

关于一个新型转捩模式的研究与应用

孙振旭¹, 赵晓利², 宋婧婧¹, 杜特专³

(1. 北京大学 工学院, 北京大学 湍流与复杂系统研究国家重点实验室, 北京 100871;

2. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084;

3. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

(戴世强推荐)

摘要: 采用了新型的转捩预测模式, 将间歇因子耦合到湍流脉动输运方程中去, 计及流体转捩的内在因素, 因而能够反映转捩的具体发展过程. 以二维不可压平板边界层和二维 NACA0012 翼型为例, 研究了该转捩模式在预测不可压转捩流动时的作用, 得到与实验值符合良好的计算结果. 同时也研究了该转捩模式在不同网格分辨率下的计算能力和对近壁面网格分辨率的要求.

关键词: 转捩; 湍流模式; 间歇性; 壁面摩擦; 网格分辨率

中图分类号: O343.8 **文献标识码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2009.12.007

引 言

层流向湍流的转捩是流体力学中一个基础问题, 当转捩发生后流动的许多性质将会发生剧烈变化, 如摩擦阻力、热交换等都会发生突变进而影响到物体的气动力、气动热等特性. 目前对转捩的理论研究已比较成熟, 流动之所以会由层流转捩为湍流, 是因为湍流涡引起的局部高剪切层导致流动的不稳定. 一种典型的认识就是将转捩分为 3 类: 自然转捩, 该类型来流湍流度特别小, 因为线性小扰动往下游的传播, 将会产生二维 TS 波并随着振幅的不断增大而失稳发展为三维不稳定波, 由此导致湍流斑的生成并不断增大直至发展为完全湍流; 跨越转捩^[1], 该类型来流湍流度稍微大些, 边界层内扰动呈代数增长而不符合指数规律, 直接出现湍流斑并发展至湍流; 分离转捩^[2], 该类型主要由于大的压力逆压梯度的存在导致层流边界层分离, 在层流边界层下游的高度不稳定剪切区会发生转捩, 并伴随着分离泡的产生.

对流动转捩的预测, 一般主要集中于对转捩点位置的判断. 目前工业上经常采用的方法是做实验获取大量实验数据, 并将实验数据进行拟合成转捩的经验公式, 如 Granville 法、Michel 公式法等, 这种类型的方法虽然比较简单, 但是对实验的依赖性比较大, 受限于实验的具体操作过程. 随着计算技术的发展, 大涡模拟、直接数值模拟和稳定性分析方法等都得到了飞速发

收稿日期: 2008- 05- 05; 修订日期: 2009- 10- 26

基金项目: 十一五 国家科技支撑计划支持项目(2009BAG12A01)

作者简介: 孙振旭(1983), 男, 山东人, 博士(E-mail: sunzhenxu@gmail.com);

杜特专(1983), 男, 福建厦门人, 研究实习员, 硕士(联系人, E-mail: dutezuan@imech.ac.cn).

展 前两种方法通过求解 NS 方程,对速度和压力脉动均进行详细的数值模拟,要求分析问题的网格足够细密(直接数值模拟要求网格量细致到湍流的 Kolmogorov 尺度),网格量特别大(直接数值模拟约为 $Re^{9/4}$ 量级),因而随着问题规模的增大以及几何模型的复杂化,计算量的要求将空前增大,受限于计算机的软硬件要求导致计算周期的增长和计算难度的增大 稳定性分析方法包括扰动方程抛物化法(parabolized stability equations)和基于线性稳定性理论的 e^N 方法等^[3-4] 而后者是工程上常用的转捩预测方法,该方法假设转捩过程由层流边界层产生的最初的小扰动以不变的频率向下游发展,当扰动幅值放大到 e^N 时认为流动由层流完全发展成湍流 因此放大因子 N 的确定就成了判断转捩的依据

基于 Reynolds 平均的湍流模式预测方法是利用湍流模式来预测转捩的方法,抓住了转捩的统计特性 湍流模式是通过将 NS 方程进行 Reynolds 平均,得到的关于脉动量(Reynolds 应力)的描述方程,可以模拟脉动量的发展演化,捕捉层流到湍流的转捩 湍流模式方法对计算网格要求不高,计算时间短,其应用前景比较广阔 同时,合理的选择湍流模式在转捩预测中也非常重要 它的缺点在于因为湍流模式方程是针对完全发展的湍流建立起来的,因而由模式方程出发预测的转捩过早发生,转捩位置提前,转捩区较短 为了更好地预测转捩,许多学者对湍流模式方法进行了修正 Zheng 等^[5] 直接在湍流模式方程基础上,加全应力限制(total stresses limitation, TSL) 修正以更好地预测高 Reynolds 数流动转捩 湍流模式方法并没有考虑到转捩的内在机制,完全从统计特性上解决问题 而考虑间歇性的湍流模式方法正是因此而开始出现并发展起来的

在转捩过程中,因为湍流斑的存在,流动处在有脉动和层流的交替中 这种同一空间位置在不同时间内交替出现湍流或者层流的现象称为间歇现象 此外在边界层的外缘也存在这种现象 定义间歇因子 来表征这种间歇性,即在一段时间周期内流动处于湍流与处于层流的时间之比 若为 0,则流动处于层流,若为 1,则流动为完全湍流 将间歇因子与湍流模式结合起来,就可以将转捩的细节嵌入具体计算过程,获得比较准确的结果 1958 年 Dhawan 和 Narasimha 等^[6] 首先将间歇因子引入湍流模式,以间歇因子为加权系数,视流场为层流和湍流的组合 此后 Cho 和 Chung^[7] 于 1992 年,在 $k-\epsilon$ 模式基础上耦合间歇因子,提出了 $k-\epsilon$ 模式,可以很好地用来解决平板射流、圆射流等自由剪切层运动 2006 年 Menter^[8] 等提出了基于当地变量的转捩预测模式,给出了关于间歇因子的输运方程,并通过数值计算得到了关于 Re_τ 的经验公式,成功应用于三维流场计算 国内也有不少学者做过相关研究 王亮等^[9] 则是在 $k-\epsilon$ 模式基础上,建立了关于间歇因子的输运方程,生成新的 $k-\epsilon$ 模式,并成功预测了亚声速、超声速、高超声速等条件下的边界层转捩

本文采用 R_t - 转捩预测模式^[10],这是在一方程 R_t 模式^[11] 基础上,耦合了间歇因子的输运方程得到的新的转捩模式 相对于 $k-\epsilon$ 模式和 $k-\epsilon$ 模式,本文模式少了一个湍流传输方程,节省了计算成本 将其应用于平板边界层和 NACA0012 翼型等的数值试验,并与实验数据进行了比较 结果表明,本转捩模式是一个优秀的转捩预测模式,兼具快捷性和准确性

1 R_t - 转捩模式

1.1 基本控制方程

本文采用流体为不可压粘性流体,流场主要变量为速度 U 和压强 P 经过 Reynolds 平均后的 NS 方程为

$$\frac{D}{Dt} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{D U_i}{Dt} + \frac{1}{x_i} \frac{P}{x_i} = - \frac{\bar{u}_i}{x_j} + \frac{1}{x_j} \left[\frac{U_i}{x_j} \right] \tag{2}$$

本文湍流模式为一方程 R_t 模式, 属于线性涡粘模式^[12], 采用了 Boussinesq 假设, 同时 Reynolds 应力项表达为

$$\bar{u}_i = \frac{2}{3} k \bar{u}_i - 2 \nu_t S_{ij}, \tag{3}$$

其中, k 为湍动能, $k = \bar{u}_i^2 / 2$ 线性涡粘模式采用了各向同性假设, 其重点在于如何表达湍流涡粘系数 ν_t 在 R_t 模式中, 引入无衰减涡粘性系数 R 来求取湍流粘性系数, 其表达式为:

$\nu_t = f R$, 其中 f 的函数表达式为

$$f = \frac{\tanh((R/(C)))^2}{\tanh((R/(C)))^2} \tag{4}$$

无衰减涡粘性系数 R 满足的传输方程如下所示:

$$\frac{D(R)}{Dt} = \frac{1}{x_j} \left[\left(\frac{1}{r} \right) \frac{R}{x_j} \right] + (C_1 - C_2 f_2 f_r) \sqrt{R P_k} - C_3 D, \tag{5}$$

在此, 已经把湍流传输项和压力扩散项以系数 $1/r$ 与 R 建立关联 等式右侧第 1 项为分子扩散项, 这是由于分子的传输过程导致 R 的扩散; 右侧第 3 项为生成项 P_k , 代表了 R 由于流动从外层均匀流发展到湍流时增长的速率, 其表达式为

$$P_k = \nu_t \left[\left(\frac{U_i}{x_j} + \frac{U_j}{x_i} \right) \frac{U_i}{x_j} - \frac{2}{3} \left(\frac{U_k}{x_k} \right)^2 \right], \tag{6}$$

这里已经运用了 Boussinesq 假设, 通过湍流涡粘系数将 Reynolds 平均应力表达成时均应变率的函数 右侧最后 1 项为耗散项 D , 代表了转化成内能的速率, 表达式为

$$D = \begin{cases} \frac{R}{x_j} \frac{R}{x_j}, & \frac{Q}{x_j} \frac{R}{x_j} > 0, \\ 0, & \frac{Q}{x_j} \frac{R}{x_j} < 0 \end{cases} \tag{7}$$

间歇因子 γ 的传输方程为

$$\frac{D(\gamma)}{Dt} = \frac{1}{x_j} \left\{ \left[\gamma + (1-\gamma) \frac{1}{r} \right] \frac{\gamma}{x_j} \right\} + (1-\gamma) \sqrt{\frac{C}{R} P_k} (C_1 - C_2) + C_3 \frac{1}{x_j} \frac{\gamma}{x_j}, \tag{8}$$

其中

$$= \frac{(R/C)^{4.5}}{P_k^{3/4}} \frac{U_i}{Q} \frac{U_i}{x_j} \frac{1}{x_j}, \tag{9}$$

$$Q = \sqrt{U_i U_i} \tag{10}$$

方程中的模式常数取值如下:

$$\begin{cases} = 7.2 \cdot 10^{-4}, & = 0.2, C_1 = 1.6, C_2 = 0.16, \\ C_3 = 0.15, R = r = 1.0, C = 0.09, & = 0.41, \\ C_1 = C_2 + \frac{2}{2R}, C_2 = \frac{12}{11} \sqrt{\quad}, C_3 = \frac{3}{2R} \end{cases} \tag{11}$$

1.2 数值方法

在处理低亚声速流动时,对可压缩 NS/Euler 方程,采用传统的 Riemann 求解器^[13],因为数值耗散和特征值发散,会造成收敛速度减慢。因而,我们对基本控制方程采用预处理方程形式^[14-17](preconditioned compressible NS/Euler equations) 预处理通过修改由特征值 Jacobi 矩阵给出的信息传播速度(signal propagation speed),来改变时间方向的迭代。空间离散时采用 Riemann 求解器求解通量,这是因为一般的固定模板插值求解通量会使计算结果出现数值震荡并迅速发散,对于低速流采用了线性 Riemann 求解器。空间离散为二阶精度并使用了 TVD min-mod 限制器。时间上采用点隐式格式。

平板边界层计算时采用了 T3 系列实验数据,主要通过壁面摩擦因数来表征转捩。壁面摩擦因数是层流到湍流转捩的一个重要判据,最早由德国科学家布拉休斯(Blasius)通过边界层方程进行了层流解的理论研究,给出了层流时的 Blasius 解。而后对于平板湍流解也有学者给出了经验公式,因而,我们可以通过壁面摩擦因数对转捩进行细致研究。

当有转捩发生时,边界层内各物理量发生剧烈变化,并引发了物面气动性质的变化。因而通过对翼型的升阻力系数分析,可以看出转捩的影响。我们对 NACA0012 在一定攻角下有无转捩时的气动特性进行了分析。

2 算例分析

2.1 不可压缩平板边界层

为了验证 $R_t - \gamma$ 转捩预测模式的性能,我们选取不可压缩平板边界层进行数值模拟,实验结果来源于学者们在 Rolls-Royce 做的平板边界层实验^[18],并与 Menter 的计算结果^[8]进行了对比。分别进行了 T3A 和 T3B 两种工况的计算。计算中,板长为 0.25 m,宽度为 0.04 m,来流 Mach 数为 0.2,来流湍流度 I 分别为 3.5% 和 6.5%,平板入口给定压力、温度和速度,上边界同样给定压力、温度和速度,出口给定无回流,平板为无滑移绝热壁面。

2.1.1 T3A

如图 1 所示,给出了实验值、层流解和实验值,可以发现,本文预测的转捩位置大致与实验值接近。纵坐标 C_f 为壁面摩擦因数数值,横坐标 Re_x 为局地 Reynolds 数值。其定义为

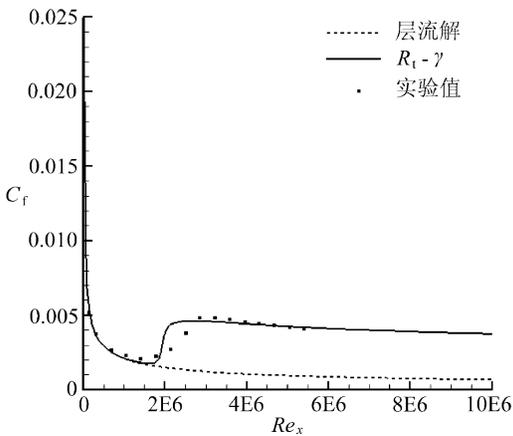


图 1 摩擦因数沿平板表面分布, $I = 3.5\%$

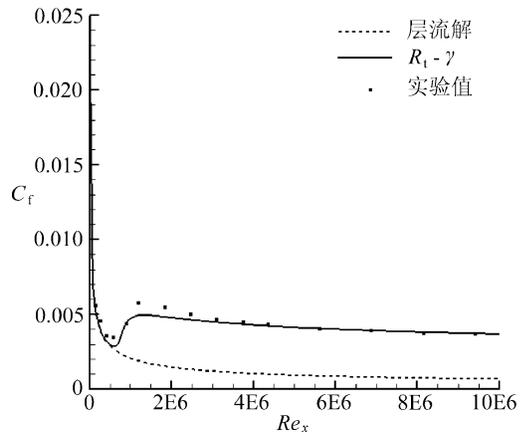


图 2 摩擦因数沿平板表面分布, $I = 6.5\%$

$$Re_x = \frac{U x}{\nu}, \quad (12)$$

壁面摩擦因数最低点大致位于 $Re_x = 1.8 \times 10^6$ 附近。发生转捩后,宏观的流体质点团之间通过脉动互相剧烈地交换质量、动量和能量,从而产生了湍流扩散、湍流摩擦阻力和湍流热传导,其强度相对于由分子运动所引起的扩散要大很多。湍流边界层的速度剖面相对于层流边界层更加饱满,在壁面上速度剖面的斜率比层流要大很多,这意味着湍流速度在近壁面处迅速增大,从而壁面摩擦阻力也加大。 R_{t-} 模式在转捩完成后的湍流区与实验值保持一致,转捩起始位置大致与实验值一致。不足之处在于其对转捩区长度的预测以及对转捩后最大壁面摩擦因数值的预测。

2.1.2 T3B

如图2所示,采用 R_{t-} 模式计算后的结果和实验值拟合得非常好,相对于Menter模式的转捩曲线,结果显示,转捩发生的位置相当提前,且转捩时经历的最小壁面摩擦因数也与实验值相差较大,当转捩完成后处于完全湍流时,其曲线则相对于实验值偏高。本文的结果在转捩区的形状与实验值基本一致,尤其在转捩开始时。在完全湍流区实验值与本文计算值则完全一致。在湍流度增大后,流动转捩类型变为跨越转捩,转捩区长度变短,从而 R_{t-} 模式可以更好地计算转捩。从结果中还可以看出, R_{t-} 模式在模拟转捩完成后的完全湍流区时,相对于Menter的转捩模式更加优秀。

2.1.3 网格依赖性分析

为了验证 R_{t-} 模式的网格精度,通过降低平板边界层的横向网格精度,来比较 R_{t-} 模式在粗网格下的计算结果。按照 y^+ 的量阶不同,将近壁面网格按3类情况处理:即 $O(0.1)$, $O(1)$, $O(10)$ 这3类。前两者因为网格还比较细密,故在计算时近壁面采用直接求解,最后1种网格近壁面较为粗糙,故在计算时采用了壁面函数近似求解以及直接求解两种方式。依然分析T3A, T3B两种情况。在计算时,仅存在网格上的差异,保持其他条件不变。

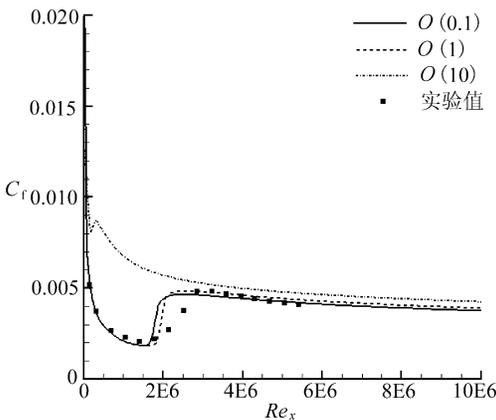


图3 摩擦阻力沿平板表面分布(T3A)

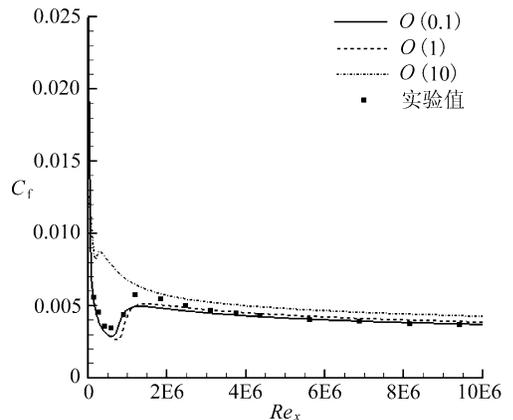


图4 摩擦阻力沿平板表面分布(T3B)

如图3和图4所示,T3A, T3B这2种情况下3种不同的网格尺度,当 y^+ 值为10的量阶时,得到的转捩结果与实验值相差较大。在相同的条件下提前发生了转捩并进入完全湍流区,这可能是由于网格变粗后耗散性增大,在计算中成为虚假耗散,使得网格耗散性和物理本质中湍流的耗散性混为一起,故在结果中表示为提前转捩。当 y^+ 为小于等于1的量阶时,计算得到的转捩点及转捩区位置均与实验值非常接近。这是因为层流边界层与湍流边界层在 y^+ 小于

5 时,近壁面的边界层速度剖面接近于直线,速度在横向的斜率为常数,所以当 y^+ 足够小时,计算得到的速度斜率均一致,保持常数,从而 y^+ 在 $O(0.1)$, $O(1)$ 两个量级上得到的壁面摩擦因数均相同。这说明一方面只要保持网格精度在 $y^+ = 1$ 量阶就可以得到正确的转捩解,反映出正确的内在机制,没有必要将网格画得更加细密。另一方面,网格不能太粗糙,当要处理转捩问题时,因为转捩发生在近壁面边界层内狭窄区域,必须需要比较细的网格来详细计算湍流脉动量,虽然可以用壁面函数来完成粗糙近壁面的计算,但是因为它是假定了流体在近壁面的速度行为,是一种概括的湍流边界层速度分布,因而不能适用于具体的转捩问题计算。

2.2 二维 NACA0012 翼型分析

NACA0012 翼型作为一个经典的对称翼型,几十年以来经常被应用于直升机、战斗机的旋翼,具有广泛的适用性。在一定攻角下该翼型表现出的失速特性更是学者们历来关心的问题。当有流体从机翼绕过时,因为逆压梯度的存在,流动一般会发生转捩,进而改变了流动的气动特性细节。为了更加仔细地研究机翼的气动特性,采用转捩模式是合理的、有必要的。本文采用 $R_t-\gamma$ 模式研究不可压机翼绕流,给出了在不同攻角下的气动参量参数,与实验值进行了对比,同时,还采用了 Realizable $k-\epsilon$ 模式对问题进行了分析,同转捩模式进行了结果对比。

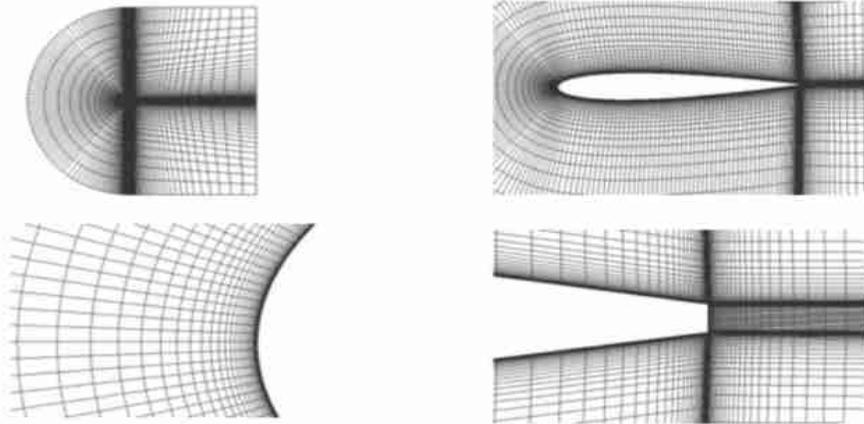


图 5 NACA0012 计算网格

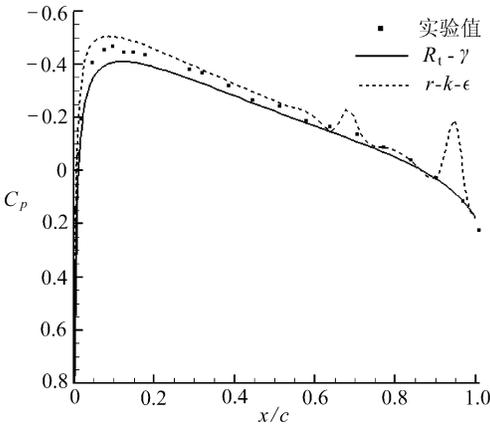


图 6 机翼上翼面压力分布(0 攻角)

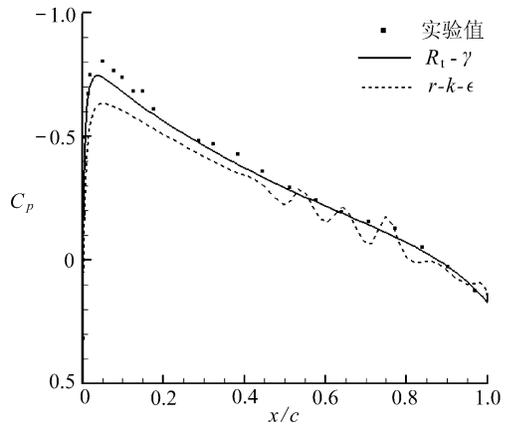


图 7 机翼上翼面压力分布(2 攻角)

计算中 NACA0012 弦长 $c = 0.76 \text{ m}$, 来流 Mach 数为 0.16 , $Re = 2.88 \times 10^6$, $U = 55 \text{ m/s}$

依次计算了 0, 2, 4, 6, 8, 10 几个攻角 计算后统计了阻力系数和壁面压强系数分布, 并与 Gergory 等的实验结果^[19]进行了对比 图 5 为计算用网格

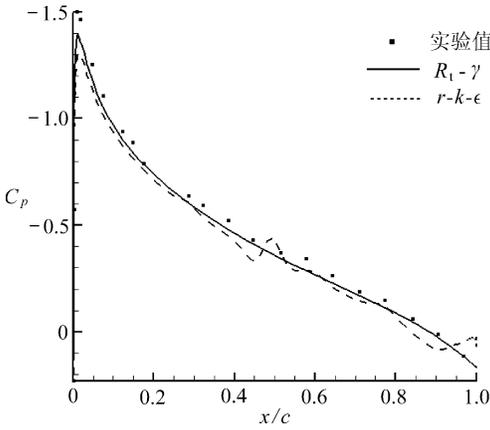


图 8 机翼上翼面压力分布(4 攻角)

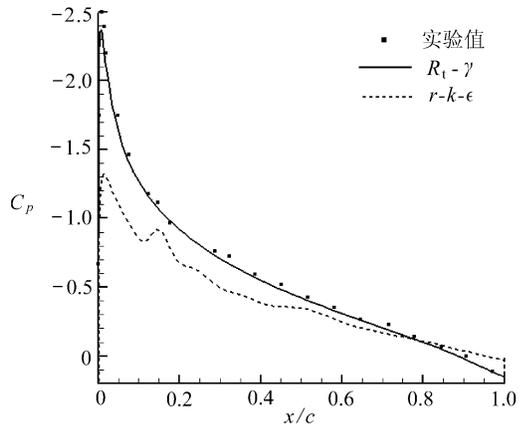


图 9 机翼上翼面压力分布(6 攻角)

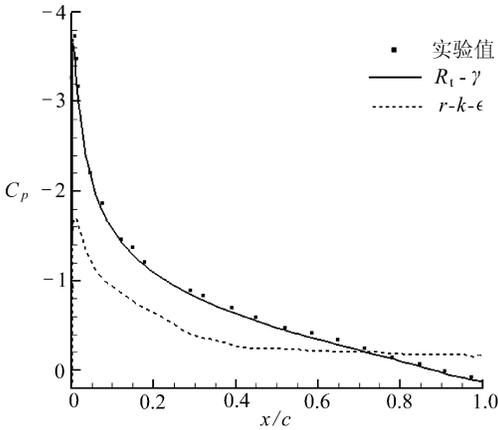


图 10 机翼上翼面压力分布(8 攻角)

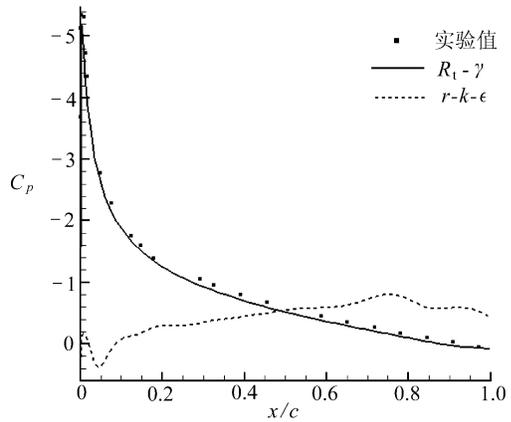


图 11 机翼上翼面压力分布(10 攻角)

2.2.1 C_p 值比较

C_p 为压力系数, 满足

$$C_p = (P - P_\infty) / (0.5 \rho U^2)$$

只要获得了压力系数沿壁面的分布, 就可以大致获得机翼的升阻力系数, 在实际应用时合理调整机翼的强度要求, 使得在特殊局部位置能够得到恰当处理 当机翼存在一定攻角时, 逆压梯度的存在可能导致在翼面位置发生转捩 转捩导致了机翼翼面气动特性发生巨大变化, 如果在数值模拟时不考虑转捩的影响而直接使用非转捩模式, 那么得到的计算结果将是灾难性的, 甚至可能完全错误的结果

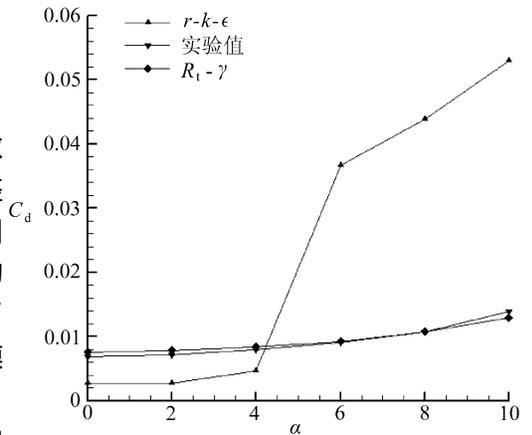


图 12 不同攻角下阻力系数比较

图 6~ 图 11 为 C_p 在各个攻角下沿上翼面的分布, 包括转捩模式、非转捩模式以及实验值

3 组数据(横坐标为 x/c , c 为弦长) 可以看出, 因为转捩模式反映了流体运动的机理, 准确刻画了转捩的发生, 故得到的计算结果与实验结果符合得很好; 相反, 采用非转捩模式时(此处为 Realizable $k-\epsilon$ 模式), 没有考虑转捩的影响, 计算时出现了尾涡脱落, 使得表面压强分布出现周期性脉动, 表面压强分布震荡较大, 严重偏离了实验值 当攻角逐渐变大时, 转捩模式预测的压力系数分布与实验值也拟合得更好 从另外的数值试验分析中, 将 Realizable $k-\epsilon$ 模式耦合 leading edge 转捩方法进行计算, 同样可以得到 R_{t-} 转捩模式的结果 但是从计算时间比较可以看出, R_{t-} 模式计算结果收敛速度快, 可以提前达到稳定解, 而 Realizable $k-\epsilon$ 模式耦合转捩模式则要经过一段数值震荡后才能达到收敛, 计算时间较长

随着攻角的变大, 在上翼面上受逆压梯度的影响, 流动迅速分离并导致转捩 攻角越大分离发生得越快, 并且导致转捩也迅速发生 所以, 当采用非转捩的 Realizable $k-\epsilon$ 模式计算时, 因为忽略了转捩的影响, 使得上翼面的压力系数随着攻角的增大越来越偏离真实值, 如图 11 所示 同时因为转捩发生明显, 采用 R_{t-} 转捩模式的计算结果则是随着攻角的增大而越来越接近实验值

2.2.2 阻力系数 (C_d)

阻力系数表达式为

$$C_d = F_d / (0.5 \rho U^2),$$

其中 F_d 为机翼所受阻力 阻力系数是机翼的一个重要无量纲参量 图 12 为转捩模式和非转捩模式预测的阻力系数与实验值的比较 R_{t-} 转捩模式与实验值符合得比较好, 随着攻角变大, 在攻角为 10° 时出现较大误差 而 Realizable $k-\epsilon$ 模式因为模拟出了错误的流动规律, 不规律的尾涡脱落造成统计时存在较大误差, 因而使得阻力系数偏离实验值太多而不具备参考性

3 结 论

本文对基于一方程线性涡粘 R_{t-} 模式的 R_{t-} 转捩模式进行了探讨分析, 主要研究了该转捩模式在亚声速下的应用 该转捩模式基于局部变量, 计算量小, 计算速度快, 能够和湍流模式计算耦合完成对转捩的预测 因为大规模三维复杂实验数据很难在一般的文献中发现, 因而本文的算例均选取了最基本的平板边界层实验和二维的 NACA0012 翼型实验 通过对二维不可压平板边界层和二维 NACA0012 翼型的研究, 发现该模式能够在转捩区和转捩完成后的充分发展湍流区, 准确地模拟湍流物理量的流场规律, 数值计算值和实验值符合得非常好, 表明 R_{t-} 模式是一个精度非常高的转捩预测模式, 可以精确进行高 Reynolds 数的转捩流动计算 通过对网格分辨率的分析, 发现只要近壁面网格满足 $y^+ > 1$, 该模式就可以获得准确数值解 该模式可以自动捕捉翼型转捩过程, 通过转捩模式求取的压力系数与实验值非常接近

层流到湍流转捩是一个复杂的问题, 在数值模拟时存在许多困难 我们在采用湍流模式方程时, 要给出湍流量的初始值, 本文是通过给定来流湍流度和湍流粘性比来设定初始值的 给定了湍流粘性比, 也就给定了湍流长度尺度, 因而是转捩的一个敏感参数 为了正确地模拟转捩, 我们需要了解待解决问题的湍流尺度大小, 这通常是非常困难的, 给我们在数值模拟时增加了难度

因为方程 R_{t-} 模式在解决超声速、高超声速问题时具有很大优势, 而高超声速流动转捩问题在航空航天时是一个基础性问题, 因而我们可以继续研究 R_{t-} 转捩模式在高超声速时的

适用性,可以预见,这是一个非常实用的简洁的转捩模式,非常适合于工程应用

致谢 本研究工作得到了北京大学工学院陈耀松教授和安亦然老师的大力支持和指导,对本文工作提出了很多宝贵的建议,在此表示由衷的感谢

[参 考 文 献]

- [1] Jacobs R G, Durbin P A. Simulations of bypass transition[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, **428**: 185– 212.
- [2] Mayle R E. Transition in a separation bubble[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 1996, **118**(4): 752– 759.
- [3] Cebeci T, Stewartson K. On stability and transition in three– dimensional flows[J]. *AIAA Journal*, 1997, **18**(4): 398– 405.
- [4] Mack L M. Stability of three dimensional boundary layers on swept wings at transonic speeds[A]. In: Zierep J, Oertel H, Eds. *Proc IUTAM Symposium III* [C]. Toulouse: Springer– Verlag Press, 1989, 209– 224.
- [5] Zheng X Q, Liu C Q, Liu F, et al. Turbulent transition simulation using the $k-w$ model[J]. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 1998, **42**(5): 907– 926.
- [6] Dhawan S, Narasimha R. Some properties of boundary– layer flow during transition from laminar to turbulent motion[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1958, **3**(4): 414– 436.
- [7] Cho J R, Chung M K. A $k-\epsilon$ equation turbulence model[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, **237**: 301– 322.
- [8] Menter F R. Transition modeling for general purpose CFD codes[J]. *Flow Turbulence Combust*, 2006, **77**(1/4): 277– 303.
- [9] 王亮,符松. 一种适用于超音速边界层的湍流转捩模式[J]. *力学学报*, 2009, **41**(2): 162– 168.
- [10] CFD++ user manual. version 8. 1. Metacomp Technologies[S]. Argoura Hills, CA, 2009, 12.
- [11] Goldberg U. Turbulence closure with a topography– parameter– free single equation model[J]. *Int J CFD*, 2003, **17**(1): 27– 38.
- [12] Launder B E, Sandham N D. *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2002, 9– 46.
- [13] Batten P, Leschziner M A, Goldberg U C. Average– state Jacobians and implicit methods for compressible viscous and turbulent flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, **137**(1): 38– 78.
- [14] Chorin A J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems[J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, **135**(2): 118– 125.
- [15] Van Leer B, Lee W– T, Roe P L. Characteristic time– stepping or local reconditioning of the Euler equations[A]. In: *AIAA Computational Fluid Dynamics Conference* [C]. 10th. Honolulu, HI, June 24 – 27, 1991, Technical Papers (A91– 40701 17– 34). Washington D C: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1991, 260– 282.
- [16] Weiss J M, Smith W A. Preconditioning applied to variable and constant density flows[J]. *AIAA Journal*, 1995, **33**(11): 2050– 2057.
- [17] Vingeron D, Deliege G, Essers J A. Low Mach number local preconditioning for unsteady viscous finite volumes simulations on 3D unstructured grids[A]. In: Wesseling P, Oate E, Piraux J, Eds. *European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECCOMAS CFD 2006)*, TU Delft: The Netherlands, 2006.
- [18] Savill A M. Bypass transition using conventional closures[A]. In: Launder B E, Sandham N D, Eds.

- Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows [C]. Ch 17. Cambridge: Cambridge University Press, 2002, 464–492.
- [19] Gregory N, O'Reilly C L. Low-speed aerodynamic characteristics of NACA0012 airfoil section, including the effects of upper-surface roughness simulating hoar frost[R]. TR, NPL AERO Rept 1308, England, UK: Middlesex, 1970.

Numerical Investigation on a Transition Prediction Model

SUN Zhen-xu¹, ZHAO Xiao-li², SONG Jing-jing¹, DU Te-zhuan³

(1. State Key Laboratory for Turbulence and Complex Systems, College of Engineering,

Peking University, Beijing 100871, P. R. China;

2. School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, P. R. China;

3. Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100190, P. R. China)

Abstract: A new transition prediction model was introduced which coupled the intermittency effect into the turbulence transport equations and took the characteristics of fluid transition into consideration so as to mimic the exact process of transition. Test cases including two-dimensional incompressible plate and two-dimensional NACA0012 airfoil, and the performance of this transition model used in incompressible flow were studied. It was proved that the numerical results were well consistent with experimental data. Meanwhile the requirement of grid resolution for this transition model was also studied.

Key words: transition; turbulent modeling; intermittency; grid resolution; skin friction