

# 定常压力梯度边界层相干结构的直接数值模拟

李兆瑞

陆利蓬

(北京航空航天大学 动力系)

(中国科学院 力学研究所非线性连续介质力学开放实验室)

张 强

(北京航空航天大学 动力系)

**摘 要:** 根据流动稳定性理论,将不稳定波的一个周期作为相干结构的初值,采用直接数值模拟方法对有压力梯度湍流边界层中相干结构的演化进行了研究,得出其各种特性的变化与实验观测到的结果一致。

**关 键 词:** 湍流边界层; 压力梯度; 数值模拟; 波

**中图分类号:** V 231.21; O 357.5

**文献标识码:** A **文章编号:** 1001-5965(2003)04-0321-06

近壁区的相干结构是湍流边界层中最活跃的大尺度运动,它是湍流发生和维持的重要基础.相干结构理论模型的建立,不仅对于了解湍流发生的机理有重要意义,而且对湍流的计算也有帮助<sup>[1-4]</sup>.工程中有压力梯度的流动是很普遍的,特别沿诸如飞机、船舶、叶轮机叶片等的边界层,其压力梯度沿流向是不断变化的,这使得边界层中的湍流经常处在非平衡状态,给湍流的计算带来更大的困难<sup>[5]</sup>.因此,弄清楚不同压力梯度对湍流相干结构的影响,对解决这类困难问题有特别重要的意义,因为这种不平衡主要是由于湍流的主要贡献者相干结构的不同生成率造成的.周恒等<sup>[6]</sup>将不稳定波串中的一个周期作为相干结构的初值,采用直接数值模拟方法对其演化进行了研究,发现在很多方面他们与实验观测到的特性相符.本文将采用相同的方法对有压力梯度的流动进行研究.

## 1 理论分析及数值方法

在近壁区由于粘性作用很强,湍流的小尺度脉动很弱,可以将瞬时速度场和压力场分解为基本流项和相干结构项:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{U} + \mathbf{u}_c \\ p &= P + p_c \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中  $\mathbf{U}, P$  表示基本流项;  $\mathbf{u}_c, p_c$  表示相干结构项.将它们代入 N-S 方程可得出相干结构项满足

的扰动方程:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_c}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}_c + (\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{U} = \frac{1}{R} \nabla^2 \mathbf{u}_c - \nabla p_c - (\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c \quad (2a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_c = 0 \quad (2b)$$

基本流  $\mathbf{U}(\bar{u}(x, y), \bar{v}(x, y), 0)$  由解 N-S 方程直至稳定而得,其初始场为经法向压缩的层流剖面一部分,边界条件为在  $y^+ = 100$  处与湍流平均速度光滑连接.其合理性见文献[1~3].

在展向( $z$  方向)采用 Fourier 谱展开.若用  $\varphi(x, y, z, t)$  表示流场中物理量,则  $\varphi(x, y, z, t)$  的 Fourier 谱展开式可表示如下形式:

$$\varphi(x, y, z, t) = \sum_{m=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \varphi_m(x, y, t) e^{-im\beta z} \quad (3)$$

其中  $N$  是截断误差的阶数;  $\beta$  为  $z$  向波数;  $\varphi_m(x, y, t)$  为  $\varphi(x, y, z, t)$  的谱展开系数.对非线性对流项进行 Fourier 谱展开为

$$(\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c = \sum_{m=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} F_m [(\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c] e^{-im\beta z} \quad (4)$$

$F_m [(\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c]$  为非线性项  $(\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c$  的 Fourier 谱展开系数.因此(2a)、(2b)可化简为  $N$  个二维方程组:

收稿日期: 2002-01-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10172016); 国家重点基础研究发展规划资助项目(1999022305)

作者简介: 李兆瑞(1976-),男,辽宁营口人,硕士生,100083,北京.

$$\frac{\partial \mathbf{u}_m}{\partial t} + F_m[(\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}_c + (\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{U}] + \nabla_m p_m = \frac{1}{R} \nabla_m^2 \mathbf{u}_m \quad (5a)$$

$$\nabla_m \cdot \mathbf{u}_m = 0 \quad (5b)$$

其中  $m = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1$

$$\nabla_m = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, -im\beta \right\}$$

$$\nabla_m^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - m^2 \beta^2$$

对于时间离散,在这里采用混合显-隐的分裂格式,式(5a)的具体离散过程为

$$\frac{\mathbf{u}_m^1 - \sum_{q=0}^{J_i-1} \alpha_q \mathbf{u}_m^{n-q}}{\Delta t} =$$

$$- \sum_{q=0}^{J_c-1} \beta_q F_m[(\mathbf{u}_c^{n-q} \cdot \nabla) \mathbf{u}_c^{n-q} + (\mathbf{U}^{n-q} \cdot \nabla) \mathbf{u}_c^{n-q} + (\mathbf{u}_c^{n-q} \cdot \nabla) \mathbf{U}^{n-q}] \quad (6a)$$

$$\frac{\mathbf{u}_m^2 - \mathbf{u}_m^1}{\Delta t} = -\nabla_m p_m^{n+1} \quad (6b)$$

$$\frac{\gamma_0 \mathbf{u}_m^{n+1} - \mathbf{u}_m^2}{\Delta t} = \frac{1}{R} \nabla_m^2 \mathbf{u}_m^{n+1} \quad (6c)$$

$\mathbf{u}_m^1, \mathbf{u}_m^2$  为中间速度;  $J_i, J_c$  为格式精度参数;  $\alpha_q, \beta_q, \gamma_0$  是适当权数. 在本文中取三阶精度.  $J_i, J_c$  为 3,  $\alpha_0 = 3, \alpha_1 = -3/2, \alpha_2 = 1/3, \beta_0 = 3, \beta_1 = -3, \beta_2 = 1, \gamma_0 = 11/6$ .

对流项的空间离散采用文献[6]的五阶迎风紧致格式计算. 压力梯度项中通过令  $\nabla_m \cdot \mathbf{u}_m^2 = 0$  得到  $\nabla_m^2 p_m = \frac{\nabla_m \cdot \mathbf{u}_m^1}{\Delta t}$ , 令  $b = m^2 \beta^2, p_m = \Phi, f = \frac{\nabla_m \cdot \mathbf{u}_m^1}{\Delta t}$  得到压力函数  $\Phi$  的 Helmholtz 方程

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - b\Phi = f \quad (7)$$

对于散度,在内点采用六阶对称紧致有限差分格式(例如  $\frac{\partial u}{\partial x}$ , 令  $F = \frac{\partial u}{\partial x}$ ):

$$F_{i+1} + 3F_i + F_{i-1} = \frac{1}{12\Delta x}(u_{i+2} - u_{i-2}) + \frac{7}{3\Delta x}(u_{i+1} - u_{i-1}) \quad (8)$$

在邻近边界点上,用四阶对称紧致有限差分格式;在边界上,采用三阶精度的紧致有限差分格式. 对于式(7),为同上述方程的差分格式精度相匹配,采用了 9 点四阶精度紧致有限差分格式. 粘性扩散方程采用文献[8]的四阶精度对称紧致有限差

分格式:

$$\alpha \Psi''_{i-1} + \Psi''_i + \alpha \Psi''_{i+1} = C(\Psi_{i+1} - 2\Psi_i + \Psi_{i-1}) \quad (9)$$

式中  $\alpha, C$  为系数.

入口速度及压力条件:

$$x = 0 \quad \tilde{u}_c = \tilde{v}_c = \tilde{w}_c = 0 \quad p_c = 0$$

出口速度及压力条件

$$x = x_m \quad \tilde{u}_c = \tilde{v}_c = \tilde{w}_c = 0 \quad \frac{\partial p_c}{\partial x} = 0$$

壁面速度压力条件

$$y = 0 \quad \tilde{u}_c = \tilde{v}_c = \tilde{w}_c = 0 \quad \frac{\partial p_c}{\partial y} = 0$$

外缘速度压力条件:

$$y = y_n \quad \frac{\partial \mathbf{u}_c}{\partial y} + \alpha \mathbf{u}_c \approx 0 \quad \frac{\partial p_c}{\partial y} = 0$$

$z$  向( $z$ )采用周期性边界条件.

本文的计算域为:在  $z$  向取约一个周期的长度,流向( $x$  方向)取约为 5 个周期的长度,法向( $y$  方向)取 100 个粘性长度. 计算域( $x, y, z$ )上的网格为  $50 \times 100 \times 32$ ,时间步长为 0.02.

## 2 相干结构的模型

在本文中所研究的非对称相干结构的初值由一般共振三波模型给出,即由 3 个三维波叠加并取一个周期内的值作为相干结构的初值,其表达式为

$$\{ a_1 \tilde{\mathbf{u}}_1 \exp[i(\alpha_1 x + \beta_1 z - \omega_1 t + \theta_{00})] + a_2 \tilde{\mathbf{u}}_2 \exp[i(\alpha_2 x + \beta_2 z - \omega_2 t + \theta_{10})] + a_3 \tilde{\mathbf{u}}_3 \exp[i(\alpha_3 x + \beta_3 z - \omega_3 t + \theta_{11})] \} + \{ a_1 \tilde{\mathbf{u}}_1 \exp[i(\alpha_1 x + \beta_1 z - \omega_1 t + \theta_{00})] + a_2 \tilde{\mathbf{u}}_2 \exp[i(\alpha_2 x + \beta_2 z - \omega_2 t + \theta_{10})] + a_3 \tilde{\mathbf{u}}_3 \exp[i(\alpha_3 x + \beta_3 z - \omega_3 t + \theta_{11})] \}^*$$

$\alpha, \beta, \omega$  分别为  $x$  向、 $z$  向波数和频率;  $a_1, a_2, a_3$  分别为 3 个三维波的初始幅值;  $\theta_{00}, \theta_{10}, \theta_{11}$  分别是 3 个三维波的初始相位; 上标“\*”表示共轭复数;  $\tilde{\mathbf{u}}_1 = [u_1(y), v_1(y), w_1(y)]^T$ ,  $\tilde{\mathbf{u}}_2 = [u_2(y), v_2(y), w_2(y)]^T$ ,  $\tilde{\mathbf{u}}_3 = [u_3(y), v_3(y), w_3(y)]^T$ , 均由 O-S 方程特征值问题解出,并适当正规化,其条件:  $\max_{0 < y < y_n} |u_i(y)| = 1$ , 且  $i = 1, 2, 3$ . 由于本文采用的是空间模式,所以令:  $\alpha_1 = \alpha_{1r} + i\alpha_{1i}$ ,  $\alpha_2 = \alpha_{2r} + i\alpha_{2i}$ ,  $\alpha_3 = \alpha_{3r} + i\alpha_{3i}$ , 共振条件为  $\alpha_{1r} = \alpha_{2r} + \alpha_{3r}$ ,  $\beta_1 = \beta_2 + \beta_3, \omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ . 具体解法参见文献[6].

### 3 计算结果及讨论

为了研究压力梯度对相干结构空间演化的作用,本文分别对逆压和顺压两种流动进行了计算,其中压力梯度参数分别为: $\beta_1 = -0.1$  和  $0.1$ ,  $\beta_1$  为压缩层流剖面的压力梯度参数.参照文献[6]的结果,本文通过大量的计算分别找出了两种压力梯度下幅值相对增长最快的共振三波.

图 1 分别给出了逆压和顺压下相干结构的幅值的增长曲线,为了对比同时还给出了零压的结果.逆压梯度下相干结构的幅值增长的最快,零压情况其次,顺压情况下幅值增长的幅度较小,甚至不增长.另外计算中还发现,对于有逆压梯度作用的情况下,在很大的范围内都存在能够迅速增长起来的共振三波,而在顺压梯度下绝大部分的共振三波都是衰减的,能够增长的波的范围非常小,本文在很大参数范围内才最终找到能够算是增长一点的共振三波.相干结构的幅值增长的快慢在一定程度上反映了流动中非线性作用的强弱,逆压梯度下相干结构幅值增长最快,说明了逆压梯度使得非线性作用加强,对相干结构具有激励作用;而顺压梯度对相干结构具有抑止作用.

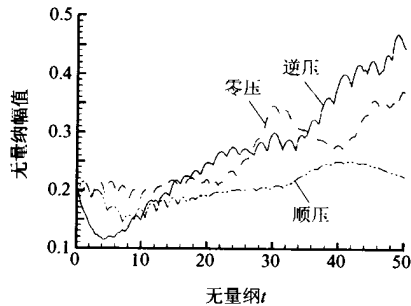
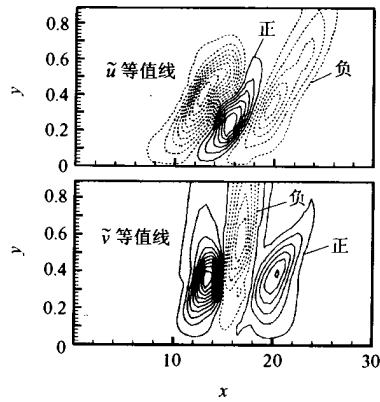


图 1 3 种情况下相干结构幅值随时间  $t$  的演化

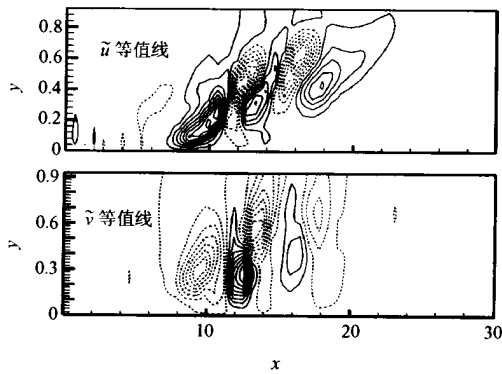
图 2 给出了  $x-y$  平面上  $\tilde{u}, \tilde{v}$  扰动速度的等值线分布,  $z$  向取最大雷诺应力位置.

在这两种压力梯度下流动的共同点是: $\tilde{u}, \tilde{v}$  的正负区域基本上是相反的,这反映了外层高速流体冲入内层,而内层的低速流体向外喷出,这种现象和实验中发现的喷射和扫掠过程是一致的,雷诺应力主要就是在这个过程中产生.通过比较可以发现,逆压梯度的情况下高速和低速区相间区域比顺压梯度的多,另外单个区域比较小,速度梯度相对要变大,这也可以部分反映了逆压梯度下相干结构更加活跃.另外从图中还可以看出,逆压梯度作用下相干结构的整体倾向垂直发展.

图 3 分别给出了 3 种压力梯度作用下,不同



a 顺压梯度  $z = 1.0, t = 30$



b 逆压梯度  $z = 0.5, t = 30$

图 2  $\tilde{u}, \tilde{v}$  等值线

时刻  $u$  在  $x-z$  平面上的等值线分布.随着相干结构向下游的演化,都出现了  $z$  向条纹结构和  $x$  向条纹结构交错排列,在  $z$  向出现高速、低速条纹的交错排列.对于逆压梯度的情况,如图 3c 所示,随着相干结构向下游的演化,结构变得复杂,出现密集的高速、低速条纹交错排列的现象,形成了大量的高剪切层,扰动速度剧烈扭曲,流动极不稳定并发生强烈振荡,最容易出现猝发现象.不仅在  $z$  向,在  $x$  向也出现了大量的高速和低速流体交错排列的现象,反映了结构的  $z$  向运动很活跃,可以得出在逆压梯度下近壁区不仅  $x$  向涡很强,而且一定存在大量的  $z$  向涡,因为高速流体“追上”下游的低速流体,在速度梯度的剪切作用下就会卷成  $z$  向涡.这和文献[9]的实验结果相吻合.而在顺压梯度的情况下,如图 3a 所示,条纹结构比较稳定,沿  $z$  向的脉动非常小,高速、低速条纹在  $z$  向形成均匀的排列,相互作用变的很弱.

从图中可以明显看出,逆压梯度下流动结构的  $x$  向尺度最短,而顺压梯度下的条纹结构的流向尺度最长,并且其  $x$  向尺度随这演化过程是持续变长的;从图中还可以明显地看出,顺压梯度下相干结构沿  $x$  向的传播速度最快,而逆压梯度

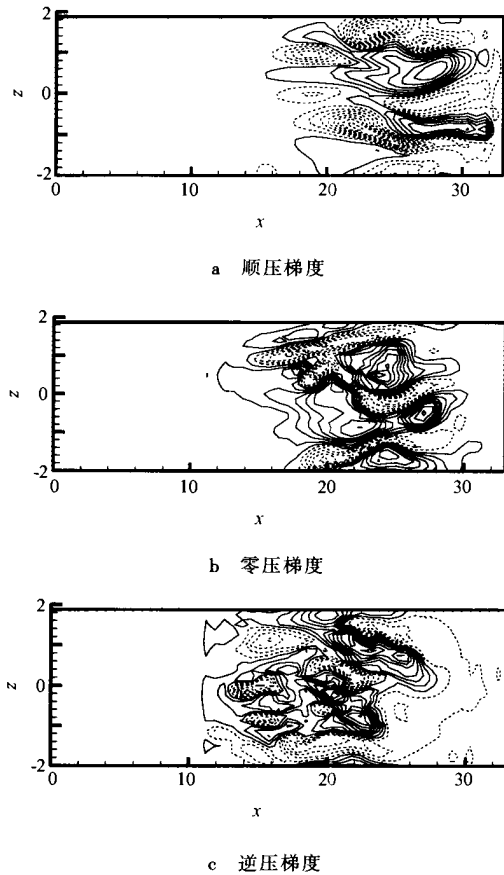


图3  $u$  在  $x-z$  平面上的等值线分布 ( $t = 50 \quad y^+ = 40$ )  
 下传播速度较慢. 这一结果和文献[10]的实验结果是一致的. 在本文的计算里, 经过大量统计计算结果, 本文中得出了在逆压梯度下慢斑(低速条纹)的  $z$  向间距  $\approx 94$  个粘性长度, 零压梯度下慢斑的  $z$  向间距  $\approx 115$  个粘性长度, 顺压梯度下慢斑的  $z$  向间距  $\approx 135$  个粘性长度, 都在 100 个粘性长度周围. 这一结果和文献[10]实验中的统计结果是一致的.

另外从图中还可以看出, 与零压梯度相比, 逆压梯度下的条纹结构的快斑的  $z$  向尺度变小, 慢斑的  $z$  向尺度变大并接近快斑的尺度. 这也反映了逆压梯度下  $x$  向涡变强, 使得更多的近壁面区的低速流体抬升, 这和下面研究的结果是一致的. 在逆压梯度下, 不难发现慢斑向快斑过渡地两侧趋势不同, 一侧等值线密集, 说明速度梯度大, 过渡比较剧烈; 而另一侧等值线相对疏缓, 过渡平稳, 这也可以间接反映逆压梯度下  $x$  向涡更趋向不对称. 这些现象和文献[11]的实验结果是一致的.

图4、图5分别给出了顺压和逆压梯度两种情况下,  $x$  向涡最强的  $x$  向位置处的速度矢量图. 各图中矢量箭头的长度是由相同的基准量归一化

得出的, 由此就可以看出它们之间量的区别来.

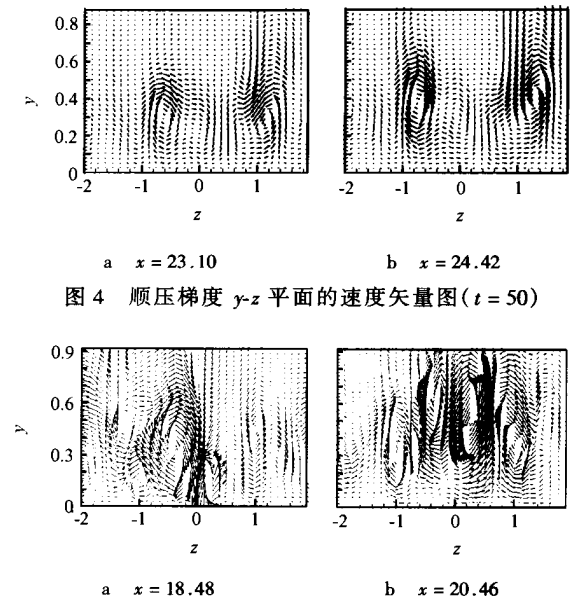


图4 顺压梯度  $y-z$  平面的速度矢量图 ( $t = 50$ )

图5 逆压梯度  $y-z$  平面的速度矢量图 ( $t = 50$ )

通过比较可以明显看出: 顺压梯度下  $x$  向涡的较弱, 在  $z$  向呈大小相等, 方向相反的对称分布, 并且  $x$  向涡的很稳定, 在  $z$  向的摆动非常小, 另外, 涡心在  $y$  向的抬升幅度也很小. 相比之下, 逆压梯度下的  $x$  向涡的强度很大, 出现多尺度、多旋向的多涡结构. 流向涡的  $z$  向的摆动非常剧烈. 在逆压情况中, 一般都存在一个或两个尺度最大的  $x$  向涡, 其尺度要远大于顺压梯度下的  $x$  向涡的尺度, 其  $y$  向的尺度占整个  $y$  向区域的一半以上, 有很多的涡部分结构已经出离所研究的 100 个粘性长度的区域. 就逆压梯度情况自身而言, 随着相干结构向下流的演化和幅值的不断增长,  $x$  向涡的形状变的越来越不规则了. 如图5所示,  $t = 50$  时的  $x$  向涡在  $y$  向拉伸呈椭圆形, 这与前面  $x-y$  平面上扰动速度等值线分布的分析结果是一致的. 相邻的多个涡之间的距离变小, 涡与涡之间的作用加强. 另外在  $t = 50$  的时候, 从图5a中还可以发现, 那个较强的  $x$  向涡在  $x$  向出现了向壁面的扫掠, 并将附近的相对小尺度的涡合并成更大尺度的  $x$  向涡, 然后这个大尺度的  $x$  向涡在下游又破碎成几个中等尺度的  $x$  向涡, 并且涡心都沿  $y$  向有明显抬升.

图6~图8分别给出了3种情况下  $y-z$  平面的雷诺应力分布. 图中可以发现, 顺压梯度情况下雷诺应力最小, 从  $t = 10$  到  $t = 50$  可以看出雷诺应力的峰值变小;  $t = 10$  的时候峰值位于  $y^+ = 20$  附近, 到了  $t = 50$  的时候随着峰值的减小, 其

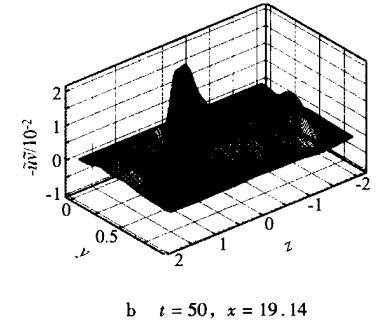
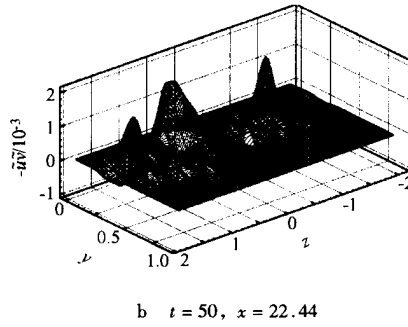
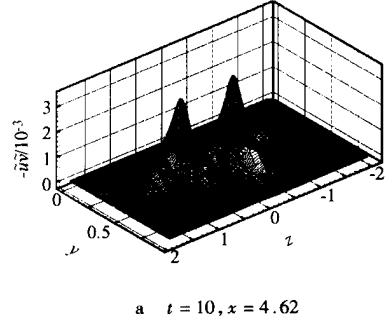
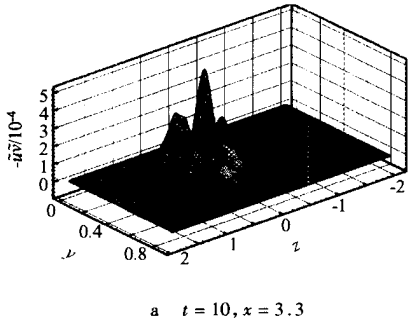
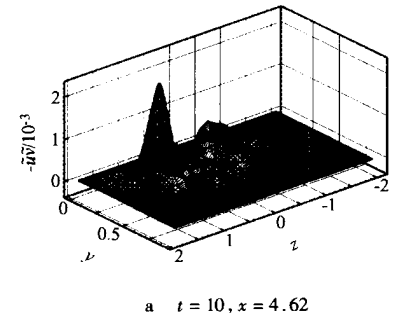


图 6 顺压情况下  $y-z$  平面的雷诺应力分布

图 8 逆压情况下  $y-z$  平面的雷诺应力分布

是以双峰值或三峰值居多,而在逆压梯度下到了演化的后期基本上以一个较强的单峰值为主的居多,这也和上面所研究的  $x$  向涡在  $y-z$  平面上的涡矢分布结果是一致的.



### 4 结 论

本文采用 Fourier 谱方法和高阶紧致差分格式相结合的计算方法,并结合流动稳定性的理论对有压力梯度下湍流近壁区的相干结构的演化过程进行直接数值模拟,得到了与实验相一致的结果.

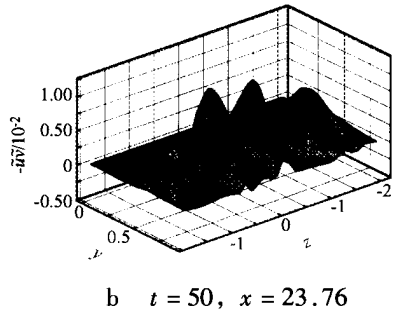


图 7 零压情况下  $y-z$  平面的雷诺应力分布

1) 与顺压梯度情况相比,在逆压梯度作用的湍流边界层中,相干结构的幅值增长很快,而且能够迅速增长起来的共振三波有很大的参数范围;相干结构的  $x$  向尺度变小, $x$  向传播速度变慢,相干结构在  $z$  向的摆动十分剧烈,流动变得极不稳定;慢斑的  $z$  向间距相对较小,而顺压梯度下的慢斑的  $z$  向间距较大,但是 3 种压力梯度下的慢斑的  $z$  向间距都在 100 个粘性长度左右.

位置回到了  $y^+ = 25$  附近.而对于逆压梯度的情况来说,如图 8 所示,随着相干结构的演化,雷诺应力峰值的位置在  $y$  向是逐渐增加的,到  $t = 50$  的时候,峰值都位于  $y^+ = 40$  到  $y^+ = 50$  之间.这也可以说明顺压梯度对相干结构具有抑止作用,抑止内部的扰动并将其限制底层.从图 8 还可以看出,在逆压梯度下,雷诺应力增长很快,并且逆压的要明显的大于零压梯度的情况;值得注意的是,对于零压梯度的情况,到了演化后期,基本上

2) 在逆压梯度作用下, $x$  向涡很强,尺度也很大,并且十分活跃:涡心在  $z$  向的摆动和在  $y$  向的抬升十分剧烈,涡的形状也变得不规则,在  $y$  向拉伸;并且  $x$  向涡有明显的不对称性,存在多尺度涡,但通常以一个尺度的强度最大的涡为主.而在顺压梯度下, $x$  向涡则是两个大小近似相等,在  $z$  向呈对称分布的形状规则的弱涡.

3) 和顺压梯度情况相比,逆压梯度作用下雷

雷诺应力增长很快,并且以单峰为主,呈明显的不对称分布,并且峰值在  $y$  向离壁面较远.

4) 根据结果可以发现雷诺应力的不对称性、强度、峰值出现的位置和  $x$  向涡的不对称性、强度和位置是相对应的,并且这种对应应在扰动速度  $u$  在  $x-z$  平面上的等值线分布也得到了体现.这就进一步说明了条纹结构和  $x$  向涡之间有某种内在的紧密的联系,并且是产生雷诺应力的主要来源.

**致谢** 本文得到了天津大学周恒教授、罗纪生教授的热心指导和帮助,特此致谢.

### 参考文献 (References)

- [1] Zhou Heng, Xiong Zhongmin. On the mechanism for the generation of the coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer[J]. Science in China, Series A, 1995, 38(2):188 ~ 192
- [2] Zhou Heng, Lu Lipeng. The effect of pressure gradient on the coherent structures in a turbulent boundary layer[J]. Science in China, Series A, 1997, 40(4): 441 ~ 448
- [3] Zhou Heng. Coherent structure modeling and its role in the computation of passive quantity transport in turbulent flows[J]. JSME, Series B 1998, 41(12):70 ~ 77
- [4] Lu Lipeng, Chen Maozhang. A theoretical model for Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in near-wall region[J]. Science in China, Series A, 2000, 43(2):199 ~ 204
- [5] Wilcox D C. Turbulence Modeling for CFD[M]. USA:DCW Industries, Inc, 2000
- [6] 周恒, 陆昌根, 罗纪生. 湍流边界层近壁区单个相干结构的模拟[J]. 中国科学, A辑, 1999, 29(4): 366 ~ 372  
Zhou Heng, Lu Changgen, Luo Jisheng. The study of the evolution of a single coherent structure in the wall region of a turbulent flow [J]. Science in China, Series A, 1999, 29(4): 366 ~ 372(in Chinese)
- [7] 傅德薰, 马延文. 平面混合流拟序结构的直接数值模拟[J]. 中国科学, A辑, 1996, 26(7): 657 ~ 664  
Fu Dexun, Ma Yanwen. Direct numerical simulation of coherent structure in plane mixing layers[J]. Science in China, Series A, 1996, 26(7): 657 ~ 664(in Chinese)
- [8] Lele S K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution[J]. J Comput Phys, 1992, 103:16 ~ 42
- [9] Lian Qixiang. A visual study of the coherent structure of the turbulent boundary layer in flow with adverse pressure gradient[J]. J Fluid Mech, 1990, 215:101 ~ 124
- [10] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, et al. Runstadler the structure of turbulent boundary layers[J]. J Fluid Mech, 1967, 30:741 ~ 773
- [11] 连淇祥. 对逆压区湍流边界层拟序结构的观测[J]. 力学学报, 1983  
Lian Qixiang. The observations of turbulent boundary layer coherent structures in adverse pressure gradient flow[J]. Journal of Mechanics, 1983(in Chinese)

## Direct Numerical Simulation of Coherent Structures in a Boundary Layer with Steady Pressure Gradients

Li Zhaorui

(Dept. of Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics)

Lu Lipeng

(Institute of Mechanics Laboratory for Nonlinear Mechanics of Continuous Media, Chinese Academy of Sciences)

Zhang Qiang

(Dept. of Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics)

**Abstract:** By using the method of direct numerical simulation(DNS), evolution of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer with three different pressure gradients was studied. Initial values of the coherent structures in the wall region were obtained on the basis of the idea of resonant triad in the theory of hydrodynamic stability. It was found that the results of DNS match with those of the experiments very well in many aspects. The effects of pressure gradient on coherent structure were obtained by comparing the results of three different cases.

**Key words:** turbulent boundary layer; pressure gradient; numerical simulation; wave