

弯曲槽道内湍流运动的大涡模拟*

苏 铭 德

(清 华 大 学)

提要 本文采用作者在 1987 年发展的大涡模拟代数模型,对弯曲槽道内的湍流运动进行了计算,结果表明该模型反映了曲率的影响,总体上与实验结果相符,说明本模型是合理的,可作为进一步研究湍流运动的手段。

关键词 湍流、大涡模拟、数值模拟

大涡模拟是近十多年来发展起来的一种研究湍流运动的有效手段。该方法最早由 Smagorinsky^[1] 于 1963 年提出,1970 年为 Deardorff^[2] 首次实现。以后该方法为 Moin^[3] 和 Schumann^[4] 分别加以改进和应用用于平直槽道内的湍流运动的数值模拟。1982 年 Friedrich 和 Su^[5] 将该方法用于沿纵向弯曲的边界层内湍流运动的数值模拟。1986 年 Schmitt^[6] 又将大涡模拟应用于有后台阶的槽道内的湍流运动数值模拟。目前大涡模拟正在不断得到发展。1986 年我们提出了用于大涡模拟的代数模型^[7],并且首先用于平直槽道内湍流运动的数值模拟,计算表明该模型是合适的。本文将本模型进一步推广到弯曲槽道内湍流运动的数值模拟,并且得到一些有益的结果。

一、大涡模拟的基本方程

流场的几何尺寸和坐标系的选用如图 1 所示,其中纵向为 s 座标,沿内壁;与内壁垂直的方向为 n ,宽度方向为 z 。 s, n, z 构成右手系统。

一般认为,湍流运动仍然满足连续性方程和 Navier-Stokes (N-S) 方程。这里假定流体是不可压缩的、牛顿型的。不考虑由于温差引起的对流运动,因此能量方程没有列入。基本方程的向量形式为

连续性方程

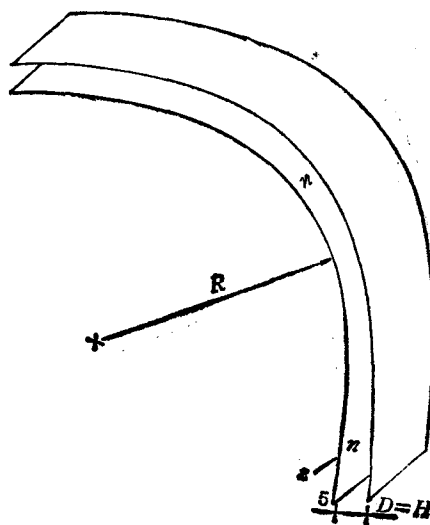


图 1 流场几何形状

本文于 1987 年 12 月 3 日收到,1989 年 1 月 17 日收到修改稿。

* 本工作得到国家自然科学基金的资助。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

动力学方程

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{V} \quad (2)$$

根据大涡模拟的基本思想, 将物理量用滤波器分成大尺度量和小尺度量。这里选用白噪声滤波器

$$G(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = \begin{cases} \frac{1}{\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3} - \frac{\Delta_i}{2} \leq x_i \leq \frac{\Delta_i}{2} \\ 0 & |x_i| > \frac{\Delta_i}{2} \end{cases} \quad x_i = (\mathbf{r} - \mathbf{r}')_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

利用该滤波器对于 N-S 方程(1)(2)进行滤波, 得到滤波后的基本方法

$$\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s} + \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} + \frac{\bar{v}_n}{hR} = 0 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + \frac{\bar{v}_s}{h} \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial z} - \frac{\bar{v}_s \bar{v}_n}{hR} \\ &= -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial \bar{p}}{\partial s} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial s} (2\nu \bar{S}_{ss} - \overline{v'_s v'_s}) + \frac{\partial}{\partial n} (2\nu \bar{S}_{sn} - \overline{v'_s v'_n}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} (2\nu \bar{S}_{sz} - \overline{v'_s v'_z}) + \frac{2}{hR} (2\nu \bar{S}_{sn} - \overline{v'_s v'_n}) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial t} + \frac{\bar{v}_s}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial z} - \frac{\bar{v}_s \bar{v}_z}{hR} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial s} (2\nu \bar{S}_{ns} - \overline{v'_n v'_s}) + \frac{\partial}{\partial n} (2\nu \bar{S}_{nn} - \overline{v'_n v'_n}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} (2\nu \bar{S}_{nz} - \overline{v'_n v'_z}) + \frac{(2\nu \bar{S}_{nn} - \overline{v'_n v'_n}) - (2\nu \bar{S}_{ss} - \overline{v'_s v'_s})}{hR} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial t} + \frac{\bar{v}_s}{h} \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial s} + \bar{v}_n \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial n} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial s} (2\nu \bar{S}_{zs} - \overline{v'_z v'_s}) + \frac{\partial}{\partial n} (2\nu \bar{S}_{zn} - \overline{v'_z v'_n}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} (2\nu \bar{S}_{zz} - \overline{v'_z v'_z}) + \frac{2\nu \bar{S}_{nz} - \overline{v'_n v'_z}}{hR} \end{aligned} \quad (7)$$

其中 R 为壁面曲率半径, $h = 1 + n/R$. $S_{ss}, S_{sn}, \dots$ 为变形速率张量。(4)–(7) 式为大涡模拟的基本方程,

二、代数模型

为封闭方程(4)–(7), 需引入关于拟雷诺应力项 $-\overline{v'_s v'_s}, -\overline{v'_s v'_n}, \dots$ 的模型, 这里引用代数模型^[2], 其中有几个基本假定:

拟雷诺应力被分成各向同性和各向异性的二个部分, 各向同性部分常用的模型为

Boussinesq 假定

$$\left. \begin{aligned} (-\overline{v_i v_j'})_{iio} &= 2\nu^* \bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{v_l v_l'} \\ \nu^* &= f(c\Delta)^2 S \quad S = \left(\frac{1}{2} \bar{S}_{ik} \bar{S}_{ik} \right)^{1/2} \\ f &= \frac{c}{S} \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} \quad \Delta = (h\Delta s \Delta n \Delta z)^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

各向异性部份为

$$(-\overline{v_i v_j'})_{inh} = \nu^{ij} \langle \bar{S}_{ij} \rangle \quad (9)$$

其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示时均值。

另外假定高雷诺数; 湍流运动在统计意义上是二维的、定常的; 三阶相关量均被忽略, 网格取得足够小。

根据以上基本假定, 可以建立关于拟雷诺应力各向同性部份的代数方程, 该方程写为矩阵形式为

$$A_{iio} \begin{pmatrix} -\overline{v_i v_i'} \\ -\overline{v_i v_n'} \\ -\overline{v_n v_n'} \end{pmatrix}_{iio} = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} C_1 C_E \frac{\bar{E}'^{3/2}}{\Delta} - \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{E}' \bar{S}_{ii} \\ \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{E}' \bar{S}_{in} \\ \frac{2}{3} C_1 C_E \frac{\bar{E}'^{3/2}}{\Delta} - \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{E}' \bar{S}_{nn} \end{pmatrix} \quad (10)$$

其中 A_{iio} 为 3×3 矩阵, 其元素为

$$\left. \begin{aligned} A_{11} &= \frac{-12C_2 + 6}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} - 2 \frac{\bar{v}_i}{h^2} \frac{\partial h}{\partial s} + \left(2 + \frac{6C_2 + 4}{11} C_p \right) \frac{\bar{v}_n}{hR} \\ &\quad + (C_1 + 1) C_E \bar{E}'^{1/2} / \Delta \equiv a_{11} + a_{11}\sigma \\ A_{12} &= \frac{4C_2 + 10}{11} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \frac{-10C_2 + 8}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} + \left(2 + \frac{12C_2 + 8}{11} C_p \right) \frac{\bar{v}_i}{hR} \equiv a_{12} \\ A_{13} &= \frac{6C_2 + 4}{11} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} \equiv a_{13} \\ A_{21} &= \frac{-C_2 + 3}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} + \frac{-8C_2 + 2}{11} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \left(-2 - \frac{9C_2 + 6}{11} C_p \right) \frac{\bar{v}_i}{hR} \equiv a_{21} \\ A_{22} &= \frac{-9C_2 + 5}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} + \frac{-9C_2 + 5}{11} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} + \left(1 + \frac{9C_2 + 6}{11} C_p \right) \frac{\bar{v}_n}{hR} \\ &\quad + C_1 C_E \bar{E}'^{1/2} / \Delta \equiv a_{22} + a_{22}\sigma \\ A_{23} &= \frac{-C_2 + 3}{11} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \frac{\bar{v}_n}{hR} + \frac{-8C_2 + 2}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \equiv a_{23} \\ A_{31} &= \frac{6C_2 + 4}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} + \frac{-12C_2 - 8}{11} \frac{\bar{v}_n}{hR} \equiv a_{31} \\ A_{32} &= \frac{4C_2 + 10}{11} \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} + \frac{-10C_2 + 6}{11} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \left(-4 - \frac{6C_2 + 4}{11} C_p \right) \frac{\bar{v}_i}{hR} \equiv a_{32} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$A_{33} = \frac{-12C_2 + 14}{11} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} + (C_1 + 1) C_E \bar{E}'^{1/2} / \Delta \equiv a_{33} + a_{03} \sigma$$

这里 $\sigma = \bar{E}'^{1/2} / \Delta$, $\bar{E}'^{1/2}$ 为脉动动能, Δ 为网格的尺度, 它可以是 $(\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$ 或 $(h \Delta s \times \Delta n \Delta z)^{1/3}$.

关于拟雷诺应力各向异性部份的代数方程的矩阵形式为

$$A_{in} \cdot \begin{pmatrix} -\bar{v}'_i \bar{v}'_i \\ -\bar{v}'_i \bar{v}'_n \\ -\bar{v}'_n \bar{v}'_n \end{pmatrix}_{in} = \begin{pmatrix} -\frac{C_E}{12} \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} \frac{1}{C_E} \frac{1}{n} \\ 0 \\ -\frac{C_E}{12} \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} \frac{1}{C_E} \frac{1}{n} \end{pmatrix} \cdot \bar{E}' \quad (12)$$

其中 A_{in} 也是一个 3×3 的矩阵, 其元素为

$$\left. \begin{aligned} \hat{A}_{11} &= 2 \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} + \frac{\bar{v}_n}{hR} \right) - \frac{C_E}{8} \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} \frac{1}{C_E} \frac{1}{n} \equiv \hat{a}_{11} + \hat{a}_{01} \sigma \\ \hat{A}_{12} &= 2 \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \frac{\bar{v}_i}{hR} \right) + \frac{3}{100} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} - \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \right) \frac{\Delta}{C_E} \frac{1}{n} \equiv \hat{a}_{12} \\ \hat{A}_{13} &= 0 \\ \hat{A}_{21} &= \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} - \frac{2\bar{v}_i}{hR} \right) + \frac{3}{200} \frac{\Delta}{C_E} \frac{1}{n} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} - \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} \right) \equiv \hat{a}_{21} \\ \hat{A}_{22} &= \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} + \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial s} + \frac{\bar{v}_n}{hR} - \frac{C_E}{8} \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} \frac{1}{C_E} \frac{1}{n} \equiv \hat{a}_{22} + \hat{a}_{02} \sigma \\ \hat{A}_{23} &= \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} + \frac{\bar{v}_n}{hR} + \frac{3}{200} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} - \frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} \right) \frac{\Delta}{C_E} \frac{1}{n} \equiv \hat{a}_{23} \\ \hat{A}_{31} &= 0 \\ \hat{A}_{32} &= 2 \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} - \frac{2\bar{v}_n}{hR} \right) + \frac{3}{100} \frac{\Delta}{C_E} \frac{1}{n} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial s} - \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial n} \right) \equiv \hat{a}_{32} \\ \hat{A}_{33} &= 2 \frac{\partial \bar{v}_n}{\partial n} - \frac{C_E}{8} \frac{\Delta}{C_E} \frac{1}{n} \sigma \equiv \hat{a}_{33} + \hat{a}_{03} \sigma \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

为了确定 $\bar{E}'^{1/2}$ 的大小, 首先由(10)式求解得到 $-\bar{v}'_i \bar{v}'_i$, $-\bar{v}'_i \bar{v}'_n$, $-\bar{v}'_n \bar{v}'_n$, 然后将它们代入关于 $\bar{E}'^{1/2}$ 的代数方程中去, 该代数方程是根据本节开始的假定, 简化关于 $\bar{E}'$ 的微分方程得到的。代入后得到的方程是关于 $\bar{E}'^{1/2}$ 的一个一元四次方程。

$$|\hat{A}_{ii}| \bar{S}_{ii} + 2|\hat{A}_{in}| \bar{S}_{in} + |\hat{A}_{nn}| \bar{S}_{nn} + C_E \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} |A| = 0 \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} |\hat{A}_{ii}| &= \begin{vmatrix} b_0 \sigma - b_i & a_{12} & a_{13} \\ b_2 & a_{22} + a_{02} \sigma & a_{23} \\ b_0 \sigma - b_n & a_{32} & a_{33} + a_{03} \sigma \end{vmatrix} \\ |\hat{A}_{in}| &= \begin{vmatrix} a_{11} + a_{01} \sigma & b_0 \sigma - b_i & a_{13} \\ a_{21} & b_2 & a_{23} \\ a_{31} & b_0 \sigma - b_n & a_{33} + a_{03} \sigma \end{vmatrix} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}
 |A_{nn}| &= \begin{vmatrix} a_{11} + a_{01}\sigma & a_{12} & b_0\sigma - b_1 \\ a_{21} & a_{22} + a_{02}\sigma & b_2 \\ a_{31} & a_{32} & b_0\sigma - b_n \end{vmatrix} \\
 |A| &= \begin{vmatrix} a_{11} + a_{01}\sigma & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} + a_{02}\sigma & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} + a_{03}\sigma \end{vmatrix} \\
 b_1 &= \frac{2}{3} C_1 C_E \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} - \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{S}_{nn} = b_0\sigma - b_1 \\
 b_2 &= \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{S}_{nn} \\
 b_3 &= \frac{2}{3} C_1 C_E \frac{\bar{E}'^{1/2}}{\Delta} - \frac{60C_2 - 4}{55} \bar{S}_{nn} = b_0\sigma - b_n
 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

方程(14)的最小非负正根即为 $\bar{E}'^{1/2}$ 的值, 由于 $\bar{E}'^{1/2}$ 是由解代数方程获得的, 故本模型称代数模型。

三、定解条件

为使方程(4)~(7)有确定的解, 需要给出定解条件, 它们是边界条件和起始条件。

边界条件为

在 x 方向, $\bar{v}_x, \bar{v}_n, \bar{v}_s, \bar{p}'$ 具有以 $2\pi H$ 为周期的周期性条件, 其中 H 为槽宽。

在壁面上有粘附条件

$$\bar{v}_x = \bar{v}_n = \bar{v}_s = 0 \quad (16)$$

关于压力条件为

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (17)$$

进口给定速度、压力分布, 它是由平直槽道的计算结果中的出口截面值给出。

出口条件为

$$\frac{\partial f}{\partial s} = 0 \quad (18)$$

其中 f 为 $\bar{v}_x, \bar{v}_n, \bar{v}_s, \bar{p}'$ 。

正确的初始条件较难给出, 这里为简单起见, 又考虑到壁面曲率不大, 故近似地将平直槽道的某一时刻计算结果作为起始值, 在若干次计算后得到的值作为真正的起始值。

四、计算方法及计算结果

由于流场在壁面附近变化比较快, 所以计算网格在壁面附近加密, 其节点在 n 方向的选用采取如下公式

$$\left. \begin{aligned}
 \eta_j &= \frac{H}{2} \cdot \frac{1}{a} \operatorname{th}\{(2\eta_j - 1)\operatorname{th}^{-1}a\} \\
 \eta_j &= \frac{j-1}{N} \quad j = 1, 2, \dots, N+1
 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中 $a = 0.9$.

为了保证计算的稳定性,采用半显半隐差分格式,由于 z 方向上的周期性,故物理量在 z 方向上表示为富氏级数

$$f = \sum_{k_z} \hat{f}_{k_z} e^{ik_z z} \quad (20)$$

其中 f 为 $\bar{v}_t, \bar{v}_n, \bar{v}_z, \bar{p}$. $\hat{f}_{k_z}$ 为富氏变换系数, $k_z = \frac{2\pi k}{L_z}$, $L_z = 2\pi H$. 将(20)式代入

(4)–(7),可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \hat{p}_t}{\partial t} + \left[\bar{v}_n - \frac{\nu_1}{hR} \right] \frac{\partial \hat{p}_t}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left([\nu_1] \frac{\partial \hat{p}_t}{\partial n} \right) + \frac{1}{h} \frac{\partial \hat{p}}{\partial s} &= \hat{H}_t \\ \frac{\partial \hat{p}_n}{\partial t} + \left[\bar{v}_n - \frac{2\nu_1}{hR} \right] \frac{\partial \hat{p}_n}{\partial n} - 2 \frac{\partial}{\partial n} \left([\nu_1] \frac{\partial \hat{p}_n}{\partial n} \right) + \frac{\partial \hat{p}}{\partial n} &= \hat{H}_n \\ \frac{\partial \hat{p}_z}{\partial t} + \left[\bar{v}_n - \frac{2\nu_1}{hR} \right] \frac{\partial \hat{p}_z}{\partial n} - 2 \frac{\partial}{\partial n} \left([\nu_1] \frac{\partial \hat{p}_z}{\partial n} \right) + i k_z \hat{p} &= \hat{H}_z \\ \frac{1}{h} \frac{\partial \hat{p}_t}{\partial s} + \frac{\partial \hat{p}_n}{\partial n} + \frac{\partial \hat{p}_z}{\partial n} + i k_z \hat{p} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

其中 $[\cdot]$ 表示沿 z 方向上的平均值,差分化时,

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{f^{(n+1)} - f^{(n)}}{\Delta t} \quad (22)$$

(21)式左端其它项用 $(n + \frac{1}{2})$ 时间层上的值, $[\cdot]$ 值取 (n) 层的值, $\hat{H}_t, \hat{H}_n, \hat{H}_z$ 用 n 层上的值,由此所得的五对角块矩阵用交替方向的迭代计算求解.

计算中的常数取如下表所示的值

C_E	C_p	C_1	C_2	C
1.10	0.3	2.5	0.75	0.17

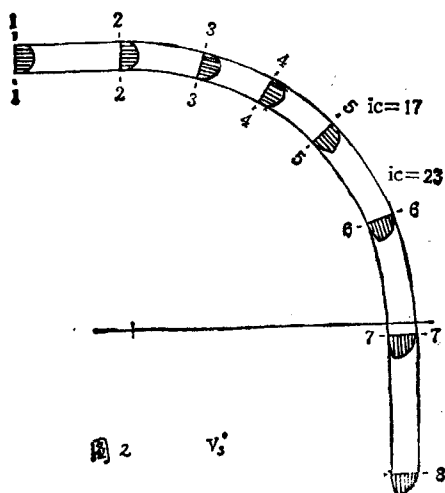


图 2

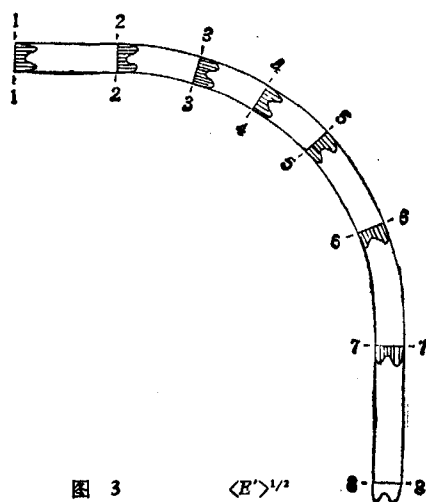


图 3

$\langle E \rangle^{1/2}$

图1中 L_1 取 $6.0H$, L_2 取 $7.5H$, $H = 1$, 曲率半径为 $R = 9.25H$. 网格选二种: 疏网格为 $34 \times 16 \times 16$, 细网格为 $68 \times 32 \times 32$. 每一步耗时 125.0 秒 CPU, 用疏网格计算 200 步, 细网格用 500 步, 计算结果见图.

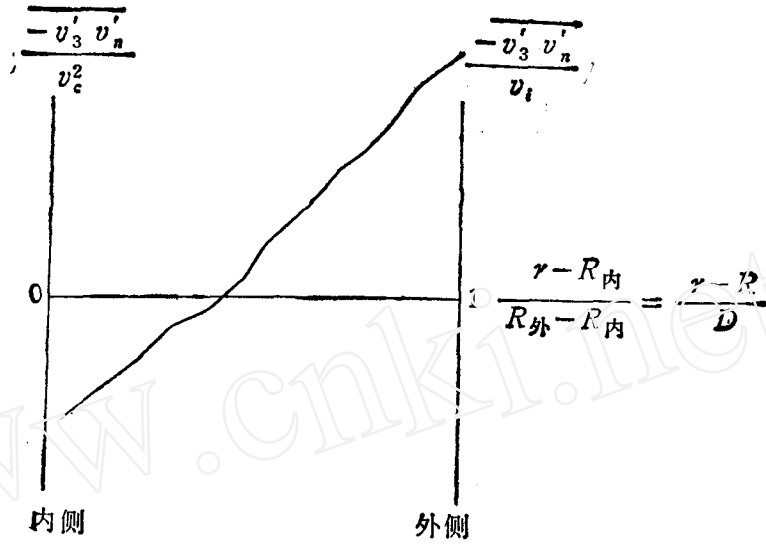


图4 $-\overline{v'_i v'_n} (ic = 17)$

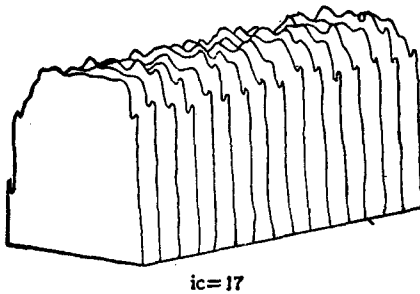


图5 $\bar{v}, ic = 17$

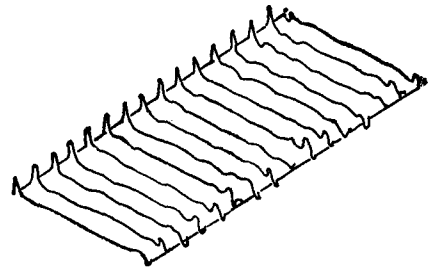


图6 $v'_i (ic = 17)$

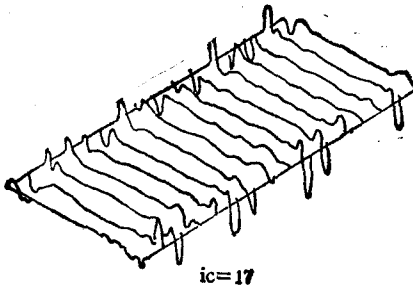


图7 v'_z

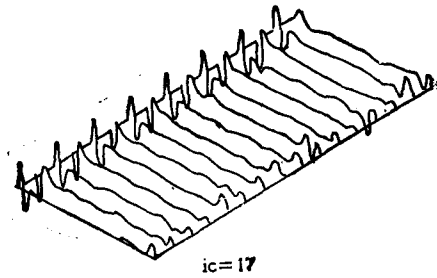


图8 v'_n

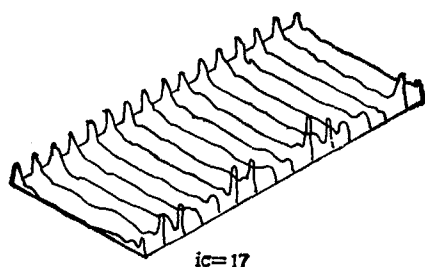
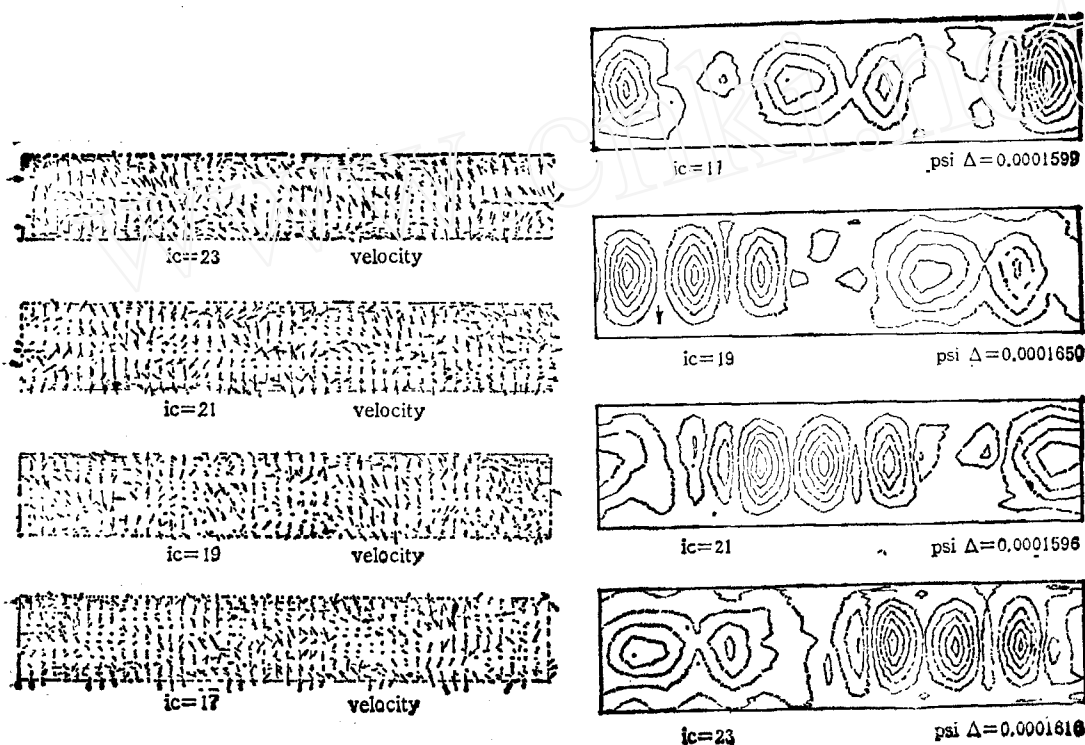
图 9 $\bar{E}'^{1/2}$ 

图 10 截面上的速度向量

图 11 截面上的流线

图 2 是不同截面上 v_z 在展向 x 和随时间的平均, 图 3 是上述截面上 $\bar{E}'$ 沿 x 向及随时间的平均值, 结果表明内壁流动加速而湍流强度减小。图 4 给出 $-\bar{v}_z'v_z'$ 沿 x 向和时间的平均, 站号为 17, 图 5, 6, 7, 8, 9 分别给出某一时刻 $\bar{v}_z, v_z', v_z', v_z'\bar{E}'^{1/2}$ 的分布, 这里 $v_z' = \bar{v}_z - \langle \bar{v}_z \rangle, v_z'v_z' = \langle \bar{v}_z \bar{v}_z \rangle - \langle \bar{v}_z \rangle \langle \bar{v}_z \rangle$ 类同。图 10 为在不同截面上的各点在某一时刻的速度方向, 它可以看到不明显的纵向涡流动, 图 11 给出了横向流动的流线形状, 可以看出这些涡是互相交错变化的, 而不象湍流时那样有明显的 Görtler 涡存在。

由以上计算结果可以看出, 结果与实验在总体上是符合的, 本模型总的说来是合适的。利用本方法, 可以对湍流运动作进一步的研究。

本工作得到清华大学计算中心的大力资助与帮助, 工作中与张兆顺教授进行过讨论并得到有益的启示, 在此一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Smagorinsky J., *Mon. Wea. Rev.*, 99,(1963),99.
- [2] Deardorff J.W., *J. Fluid Mech.*, 41,(1970),452—480.
- [3] Moin P., Kim J., *J. Fluid Mech.*, 109,(1981).
- [4] Schumann, U., *J. Comp. Phys.*, 18,(1975),376.
- [5] 苏铭德, Friedrich R., *力学学报*, 16,4(1984).
- [6] Schmitt L, Richter K., Friedrich *EUROMECH Colloquium* (1985) No.199.
- [7] 苏铭德, *力学学报*, 1987 年增刊.

LARGE EDDY SIMULATION OF TURBULENT FLOW IN A CURVED CHANNEL

Su Mingde

(Tsinghua University)

Abstract In the present paper the turbulent flow in a curved channel is numerically simulated by means of algebraic modelling of large eddy simulation (LES), which was developed in 1987 by the author. The results show that this modelling can reflect the influence of the curvature and agree verywell with experimental results. These facts show that this modelling is practical and can be used as a method in further investigating of the turbulent flow.

Key words turbulence, large eddy simulation, numerical simulation