbulent jet has been used in various industry fields such as water jet cutting, water cleaning, fuel spray, etc. To understand the development of jet and some of its underlying characteristics, it is crucial that the mechanism of jet instability should be recognized. A robust two-phase flow large eddy simulation (LES) algorithm was applied to predict the liquid instability and the coherent structure of free round turbulent jet. The main objective was to characterize the liquid instability mechanism without resorting stability analysis. Special attention was focused on how the instability and the eddy structure in the near field of round jet were affected by the imposed inlet velocity and disturbance. In this respect, the cases within the range of  $Re = 10\,000 \sim 80\,000$  at various disturbance intensities were tested. Results revealed that the velocity and disturbances played an important role in the stability of liquid jet. The unperturbed liquid core length and scale of surface wave were decreased, and a wide variety of vortexes were produced in the near field of jet with velocity and disturbance intensity increased. The decay rates of average velocity along the central axis of jet were similar under different disturbance intensities at the same Reynolds number (or different Reynolds numbers at the same disturbance intensity). The positive entrainment was enhanced and the radial spread of the jet along the streamwise became more significant with the Reynolds number increased.

**Key words:** jet; coherent structure; instability; large eddy simulation

收稿日期: 2014-11-21 修回日期: 2015-01-21

**基金项目:** 国家自然科学基金项目(51176065)、江苏省研究生科研创新基金项目(CXZZ11\_0567)和江苏高校优势学科建设工程项目

**作者简介:** 杨敏官(1952—),男,教授,博士生导师,主要从事流体机械性能、内流分析及实验技术研究,E-mail: mgyang@ujs.edu.cn

## 引言

自由圆湍射流作为流体流动的一种基本形式,已广泛用于清洗、切割、破碎、燃油喷雾、农业灌溉、浆体输送等<sup>[1-3]</sup>,在理论、实验以及数值模拟等方面也已进行了大量的研究<sup>[4-7]</sup>。如 Gohil 等<sup>[8]</sup>认为,圆射流大尺度拟序结构的形成和它们之间的相互作用受 3 种不稳定类型控制:与喷嘴出口处形成的剪切层有关的剪切层不稳定;由射流势核区的不稳定而产生的射流柱状不稳定(Jet column instability);方位角不稳定(Azimuthal instability),射流流场的大尺度结构也可用方位角不稳定来描述。在已有的文献报道中,认为方位角不稳定对射流雷诺数  $Re$  与入口扰动源有很强的依赖性。

对于轴对称的圆射流,剪切层不稳定出现在射流混合层并卷起(Roll-up)形成涡环,这与平面混合层发生不稳定机制<sup>[9]</sup>极为类似,均可用 Kelvin-Helmholtz (K-H) 理论得到很好的解释。圆射流最初产生的大尺度结构会发生方位角不稳定,进而产生相当复杂的涡旋分布。Becker 等<sup>[10]</sup>提到 2 种明显不同的方位角模式:对称模式(Varicose instability mode,即 0 阶模式);非对称模式,也称为螺旋模式(Helical mode)。对于高速液体射流的复杂结构实际上是由多阶方位角模式叠加的综合结果<sup>[11]</sup>。以上剪切不稳定与方位角不稳定这 2 种不稳定模式共同作用导致射流靠近喷嘴上游区形成具有一定形态的表面型(表面波);另外,由于势核区的射流柱不稳定使连续射流液核发生断裂,进而形成未扰液核。在已有文献中,大部分采用线性化小扰动的理论对稳定模式进行分析。本文对自由圆湍射流进行模型简化,采用大涡模拟(LES)对射流流场进行模拟计算,考虑到实际工程应用中高速液体射流流动通常受很多扰动源的影响(如:供液管路压力振荡、喷嘴内空化、喷嘴粗糙度影响等),针对圆射流的 3 种不稳定模式,分别对无扰入流及施加扰动后的射流界面的拟序结构、未扰液核及表面波与射流雷诺数的关系进行形象分析,而不采用传统的线性稳定性理论;另外,给出射流时均流场信息对所计算的流场做进一步完整描述。

## 1 数值方法

### 1.1 计算模型及控制方程

本文数值计算基于既有代码 Fluent 作为计算主体平台。

(1)对于气液两相互不相容的流体采用 VOF 模型对液-气界面结构进行瞬时跟踪。

(2)考虑到湍流射流的湍流脉动包含多尺度运动,不同尺度的脉动对湍流贡献不同:大尺度涡与平均流的特征尺度具有同一量级,在湍动能传输链中几乎包含所有的湍动能,对系统中动量、质量、能量及其他物理量的输运起重要作用,由几何及其边界条件所规定;而小尺度涡主要是耗散湍动能,几乎不受几何及边界条件影响,且趋于各向同性。鉴于湍流中不同尺度涡在流动传输的作用,湍流数值计算选用大涡模拟方法,湍流模型是 Smagorinsky 模式。通过滤波函数将大尺度涡和小尺度涡分离开,计算中认为大尺度涡各向异性,并对其直接求解,而小尺度涡看作各向同性,通过模型建立其对大尺度运动的影响。

LES 使用滤波函数将每个瞬时变量  $\phi$  分成:大尺度的平均分量  $\bar{\phi}$  和小尺度分量  $\phi'$ 。平均分量  $\bar{\phi}$  为

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (1)$$

式中  $D$ ——流动区域

$G(x, x')$ ——滤波函数

用式(1)表示的滤波函数处理瞬时状态下不可压缩流的 N-S 方程,有

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

其中

$$\tau_{ij} = \rho \bar{u}_i \bar{u}_j - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$$

式中  $\tau_{ij}$ ——湍流亚格子尺度应力

$\rho$ ——流体密度

对 Fluent 既有模型,采用 Boussinesq<sup>[12]</sup>在 RANS 模型中的假设,亚格子尺度湍动应力为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

其中

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

式中  $\bar{S}_{ij}$ ——可解尺度的变形率张量

$\mu_t$ ——亚格子尺度的湍动粘度,亚格子尺度应力中各向同性的部分  $\tau_{kk}$  不用模型,而是加到了过滤后的静态压力项中

在 Smagorinsky-Lilly 模型中,亚格子湍动粘度  $\mu_t$  为

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad (6)$$

其中

$$|\bar{S}| \equiv \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (7)$$

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (8)$$

式中  $L_s$ ——亚格子混合长度  $\kappa$ ——Karman 常数

$d$ ——到壁面最近的距离

$C_s$ ——Smagorinsky 常数

$V$ ——计算单元的体积

### 1.2 边界条件及网格划分

模拟中,射流喷嘴是长径比为 1 的直圆柱型喷嘴,其出口直径  $D = 2 \text{ mm}$ 。

(1)在喷嘴入口平面施加速度入口边界,速度分布通过 UDF 编译设定,并施加随机扰动,在每个时间步入口速度边界有

$$u_i^{inlet} = u_i^{profile} + u_i^{noise} \quad (9)$$

式中  $u_i^{inlet}$ ——射流入口的瞬时速度

$u_i^{profile}$ ——充分发展湍流的速度边界(1/7 次幂律)

$u_i^{noise}$ ——随机扰动,其 RMS 为时均速度的 0 ~ 5%

出口设为压力出口,表压为 0;喷嘴壁面设为无滑移壁面;初始时刻周围环境气体为静止;其他流动条件见表 1。

表 1 流动条件设置

Tab.1 Flow conditions

条件	周围环境 压力 $p/\text{Pa}$	液体速度 $U_{inlet}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	液体密度 $\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	液体粘度 $\mu/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	表面张力系数 $\sigma/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	雷诺数 $Re$	韦伯数 $We$
1	101 325	5	1 000	$1 \times 10^{-3}$	0.073	10 000	685
2		10				20 000	2 740
3		20				40 000	10 960
4		40				80 000	43 840

(2)网格:通过多次反复实验,将喷嘴出口流场的网格沿径向划分 3 个区域 1、2、3(图 1b)。在 1 区域(喷嘴出口截面)采用蝶形网格计算喷嘴边界层的影响;为了准确捕捉液体射流界面及附近的流场

特征,在 1 区与 2 区交界处进行网格加密,在 2 区域用密网格;在 3 区域使用渐扩型较疏网格以减少网格总数;另外,沿流向( $z$  轴方向)采用均匀网格。网格总节点数为 2 896 296。

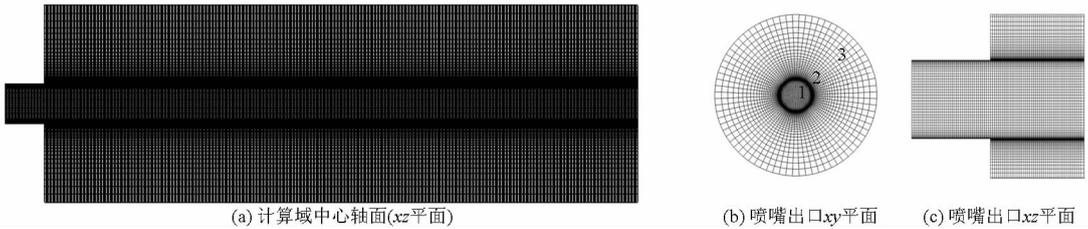


图 1 计算域网格

Fig.1 Mesh of computational domain

网格无关性检验:分别采用 3 套网格 Mesh - A (5541237 结点)、Mesh - B (2896296 结点)、Mesh - C (852766 结点)对入口速度为 20 m/s、3% 扰动的液体(水)射流进行模拟。图 2a 为射流在轴向位置  $z = 7D$  处的平均速度  $u$  沿径向的分布(以入口边界速度最大值  $U_{inlet}$  对  $u$  进行无量纲化)。由图 2a 可得:3 套网格计算所得的平均速度分布基本相同,但是由于湍流的瞬态不规则性,对于射流界面的微观

结构仅以平均速度分布度量还不足以完全表达,因此,对 3 套网格计算所得的喷嘴附近射流界面进行显示(以液相体积分数  $F = 0.2$  表示),如图 2b 所示。从图可以看出网格的合理选择对射流微观界面结构影响极大,粗网格(Mesh - C)与密网格(Mesh - A)、中等密度网格(Mesh - B)相比,显然“抹平”了一些小尺度的结构,而 Mesh - A 与 Mesh - B 两者界面结构尺度相差不大。此外,图 2c 为采用 Mesh - B 网格

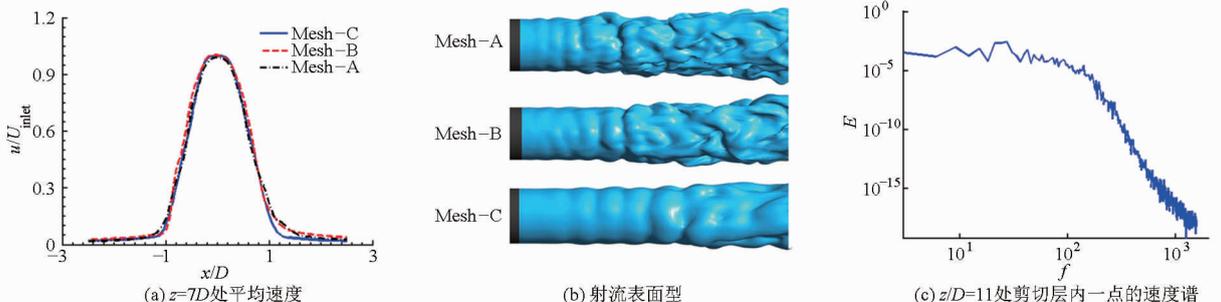


图 2 不同密度网格计算结果

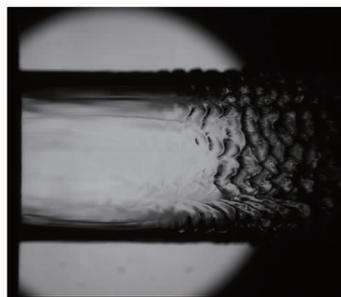
Fig.2 Results of different mesh densities

计算得到射流下游剪切层内一点( $z/D = 11$ )处速度矢量的能谱分布。图中可看出在惯性子区其能谱斜率接近于 $-5/3$ 次律,表明该网格确能捕捉到惯性子区的运动特征。因此,在以下计算中采用中等密度网格 Mesh - B 作进一步研究。

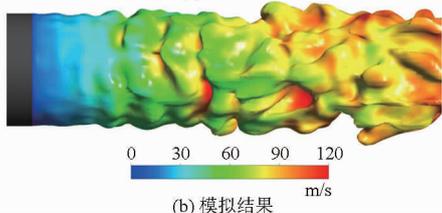
## 2 模型验证

根据本课题组的实验结果,采用上述数值方法及经验证过的中等密度网格 Mesh - B 对模拟结果进行验证。

图 3a 为通过实验拍摄到的射流界面的表面型。增压系统产生高压水通过长径比( $L/D$ )为 1, 出口直径  $D = 2$  mm 的直圆柱段喷嘴后形成射流。测量一定时间内射入集水容器内水的体积  $V$ , 同时记录收集时间  $T$ , 据此计算出喷嘴出口处射流的平均速度  $v$  (约为 98 m/s)。实验中所用高速数码相机为 OLYMPUS I - SPEED 3 型, 显微镜镜头为 12 倍变焦定焦距镜头, 工作距离 86 mm。实验中显微镜镜头放大倍率设为 1.5, 保证图像上射流具有足够的空间分辨率, 从而可以清晰地观察到射流表面波结构。实验曝光时间设为  $1 \mu\text{s}$ , 以确保足够的时间分辨率。图像记录帧间隔  $500 \mu\text{s}$ , 图像尺寸  $1280$  像素  $\times$   $1024$  像素。在实验之前, 测量喷嘴的实际外缘直径, 而后测出图像上其所对应的像素长度, 从而得到图像上像素与实际长度比例尺  $k = 0.008$  mm/像素 (122 像素/mm)。实验所用光源为 OLYMPUS ILP - 2, 光束在照射到射流之前, 通过亚克力扩散板获得均匀面光源。光源、射流和相机镜头处在同一条直线上。由 HD 10/23 - 4 S 型高压冷水清洗机 (Carcher International Inc.) 提供压力, 最高安全压力 25 MPa; 最大流量 1 000 L/h; 功率 7.8 kW。



(a) 实验结果



(b) 模拟结果

图 3 射流表面型

Fig. 3 Surface pattern of liquid jet

图 3b 为模拟结果, 其入口边界最大速度为 120 m/s, 扰动强度 3%。比较图 3a、3b 可看出: 在喷嘴出口附近均有一定长度的光滑段 (约 1 倍直径), 之后, 出现二维表面型, 并沿流向距离进一步发展形成鱼鳞状的三维表面型。另外, 从模拟结果也可以明显看出, 射流从喷嘴射出时, 由喷嘴内部壁面的无滑移边界转变为自由表面使表面松弛更快, 从而在喷嘴出口附近产生极大的轴向速度梯度, 这一扰动对射流稳定性将产生很大影响。通过对比实验与数值计算的结果可以发现: 采用数值模拟的方法基本可以捕捉到在射流界面上大尺度的特征结构 (如二维表面型、三维鱼鳞状表面型), 故而所选用的数值方法合适, 计算结果可靠。

## 3 计算结果与讨论

### 3.1 射流界面拟序结构

液体从喷嘴射出后, 由于剪切不稳定, 会在靠近喷嘴不远处的射流界面上形成轴对称的涡旋, 随后这些涡旋会逐渐随着流向涡的发展而破碎, 进而在下游形成复杂的涡量场, 最终发展为湍流。根据 Park 等<sup>[13]</sup>的研究, 喷嘴出口平面边界层厚度是影响表面波非线性增长的主要因素, 而射流喷嘴出口处的初始边界层厚度又依赖于  $Re$ 。

首先通过对流动结构的瞬态捕捉来识别射流发展的不稳定性, 其中大部分结果用涡结构的等值面来展示。Matsuda 等<sup>[14]</sup>认为用涡旋强度 (Swirling strength,  $\lambda_i$ ) 对涡旋进行可视化比用涡量更合适, 因为  $\lambda_i$  只表示旋转流体的运动, 而不包括流体的剪切变形<sup>[15-16]</sup>。物理上  $\lambda_i$  与当地旋转运动的角速度一致, 在数学上是速度梯度张量  $\nabla \mathbf{V}$  特征根的虚部。在一点以半径  $r$  为邻域内的当地速度场可以表示为

$$\mathbf{u}(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}) = \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{A} \delta \mathbf{r} + O[(\delta \mathbf{r})^2] \quad (10)$$

式中  $\mathbf{A}$ ——速度梯度张量

这样, 即可通过求解特征方程

$$\text{Det}(\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I}) = 0 \Leftrightarrow \lambda^3 + P\lambda^2 + Q\lambda + R = 0 \quad (11)$$

获得特征根  $\lambda$  的虚部  $\lambda_i$ 。式中, 常数  $Q$  也常用作涡旋的一种判据。

图 4 为无扰射流在不同雷诺数下射流界面的涡结构。4 种不同雷诺数  $Re = 10\ 000$ 、 $Re = 20\ 000$ 、 $Re = 40\ 000$ 、 $Re = 80\ 000$  下的涡结构的等值面是以涡旋强度  $\lambda_i$  表示, 色标表示涡量的模。从图中可以看出, 在射流喷嘴出口附近由于气液剪切层的不稳定发展形成一系列轴对称的二维涡环结构。就剪切层的不稳定而言, 雷诺数  $Re$  的影响并不大, 均形成类似的涡环, 但是, 这些涡环的强度和形成的位置却取决于  $Re$ 。这些结果与 Cohen 等<sup>[17]</sup>在实验中发现的

一致(在高雷诺数射流的近场区,轴对称的环状结构占主导地位)。显然,涡环强度随雷诺数增大而增大,其形成位置随雷诺数增大而更靠近喷嘴,即 K-H 不稳定的初始发生位置提前。此外,对于较高雷诺数  $Re = 20\ 000$ 、 $Re = 40\ 000$ 、 $Re = 80\ 000$ ,在靠近下游二维的轴对称涡环出现明显三维变形。

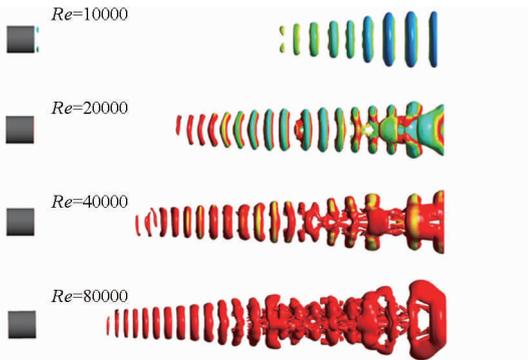


图 4 无扰射流不同雷诺数下涡结构等值面(步长 0.1)

Fig. 4 Iso-surface of vortical structure at different

Reynolds numbers for an unperturbed jet (step size: 0.1)

图 5 是  $Re = 80\ 000$  下射流的液相体积分数  $F = 0.98$  的等值面(射流未扰液核,这部分稍后将会详细讨论)与其界面的涡结构。从图中可以看出,由于受类似混合层的 K-H 不稳定影响,射流剪切层失稳形成轴对称涡环结构,射流界面压力随之呈现高、低压区交替排列。在这种压力分布的影响下,上游区出现特征表面型——表面波。轴对称的涡环结构基本处于表面波的波谷位置,上游区界面为 0 阶方位角不稳定模式(对称模式);随着 K-H 波继续向下游发展,由于涡结构之间的相互作用,呈现出与上游具有明显差异的结构特征:在相邻两涡之间的流体由于涡环外缘的反向速度作用而被拉伸,从而使连接两涡环之间的次级流动结构得到生长,这部分次级流动结构称为涡瓣(或称为涡肋)。这种流体元被拉伸的现象其实存在于整个射流流动中,但在上游区的不稳定作用并不足以形成涡瓣,随着流动向下游发展,由于初级流动结构(涡环)之间的非线性不稳定作用占主导,从而产生这种涡瓣。此外,在下游区受射流势核内的大尺度结构的射流柱不稳定模式的影响,连续的射流液核发生断裂。

由上述分析可以看出,即便没有施加外部扰动,射流本身亦会在喷嘴出口产生界面松弛,另外,受气液界面边界层等随机扰动的影响,当雷诺数高于临界雷诺数(本模拟中约为  $Re = 10\ 000$ )时,这些扰动就会被选择性地放大,使流动发生不稳定。在靠近喷嘴的上游区主要受剪切不稳定及方位角不稳定影响,形成具有一定形态的表面型;而在下游区射流柱不稳定占主导地位,从而使连续射流液核发生断裂,

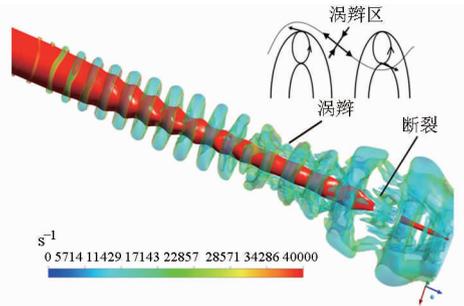


图 5 射流未扰液核及界面涡结构 ( $Re = 80\ 000$ )

Fig. 5 Unperturbed liquid core and interfacial vortical structures of liquid jet ( $Re = 80\ 000$ )

同时也使下游流场结构变得更为复杂。

以上对无扰入流的不稳定性研究,可以了解到一个最基本的射流流场特性,是一个理想的动力学系统。另外,还可以提供射流界面发生不稳定的一个临界,比如表面波初生位置及射流未扰液核断裂位置的上限,也就是说,在实际的工程应用中,虽然外部扰动不可避免而且扰动强度也是随机的,但可以通过计算获得其发生不稳定的极限位置,这一点是实验无法做到的。

图 6 为入口施加 3% 的随机扰动后,4 种不同雷诺数下的涡结构等值面。与无扰入流相比,其不稳定性的发展及相应的流动结构具有显著差异:K-H 不稳定的初生更靠近喷嘴,上游区由剪切形成环状结构仍占主导地位,但这些环状结构基本呈现三维型。对于较低雷诺数  $Re = 10\ 000$ ,除靠近喷嘴附近的环状结构外,在计算域内还存在类螺旋不稳定的 1 阶模式)形成的螺旋结构的涡;对于高雷诺数  $Re = 20\ 000$ 、 $Re = 40\ 000$ 、 $Re = 80\ 000$ ,计算域内涡结构的尺度明显增多,结构更为复杂,在这些大大小小的涡旋中,还可以发现另外一种特殊的涡结构——发卡涡。这些发卡涡是射流初级涡环结构与次级涡瓣结

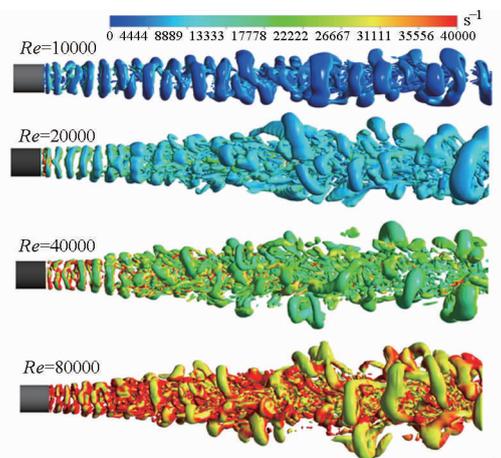


图 6 不同雷诺数下施加 3% 强度扰动的涡结构等值面(步长 0.1)

Fig. 6 Iso-surface of vortical structure at different Reynolds numbers with 3% disturbance intensity (step size: 0.1)

构相互作用而形成的,具有较大的长度尺度,而且,这些发卡涡之间亦会相互影响,在下游流场出现许多更复杂的小尺度涡结构。另外,随着雷诺数  $Re$  增加,在喷嘴出口附近出现更多尺度较小、涡旋强度高的涡结构。由此可见,喷嘴入口的扰动会显著影响射流本身不稳定模式,改变流场涡结构尺度及形态。

### 3.2 射流未扰液核

在上述讨论中,可知液体从喷嘴射出后并非立即破碎,而是存在一个连续的液体核心,这部分区域的液相体积分数较大,具有较高的能量密度,称为未扰液核。未扰液核的流动特性与单相射流的势核类似,是表征射流的雾化性和集束性的一个基本特征参数。这里定义未扰液核长度(或液体射流破碎长度)  $L_c$ : 连续的液体射流从喷嘴出口射出后,其横截面完全被打断的轴向距离。在实验中很难直接观测出这部分区域。如 Xiao 等<sup>[18]</sup>所述,已经有许多研究对  $L_c$  进行了测量并推导了一些关联式,尽管推导结果与实验结果吻合较好,但却没有一个关联式对其他实验也能准确预测,这是由于各种扰动作用下不稳定的发展会对射流未扰液核产生很大影响。在模拟结果中,以液相体积分数  $F = 0.98$  的等值面代表未扰液核。图 7 为入口速度 10 m/s、施加 3% 扰动后未扰液核。经分析处理,可得  $L_c = 10.8D$ ,这与 Eroglu 等<sup>[19]</sup>的关联式  $\frac{L_c}{D} = 0.66 We^{-0.4} Re^{0.6}$  的计算值  $L_c = 10.6D$  极为接近。然而 Eroglu 等并没有考虑不同扰动所带来的影响。由 3.1 节知,施加不同扰动后会对射流的未扰液核产生很大影响,故对此作进一步探索。

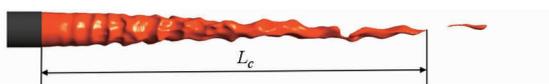


图 7 未扰液核长度

Fig. 7 Unperturbed liquid core length

射流从喷嘴中射出后,其未扰液核的长度会随时间逐渐发展,最终基本达到稳定并伴随小幅度波动<sup>[18]</sup>。在实际工程中,更关心射流稳定后未扰液核的长度。图 8 为射流稳定后,未扰液核长度随速度的变化。蓝色实线为模拟结果,蓝色虚线表示在计算域内射流未断裂,红色实线表示 Eroglu 等的经验值。对于水射流,可认为其粘度及表面张力为定值,仅讨论其速度和外部扰动对未扰液核长度的影响。从图中可看出,对于无扰动(入口速度 5 ~ 40 m/s)和入口速度 5 m/s 的扰动入流(扰动强度不超过 5%)的射流,在计算域内其连续液核均未断裂(即未扰液核均大于 15D)。随着射流速度和扰动

强度的增大,未扰液核长度均下降。这主要是由于射流速度与入口扰动强度的增加均会使射流连续液核内的流动不规则性变强,射流柱不稳定性增加,进而引起连续射流的破碎。

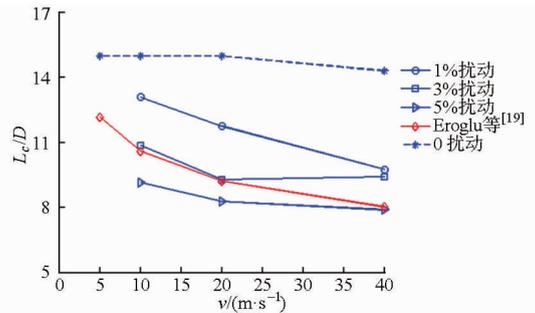


图 8 不同速度下未扰液核长度

Fig. 8 Unperturbed liquid core length at various velocities

### 3.3 射流表面波

射流从喷嘴射出直至破碎,是一个多尺度的物理过程,受空气动力的影响,射流的表面会逐渐发生变形,形成具有一定形态的表面波结构。对于靠近喷嘴射流上游的剪切不稳定和方位角不稳定可以用射流表面波结构来表征。以下分别对无扰入流及施加扰动后的表面波结构(以液相体积分数  $F = 0.2$  等值面代表)的演变进行探索,重点对接近实际情况的扰动入流条件下的表面结构进行分析。

#### 3.3.1 无扰入流

由 3.1 节讨论知,对于无扰入流,射流自身的扰动(喷嘴出口表面松弛)会被选择性地放大,在下游区逐渐失稳,进而形成表面波。图 9 为无扰入流下不同雷诺数的射流表面结构。从图中可看出,靠近喷嘴出口处有一段较长的光滑区,由 3.1 节知,随着气液剪切层逐渐失稳,首先出现轴对称的表面波(二维不稳定),随后进一步发展,由于方位角不稳定,射流界面结构呈现出三维表面型。图 10 是不同速度(雷诺数)下首次出现环状表面波结构流向位置处的相邻两波之间的距离-轴向波长( $\lambda$ )。从图中可以看出,随射流液体速度增加,其表面波结构的出现更靠近射流喷嘴出口,即剪切不稳定性提前产生,表面波的波长也变短。

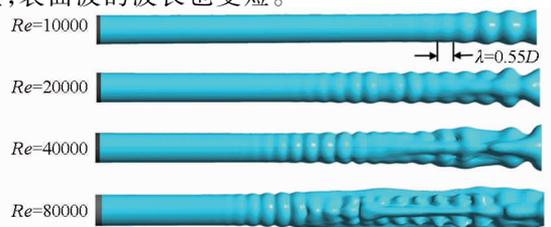


图 9 不同雷诺数的射流表面结构

Fig. 9 Surface structure of liquid jet at various Reynolds numbers

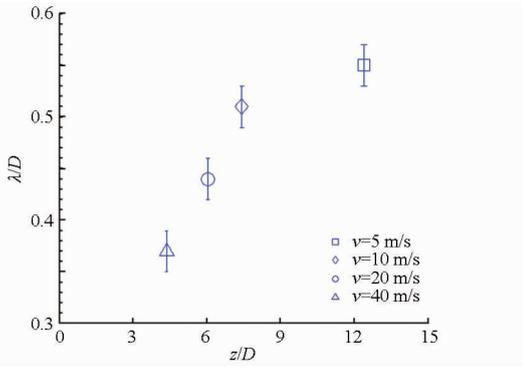


图 10 不同速度下二维环状表面波的轴向波长  
Fig. 10 Axial wavelength of two-dimensional surface wave at different velocities

### 3.3.2 扰动入流

对于扰动入流,其界面通常较复杂,而上游区表面型具有一定周期性、规律性。图 11 为 20 m/s, 3% 扰动强度的入流条件下射流界面涡量分布云图及压力分布云图。从图中可看出表面波的形成与发展机制:在喷嘴出口,由气液两相之间的强剪切而产生涡量分布及表面变形;射流界面波峰处压力低,波谷压力高,正负压力(高压区与低压区)交替排列,这种压力分布趋于使波幅增大,而液体表面张力则趋于使波幅减小。另外,仔细观察压力的分布可以看出高压与低压区相对波谷与波峰处有一略微的延后现象,这是由于受气液交界面边界层、液体粘性力及雷诺应力等相互影响使压力分布向左平移。在下游区随着不稳定的进一步发展,射流界面更加紊乱,其压力和涡量分布亦变得不规则,但逐渐趋于均匀,这是下游区各种不同尺度的流动结构相互作用产生高度非线性不稳定发展的结果,这部分流动结构复杂,作为初步研究仅考虑靠近喷嘴附近的表面结构。

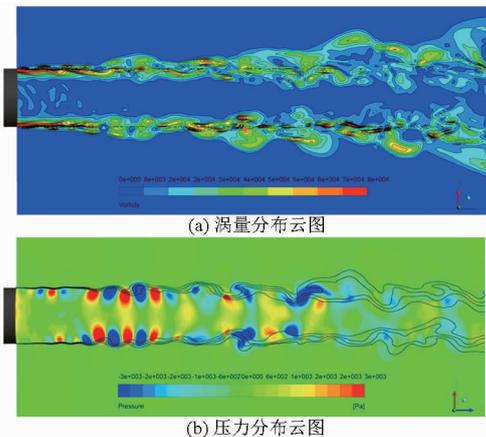


图 11 射流界面涡量分布云图及压力分布云图  
(20 m/s, 3% 扰动强度)

Fig. 11 Vorticity and pressure contours of liquid jet (20 m/s, 3% intensity)

及同一速度(速度为 20 m/s)不同扰动强度射流喷嘴出口附近的表面波结构。从图中可看出沿轴向和沿横向具有不同的表面波结构。当然由于湍流的不规则性,其波长会有较大幅度的波动。

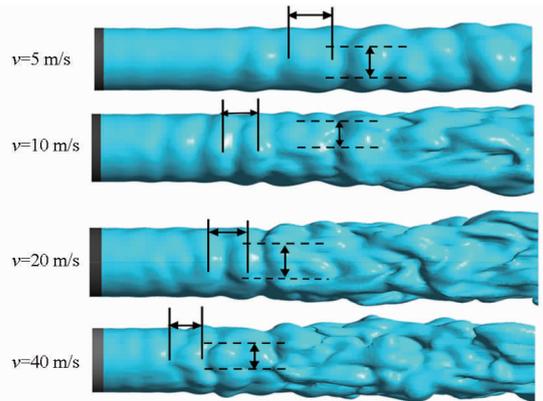


图 12 不同速度下表面波(扰动强度 3%)

Fig. 12 Surface wave at different velocities (disturbance intensity: 3%)

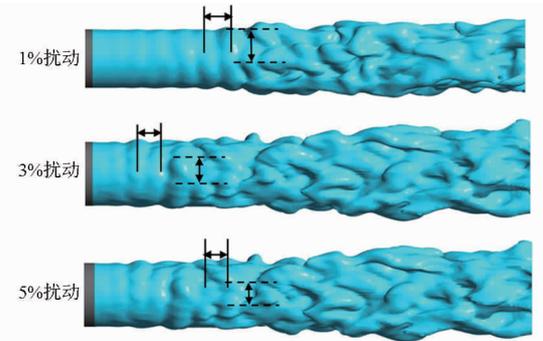


图 13 不同扰动强度下表面波(速度为 20 m/s)

Fig. 13 Surface wave at different disturbance intensities (velocity: 20 m/s)

图 14、15 分别为扰动强度和速度对表面波的轴向波长及横向波长的影响。图中红色虚线为拟合线。图 14 红色虚线表示的表面波轴向波长为

$$\lambda \propto v^{-0.4}$$

在 Marmottant 等<sup>[20]</sup>的实验结果中,这种趋势是

$$\lambda \propto v^{-0.5}$$

可以看出两者吻合较好。

对于横向波模式,通常流向涡对其起决定性作用。图 15 中可以看出其变化趋势与流向波长的变化类似,虚线拟合结果为

$$\lambda_T \propto v^{-0.2}$$

对于 Marmottant 等在实验中的趋势近似为

$$\lambda_T \propto v^{-1}$$

由于两者的流动条件并不完全一样,真实的流场会远较此流场复杂得多;另外,对于横向波长的测量其选取手段方法也不同,因而直接定量地比较会有一定误差,但是这种负斜率的基本变化趋势却是一致的。

图 12、13 分别为同一扰动强度(3%)不同速度

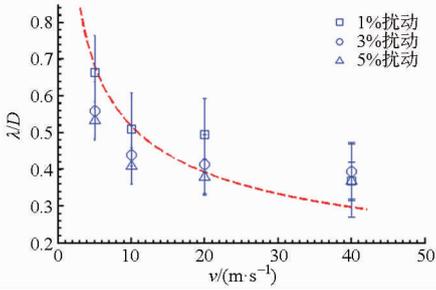


图 14 表面波轴向波长

Fig. 14 Axial wavelength of surface wave

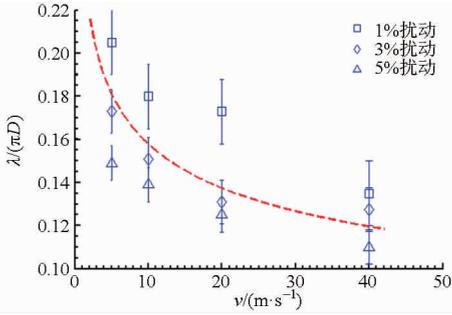


图 15 表面波横向波长

Fig. 15 Transverse wavelength of surface wave

由以上分析可知,2个方向(轴向与横向)的波长均是随着速度增加而下降,随湍流强度增加而减小,表明射流流动的界面结构尺度随入口速度及扰动强度增加而减小。结合3.1节中对射流界面涡动力的分析,随着射流速度及入口扰动强度增加,在射流喷嘴出口附近会产生更多尺度小、涡旋强度高的涡结构,受这些涡旋结构的影响,射流表面的表面波尺度亦会随之下降。

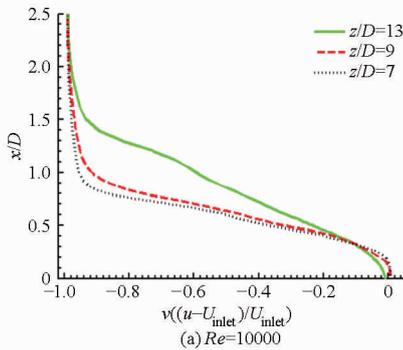
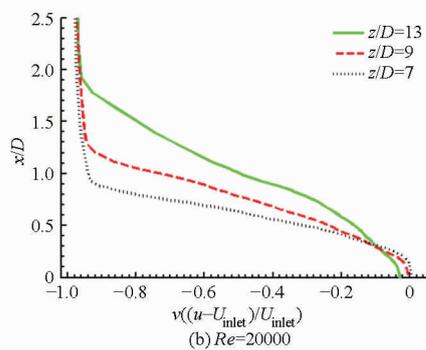
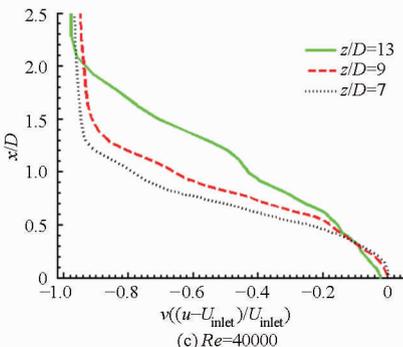
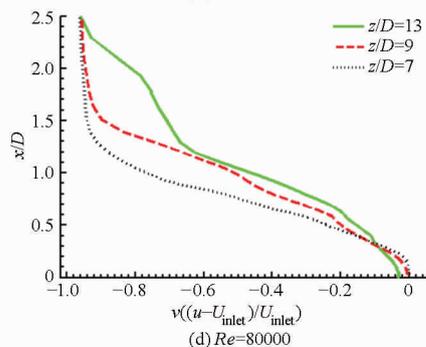
(a)  $Re=10000$ (b)  $Re=20000$ (c)  $Re=40000$ (d)  $Re=80000$ 

图 17 不同雷诺数下时均速度径向分布(3%扰动)

Fig. 17 Average velocity along radius at various Reynolds numbers (disturbance intensity: 3%)

### 3.4 时均流场

#### 3.4.1 3% 扰动射流

对于大涡模拟,除了可以获得瞬时流场的特征外,还可以获得其时均流场的信息。图16为施加同种入口扰动(3%)时,不同雷诺数下射流平均速度沿中心轴线的衰减。以射流入口速度最大值  $U_{inlet}$  对中心轴线上平均速度  $u$  进行无量纲化(这里显示的是无量纲速度的倒数)。从图中可以看出,在射流近场区(约  $0 \sim 9D$ ),不同雷诺数下其射流平均速度基本维持不变,这一段可视作势核区;之后沿流向射流速度迅速衰减,其衰减率却基本类似,对于  $Re = 20\ 000$ 、 $Re = 40\ 000$ 、 $Re = 80\ 000$  的初始衰减位置明显比雷诺数  $Re = 10\ 000$  更靠近喷嘴。

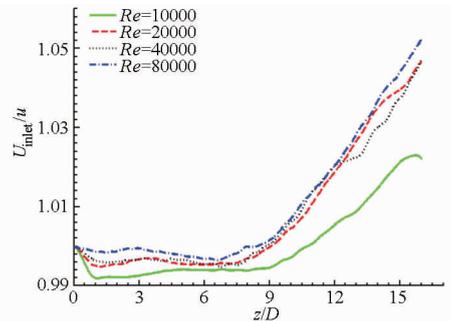


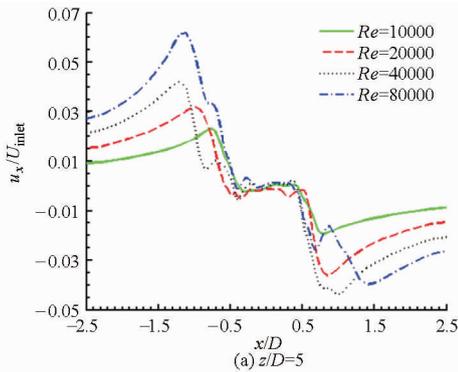
图 16 时均速度沿中心轴线分布(3%扰动)

Fig. 16 Average velocity along the centerline (disturbance intensity: 3%)

图17为不同雷诺数下时均速度  $u$  在不同轴向位置处沿射流径向的分布。这里仍以射流入口速度最大值  $U_{inlet}$  对其进行无量纲化。从图中可以看出,

在同一扰动强度 (3%) 下, 雷诺数增加使射流与周围流体速度梯度减小, 沿流向的发展, 射流逐渐向径向扩散, 这是由于射流核心与周围流体的强剪切作用, 使剪切层中的 2 种流体沿流向不断掺混, 动量交换逐渐加强。在此过程中涡环、涡瓣以及下游区的各种大尺度涡结构 (如发卡涡等) 起着重要作用。

图 18 为在两轴向位置 ( $z/D = 5$  和  $z/D = 9$ ) 处平均速度的横向分量 ( $u_x$ ) 沿径向的变化。根据实际意义, 可以以横向速度  $u_x$  峰值表征当地射流核心



对周围流体的卷吸强度。在图 18a 中可以明显看出随雷诺数增加, 横向速度  $u_x$  的峰值增大并远离射流核心 ( $-0.5D \sim 0.5D$ ), 表明圆射流对周围流体的卷吸作用随雷诺数增大而加强, 其剪切层也越厚; 而在下游区图 18b 中, 可以看到不同雷诺数下横向速度沿  $x$  轴两侧变化差异较大, 但都表现出对周围流体的正卷吸 (方向指向射流中心轴线) 作用。另外, 在射流核心内两轴向位置的横向速度变化类似, 这一点也证实了射流势核的存在。

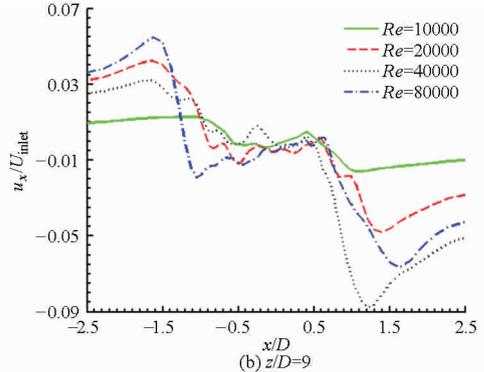


图 18 横向平均速度在不同雷诺数下沿射流径向的变化 (3% 扰动)

Fig. 18 Radial variation of transverse component of average velocity at two axial locations (disturbance intensity: 3%)

### 3.4.2 $Re = 40\ 000$ 下扰动的影响

图 19 为  $Re = 40\ 000$  (20 m/s) 施加不同扰动后, 射流平均速度沿中心轴线的衰减。可以看出对于无扰入流, 在整个计算域内射流中心轴线上平均速度基本维持不变, 而施加扰动后射流在轴向位置约

$7D$  处开始明显衰减, 5% 的扰动强度下其衰减明显早于 1% 与 3%, 但几种扰动强度下平均速度衰减率最终基本相同。从而可知, 对于同一射流流动, 在入口施加扰动会使其中心轴线上平均速度提前衰减, 而沿流向的衰减率基本保持一致。

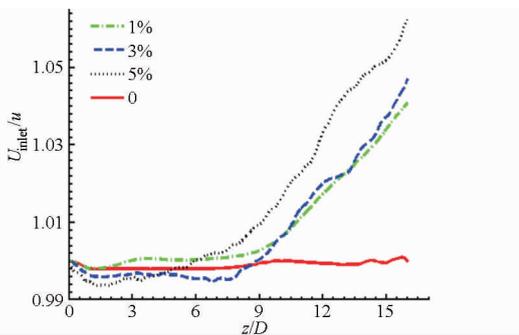


图 19 不同扰动下时均速度沿中心线上分布 (20 m/s)

Fig. 19 Average velocity along centerline at different disturbance intensities (velocity: 20 m/s)

图 20 为  $Re = 40\ 000$ 、施加不同扰动后射流速度在不同位置沿径向分布。很明显, 无扰入流条件下射流核心 ( $0 \sim 0.5D$ ) 内流体与周围流体速度梯度远大于其他扰动入流, 而且随扰动强度增加这一速度梯度逐渐减小, 表明扰动的存在显著增加了射流的扩散, 从而削减了其核心区能量密度。同样, 随流向位置增加射流与周围流体速度梯度减小, 沿流向逐渐发生扩散。

## 4 结论

(1) 当入口为无扰动入流时, 靠近喷嘴上游区

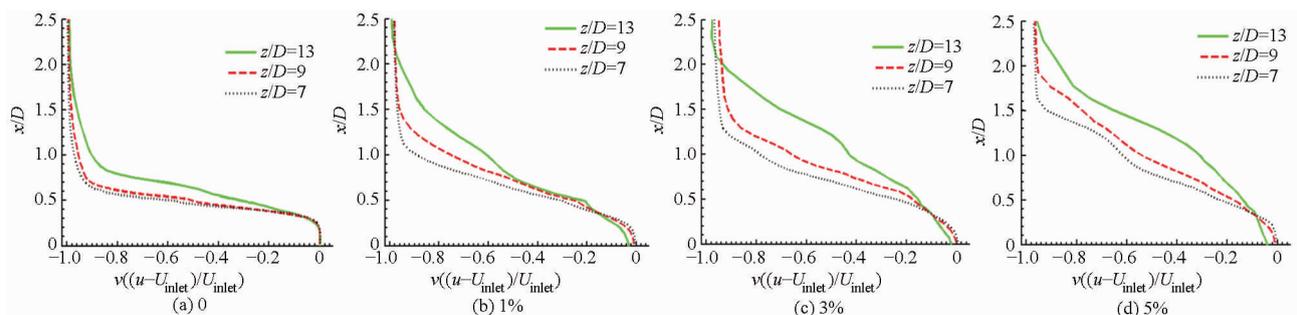


图 20 不同扰动下时均速度径向分布 (20 m/s)

Fig. 20 Average velocity along radius at different disturbance intensities (velocity: 20 m/s)

受剪切不稳定及方位角不稳定的影响,射流界面形成大尺度轴对称的涡环结构,并在流场中占主导地位,随雷诺数增大,其涡旋强度增大,初始位置更靠近喷嘴;计算域内,较高雷诺数( $Re = 80\ 000$ )的下游区射流柱不稳定占主导地位,使连续射流的液核发生断裂。当入口施加3%扰动时,上游区出现的涡环主要呈现三维型,不稳定的初生更靠近喷嘴;随雷诺数增大流场涡结构尺度更为丰富。

(2)随着射流入口速度及扰动强度的增加,射流连续液核的射流柱不稳定性增大,未扰液核长度下降。

(3)随着射流入口速度及扰动强度的增加,受喷嘴出口附近尺度较小、强度高的涡结构影响,表面波的长度尺度变小,出现位置更靠近喷嘴出口。

(4)在同一扰动强度(3%)下,不同雷诺数的射流平均速度沿中心轴线衰减率基本类似;随雷诺数增加,射流对周围流体的正卷吸作用加强,沿流向射流的径向扩散更显著。在同一雷诺数,不同扰动强度下,5%扰动下的射流平均速度衰减明显早于1%与3%的扰动,但3种扰动强度下最终衰减率亦基本相同;随扰动强度增加,射流与周围流体速度梯度沿流向逐渐减小,沿径向的扩散作用加强。

#### 参 考 文 献

- 刘丽萍,王祝炜. 高压水射流切割技术及应用[J]. 农业机械学报,2000,31(5): 117-119.  
Liu Liping, Wang Zhuwei. High pressure water-jet cutting technique and its application[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2000, 31(5): 117-119. (in Chinese)
- 朱兴业,刘俊萍,袁寿其,等. 圆形出口全射流喷头盖板结构优化与喷洒均匀性试验[J]. 农业机械学报,2013,44(6): 79-83,92.  
Zhu Xingye, Liu Junping, Yuan Shouqi, et al. Spraying uniformity and cover plate structural parameters of circular outlet fluidic sprinkler[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2013, 44(6): 79-83, 92. (in Chinese)
- Stoic A, Dspara M, Kosec B, et al. Application of water jet for cutting polymer materials[J]. Metalurgija, 2013, 52(2): 255-258.
- 刘会霞,丁圣银,王霄,等. 水射流切割模型及其性能分析[J]. 农业机械学报,2006,37(11): 122-124,36.  
Liu Huixia, Ding Shengyin, Wang Xiao, et al. Water jet cutting model and analysis of capability[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2006, 37(11): 122-124, 36. (in Chinese)
- Crow S C, Champagne F H. Orderly structure in jet turbulence[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1971, 48(3): 547-591.
- Brown G L, Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1974, 64(4): 775-816.
- Yule A J. Large-scale structure in the mixing layer of a round jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1978, 89(3): 413-432.
- Gohil T B, Saha A K, Muralidhar K. Numerical study of instability mechanisms in a circular jet at low Reynolds numbers[J]. Computers & Fluids, 2012, 64: 1-18.
- Winant C D, Browand F K. Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1974, 63(2): 237-255.
- Becker H A, Massaro T A. Vortex evolution in a round jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1968, 31(3): 435-448.
- 史绍熙,郗大光,秦建荣,等. 液体射流结构特征的理论分析[J]. 燃烧科学与技术,1996(4): 307-314.  
Shi Shaoxi, Xi Daguang, Qin Jianrong, et al. A theoretical analysis of the structural characteristic of a liquid jet[J]. Journal of Combustion Science and Technology, 1996(4): 307-314. (in Chinese)
- Hinze J O. Turbulence[M]. New York: McGraw-Hill Publishing Co., 1975.
- Park H, Heister S D. A numerical study of primary instability on viscous high-speed jets[J]. Computers & Fluids, 2006, 35(10): 1033-1045.
- Matsuda T, Sakakibara J. On the vortical structure in a round jet[J]. Physics of Fluids, 2005, 17(2): 025106.
- Chong M S, Perry A E, Cantwell B J. A general classification of three-dimensional flow field[J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1990, 2(5): 765.
- Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, et al. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 387: 353-396.
- Cohen J, Wynanski I. The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. the linear growth of disturbances near the nozzle[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 176: 191-219.
- Xiao F, Dianat M, McGuirk J J. LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2014, 60: 103-118.
- Eroglu E, Chigier N. Wave characteristics of liquid jets from airblast coaxial atomizers[J]. Atomization and Sprays, 1991, 1(4): 349-366.
- Marmottant P, Villermaux E. On spray formation [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2004, 498: 73-111.