

非均匀尾迹型剪切流中的 旋涡演化控制初步探索[♀]

赵红亮^{1,2} 凌国灿¹ 牛家玉³

¹中科院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京, 100080

²解放军理工大学流体力学研究中心, 南京, 211101

³中科院力学研究所 LHD 实验室, 北京, 100080

摘 要 本文利用不可压 N-S 方程的高精度格式对尾迹型来流进行直接数值模拟, 讨论来流强度和特征长度延展向呈谐波状变化的尾迹型流动中旋涡三维结构及其演化、各涡分量之间的相互转化以及稳定性, 进一步研究尾迹性剪切流中展向非均匀性对流动的影响。在此基础上, 初步研究流动转换过程中如何能使大尺度旋涡结构削弱, 从而为流动控制提供参考。

关键词 旋涡, 控制, 剪切流

引 言

实际工程问题中大量存在非均匀剪切流动, 包括非均匀尾迹流、非均匀自由剪切流等。开展非均匀剪切流动中的旋涡动力学问题的研究已是目前旋涡动力学和流动控制研究的一个重要问题。Rockwell (1991)和 Bearman(1991)的工作报道了钝体沿展向有几何变形的尾迹中存在着不同频率的相互作用。在尾缘形状上引入不同波长和振幅的波浪形谐波状扰动后, Tombazis(1997)在尾迹中发现有双旋涡位错(double vortex dislocation)结构。他们还发现通过改变尾缘形状可以减小底部阻力, 实现减阻的流动控制目的。Darekar(2001)等人研究延展向有谐波状弯曲变形的方柱尾迹发现, 当柱体弯曲的幅值足够大时, 近尾迹稳定为定常流动, 阻力下降达 16%, 升力趋于零并出现脱落涡街消失。

本文研究来流强度和特征长度延展向呈谐波状变化的尾迹型流动演化问题。通过仔细分析不同参数下流场中旋涡三维结构及其演化、旋涡各分量之间的相互转化以及稳定性, 进一步研究尾迹性剪切流中展向非均匀性对流动的影响, 为控制这类流动进行一些机理性的探索。

♀ 本工作是国家自然科学基金(批准号: 10272104)和中科院创新项目及中科院力学所非线性力学国家重点实验室(LNM)资助下完成, 在此表示感谢。

一、计算模型

尾迹型流动演化问题是发生在三维开放型流动中的大尺度流动问题。因此用数值方法研究这类问题就需要用时空模式来模拟；也就是说当大尺度旋涡结构向下游发展时计算域要有足够大的流向尺度和合适的入流和出流边界条件来适应这一过程。为此，本文采用紧致差分-谱方法来求解原始变量形式的不可压缩三维 N-S 方程组。关于该方法的详细论述参见 Xiong (1996)和 Ling(2001)，这里仅给出计算的相关参数。

Triantafyllo (1990), Monkewitz(1988) 的工作表明，尾迹涡街可以由钝体尾迹中最不稳定位置处的时间平均速度剖面发展重构。另外数值研究中采用这种剖面为初始来流模拟尾迹型流动问题，既可以减小计算量，提高计算效率，又可以突出控制因素的影响。因此本文所取的计算模型中，入流剖面为尾迹型动量亏损剖面

$$U(y,z) = 1.0 - a(z) \cdot (2.0 - \cosh(b(z)y))^2 e^{-(c(z)y)^2}. \quad (1)$$

分析表明， $a(z)$ ， $b(z)$ ， $c(z)$ 这三个参数改变可以控制尾迹型剖面的两个特征量：特征长度 D 等于两倍的来流速度剖面中心速度 U_c 和来流速度剖面中速度最大值的平均值所处的位置，即 $U(D/2) = (U_c + U_{\max})/2$ ；速度比(或亏损强度) $\Lambda = (U_{\max} - U_c)/U_c$ ，其中 $a(z)$ 主要控制了速度剖面的速度比，即引起沿展向不同位置的动量亏损强度的变化而不改变来流速度剖面的“开口”宽度； $b(z)$ ， $c(z)$ 的组合可以控制速度剖面的特征长度，即引起来流速度剖面在展向不同位置的“开口”宽度的变化而不改变动量亏损强度。

二、数值结果

本文参考 Darker (2001) 对弯曲方柱的数值结果，对 $a(z)$ ， $b(z)$ 和 $c(z)$ 选取多组参数，分别考察不同的延展向动量亏损谐波非均匀和剖面“开口”谐波非均匀情形流动的时空发展。本文所取算例中，雷诺数为 $Re = 200$ 。沿流向、垂向和展向的计算域为 60, 30, 30。展向 Fourier 谱的截断波数为 $N = 64$ ，在 (x, y) 平面内网格点数为 122×62 。在这些参数下进行了长时间的数值计算并分析计算结果。通过研究流场中关键物理量的演化，分析流场在不同阶段的特征，得到影响流场中涡街形成的关键因子。

2.1 来流强度谐波非均匀

这里对公式(1)中的 $a(z)$ 引入三角波形式，

$$a(z) = 1.1 + A \times \cos(2n\pi z/L), \quad b(z) = 1.1, \quad c(z) = 1.2,$$

其中, L 为展向特征长度, A 为幅值。这里取 $L = 30, n = 3$, 即展向非均匀波长为 $\lambda = 10$, A 的大小决定了来流的非均匀程度, 取两种情形, 一种情形是 $A = 0.1$, 此时 $A/\lambda = 0.01$, 定义展向不同位置上速度剖面速度比 $\Lambda(z) = (U(z)_{\max} - U(z)_c)/U(z)_\infty$, 则 $\Lambda_{\max}/\Lambda_{\min} = 1.6/1.35 = 1.19$ 为小幅值扰动情形; 另一种情形是 $A = 0.6$, 此时 $A/\lambda = 0.06$, $\Lambda_{\max}/\Lambda_{\min} = 2.21/0.74 = 2.99$ 为幅值扰动较大的情形。延展向速度比最大的位置是 $z = 0, \pm 10$, 速度比最小的位置是 $z = \pm 5, \pm 15$ 。

2.1.1 算例一: $A = 0.1$

图 1 给出了无量纲时间在 $t = 300 \sim 400$, 垂向速度 v 在展向不同位置上的时间序列。由图可知, 垂向速度 v 随时间为规则的波动, 其幅值约为 0.2。对应的功率谱上不同的展向位置存在相同的基频 $f = 0.1465$ 。如图 2 所示, 展向速度分量 w 沿展向不同位置受来流展向非均匀的影响, 其时间序列幅值和平均值有周期性变化, 幅值最大值约为 0.03。在对应的展向位置上有相同的频率分布, 有基频 $f = 0.1465$ 及其倍频和三倍频。

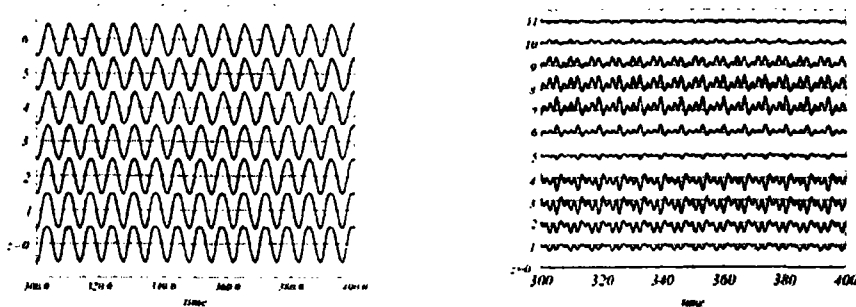


图 1. $A = 0.1$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置垂向速度分量 v 的时间序列

图 2. $A = 0.1$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置展向速度分量 w 的时间序列

从涡分量等值面图上可以看到, 展向涡分量(图 3)随流动往下游发展出现沿展向有谐波扭曲的正负相间的涡卷, 其中相位略超前的位置对应了来流速度比率最大的位置。 w 的幅值较大的位置, 也就是展向涡卷与展向轴有较大倾斜角的位置, 从上游往下游有一列正负相间的流向涡集中区(图 4)。

总体来说, 在当前扰动幅值下, 沿展向有波形变化的展向涡分量等值面的周期与来流扰动的展向周期相同, 没有出现自然转换中出现的模式 A 或模式 B。即有了扭曲波形来流后的稳定性发展特征是流动的三维失稳模式由来流的三维扰动模式控制。

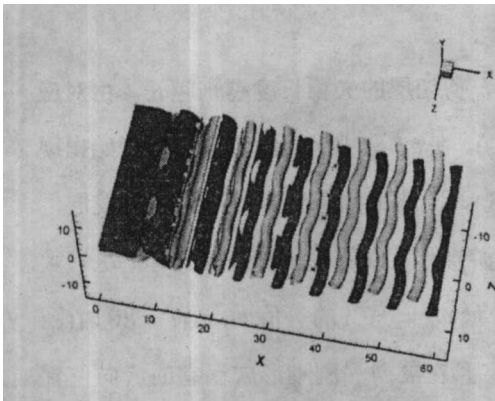


图 3. $A = 0.1$, $t=324$ 时展向涡分量 $\omega_z = \pm 0.2$ 的等值面图

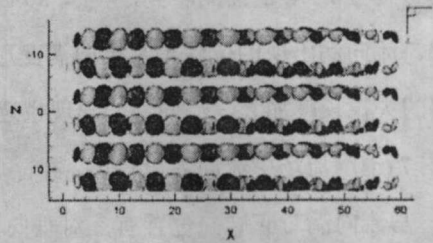


图 4. $A = 0.1$, $t=324$ 时流向涡分量 $\omega_x = \pm 0.06$ 的等值面图

2.1.2 算例二: $A = 0.6$

图 6 给出了无量纲时间在 $t = 80 \sim 340$, 展向速度 w 在展向不同位置上的时间序列。由图可知, 沿展向速度 w 的幅值有周期性的涨落, 其幅值最大的位置与 $A = 0.1$ 的情形相同, 在来流沿展向非均匀变化 $|\partial u / \partial z|$ 最大的位置。

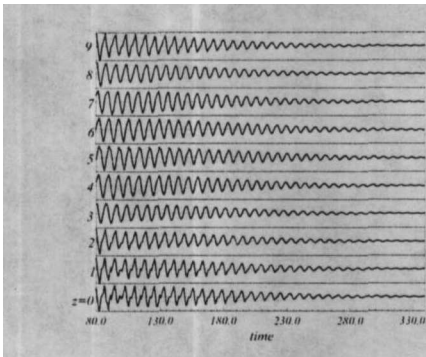


图 5. $A = 0.6$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置垂向速度分量 v 的时间序列

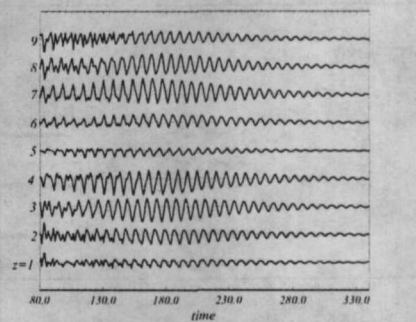


图 6. $A = 0.6$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置展向速度分量 w 的时间序列

不过在当前参数下展向速度 w 经过长时间的演化, 其振幅越来越小。在对应的功率谱上, 在不同的展向位置上有相同的基频 $f = 0.1465$ 。在倍频附近随展向位置的变化频率略有变化, w 有较大涨落的展向位置频率略低, 而 w 有较小涨落的展向位置频率略高。

图 7(c)给出了 $\omega_z = 0.1$ 的涡分量等值面。当 $t = 80$ 时, $x \geq 30$ 以后, 展向涡有扭曲变形。变形的的位置与 $A = 0.1$ 时相同, 但变形明显加大。来流速度剖面速度比最大的位置, ω_z

还没有完全卷成涡卷。随着时间的发展,如图 7(f),剪切层的失稳长度越来越长。由对应时刻的 $\omega_x = \pm 0.1$ 等值面图看到,当 $t = 80$ 时(图 7(a)),在 ω_z 形成涡卷的流向位置开始出现流向涡。流向涡出现的位置正是展向涡变形(或者说倾斜)最大的位置。随着时间的发展,剪切层的失稳长度加大,流向涡的出现也逐渐往下游推移,最终移出计算域,即 t 足够大以后(图 7(d)),流场中流向涡值较小。再看垂向涡分量 $\omega_y = \pm 0.1$ 的等值面,当 $t = 80$ 时(图 7(b)),与流向涡对应展向位置有三对垂向涡结构,且在展向涡刚刚形成涡卷的流向位置 ($20 < x < 30$) 是垂向涡最强的位置。随时间发展,垂向涡的强度最大的区域随着展向涡失稳的位置的增大而下移。当 $t = 240$ 时(图 7(e)),从上游 $x = 10$ 到下游,垂向涡形成三对由弱变强的垂向涡条带(每个条带的符号相同,沿展向每个条带正负相间分布)。

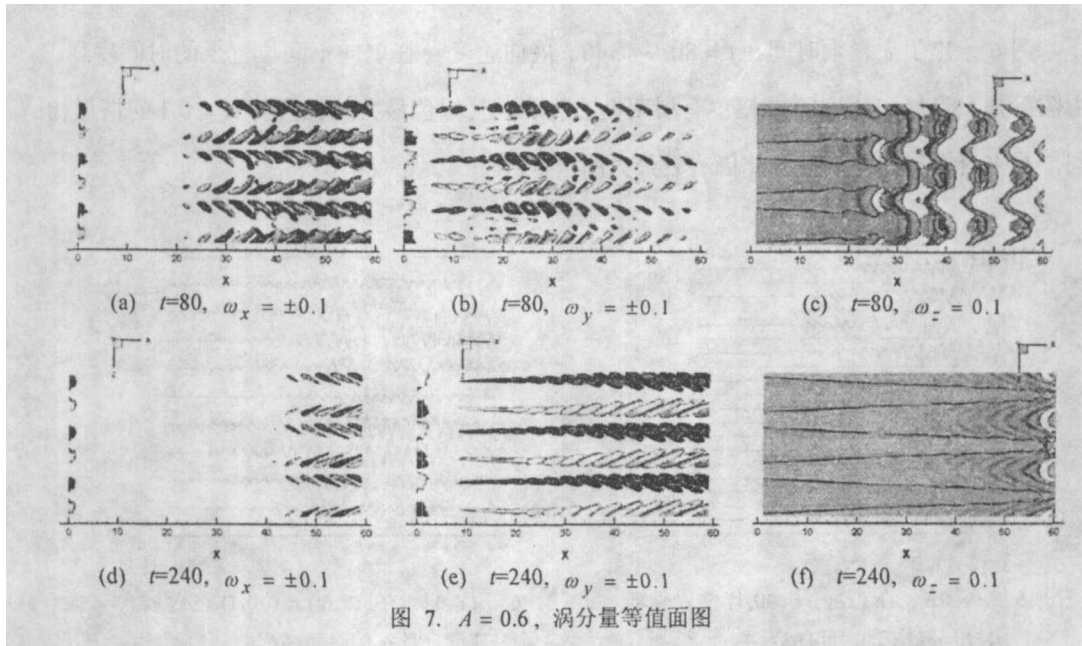


图 7. $A = 0.6$, 涡分量等值面图

2.2 来流“开口”谐波非均匀

这里对公式(1)中的参数 $b(z)$, $c(z)$ 取三角波形式,

$$\begin{cases} a(z) = 1.1 \\ b(z) = B + (1.1 - B) \times \sin(2n\pi z/L) \\ c(z) = C + (1.2 - C) \times \sin(2n\pi z/L) \end{cases}$$

其中 $n = 3$, B, C 分别取两组参数, 一组是 $B = 1.0$, $C = 1.091$; 另一组是 $B = 0.8$,

$C = 0.8728$ 。在这两组参数下展向不同位置的来流速度剖面的速度比率没有变化，只有尾迹剖面“开口”的变化。

2.2.1 算例三: $B = 1.0, C = 1.091$

由 v, w 的时间序列图(图 8, 9)来看, 经过长时间的演化, v 和 w 的幅值逐渐变小, 但还是可以看到在所有的位置上 v 和 w 的时间序列上可以看到慢波调制, 经 FFT 分析得到其周期约为 80。对应的展向涡分量等值面图(图 10)可以看到, $t = 80$ 时, 由于展向非均匀, 展向涡分量等值面形成错落的展向涡结构(3-D Blub)。随着时间的发展, 展向涡的扭曲变小, 并逐渐变成小振幅的涡片。

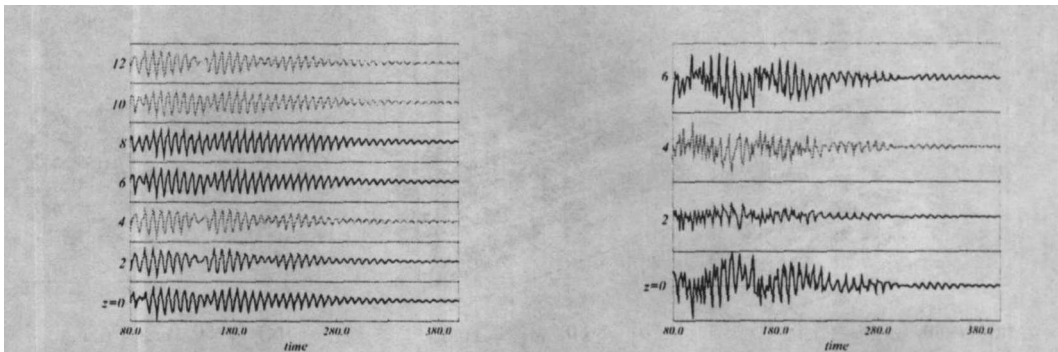


图 8. $B = 1.0, C = 1.091$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置垂向速度分量 v 的时间序列

图 9. $B = 1.0, C = 1.091$, 在 $(x, y) = (40, 1)$ 位置展向速度分量 w 的时间序列

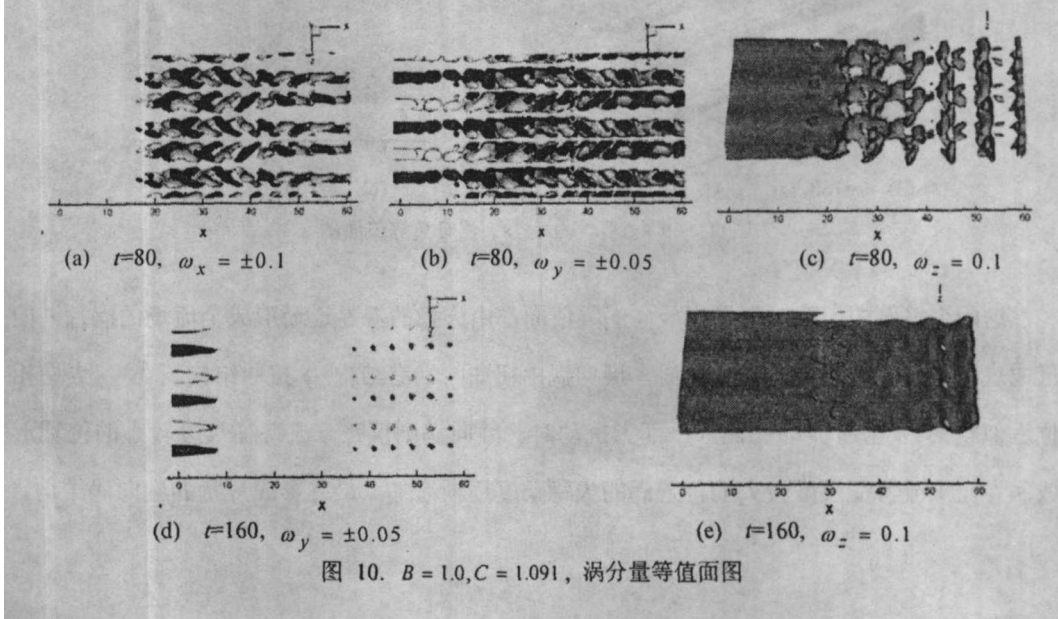
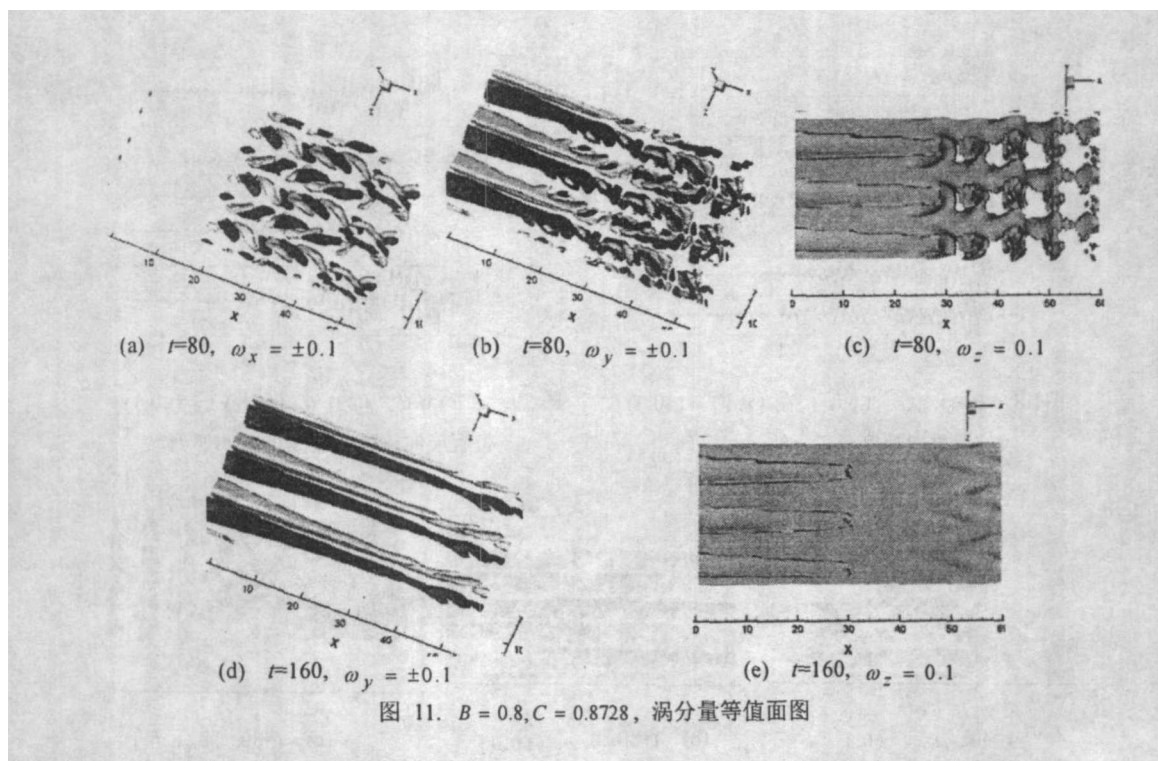


图 10. $B = 1.0, C = 1.091$, 涡分量等值面图

2.2.2 算例四： $B = 0.8, C = 0.8728$

在 $t = 80$ 时，由展向涡分量等值面图(图 11(c))看到，涡分量等值面图上沿展向有三对有规律的结构，对应来流小特征尺度的位置，展向涡分量在 $x = 30$ 以后形成涡卷，而对应来流大特征尺度的位置，展向涡却一直保持着涡片状；到 $t = 120$ 时，在小特征长度来流下游的形成涡的位置往下游推移，到 $t = 160$ 时(图 11(e))，整个计算域内都是略有波动的涡片。

分析垂向涡分量(图 11(b))发现，从 $t = 80$ 到 $t = 160$ ，流场中都有很强的垂向涡存在。随时间的发展，这些垂向涡显得越来越有规则，而流向涡(图 11(a))则仅在有展向涡卷与涡片的交界位置有较强的流向涡出现，当展向涡为片状时，流向涡则变弱。



这两个算例中，随时间发展展向涡等值面都由失稳的涡卷逐渐形成全流场的涡片，但形成过程确不完全相同。小扰动时，展向涡由扭曲的涡卷结构 → 扭曲结构变弱 → 失稳相位近似相同 → 略有波动的涡片；而大扰动时，展向涡则仅在来流特征尺度较小的位置形成涡卷而来流特征尺度较大的位置涡的失稳长度逐渐增加，最终形成片状的展向涡结构。

三、讨论

前文讨论了来流沿展向强度和特征长度呈谐波状非均匀的尾迹型剪切流动中流场的不同特征和演化过程。总体来说,在 $Re = 200$ 时,随着来流沿展向谐波非均匀(无论是强度还是“开口”宽度)的幅值变大,都将抑制展向涡的失稳,这与 Darker 等人对有谐波弯曲方柱绕流问题的数值结果相吻合。

为比较不同参数下谐波非均匀尾迹型剪切流中旋涡随空间演化的同异,我们分析不同流向位置在 (y, z) 平面上涡量场的模以及各分量绝对值的时间空间平均值。尾迹型剪切流中 $\langle |\omega| \rangle$ (图 12(a))由上游往下游近似为指数性质的衰减,但有涡街形成的算例 ($A = 0.1$) 与其它算例略有不同, $\langle |\omega| \rangle$ 在上游 $x < 20$ 衰减的最快,而中下游 ($x \geq 20$),展向涡街形成后则衰减较慢。分析 $\langle |\omega_x| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 沿 x 方向的分布(图 12(b)),算例一中在上游流向涡量相对当地涡量的绝对值迅速增加,而对于流动中 Karman 涡街消失只有涡片存在的情形,流向涡量由上游随 x 增加呈衰减趋势分析。 $\langle |\omega_y| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 沿 x 方向的分布(图 12(c))表明不同的算例由于引入的展向非均匀强度的不同,垂向涡量相对涡量绝对值的大小不一样,展向非均匀大的垂向涡大。本文研究的算例中,在 $x > 3$ 以后 $\langle |\omega_y| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 随 x 逐渐增大,且算例一和二中的 $\langle |\omega_y| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 增长速率较算例三和四快。

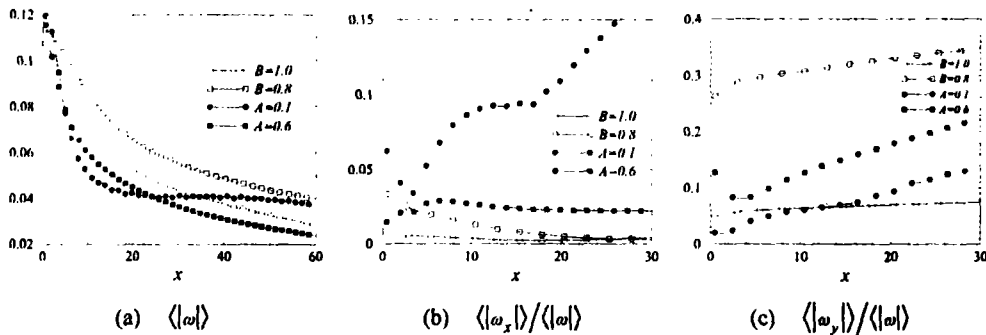


图 12. $\langle |\omega| \rangle$, $\langle |\omega_x| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 和 $\langle |\omega_y| \rangle / \langle |\omega| \rangle$ 在不同流向位置上的分布, 其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示在 (y, z) 平面上的时间空间平均。

本文所研究的算例结果表明,由于展向谐波扰动的引入,流场中出现三维旋涡结构,但是根据谐波不均匀的形式和强度的不同,流场的时间和空间发展的过程完全不同。比较数值结果我们发现当强度非均匀谐波扰动较弱(算例一),在计算域内流场中有涡街形

成, 展向涡结构有明显的向流向和垂向涡转化的趋势, 特别是流向涡分量的增加尤为显著。当强度非均匀谐波扰动增强或引入特征尺度非均匀, 展向涡分量没有形成涡街, 展向涡分量的绝对值在计算域的中下游随着流动往下游发展削弱的速度比有涡街存在的流动要快; 而流向涡分量的绝对值随流动往下游发展迅速变弱。

数值结果表明改变来流的展向非均匀使尾迹中涡量场中的涡量分布发生变革, 控制尾迹流动中涡街的形成, 从而达到减阻增效的目的。

参 考 文 献

- 1 Bearman, P. W. & Szewczyk, A., Effects of 3-D imposed disturbances on bluff body near wake flows. Presentation at *ONR Workshop on Bluff Body Wake Dynamics, Arizona State University, Tempe, Arizona, 1991.*
- 2 Darekar Rupad M. & Sherwin Specncer J., Flow past a square-section cylinder with a wavy stagnation face, *J. Fluid Mech.*, 2001, 426:263-295.
- 3 Karniadakis G. E. & Triantafyllou G. S., Frequency selection and asymptotic states in laminar wakes. *J. Fluid Mech.*, 1989, :441-469
- 4 Ling, G. C. & Xiong, Z. M., 2001, Generation of large-scale vortex dislocations in a three- dimensional wake-type flow, *Science in China (series A)*, 44(12), 1585-1595.
- 5 Monkewitz, P., Absolute and convective nature instability in two-dimensional wakes at low Reynolds numbers. *Phys. Fluids*, 1988, 31(5):999-1006.
- 6 Rockwell, D., Nuzzi F. & Magness, C., Period doubling in the wake of a three-dimensional cylinder. *Phys. Fluids A*, 1991, 3:1477.
- 7 Tombazis, N. & Bearman, P. W., A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance, *J. Fluid Mech.*, 1997, 330:85-112.
- 8 Triantafyllou, G. S. & Karniadakis, G. E., Computational reducibility of unsteady viscous flow, *Phys. Fluids A*, 1990, 2:653-658.
- 9 Xiong, Z. M. & Ling, G. C., 1996, Compact finite difference-Fourier spectral method for three- dimensional incompressible Navier-Stokes equation, *ACTA. Mechanica Sinica*, 12(4), 296-306.