

可压缩轴对称射流三维拟序结构的演化*

刘明宇 马延文 傅德薰

(中国科学院力学研究所 LNM, 北京 100080)

摘要 采用高精度差分方法对空间发展轴对称可压缩射流流场进行直接数值模拟, 计算结果显示了射流失稳后首先出现 Kelvin-Helmholtz 非稳定特征, 流动的进一步发展, 非线性效应的增长导致轴对称涡环的二次失稳和流向涡的产生, 并给出了拟序结构的三维演化过程. 计算结果证实了轴对称射流中二次失稳、流向涡的产生是增强流动混合及流动产生转换的重要机制.

关键词 射流 涡环结构 流向涡结构

很多实际流动中的重要物理特征, 如流动的混合特征、火焰的稳定性、噪音的产生机理等都与剪切流动的非稳定机制和大尺度拟序结构的产生及发展相联系. 轴对称射流是自由剪切流的一种典型流动, 对其三维拟序结构的研究具有重要意义.

前人对轴对称射流作了大量的实验研究^[1~3], 也采用数值模拟的方法分别研究了流向、周向和径向扰动对射流三维拟序结构演化影响^[3~6], 但数值模拟研究多为不可压时间发展圆形射流. 由于射流物理流动的复杂性, 仍有很多问题还有待进一步研究.

本文采用数值模拟方法, 研究可压空间发展的轴对称射流三维拟序结构的演化, 重点是分析了二次不稳定、流向涡产生及发展对增强流动混合及流动产生转换的影响.

为了模拟强迫“自由射流”, 研究流向、周向和径向扰动对射流流动发展的总体影响, 且探讨周向最不稳定模式的选择, 本文计算中在射流入口处选择了 top-hat 流向速度型加随机扰动, 且在流向、径向和周向选取了相同强度的扰动.

1 控制方程与方程的离散

所计算的物理模型如图 1 所示.

直径为 D 的圆形气流持续喷入静止环境气体形成射流, 向下游不断运动. 本文目的是利用直接数值模拟方法, 研究可压缩轴对称射流拟序结构的三维演化对流动混合特征的影响.

1.1 控制方程

采用柱坐标系下的三维 N-S 方程. 为了研究射流和环境流混合特征, 文中引入了标量函数 f , 它由下面的方程描述:

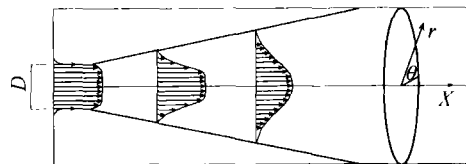


图 1 流动模型示意图

2002-09-18 收稿

* 国家重点基础研究规划基金(批准号: NHBRSG1999032805)、国家自然科学基金联合项目(批准号: NSAF10176033)和国家自然科学基金重点项目基金(批准号: 10135010)资助项目

1) Lienua J J, Kollmann W. Numerical simulation of the turbulent flow in round jets. AIAA, 1993, 0199

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho f u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho f v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho f w)}{\partial \theta} \\ &= \frac{1}{Re \cdot Sc} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \left(\mu \frac{\partial f}{\partial r} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

这里 Re 是 Reynolds 数, $Sc = \mu_0 / \rho_0 D_0$ 是 Schmidt 数, D_0 为质量耗散系数, ρf 表征单位体积内流体的组分浓度. 在计算中取 $Pr = 1$, $Sc = 1$; 计算初始时刻, 环境流区域内 $f = -1$ 喷口射出的流体取 $f = 1$, 二者的交界面上取 $f = 0$. 在流动的演化过程中, $f > 0$ 为喷口喷出流体成分; $f < 0$ 为环境流的流体成分.

1.2 微分方程的离散

N-S 方程中的对流项采用 5 阶迎风紧致格式进行逼近^[7], 黏性项采用 6 阶对称紧致差分进行逼近^[7], 在时间方向采用 3 阶精度的 R-K 方法.

2 初始条件与边界条件

所考虑的物理问题是自初始时刻开始, 气体不断射入静止的同种气体中, 在 $t = 0$ 的初始时刻, 除入口处为给定的速度型外, 在整个流场都采取静止条件, 即 $u = 0, v = 0, w = 0, \rho = T = 1$. 入口处的边界条件为

$$f(t, 0, r, \theta) = \bar{f} + f',$$

其中 $f = \rho, T, u, v, w$.

在计算中, $\rho' = T' = 0$, $\bar{\rho}$ 和 \bar{T} 由来流条件给出, $\bar{v} = \bar{w} = 0$, 流向平均速度的取 top-hat 型速度剖面, 且采用双曲正切函数进行适当光滑. 其具体表达式如下:

$$\bar{u} = \bar{u}(r) = \begin{cases} 0 & (r > 0.597), \\ \frac{1}{2} [1 - \tanh(\alpha)] & (0.597 \geq r \geq 0.408), \\ 1 & (r < 0.408), \end{cases} \quad (2)$$

其中 $\alpha = \beta(r - 0.5)$, r 是径向坐标, β 是可调参数. $u'_i = \varepsilon_i(\theta, t) \bar{u}(r)$, $i = 1, 2, 3$ 分别对应于 u', v', w' , $\varepsilon_i(\theta, t)$ 为计算机所生成的随机函数, 其变化范围为 $(-0.075, 0.075)$.

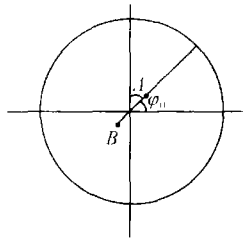


图 2 对称轴线附近点计算取值示意图

在径向外边界处 ($r = R$) 及下游边界上都采用了无反射边界条件. 在 θ 方向采用周期条件. 应当指出, 采用柱坐标下的 N-S 方程进行数值模拟时, 在射流的对称轴上 ($r = 0$) 将出现数学奇点, 为避免该问题, 在计算中将 $r = 0$ 的点放在了网格的半点上, 且在计算轴线附近点时, 如图 2 中的 $\varphi = \varphi_0$ 处 A 点的差分离散, 借用了 $\varphi = \varphi_0 + \pi$ 处的 r 方向的网格点 (如 B 点) 上的函数值: 按对称条件取流向速度值 (u), 按反对称条件取径向速度 (v) 和周向速度 (w) 的值. 对称轴上的函数值由横截面上轴线附近周向点函数的平均值确定.

3 计算结果与分析

利用前述的高精度的差分格式数值模拟射流流场, $Re = 15000$, $Ma = 0.6$, 计算区域在 $(x, r,$

θ) 3 个方向分别为: $12D \times 4.4D \times 2\pi$, 采用的网格点数分别为 $151 \times 261 \times 70$. 本文给出的计算结果除特殊说明外, 皆为 $t = 30.20$ 时刻的计算结果.

在图 3 中给出了表征射流混合特征的被动标量场 f 在 $(0, \pi)$ 子午面上的数值模拟结果, 这显示了射流总体的拓扑结构. 计算结果表明, 在射流流场的近区, 射流与周围环境流体之间的横向速度梯度及黏性作用所形成的剪切层出现了 K-H 型的失稳特征. 首先被激发的是周向扰动波(虽然入口处流向、周向和径向选取了相同强度的小扰动), 使初始沿流向基本均匀分布的周向涡量逐渐重新分布, 集中形成轴对称涡环. 图 4 是周向涡量场, 这里可以看出在 $x \approx 3.0$ 处, 流场中形成规则的轴对称涡环. 图 5 中给出了周向涡量 ω_θ 在不同流向位置 (x) 横截面上的分布, 在 $x = 2.96$ 处也可清楚看出轴对称涡环形成(图 5(a)). 这与线性理论的预示是一致的^[8,9]. 该理论指出, 在射流的初期发展阶段最不稳定模式为轴对称模式. 在图 6 中给出了周向涡量在 0 子午面上的分布随时间 t 的变化, 显示了涡环的对并情况. 以上射流近区拟序结构的形成和发展, 类似于平面混合流初期的 K-H 非稳定特征, 但又不同于平面混合流, 射流所形成的是轴对称涡环. 进一步的发展周向的弯曲使涡环变得不稳定, 出现二次失稳, 使周向波失去对称性, 导致涡环的变形, 形成波状形涡环, 三维结构开始形成. 随着周向波数的自然选择(在本文计算中, 射流入口处叠加了随机扰动), 涡环变为有 7 个凸起的非轴对称涡环. 这可从图 5(d)中

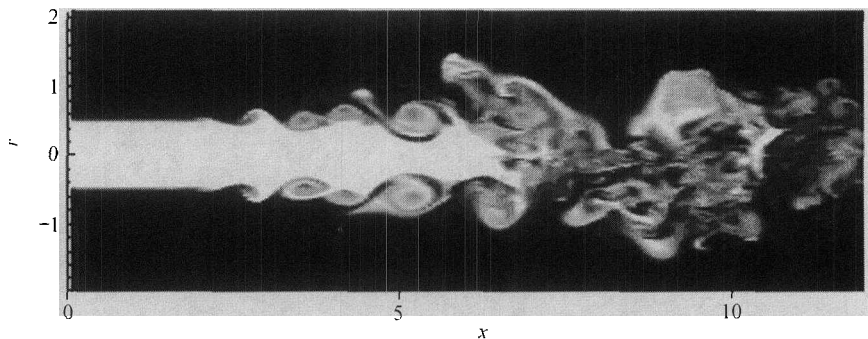


图 3 被动标量在 $(0, \pi)$ 子午面上的分布 ($t = 30.20$ 时刻)

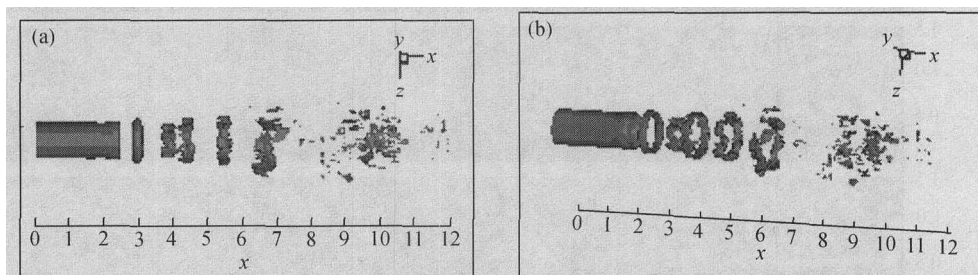


图 4 周向涡量场分布 ($t = 30.20$)

(a) 正视图; (b) 侧视图(倾斜 30°)

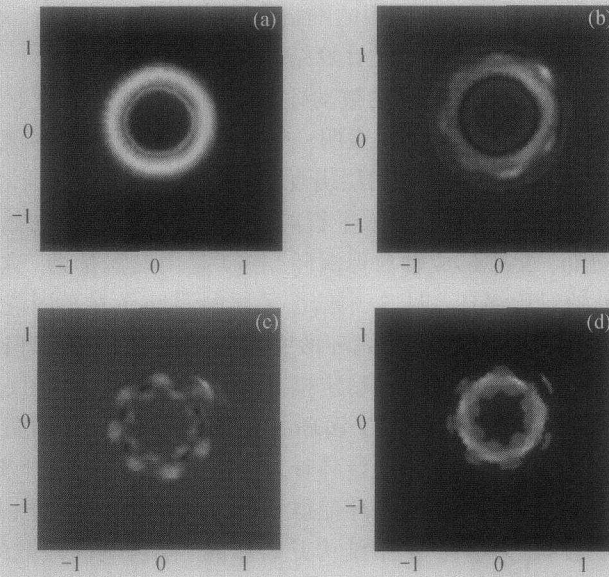


图 5 周向涡量在不同位置横截面上的分布

(a) $x = 2.96$ 涡环区; (b) $x = 3.20$ 辫子区; (c) $x = 3.44$ 辫子区; (d) $x = 3.68$ 涡环区

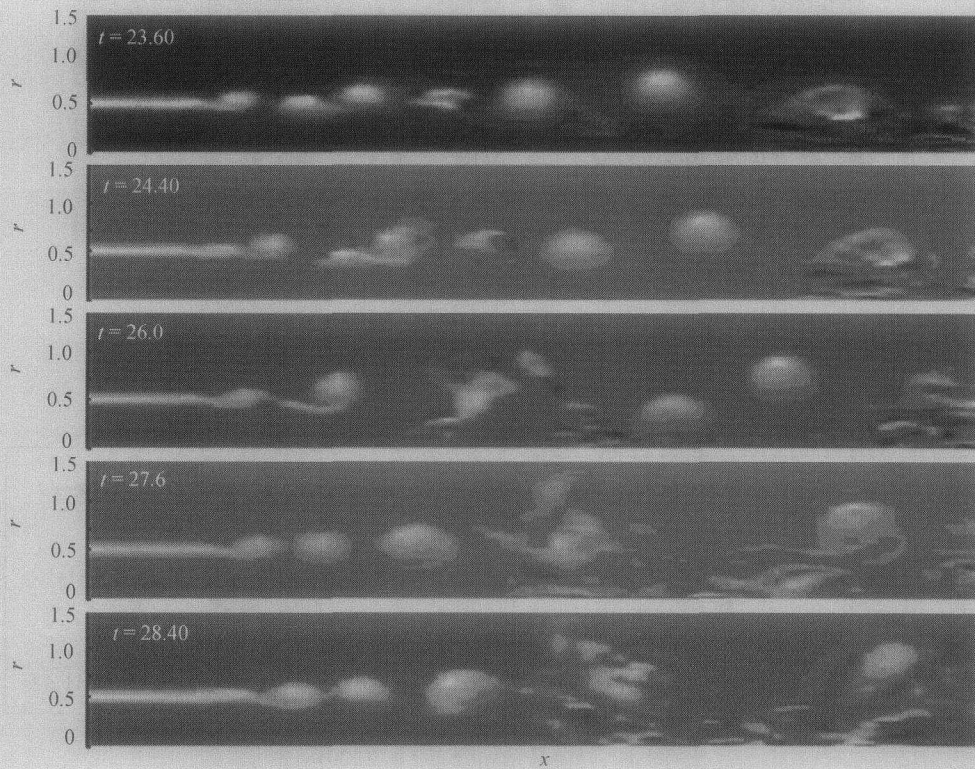


图 6 周向涡量在 0 子午面上的分布随时间的变化

横轴为流向 x , 纵轴为径向 r

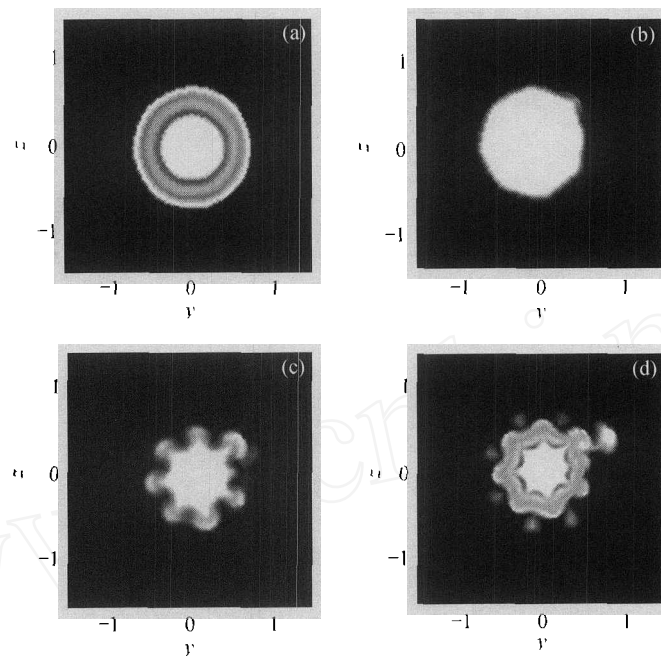


图 7 被动标量在不同位置横截面上的分布

(a) $x = 2.96$ 涡环区; (b) $x = 3.20$ 辫子区; (c) $x = 3.44$ 辫子区; (d) $x = 3.68$ 涡环区

$x = 3.68$ 处的周向涡量分布可以看到. 在图 7 中给出了被动标量 f 在不同横截面上的分布, $x = 3.68$ (图 7(d))的图像也显示了相同的凸起结构. 在 $x = 3.44$ 处(图 7(c))被动量的截面分布表征流动形成蘑菇云结构. 前人在实验中也观察到了这种现象^[2]. 从图 7 中还可以看到周向波失去对称性. 首先发生在辫子区(图 8(b)), 这与图 5(b)的周向涡分布相对应. 二次失稳导致流向涡的产生和加强, 在图 8 中给出了不同位置横截面上的流向涡等值线, 可以看出, 二次失稳后 ($x > 3.0$) 流向涡量逐渐增大的变化情况. 流向涡形成初期沿周向呈正负交替的面涡分布, 与射流剪切层一致(图 8(a)), 随后涡环产生的拉伸应力导致流向涡的增强, 形成相反旋转的流向涡对(图 8(b)).

在这一过程中, 辫子区内由于涡环的变形所产生的应力张量导致流向涡的拉伸及改向, 形成反向旋转的棱纹涡对, 且迭加到涡环上, 使得在涡环区的流向涡量增大. 这也是在实验中所观察到的拟序结构^[2]. 图 9 中给出了流场中流向涡的等值面(深色为负值, 浅色为正值), 这里清楚地看到了在 $x > 4.5$ 以后的棱纹涡结构. 之后涡环的再连结及其与棱纹涡的干扰形成类双螺旋结构. 这种现象在图 10 的涡量等值面中可以看到, 这里 $x \approx 5.5 \sim 9.0$ 的三维结构与文献 [7] 中的双螺旋结构相似. 流向涡的发展促使三维扰动的进一步发展, 使得涡环与螺旋涡破碎形成更小尺度结构, 流动逐渐转捩走向湍流. (但本文因所选择的计算域及网格点数有限, 流动未最终发展到湍流).

在图 11 中给出了射流动量厚度随流向的变化, 图 12 中给出了扰动能随流向的变化, 由此可看到, 首先在 $x = 3$ 的附近处扰动能的增长率有明显的突变, 动能厚度的变化率也有类似的现象, 表明二次失稳及流向涡的产生进一步激发了流场中扰动能的增长, 增强了流动的混合;

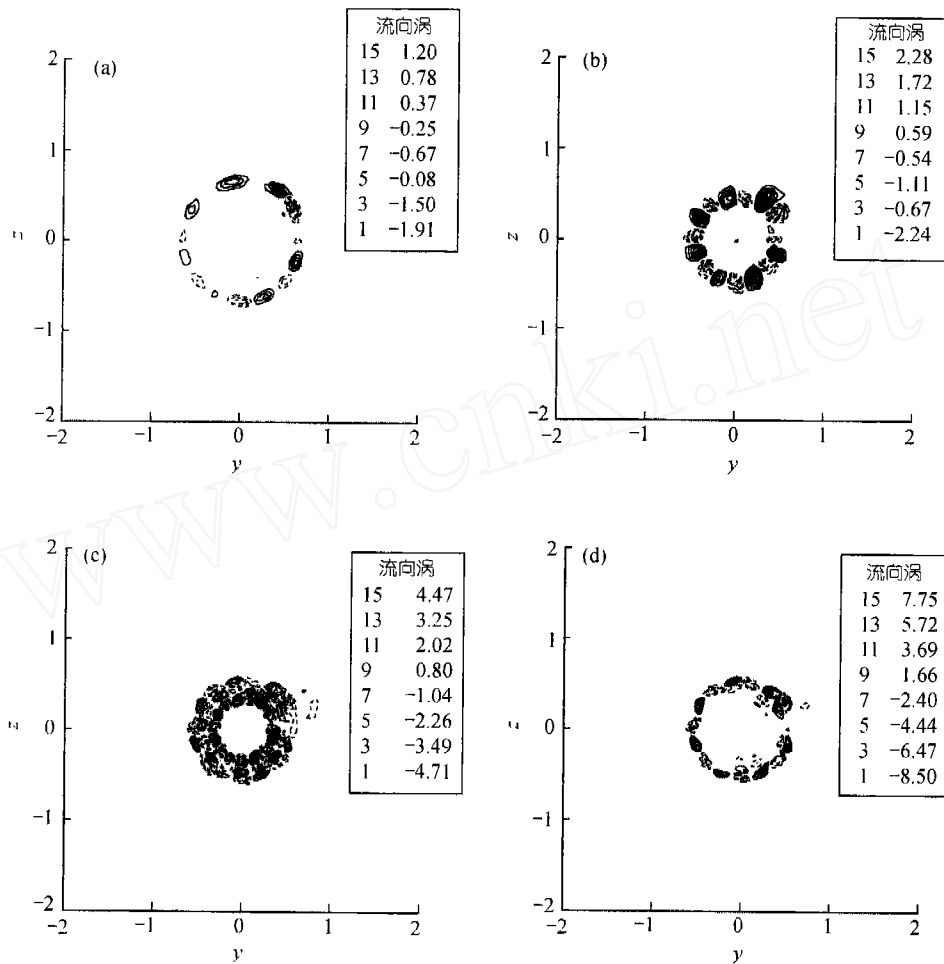


图 8 在不同位置横截面上流向涡的等值线

(a) $x = 3.20$ (辫子区); (b) $x = 3.44$ (辫子区); (c) $x = 3.68$ (辫子区); (d) $x = 4.08$ (涡环区)

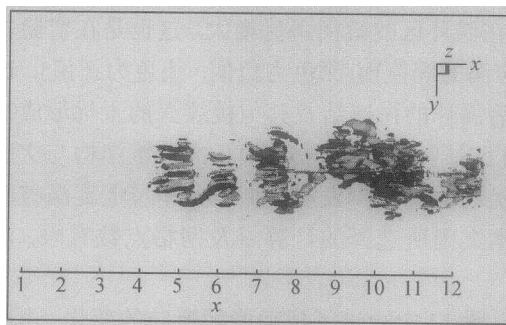


图 9 流向涡等值面

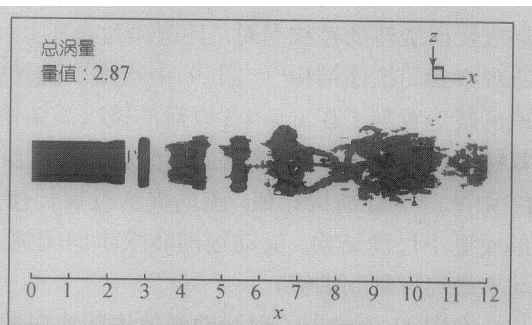
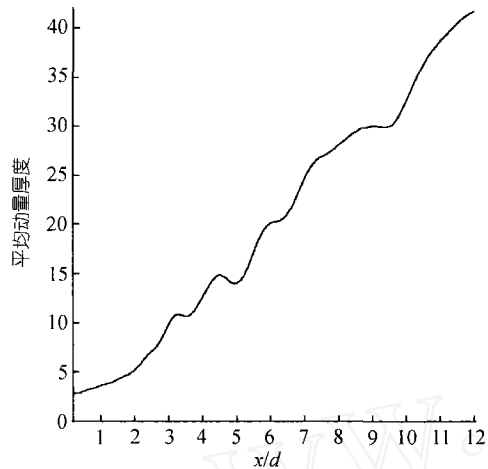
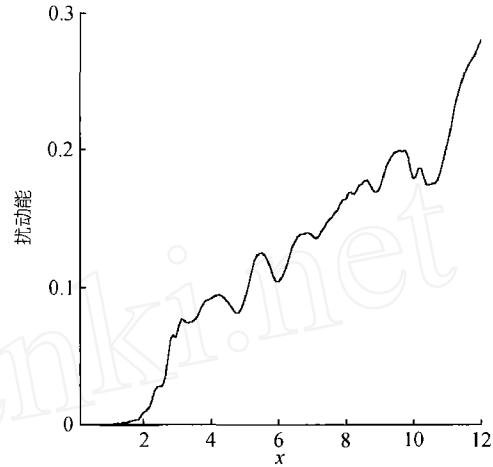
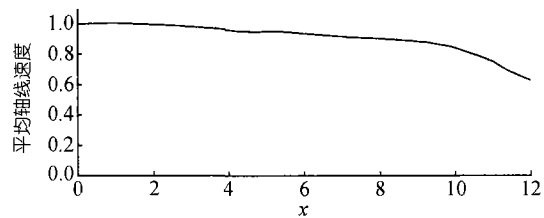


图 10 涡量等值面

图 11 射流的动量厚度随 x 的变化图 12 扰动能随 x 的变化

在 $x = 10$ 的附近动量厚度及湍能的增长率再次发生了明显的突变, 表明三维小扰动进一步被激发. 图 13 中给出了射流对称轴上的流向速度随 x 的变化, 从这里可以看到, 在 $x = 10$ 附近轴向速度开始急剧下降, 都表征了在 $x = 10$ 附近流动开始转捩. 对照图 3 中给出的流动整体流动图像和图 4 中的周向涡量分布也说明了这一点, 且清楚显示了小尺度涡结构的产生.

图 13 射流中心轴线上流向速度随 x 的变化

参 考 文 献

- 1 Crow S C, Champagne F H. Orderly structure in jet turbulence. *J Fluid Mech*, 1971, 77: 397~413
- 2 Liepmann D, Gharib M. The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets. *J Fluid Mech*, 1992, 245: 643~668
- 3 Martin J E, Meiburg E. Numerical investigation of three-dimensionally evolving jets subject to axisymmetric and azimuthal perturbation. *J Fluid Mech*, 1991, 230: 271~318
- 4 Brancher P, Chomaz J M, Huerre P. Direct numerical simulation of round jets: vortex induction and side. *Phys Fluids*, 1993, 6(5): 1768~1774
- 5 Verzicco R, Orlandi P. Direct simulation of the transitional regime of a circular jet. *Phys Fluids*, 1994, 6: 751~759
- 6 Lesieur M. *Turbulence in Fluids*. London: Kluwer Academic Publishers, 1997. 138~143
- 7 Fu D X, Ma Y W. A high order accurate difference scheme for complex flow fields. *Journal of Computational Physics*, 1997, 134: 1~15
- 8 Batchlor G K, Gill A E. Analysis of the stability of axisymmetric jets. *J Fluid Mech*, 1962, 14: 529~562
- 9 Cohen J, Wygnanski I. The evolution of instability in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle. *J Fluid Mech*, 1987, 176: 191~219