

槽道湍流近壁区相干结构的数值模拟¹⁾

方一红 罗纪生 周恒
(天津大学力学系, 天津 300072)

摘要 从流动稳定性理论中的共振三波出发, 采用类似湍流直接数值模拟中的最小单元概念, 用伪谱方法, 对槽道湍流近壁区的单个相干结构进行了数值模拟, 得到了与实验基本一致的结果, 同时也搞清楚了在谱方法中用 Chebyshev- τ 方法和配置点法哪个更精确的问题.

关键词 共振三波, 相干结构, 数值模拟, 最小单元

引 言

湍流近壁区的相干结构对湍流的演化、维持起着重要的作用, 已做过不少这方面的实验研究和数值模拟研究. 但是要相干结构的行为给出一个确切的动力学的解释还是困难的. 有人用流动稳定性理论对相干结构的产生、演化做了一些有意义的探讨, 如 Jang, Benney & Gran^[1], 周恒^[2], 罗纪生和周恒^[3]. 由于流动稳定弱非线性方法本身的局限性, 无法对较强的非线性过程进行分析, 因此, 要研究流动中较强的非线性过程, 需采用数值模拟这一有力方法. 但通常的湍流数值模拟是就整个流场求解完整的 N-S 方程, 这样做虽然可以提供全流场的信息, 但很难追踪观测单一相干结构演化的行为, 对仔细研究单个相干结构也不经济.

本文就槽道湍流, 从流动稳定性理论中的共振三波出发, 用在流场中一个小单元上针对某一相干结构进行数值模拟的方法, 较系统地研究了近壁区单个相干结构的演化过程, 得到了一些有意义的结果. P.Moin 曾指出^[4], 在流场中的一个最小单元上 (minimal flow unit), 即展向约 $100l^+$, 流向约 $600l^+$ 的一个单元 (l^+ 为粘性长度) 进行湍流直接数值模拟, 其结果表明, 所得的平均流速、湍流能量、雷诺应力分布等与更大单元的数值模拟几乎完全相同. 故本文在一个较小的单元上对相干结构进行研究应是可行的.

另外, 在计算中我们还发现在用谱方法计算时, 用配置点方法在精度上优于 Chebyshev- τ 方法. 我们将解释其原因.

1 基本方程与数值方法

计算是针对扰动方程进行的, 这样做的好处在于时间变量离散时, 与基本流有关的项可以用隐格式离散, 可达到较高的计算精度. 在扰动方程中, 消去压力项,

¹⁾ 国家自然科学基金资助项目. 得到中科院力学所 LNM 开放实验室基金资助.
1994-07-01 收到第一稿, 1995-03-16 收到修改稿.

可得到扰动的法向速度 v 和法向涡量 η 满足的方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 v + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 v - \bar{U}'' \frac{\partial}{\partial x} v - \frac{1}{R} \nabla^4 v = F \quad (1a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \eta + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \eta - \frac{1}{R} \nabla^2 \eta = -\bar{U}' \frac{\partial}{\partial z} v + G \quad (1b)$$

其中

$$F = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial x} Q_1 + \frac{\partial}{\partial z} Q_3 \right) - \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) Q_2$$

$$G = \frac{\partial Q_3}{\partial x} - \frac{\partial Q_1}{\partial z}$$

$$Q_1 = v \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) + w \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)$$

$$Q_2 = u \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + w \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

$$Q_3 = u \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

这里 x, y, z 和 u, v, w 分别为流向、法向与展向的坐标和扰动速度, \bar{U} 为基本流向速度. 雷诺数 $R = \frac{U_0 h}{\nu}$, U_0 为槽道中心基本流速度, h 为半槽宽度, ν 为运动粘性系数.

在流向与展向做 Fourier 展开, 在法向做 Chebyshev 展开, 设

$$v = \sum_{m=-N_1}^{N_1} \sum_{p=0}^{N_2} \sum_{n=-N_3}^{N_3} v_{mpn}(t) e^{i(\alpha_m x + \beta_n z)} T_p(y) \quad (2a)$$

$$\eta = \sum_{m=-N_1}^{N_1} \sum_{p=0}^{N_2} \sum_{n=-N_3}^{N_3} \eta_{mpn}(t) e^{i(\alpha_m x + \beta_n z)} T_p(y) \quad (2b)$$

其中 $\alpha_m = m\alpha$, $\beta_n = n\beta$, $T_p(y)$ 为 p 阶 Chebyshev 多项式. α, β 为基本扰动波的流向及展向波数. 把 (2) 式代入 (1) 式, 对时间差分, 对粘性项和与基本流有关的项用隐式二阶精度的 Crank-Nicolson 格式, 对非线性项 F, G 采用显式二阶精度的 Adams-Bashforth 格式, 可以得到 Fourier 模数为 (m, n) 的 v 在配置点上满足的方程式 (配置点的标号为 l)

$$\left(A_{lp} + \frac{\Delta t}{2} B_{lp} \right) v_{mpn}^{k+1} = \left(A_{lp} - \frac{\Delta t}{2} B_{lp} \right) v_{mpn}^k + \frac{\Delta t}{2} (3F_{mln}^k - F_{mln}^{k-1}) \quad (3a)$$

η 满足的方程式为

$$\begin{aligned} \left(C_{lp} + \frac{\Delta t}{2} D_{lp} \right) \eta_{mpn}^{k+1} = & \left(C_{lp} - \frac{\Delta t}{2} D_{lp} \right) \eta_{mpn}^k + \frac{\Delta t}{2} i \beta_n \bar{U}_l (v_{mln}^{k+1} + v_{mln}^k) \\ & + \frac{\Delta t}{2} (3G_{mln}^k - G_{mln}^{k-1}) \end{aligned} \quad (3b)$$

其中

$$A_{lp}(\alpha_m, \beta_n) = [T_p''(y) - (\alpha_m^2 + \beta_n^2)T_p(y)]|_{y=y_l}$$

$$B_{lp}(\alpha_m, \beta_n) = \left\{ i\alpha_m \bar{U}(y) [T_p''(y) - (\alpha_m^2 + \beta_n^2)T_p(y)] - \frac{1}{R} [T_p^{(4)}(y) - 2(\alpha_m^2 + \beta_n^2)T_p''(y) + (\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2 T_p(y)] \right\} |_{y=y_l}$$

$$C_{lp}(\alpha_m, \beta_n) = T_p(y)|_{y=y_l}$$

$$D_{lp}(\alpha_m, \beta_n) = \left\{ i\alpha_m \bar{U}(y) T_p(y) - \frac{1}{R} [T_p''(y) - (\alpha_m^2 + \beta_n^2)T_p(y)] \right\} |_{y=y_l}$$

F_{mln} , G_{mln} , v_{mln} 为 F , G , v 的 (m, n) Fourier 模数分量在 $y = y_l$ 点上的值.

由 (3a) 和 $v|_{\pm 1} = \frac{\partial v}{\partial y}|_{\pm 1} = 0$ 的边界条件可解出 v_{mpn} , 再利用 (3b) 和 $\eta|_{\pm 1} = 0$ 可求出 η_{mpn} , 利用 η 的定义和连续性方程求出 u 和 w .

平均流修正项 ($m = 0, n = 0$) 所满足的方程为 (考虑等压情况)

$$\frac{\partial u_0}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) |_{m=n=0} \quad (4a)$$

$$\frac{\partial w_0}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) |_{m=n=0} \quad (4b)$$

把 u_0 , w_0 展成 $T_p(y)$ 的级数, 在配置点上列方程求解.

2 理论模型

2.1 基本流场的假设

本文的计算是针对非线性扰动方程进行的, 基本流在计算过程中是不变的, 由相干结构引起的对平均流的修正由 (4) 式另算.

基本流的选取, 按罗纪生、周恒的设想, 采用复合的速度剖面, 即把 Blasius 剖面在法向压缩与 Spalding 剖面在 $y^+ = 100$ 的地方衔接起来的剖面. 其理由是, 在湍流平均流剖面中已包含了相干结构的贡献, 而在用流动稳定性理论分析相干结构时, 应扣除这一因素, 若在近壁区内没有相干结构, 则雷诺应力很小, 主要是粘性在起作用, 这样在这个范围内层流边界层方程应起主要作用.

应当承认, 这样的基本流剖面, 在底区满足边界层近似后的 N-S 方程, 在外区满足雷诺方程, 但不满足 N-S 方程或其简化形式, 因而由此建立的扰动方程严格地讲只是一个近似的方程. 但我们着重考虑的是近壁区的相干结构, 并且从实际计算的结果来看, 扰动波的峰值始终局限于非常靠近壁面的 20—40 个粘性长度的区域之内, 对外区的雷诺应力没有显著的影响, 所以这样的做法可能不会带来太大的误差. 另外, 计算结果证实, 这样的基本流分布在扰动充分发展后, 会逐渐变得饱满并接近湍流平均速度剖面.

2.2 初始扰动的流场

计算中的初始扰动流场是由流动稳定性理论中三个基本满足共振三波条件的三维 T-S 波组成, 即

$$\mathbf{u} = a_0 \mathbf{u}_1 e^{i(\theta_1 + \theta_{10})} + b_{20} \mathbf{u}_2 e^{i(\theta_2 + \theta_{20})} + b_{30} \mathbf{u}_3 e^{i(\theta_3 + \theta_{30})} + \text{c.c.}$$

其中, $a_0, b_{20}, b_{30}, \theta_{10}, \theta_{20}, \theta_{30}$ 分别表示三个波的初始幅值与初始相位, c.c 表示共轭复数. 计算是分对称和非对称两种情况进行的.

(1) 对称型

在对称情况中, $\theta_1 = \alpha_1 x, \theta_2 = \alpha_2 x + \beta z, \theta_3 = \alpha_3 x - \beta z, \mathbf{u}_1$ 为一个二维 T-S 波, $\mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3$ 为一对斜的三维波, 均由 Orr-Sommerfeld 方程的特征值问题求出. 由于对称性, 二个三维波的幅值如果初始相同则始终相同, 我们分别称 $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2$ 为二维、三维基本波.

(2) 非对称型

$\theta_1 = \alpha_1 x + \beta_1 z, \theta_2 = \alpha_2 x + \beta_2 z, \theta_3 = \alpha_3 x + \beta_3 z$, 这时三个波都是三维的, 根据三个波矢的空间位置分别把 $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3$ 的幅值记为 A_M, A_L, A_R , 这里脚标 M, L, R 分别指波矢位于中间, 左方及右方, 以下游方向为左右来判别左、右. 这时法向速度和涡量的展开式为

$$v = \sum_{m=-N_1}^{N_1} \sum_{p=0}^{N_2} \sum_{n=-N_3}^{N_3} v_{mpn} e^{i(m\theta_2 + n\theta_3)} T_p(y)$$

$$\eta = \sum_{m=-N_1}^{N_1} \sum_{p=0}^{N_2} \sum_{n=-N_3}^{N_3} \eta_{mpn} e^{i(m\theta_2 + n\theta_3)} T_p(y)$$

其中利用了共振条件, $\theta_1 = \theta_2 + \theta_3$.

3 计算结果与分析

计算是针对 $R = 15000$ 进行的, 在槽道中心处 $y^+ = 558$, 在板的法向取 129 个配置点, 在壁面附近 $\Delta y^+ = 0.17$, 在槽道中心 $\Delta y^+ = 13.7$. 计算的初始时间步长 Δt 为 0.05, 以后减为 0.02, 计算域在流向与展向都取一个基本波的波长. 这种取法能够针对单个相干结构进行计算, 便于分析其演化规律, 这种作法与 Moin 的小单元法在思路是一样的, 但我们针对不同基本波取不同的计算域, 从计算结果看, 这样取计算域可以得到与实验一致的有意义的结果.

3.1 对称型情况的计算结果

计算网格为 $16 \times 129 \times 8$, 初始扰动波幅值 $a_0 = 0.07, b_{20} = b_{30} = 0.02$. 图 1 给出了不同波数情况下, 基本波幅值的演化情况, 其中 $\alpha_1 = 2\alpha_2$, 这些波的线性幅值变化率都是衰减的, 从图中可以看出对一定的波数, 通过非线性作用, 三维基本波可以迅速增长起来, 这说明流场对扰动波的放大有一个空间选择作用, 具有一定流向与展向波长的波才能放大, 而一般的波将不放大. 计算表明增长最快的三维波的流向尺度 $\lambda_x^+ = 806$, 展向尺度 $\lambda_z^+ = 135$, 这与实验得到的平均值是比较接近的.

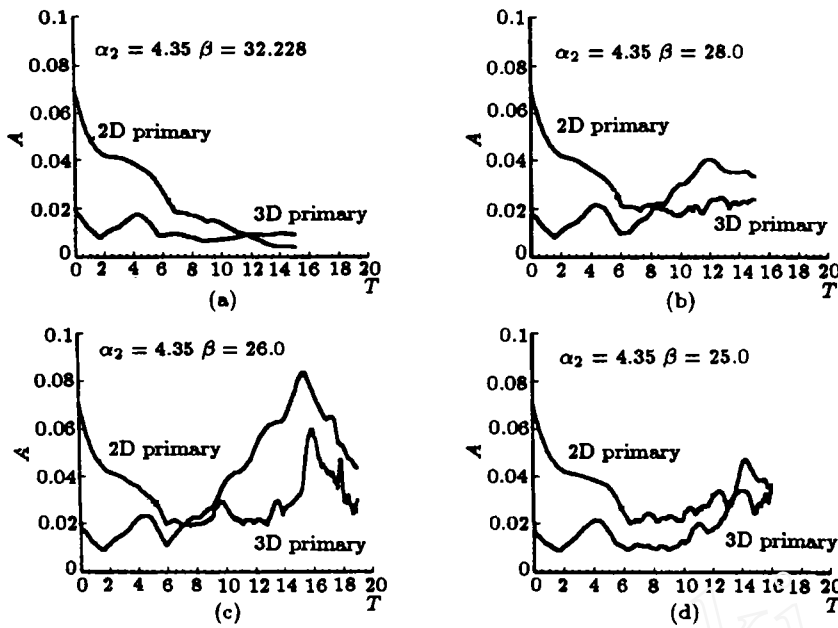


图 1 对称型扰动基本波幅值演化曲线
Fig.1 Amplitudes of disturbances for symmetric models

计算中有这样一个值得注意的现象。在流动稳定性理论中一般认为，如三个 T-S 波满足 Craik 共振条件，即二维波与三维波满足 $\alpha_1 = 2\alpha_2$ ，对应的频率满足 $\omega_{1r} = 2\omega_{2r}$ (ω 为复频率， ω_r 为其实部)，通过三个波的非线性相互激励，这三个波将会很快地增长起来。但在我们的计算中情况并非完全这样，图 1(a) 给出了严格满足 Craik 共振三波条件的基本波的演化情况，幅值并没有很快地增长，而增长最快的波是某些近似满足共振条件的三个波，如图 1(c)。我们分析其主要原因是 Craik 共振条件保证了小幅值下基本波相速度相同，使得能量传递方向不变，因而共振一直维持下去。但如果幅值较大，非线性作用较强，波的相速度受到非线性的影响，这样能量的传递方向就不是不变的了，以至这样的波增长不起来。反之，小幅值时近似满足共振条件的波在幅值较大时反而可能使相速度相等，从而幅值由于共振而增长起来。

下面给出的是三维基本波增长最快的波 (图 1(c)) 在 $T = 15.0$ 时的流场结构，图 2 是 $y-z$ 平面的速度矢量，在近壁处有大小相等，旋转方向相反的流向涡对，这反应了对称型的特点。图 3 给出了 $x-z$ 平面上流向速度的等值线，可以看到交错排列的低速条纹。图 4 给出了 $x-y$ 平面上展向涡量的等值线，可以看到等涡线与壁面成一倾角，头部弯曲伸向高动量区域，这与由实验而推测出的模型类似。图 5 给出了 $y-z$ 平面上雷诺应力分量 $-uv$ 的分布，从图中可以看到雷诺应力集中在底层的一个很窄的范围内，在 $y^+ = 30$ 处有一个很大的峰值。

3.2 非对称型情况的计算结果

计算网格为 $8 \times 129 \times 8$ ，初始扰动波幅值 $A_M = 0.05$ ， $A_L = A_R = 0.03$ 。图 6 给出了不同波数情况下三个基本波的幅值演化曲线，可以看出非对称扰动比对称扰动更容易放大。在计算中还发现，非对称扰动的放大与中间的那个基本波的展向扰

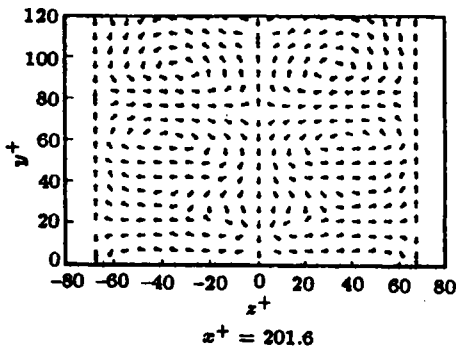


图 2 $y-z$ 平面速度矢量图
Fig.2 Velocity projection on a plane normal to the streamwise direction

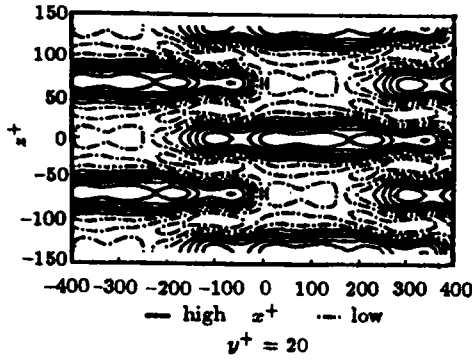


图 3 $x-z$ 平面等流线
Fig.3 Streamline patterns on $x-z$

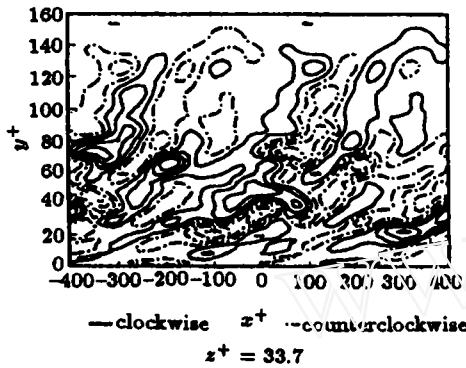


图 4 展向涡的等值线图
Fig.4 Contours lines of spanwise vorticity

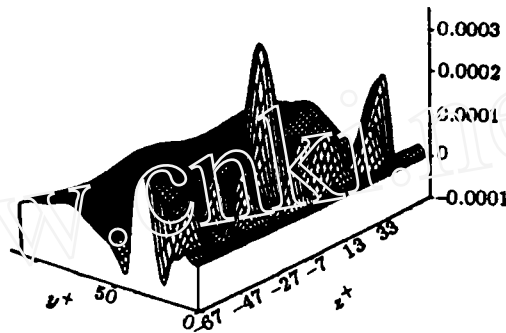


图 5 扰动雷诺应力 $-uv$ 的分布
Fig.5 The distribution of $-uv$

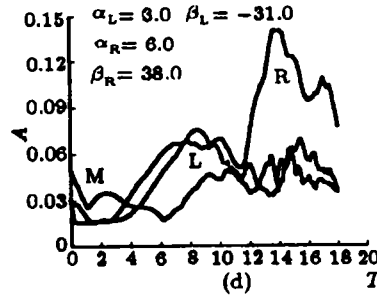
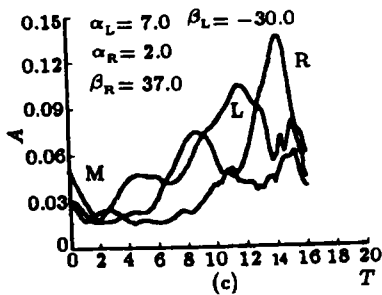
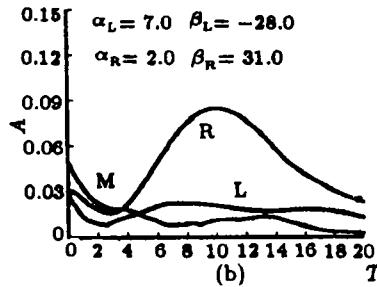
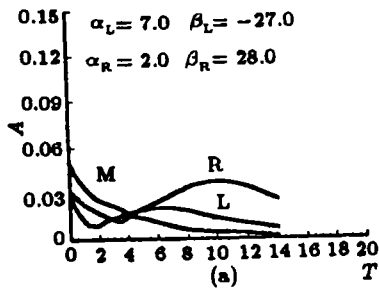


图 6 非对称型扰动幅值的演化曲线
Fig.6 Amplitudes of disturbances for unsymmetric models

动速度的大小有关，展向扰动速度越大，扰动波的幅值增长越快。这与实验中观察到的低速条纹发展后期有强烈的展向摆动是一致的。

能增长起来的三维波也是有一个范围的，其对应流向波长 λ_x^+ 在 700—1750 之间，展向波长 λ_z^+ 在 95—115 之间。图 7(参数同图 6(d), $T = 14.0$) 给出了 $y-z$ 平面上的流速矢量，涡对的大小是不相等的。在非对称型初始扰动流场中，涡大多数的情况下都是一大一小的，有时还会出现单个涡，这与 Guezennec^[6] 对湍流直接数值模拟的数据库分析所得的结果定性是一致的。图 8 是模拟氢泡线的结果，氢泡线

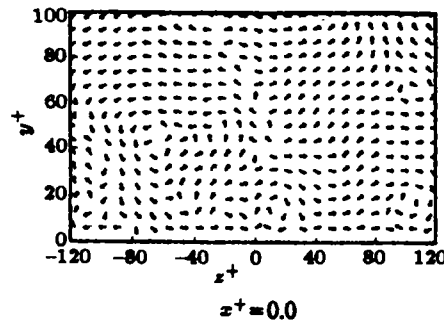


图 7 $y-z$ 平面速度矢量图
Fig.7 Velocity projection on a plane normal to the streamwise direction

放在 $y^+ = 24$ 处，可以看到慢速条纹抬升和展向的不对称性。图 9 给出了 $y-z$ 平面上雷诺应力的分量 $-uv$ 的分布情况，其峰值位于 $y^+ = 35$ 处，展向也呈不对称性。图 10(a) 给出了瞬时速度分布随时间的变化情况，可以看到，此时流速剖面会出现高剪切层，并逐渐增强。图 10(b) 是瞬时流速剖面与湍流平均速度剖面的比较，在靠近底层处，瞬时速度的梯度明显大于湍流平均流速的梯度，这表明扰动波有使平均流更丰满的趋势。

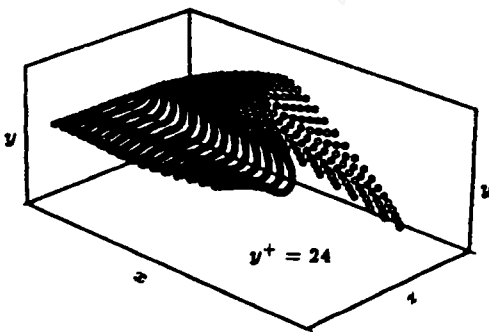


图 8 模拟得到的氢泡线
Fig.8 Hydrogen bubble lines generated at $y^+ = 24$

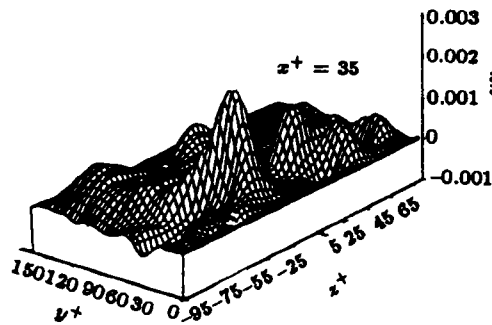


图 9 扰动雷诺应力 $-uv$ 的分布
Fig.9 The distribution of $-uv$

从总的计算结果看，在一定的波数范围内，线性衰减的波可以通过非线性的作用增长起来，其尺度也与实验的结果相符合，非对称的情况比对称的情况更容易增长，因此大多数流向涡是不对称的。从计算中还发现，无论是对称还是非对称扰动，都需要初始幅值足够大，特别是中间的波，才能激发三维扰动，这说明三维扰动的增长虽有其内在机制，但都需要外来的扰动作用，这种扰动可能包含来自外区的相干结构。这一结论与 Berkooz, Halmes & Lumley 的结果是一致的。从计算结果看，非对称的情况需要的外部激励较小。

我们的计算是在小单元内针对一组近似共振三波的演化进行的，以期跟踪“单个大涡结构”的发展过程。计算初期尚能清楚地分辨“单个结构”，如图 11(a)、(b)

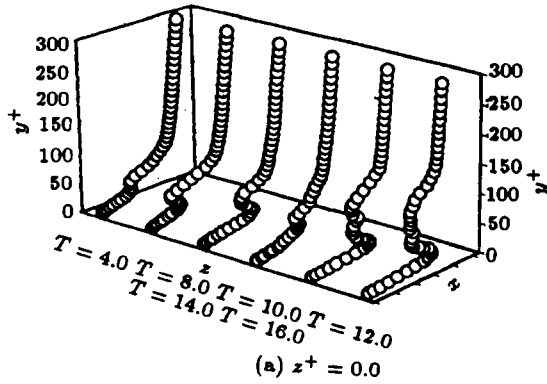


图 10(a) 瞬时速度剖面
Fig.10(a) The instantaneous velocity profiles

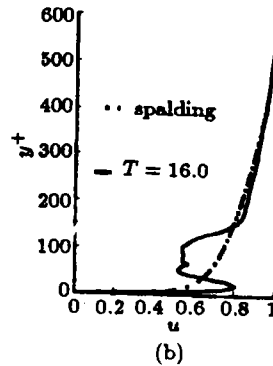


图 10(b) 瞬时速度剖面与 Spalding 剖面的比较
Fig.10(b) The comparison between the instantaneous and the Spalding velocity profile

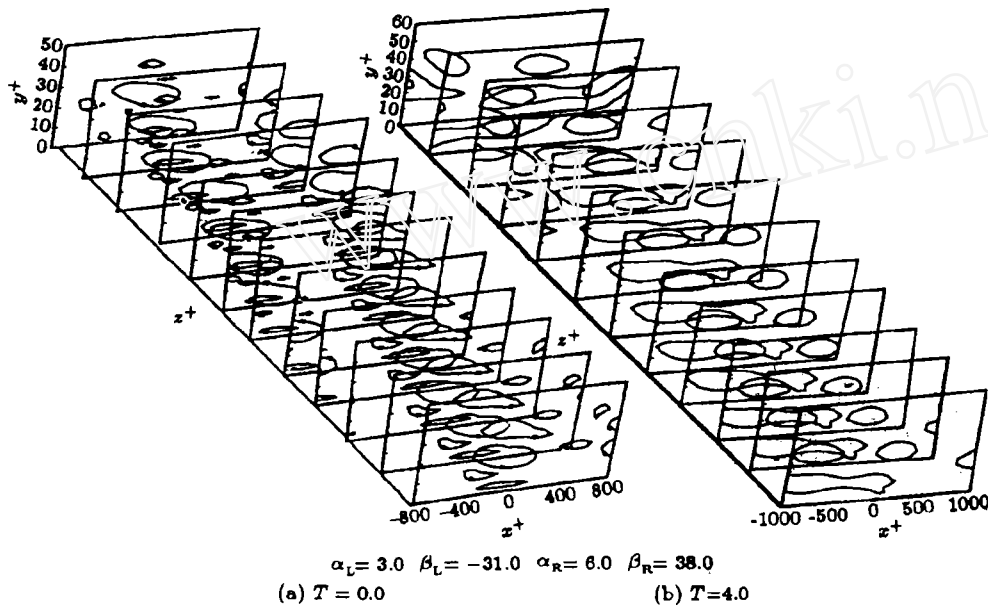


图 11 等涡量线空间分布
Fig.11 The distribution of iso-vorticity lines

中分别给出了非对称型扰动初始时 ($T = 0$) 和扰动发展初期 ($T = 4$) 在一个计算单元内等涡线的变化情况. 从图中可以清晰地看到在计算单元内出现的“单个大涡结构”及其在空间的变化. 但是, 当计算到扰动发展后期, 小单元内的脉动场很复杂, 不很容易区分“单个大涡结构”. 最近 H.Choi, P. Moin & J. Kim^[7] 试图对单个相干结构进行主动控制以减阻的研究中也遇到同样问题. 尽管小单元数值模拟是研究湍流结构的有效工具, 但其形成的流场仍过于复杂, 不易区分出单个结构.

在计算中我们发现, Chebyshev- τ 方法与配置点方法在精度上有一些微妙的差别, 这种差别在扰动波幅值变化较快时, 在图上是区分不出来的, 而对于幅值变化较慢的波, 如中性情况附近的, 就有明显的差别. 如我们计算的两种情况, 初始幅值 $A_0 = 1.E-2$, $T = 50$ 时的结果如表 1. 其中 Fujimura 的计算结果是由私人通信提

表 1
Table 1

R	α	ω_i	A		
			Point collocation	τ method	Fujimra
5800	1.0208	0.00004639	1.0098E-02	0.9963E-02	1.0094E-02
10000	1.0960	-0.000079002	1.0234E-02	1.0086E-02	1.0233E-02

供的.

配置点法和 τ 方法在处理非线性项时都采用伪谱方法,即将相乘的各量变换至物理空间,在配置点上计算乘积,然后再将乘积变换回谱空间.

计算结果表明配置点方法的精度高于 τ 方法.其原因是,在 τ 方法中要去掉系数方程组中最后的两个方程,代之以边界条件,这样的误差是整体误差,从而给配置点上计算的非线性项带来误差,反过来这又会使谱空间中的系数产生新的误差,降低了计算精度.而配置点方法的方程是在配置点上列的,配置点上方程是精确满足的,在谱空间中,配置点上不会有上述交叉影响.只要有足够的配置点,就能保证解的精度.另外, τ 方法是从求级数形式的解出发的,这就对展开级数的收敛性,收敛速度有要求,而配置点法是从求渐近解的原则出发的,对级数的要求放松一些.总之,配置点方法比 τ 方法精度要高一些.

4 结 论

本文从流动稳定性弱非线性理论的原则出发采用复合的速度剖面,用数值模拟的方法,研究了槽道湍流近壁区单个相干结构的产生机理及发展规律.所得结论如下:

- 1) 流场对扰动的放大在空间有选择性,只有一个频率范围内的波是能增长起来的.增长最快的波的展向尺度 λ_x^+ 为110—130,流向尺度 λ_z^+ 为800—1200,计算所得的条纹结构,涡的结构,雷诺应力分布都与实验观测的基本相符.
- 2) 在较强的非线性作用下,增长最快的波将偏离 Craik 共振三波的参数,造成这一偏离的原因是波的相速度受非线性的影响.
- 3) 非对称型的扰动比对称型的扰动更容易被放大,这种情况有较大的展向扰动速度,这可能与流场中慢速条纹的展向摆动有关系.
- 4) 对称型和非对称型扰动的增长都需要较强的外部激励,这种激励可能是来自边界层外区的相干结构.
- 5) 在一个小单元内对流动进行数值模拟是可以得到有意义的结果的.
- 6) 配置点方法比 Chebyshev- τ 方法的精度更高一些.

参 考 文 献

- 1 Jang PS, Benney DJ, Gran RL. On the origin of streamwise vortices in a turbulent boundary layer. *J Fluid Mech*, 1986, 169: 109
- 2 周恒. 平板湍流边界层底层的不稳定波. *力学学报*, 1988, 20: 481
- 3 Zhou H, Luo JS. Theoretical models for the coherent structures in a turbulent boundary layer. So R M C, Spezial CG, Launder BE (eds.) *Near Wall Turbulent Flow*. Elsevier Science Publisher B. V. 1993, 537-546
- 4 Jimenez J, Moin P. The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J Fluid Mech*, 1991, 225: 213
- 5 罗纪生, 周恒. 湍流边界层底层相干结构的一个理论模型. *应用数学和力学*, 1993, 14(11): 939
- 6 Guezennec Y G, Piomelli U, Kim J. On the shape and dynamics of wall structures in turbulent channel flow. *Phys Fluids*, 1989, A1(4): 764
- 7 Choi H, Moin P, Kim J. Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows. *J Fluid Mech*, 1994, 262: 75

NUMERICAL STUDY OF THE COHERENT STRUCTURES IN WALL REGION OF A CHANNEL FLOW

Fang Yilong Luo Jisheng Zhou Heng

(Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract This paper aims to investigate the single coherent structure in the wall region of a channel flow by minimal flow unit of direct numerical simulation using pseudospectral method. The mechanism for the formation and evolution of the coherent structure was studied by using the idea of resonant triad of the theory of hydrodynamic stability. The results compared reasonably well with experimental observations. Meanwhile, it is found that collocation method has higher precision than Chebyshev- τ method.

Key words resonant triad, coherent structure, numerical simulation, minimal flow unit