

文章编号: 1000-8055(2008)05-0810-06

Breakdown 过程长度及其前后 边界层名义厚度的变化

唐洪涛^{1,2}

(1. 天津科技大学 机械工程学院, 天津 300222; 2. 天津大学 力学系, 天津 300072)

摘 要: 采用数值模拟的方法, 模拟了平板边界层的转捩过程及发展的湍流, 在此基础上, 研究了不同初始扰动对转捩持续时间和湍流边界层厚度影响的共性和差异. 研究表明: 在不同的波数情况下, 计算得到不同的初始扰动引起的转捩的持续时间不同. 在给定基本波数情况下, 如果初始扰动在展向不是对称的, 那么, 它们引起的转捩后平均边界层厚度与转捩起始点处边界层厚度的比值 $\bar{\delta}_t/\delta_0$ 在相当长的时间内表现出相同的增长规律, 这一增长规律与所加的初始扰动无关. 然而, 展向是非对称的表现出不同增长规律.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 转捩; 湍流; 波数; 扰动

中图分类号: O368

文献标识码: A

Durations of transition and variation of boundary-layer thickness before and after breakdown

TANG Hong-tao^{1,2}

(1. School of Mechanics Engineering, Tianjin University of Science and Technology, Tianjin 300222, China; 2. Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Temporal mode direction numerical simulation has been done for the breakdown process of laminar-turbulent transition and the fully developed turbulence in an incompressible boundary layer on a flat plate. Based on the computational results, the common and different characteristics of the durations of transition and the time-averaged boundary-layer thickness induced by different initial disturbances were discussed. Analytical results show that under different basic wave numbers, the durations of transition induced by different initial disturbances are different to one another. On the other hand, under given basic wave numbers, if the initial disturbances are dissymmetrical in span wise direction, the ratio of the time-averaged boundary-layer thickness after transition to the boundary-layer thickness at the beginning of the breakdown process in the transition, $\bar{\delta}_t/\delta_0$, shows the same growth rate with respect to time, which is independent of the initial disturbances. In contrast, initial symmetric disturbances will induce different growth trends.

Key words: aerospace propulsion system; transition; turbulence; wave number; disturbance

20 世纪初, Prandtl 提出边界层概念后, 人们发现边界层中同样存在层流和湍流两种流态. 层

流时物体所受的阻力及传热能力与湍流时是大不一样的. 而对钝体或以大攻角运动的物体来说, 流

收稿日期: 2007-04-15; 修订日期: 2007-07-02

基金项目: 天津科技大学引进人才科研启动基金(20070426); 国家自然科学基金资助项目(90205021)

作者简介: 唐洪涛(1968-), 男, 黑龙江海林人, 机械工程师, 流体力学博士, 主要从事流动稳定性及高效节能装备的研究.

动的分离位置受边界层是层流还是湍流的影响, 这又间接地影响到气动力. 因此, 对航空航天、船舶、车辆等的设计来说, 深入理解转捩机理和控制边界层的转捩过程是准确计算空气动力及热传导的前提^[12]. 因此, 通过某些技术手段延缓转捩, 可以有效减小阻力, 提高燃料的利用率, 具有很高的经济效益. 尽管开始时人们对从层流到湍流的转捩这一问题的研究也许曾经是以兴趣为主要动力, 但现在人们对这一问题继续感兴趣的主要原因显然是它在工程和技术问题上的重要性^[36].

过去从稳定性的角度对转捩问题做了很多研究, 但重点放在了转捩前扰动的演化上^[7], 而没有对从层流到湍流的机理以及湍流特性存在的共性和差异进行更加深入的研究. 黄章峰等^[8]采用时间模式对来流马赫数为 4.5 的平板边界层湍流进行了直接数值模拟. 发现当湍流充分发展后, 其平均流剖面、湍流马赫数和雷诺应力等沿平板法向的分布都具有相似性^[9]. 这一结论对简化但又较准确地计算工程技术问题中的湍流问题提供了一种可能性^[10]. 这一发现使我们自然地考虑到: 在不同初始扰动情况下, 转捩的 breakdown 过程及转捩前后边界层中各种物理量的变化应该有一定的规律性.

目前, 在湍流的工程计算上, 除了要预测转捩开始的地方或时间外, 有时还要比较准确地模拟转捩过程, 以使层流段与湍流段的衔接更符合实际情况而提高计算精度, 而这一点并不容易. 如果我们能找到转捩过程更多有规律性的东西, 则对上述问题的解决会有帮助. 而在这个问题中转捩的 breakdown 过程的长短及转捩前后边界层厚度的变化又是工程技术问题中最常见的、急待解决的问题. 因此, 本文的研究正是基于这种考虑. 该研究包含两个方面: 不同初始扰动对转捩的持续时间的影响; 不同初始扰动对转捩后的边界层厚度的影响.

1 数值模拟的方法

1.1 计算方法

对不可压平板边界层流动来说, 直角坐标系下的无量纲扰动方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + w \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \Pi}{\partial x_i} + \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \right) u_i - q_i \end{cases} \quad (1)$$

其中, $i, j = 1, 2, 3, t$ 为时间; u_i 为扰动速度, 其分量为 u, v, w ; U_i 为基本流速度, 其分量为 U, V, W ; x_i 表示坐标, 其分量为 x, y, z , 其中 x 为流向、 y 为法向、 z 为展向. $\Pi = p + 0.5 \cdot (u^2 + v^2 + w^2)$, p 为扰动压力, $q_i = 2u_j \omega_{ij}$, $\omega_{ij} = 0.5 \cdot (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$, 雷诺数定义为 $Re = U_\infty \delta^* / \nu$, 这里取雷诺数为 2 000, 其中 ν 为运动粘性系数.

本文采用的基本流是 Blasius 解, 并采用平行流假设, 所以, $U = U(y)$; $V = 0$; $W = 0$. 在计算域的展向和流向都采用周期性边界条件, 即设扰动在流向及展向都是周期性的, 因而数值方法可采用伪谱方法. 将任一变量 q 表达为

$$q(x, y, z, t) = \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \hat{q}_{mn}(y, t) e^{i\alpha_m x + i\beta_n z} \quad (2)$$

其中, $\alpha_m = m\alpha_0 = 2\pi m/L_x$, $\beta_n = n\beta_0 = 2\pi n/L_z$, $m = 1 - M/2, \dots, 0, \dots, M/2 - 1$, $n = 1 - N/2, \dots, 0, \dots, N/2 - 1$, L_x, L_z 分别为 x 和 z 方向计算域长度. $\hat{q}_{mn}$ 表示函数在谱空间的分量, 代入(1)式后, 得到 x 和 z 方向离散后的谱空间方程. 对方程进行时间离散, 线性部分中函数对时间的导数的差分格式为

$$\left(\frac{d\hat{q}}{dt} \right)^{n+1} = \gamma_0 \hat{q}^{n+1} - c_0 \hat{q}^n - c_1 \hat{q}^{n-1} - c_2 \hat{q}^{n-2} + O((\Delta t)^3) \quad (3)$$

非线性部分中函数的差分格式为

$$\hat{q}^{n+1} = d_0 \hat{q}^n + d_1 \hat{q}^{n-1} + d_2 \hat{q}^{n-2} + O((\Delta t)^3) \quad (4)$$

将差分格式(3)和(4)代入离散后的谱空间方程得

$$\begin{cases} i\alpha_m u_{mn}^{n+1} + \frac{d}{dy} v_{mn}^{n+1} + i\beta_n w_{mn}^{n+1} = 0 \\ \gamma_0 u_{mn}^{n+1} + U_i \alpha_m u_{mn}^{n+1} + U' v_{mn}^{n+1} = -i\alpha_m p_{mn}^{n+1} + \frac{1}{Re} \cdot \left[\left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha_m^2 - \beta_n^2 \right) u_{mn}^{n+1} + \sum_{j=0}^{J_e} (c_j u_{mn}^{n-j} - d_j q_{1mn}^{n-j}) \right] \\ \gamma_0 v_{mn}^{n+1} + U_i \alpha_m v_{mn}^{n+1} = -\frac{d}{dy} p_{mn}^{n+1} + \frac{1}{Re} \cdot \left[\left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha_m^2 - \beta_n^2 \right) v_{mn}^{n+1} + \sum_{j=0}^{J_e} (c_j v_{mn}^{n-j} - d_j q_{2mn}^{n-j}) \right] \\ \gamma_0 w_{mn}^{n+1} + U_i \alpha_m w_{mn}^{n+1} = -i\beta_n p_{mn}^{n+1} + \frac{1}{Re} \cdot \left[\left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha_m^2 - \beta_n^2 \right) w_{mn}^{n+1} + \sum_{j=0}^{J_e} (c_j w_{mn}^{n-j} - d_j q_{3mn}^{n-j}) \right] \end{cases} \quad (5)$$

因为方程(5)的第 2, 3, 4 式的右侧的第三项是前三个时间步的已知值, 所以该方程就只含有 $n+1$

时间步的 u, v, w, p 4 个未知量了. 差分格式的系数详见表 1.

表 1 方程(5)中的系数

Table 1 The coefficients in equations (5)

系数	1 阶精度	2 阶精度	3 阶精度
γ_0	$1/\Delta t$	$3/(2\Delta t)$	$11/(6\Delta t)$
c_0	$-1/\Delta t$	$-2/\Delta t$	$3/\Delta t$
c_1	0	$1/(2\Delta t)$	$-3/(2\Delta t)$
c_2	0	0	$1/(3\Delta t)$
d_0	1	2	3
d_1	0	-1	-3
d_2	0	0	1
J_e	0	1	2

对时间离散后的方程(5)在 y 方向采用 Marlik 建议的两点 4 阶精度的紧致差分格式为

$$\varphi_{j+1} - \varphi_j = \frac{\Delta y}{2} \left[\left(\frac{d\varphi}{dy} \right)_{j+1} + \left(\frac{d\varphi}{dy} \right)_j \right] - \frac{(\Delta y)^2}{12} \left[\left(\frac{d^2\varphi}{dy^2} \right)_{j+1} - \left(\frac{d^2\varphi}{dy^2} \right)_j \right] + O((\Delta y)^5) \quad (6)$$

其中, $\varphi_{mn}^{n+1} = (\xi_{mn}^{n+1}, v_{mn}^{n+1}, f_{mn}^{n+1}, p_{mn}^{n+1})^T$, 这里, $\xi_{mn}^{n+1} = i\alpha_m u_{mn}^{n+1} + i\beta_n w_{mn}^{n+1}, f_{mn}^{n+1} = \frac{\partial}{\partial y} \xi_{mn}^{n+1}$.

开始计算时, 不能立即用上述的三阶精度的格式, 因为它需要预知前三个时刻的解. 因此要用低阶精度的格式启动. 为保证精度, 其时间步长应相应地减小.

如图 1, x, y, z 方向(展向 z 的方向垂直纸面向里)的有效计算域以起始时的边界层排移厚度 δ^* 为特征长度无量纲化时分别为 $[0, 20\pi], [0, 40], [0, 20\pi]$, 对应的计算网格点数为: $129 \times 201 \times 129$ (前 6 种情况的计算域和网格点数). 其中在 x 和 z 方向为均匀网格, 在 y 向为变网格与等间距网格对接的双网格结构, 其中变间距网格的变换公式为

$$\begin{cases} x(i) = 1 - y_n \cdot i/[n_0 \cdot (y_n + B_0)] \\ y(i) = B_0 \cdot (1/x(i) - 1) \end{cases} \quad (7)$$

这里, $i = 0, 1, 2, \dots, n_0, n_0 = 113, B_0 \approx 3.0$, 变网格与等间距网格在结合点处的 y 值为 $y_n = 15$. 等间距网格点数为 88 个点. 在 x, z 方向采用周期性的边界条件; 平板上为无滑移边界条件; y 方向在上边界处的边界条件为扰动速度为零.

1.2 嵌边区的加入

为了使计算导致的误差在上边界能顺利传出而不反射回来, 需在原先的计算域上侧增加一缓冲区, 如图 1 阴影部分所示. 在该区内对方程(1)

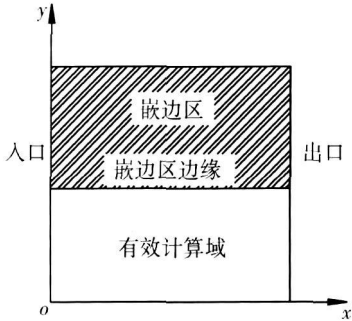


图 1 计算域示意图

Fig. 1 Sketch of computational domain

的第二式右侧增加一特殊的源项 $H_i = -\chi(y)u_i$, 而 $\chi(y)$ 为所谓的嵌边函数. 经过修正后的 N-S 方程可以表示为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \Pi}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \right] u_i - q_i - \chi(y)u_i \quad (8)$$

图 2 给出了 $\chi(y)$ 的形状, 其解析表达式为

$$\chi(y) = \lambda_{\max} \left[S\left(\frac{y - y_{\text{start}}}{\Delta_{\text{rise}}}, 1\right) - S\left(\frac{y - y_{\text{end}}}{\Delta_{\text{fall}}}, -1\right) \right] \quad (9)$$

式中形函数 $S(a, b)$ 为

$$S(a, b) = \begin{cases} 0 & a \leq 0 \\ \frac{1}{2} \left[\tanh \left(7a - \frac{7+b}{2} \right) + 1 \right] & 0 < a < 1 \\ 1 & a \geq 1 \end{cases} \quad (10)$$

(本文中取 $\Delta_{\text{rise}} = 3L_f/8, \Delta_{\text{fall}} = 0$, 其中, L_f 为嵌边区的总长度. $\lambda_{\max}$ 由衰减因子决定, 根据 Lundblad 等人^[10] 所提供的粗略估测结果, 在要求扰动经过嵌边区后的衰减因子约为 10^6 时, 取 $\lambda_{\max} = 1.5$.)

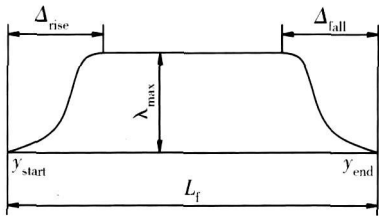


图 2 嵌边函数 $\chi(y)$ 的典型形状

Fig. 2 Typical sketch of fringe function

1.3 参数的选取

计算起始于层流, 然后引入扰动. 扰动形式如下:

$$\sum_{j=1}^3 A_j u(y) e^{i(\alpha_j x + \beta_j z)} \quad (11)$$

α_j 与 β_j ($j = 1, 2, 3$) 分别是 x 和 z 向的波数. u_j 是解层流剖面的 Orr-Sommerfeld 方程特征值问题所得到的特征速度矢量, u_j 的归一化条件为 $\max |u_1| = 1$, u_1 是扰动的流向速度分量, A_j 是扰动幅值.

本文共考察了 12 种不同的初始扰动情况. 表 2 列出了前 6 种初始扰动参数, 其中第 2, 5 两种情况都包含了 1 对对称的斜波. 与计算域对应的流向及展向基本波数 α_0 及 β_0 均为 0.1, 嵌边区的长度为 $L_f = 40$, 计算域及网格点数如 1.1 节所述; 表 3 列出了后 6 种初始扰动参数. 与前面 6 种情况不同的是它们的流向及展向基本波数分别为 0.2 及 0.3, 嵌边区的长度增为 $L_f = 80$. 计算域的网格点数也改为 $N_x \times N_y \times N_z = 128 \times 240 \times 128$. 其中第 9, 10 两种情况都包含了 1 对对称的斜波.

表 2 初始扰动参数(Case1~ Case6)
Table 2 Parameters of initial disturbances

Case 1				
j	a	α	β	ω
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.01	(0.2, 0)	(0.2, 0)	(0.068 382, 0.002 360)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
Case 2				
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.01	(0.2, 0)	(0.2, 0)	(0.068 382, 0.002 360)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
4	0.005	(0.2, 0)	(-0.2, 0)	(0.068 382, 0.002 360)
5	0.005	(0.4, 0)	(-0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
Case 3				
1	0.005	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.005	(0.2, 0)	(0.2, 0)	(0.068 382, 0.002 360)
3	0.005	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
Case 4				
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.01	(0.3, 0)	(0.2, 0)	(0.104 242, -0.003 741)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
Case 5				
1	0.005	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.002	(0.3, 0)	(0.2, 0)	(0.104 242, -0.003 741)
3	0.002	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
4	0.002	(0.3, 0)	(-0.2, 0)	(0.104 242, -0.003 741)
5	0.002	(0.4, 0)	(-0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)
Case 6				
1	0.01	(0.3, 0)	(0.0, 0)	(0.099 005, 0.001 442)
2	0.01	(0.2, 0)	(0.2, 0)	(0.068 382, 0.002 360)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.1, 0)	(0.132 226, -0.018 957)

表 3 初始扰动参数(Case7~ Case12)
Table 3 Parameters of initial disturbances

Case 7				
j	a	α	β	ω
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.01	(0.2, 0)	(0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
Case 8				
1	0.005	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.005	(0.2, 0)	(0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
3	0.005	(0.4, 0)	(0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
Case 9				
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.005	(0.2, 0)	(0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
3	0.005	(0.4, 0)	(0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
4	0.005	(0.2, 0)	(-0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
5	0.005	(0.4, 0)	(-0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
Case 10				
1	0.005	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.002	(0.2, 0)	(0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
3	0.002	(0.4, 0)	(0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
4	0.002	(0.2, 0)	(-0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
5	0.002	(0.4, 0)	(-0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
Case 11				
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.01	(0.4, 0)	(0.3, 0)	(0.127 241, -0.025 078)
3	0.01	(0.4, 0)	(0.6, 0)	(0.121 454, -0.029 957)
Case 12				
1	0.01	(0.2, 0)	(0.0, 0)	(0.060 639, 0.003 867)
2	0.005	(0.2, 0)	(0.3, 0)	(0.073 587, -0.000 666)
3	0.005	(0.4, 0)	(0.9, 0)	(0.117 924, -0.032 829)

注: 这里的 a 表示波的幅值, ω 表示频率.

2 结果分析与讨论

2.1 转捩的持续时间

要确定转捩的持续时间, 就要确定转捩的起始及终了时刻. 目前并不存在起始及终了时刻的精确定义. 我们采用的办法是, 将壁面摩擦系数开始快速增长的转折段的中点作为转捩的起始时

刻, 而将壁面摩擦系数取最大值的时刻作为转捩的终了时刻. 图 3 和图 4 列出了上述 12 种情况的平均摩擦系数 C_f 随时间演化图. 从图中可以确定出转捩的起始及终了时刻, 即可得到表 4 和表 5 中的 t_b 和 t_e , 从而得到转捩持续时间 $t_e - t_b$. 从表 4 中可以看出前 6 种情况的转捩的持续时间大约在 150~ 160 之间. 而后 6 种情况的转捩的持续时间大约在 180~ 210 之间. 后 6 种情况的基本波数大于前 6 种情况的基本波数. 即在给定基本波数情况下, 不同的初始扰动引起的转捩的持续时间比较接近; 但在不同的基本波数情况, 不同的初始扰动引起的转捩的持续时间却不同. 目前我们还不能确定基本波数的大小是否是造成转捩持续时间长短的决定因素, 今后还需要算更多的算例.

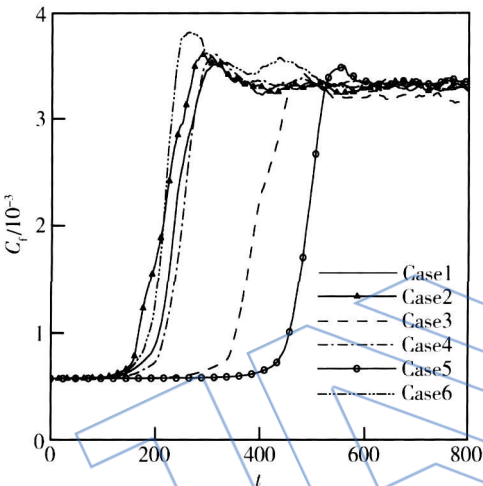


图 3 前 6 种情况的 C_f 随时间(无量纲) 演化
Fig.3 Time history of skin friction coefficient C_f for the former six cases

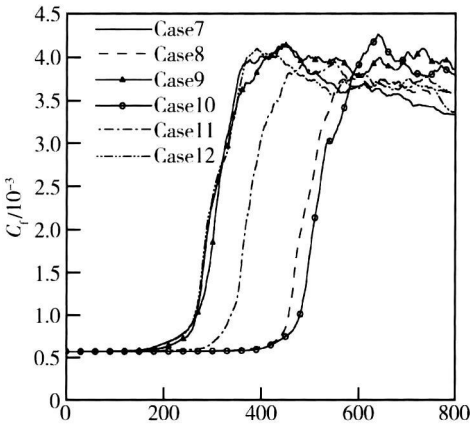


图 4 后 6 种情况的 C_f 随时间(无量纲) 演化
Fig.4 Time history of skin friction coefficient C_f for the latter six cases

表 4 不同初始扰动引起的转捩的持续时间(前 6 种情况)
Table 4 the durations of transition induced by different initial disturbances

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5	Case 6
t_b	160	140	320	160	410	120
t_e	310	290	480	310	560	270
$t_e - t_b$	150	150	160	150	150	150
t_s	330	300	510	320	580	280

表 5 不同初始扰动引起的转捩的持续时间(后 6 种情况)
Table 5 the durations of transition induced by different initial disturbances

	Case 7	Case 8	Case 9	Case 10	Case 11	Case 12
t_b	220	430	230	440	310	215
t_e	430	640	440	650	490	395
$t_e - t_b$	210	210	210	210	180	180
t_s	440	660	460	690	500	440

2.2 转捩后的边界层厚度的演化

图 5 和图 6 显示的是不同初始扰动引起的转捩后平均边界层厚度与转捩起始点处边界层厚度的比值 $\bar{\delta}/\delta_b$ 随时间的演化, 这里的 $\bar{\delta}$ 表示从计算起始点 t_s 位置开始到某一时刻边界层厚度在一个短时间内的平均值, t_s 则选为转捩结束后湍流达到充分发展的时刻, 即图 5 中每个曲线峰值以后开始较平缓变化的起点; δ_b 表示转捩起始点 t_b 处的边界层厚度. 该图中横坐标中的时间 t 的 0 时刻对应于计算起始点 t_s , 每种情况的计算起始点位置是不同的. 从图 5 可以看出在 $t = 0 \sim 400$ 区间内第 1, 3, 4, 6 种情况的 $\bar{\delta}/\delta_b$ 随时间的演化曲线几乎是重合的; 而第 2 与第 5 种情况曲线也是几乎完全重合, 但它们的曲线与第 1, 3, 4, 6 种情况的曲线不重合, 而是高于第 1, 3, 4, 6 种情况的曲线. 第 2 与第 5 种情况的初始扰动与其它情况的差别在于前者的斜波都是两对波而不是两个波. 与图 5 相比, 从图 6 可以看出类似的结果, 即初始扰动中的斜波是两对波而不是两个波时湍流边界层的厚度会较大. 但无论是那种情况, 相对于前 6 中情况都较厚. 因此, 在给定基本波数情况下, 如果初始扰动在展向不是对称的, 那么, 它们引起的转捩后平均边界层厚度与转捩起始点处边

界层厚度的比值 $\bar{\delta}_e/\delta_b$ 在相当长的时间内表现出相同的生长规律, 这一生长规律与所加的初始扰动无关; 如果初始扰动在展方向是对称的, 那么, 它们的 $\bar{\delta}_e/\delta_b$ 在相当长的时间内表现出类似的增长规律. 但是, 展向是对称的和非对称的表现出不同增长规律. 这是不是也是因为基本波数不同造成的目前也不能确定. 但无论如何, 初始扰动的对称性对转捩后的边界层厚度会有明显影响却是事先没有料到的. 当然, 一对斜波的扰动能量大于一个斜波, 但初始扰动的能量似乎不是主要因素, 因为对应于同样波数但幅值不同的初始扰动, 其结果是一样的.

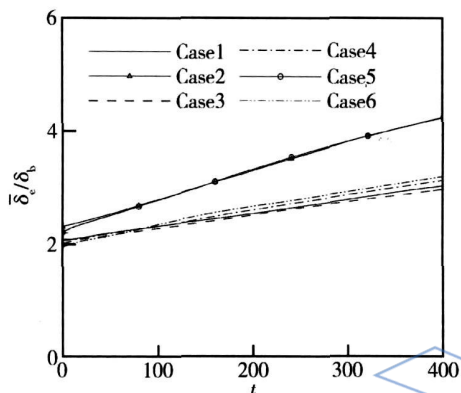


图 5 前 6 种情况的 $\bar{\delta}_e/\delta_b$ 随时间的演化

Fig. 5 Time history of $\bar{\delta}_e/\delta_b$ for the former six cases

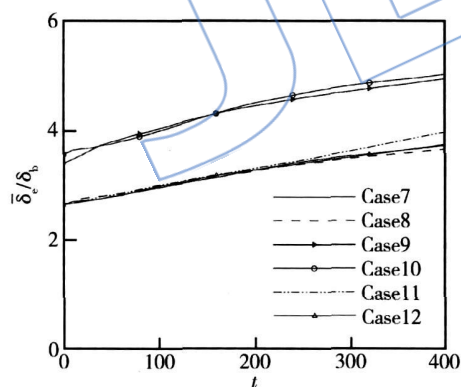


图 6 后 6 种情况的 $\bar{\delta}_e/\delta_b$ 随时间的演化

Fig. 6 Time history of $\bar{\delta}_e/\delta_b$ for the latter six cases

3 结 论

1) 在给定基本波数情况下, 不同的初始扰动引起的转捩的持续时间比较接近; 在不同的基本波数情况下, 计算得到不同的初始扰动引起的转捩的持续时间不同.

2) 在给定基本波数情况下, 如果初始扰动中

的斜波不是对称的, 转捩后边界层厚度与转捩起始点处边界层厚度的比值 $\bar{\delta}_e/\delta_b$, 小于初始扰动中的斜波是两对对称波的相应值.

本文所研究的问题, 还需要算更多的例子并加以分析, 也许最终可以找到更有规律性的结果, 以简化包括转捩预测的湍流计算.

致谢: 本文的研究工作是在导师周恒院士和罗纪生教授精心指导下完成的, 在此表示衷心感谢!

参考文献:

- [1] Saric W S. Physical description of boundary layer transition [R]. Experimental Evidence, In AGARD CP-793, 1994.
- [2] Thibert J J, Reneaux J, Schmitt V. Onera activities in drag reduction [J]. Congr. Int. Coun. Aeron. Sci. (ICAS) 1990, 17: 1053-1064.
- [3] 张涵信, 周恒. 流体力学的基础研究[J]. 世界科技研究与发展, 2001, 23(1): 15-18.
ZHANG Hanxin, ZHOU Heng. On basic research of fluid mechanics[J]. World Sci tech R & D, 2001, 23(1): 15-18.
- [4] 周恒. 新世纪对流体力学提出的要求[J]. 自然科学进展, 2000, 10(6): 494-494.
- [5] 郑哲敏, 周恒, 张涵信. 21 世纪初的力学发展趋势[J]. 力学进展, 1995, 25(4): 433-441.
ZHENG Zemin, ZHOU Heng, ZHANG Hanxin. Trends of development in mechanics in the early 21st century[J]. Advances in Mechanics, 1995, 25(4): 433-441.
- [6] 周恒, 赵耕夫. 流动稳定性[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004.
- [7] LUO Jisheng, WANG Xinjun, ZHOU Heng. Inherent mechanism of breakdown in laminar turbulent transition of plane channel flows[J]. Science in China, Ser. G, 2005, 48(2): 228-236.
- [8] 唐洪涛. 不可压缩平板边界层从层流突变为湍流的机理及湍流特性[D]. 天津: 天津大学, 2007.
- [9] HUANG Zhangfeng, ZHOU Heng, LUO Jisheng. Direct numerical simulation of a supersonic turbulent boundary layer on a flat plate and its analysis[J]. Science in China, Ser. G, 2005, 48(5): 626-640.
- [10] Lundbladh A, Schmid P J, Berlin S. Simulation of bypass transition in spatially evolving flows[R]. AGARD CP 551, 1994.