

[文章编号] 1001-246X(2004)01-0061-07

高超声速边界层流动转捩研究

刘 嘉, 雷麦芳, 姚文秀, 王发民

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

[摘 要] 针对高超声速飞行器前体预压缩性所需求的气动构型, 开展了具有一级压缩效果的压缩面边界层的流动稳定性分析. 采用有限体积法数值求解 NS 方程组得到基本流场, 应用当地局部平行流假设和线性稳定性理论求解了扰动波参数的特征值问题. 分析了来流马赫数 $M = 6$ 情况下二维扰动波的演化规律, 并进一步关联扰动的空间放大率, 结合 EN 方法进行了转捩预测.

[关键词] 高超声速流动; 稳定性分析; 转捩

[中图分类号] V211 [文献标识码] A

0 引言

以吸气式冲压发动机为动力的飞行器是新世纪追求高超声速飞行的研究热点. 为了得到高升阻比的气动构型, 飞行器机身和发动机必须进行一体化设计, 前体需要承担发动机所需的预压缩功能. 在高超声速条件下, 边界层的厚度与来流马赫数的平方 M^2 成正比, 增厚的边界层不仅使飞行器的摩阻增大, 而且它的流场演化直接关系到冲压发动机的启动特性和推力, 因此前体下表面边界层的流动稳定性和转捩对进气道性能如流量系数、压力恢复系数、平均密流比等有关键作用. 同时稳定性分析和转捩预测是高超声速飞行器设计中进行层流控制和热防护设计的重要因素. 在巡航条件下, 飞行器的表面摩擦阻力和波阻是一个量级, 成为总阻力的重要组成部分, 延迟转捩可以使燃料消耗、飞行器操纵费用大大降低, 也使得热防护的材料选择更加灵活, 而层流控制的成功很大程度上依赖于稳定性分析和转捩预测的方法^[1]. 因此前体流场边界层的稳定性和转捩预测对正确分析前体的压缩效果, 优化前体构型设计, 保证高超声速条件下发动机进气道的正常工作具有重要的指导意义.

稳定性问题分为基本流场和稳定性方程的求解两部分, 其中基本流场解的正确与否直接关联着稳定性问题的最终结果. 针对基本流场的求解, Malik^[2] 给出了利用坐标变换简化平板和轴对称物型的方法, 并在后来的研究中得到广泛的应用^[3]. Heath B. Johnson 和 Graham V. Candler^[4] 提出用修正的 Steger-warming 矢量通量分裂的有限体积法求解带化学反应的轴对称物型的基本流场, 并在线性稳定性分析中得到较好结果.

稳定性方程的数值求解, 包括初值问题求解方法和边值问题的求解方法. Mack^[5] 应用初值求解方法求解了可压缩边界层问题, Scott^[6] 等则较早应用两个边界求解了该稳定性方程. 对不可压流动, 临界层在固壁附近, 因而函数展开的方法很有优势, 但对于高超声速流动, 临界层则移向边界层外缘, 以上方法很难发挥作用, 因此求解稳定性方程的迭代算法变得很重要.

为了更好地适应高超声速飞行器复杂外型的稳定性分析和转捩预测, 本文基本流场采用直接求解 NS 方程组的方法, 稳定性方程的求解采用 Malik^[2] 的二阶差分方法, 应用 Rayleigh 迭代法^[8], 较精确地求解了稳定性方程的特征值和特征函数. 在以上方法的基础上, 针对高超声速飞行器前体压缩性问题, 本文研究了来流马赫数为 6、攻角为 4° 的具有一定压缩角的压缩面的边界层稳定性问题, 分析了第一、第二不稳定模态的扰动特征, 并结合 EN 法进行了转捩预测.

[收稿日期] 2003-01-13; [修回日期] 2003-04-07

[作者简介] 刘嘉(1970-), 女, 河北安国, 博士, 从事流动稳定性研究, 北京安外安华里 2 区 3 号楼中国石油经济技术研究中心信息监测室 100011.

1 基本流场的数值模拟

要获得较好的稳定性分析结果,基本流场的解要求有较高的精度,且需要二阶导数连续,常采用求解边界层方程或边界层方程与 Euler 方程匹配求解的方法.但是对于高超声速飞行器的复杂外型,流场中存在复杂的物理现象,如激波与边界层的相互干扰,用上述方法求解显然不能满足需要.本文采用有限体积法求解 NS 方程组,无粘项的离散采用二阶迎风 TVD 格式;粘性项的求解中为了避免用差分格式产生在壁面附近的数值奇异性,保持扩散项的守恒性,在离散动量方程和能量方程时采用了积分形式的粘应力求法.

将无量纲三维 NS 方程组写成积分形式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} d + \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{q}d + \mathbf{q}(\mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}) = \mathbf{n}d\mathbf{S}, \\ \frac{\partial}{\partial t} e d + e(\mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}) = \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}d\mathbf{S} + C \frac{\partial}{\partial n} (p/\mu) d\mathbf{S}, \\ p = (e - 1) \left(e - \frac{1}{2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{q} \right), \\ [\boldsymbol{\sigma}] = - \left(p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \mathbf{q} \right) [\mathbf{I}] + 2\mu [\boldsymbol{\epsilon}], \end{array} \right. \quad (1)$$

这里, \mathbf{q} 表示速度矢量, p 为压力, μ 为第一粘性系数, e 为单位体积的能量, $d\mathbf{S}$ 为控制体 V 的边界曲面, $C = \frac{\mu}{\rho L}$, $Pr = \frac{\mu c_p}{k}$, \mathbf{n} 为微元面积 $d\mathbf{S}$ 上的单位面积上的应力, $[\boldsymbol{\epsilon}]$ 为应变张量.

方程组中无粘项的离散采用二阶迎风 TVD 格式,粘性项的处理关键是求出 \mathbf{n} 和 $C \frac{\partial}{\partial n} (p/\mu)$ 的有限体积分表达式.这里设 \mathbf{n} 为积分面外法向单位矢量, $\mathbf{n} = n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j} + n_z \mathbf{k}$, 则

$$[\boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{n} = (n_x \cdot \text{grad} u) \mathbf{i} + (n_y \cdot \text{grad} v) \mathbf{j} + (n_z \cdot \text{grad} w) \mathbf{k} + n_x \text{grad} u + n_y \text{grad} v + n_z \text{grad} w, \quad (2)$$

由梯度定义可以得到六面体单元上各速度分量的梯度表达式,因此有

$$[\boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{n} = \mu \left[\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial n} + \text{grad} q_n \right]. \quad (3)$$

方程组(1)中 $p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \mathbf{q}$ 的离散需从散度的积分定义出发,得到该项的有限体积分近似.因此粘性应力单位时间对单元所做的功为

$$([\boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{q} = \mu \left[\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial n} + \text{grad} q_n \right] \cdot \mathbf{q}, \quad (4)$$

同时,进入该六面体单元的热量为

$$C \frac{\partial}{\partial n} (p/\mu) ds = C n \cdot \text{grad} (p/\mu). \quad (5)$$

NS 方程组经数值离散后成为三对角块方程组,可通过块矩阵分解和迭代法求解.

2 稳定性方程

记瞬时流动物理量 $\tilde{f} = (u, v, w, T, p, \mu, \dots)$, 将其分解成基本流场 \bar{f} 和一个小扰动量 f 之和,则有

$$\tilde{f}(x, y, z, t) = \bar{f}(y) + f(x, y, z, t). \quad (6)$$

考虑沿流向传播的扰动波

$$f(x, y, z, t) = \mathbf{f}(y) \exp[i(x + z - t)] + \text{c. c.}, \quad (7)$$

这里 \mathbf{f} 是扰动波的振幅函数, ω 是扰动频率, k_x 和 k_z 分别是扰动的流向和展向波数, c. c. 表示前面项的复共轭, \mathbf{C}^i 取为实数.当扰动沿时间方向增长时, $\mathbf{C}^i = r + i i \mathbf{C}^i$.

将式(6)代入无量纲的可压缩 NS 方程组^[8],并将扰动波满足的偏微分方程组进行线性化,得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j + u_j) &= 0, \\ \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} &= \frac{\partial \ddot{u}_i}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u_k \frac{\partial T}{\partial x_k} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial T}{\partial x_k} &= \\ (-1) M_e^2 \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u_k \frac{\partial p}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial p}{\partial x_k} \right] + \frac{1}{RePr} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\partial T}{\partial x_k} + \frac{\partial T}{\partial x_k} \right] &+ \end{aligned} \tag{8}$$

式中耗散函数和粘性应力的扰动表达式分别为

$$= (-1) M_e^2 \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right], \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left[\frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right]_{ij}, \tag{10}$$

下标 i, j, k 遵从 Einstein 求和约定, δ_{ij} 是 Kronecker 符号. 由完全气体状态方程易知

$$= \left[\frac{p}{p} - \frac{T}{T} \right], \tag{11}$$

此外, M_e 为边界层外缘马赫数, Re 为以截面的位移厚度作为参考长度的雷诺数, μ 为第一粘性系数, μ_2 为第二粘性系数, λ 为热传导系数, 且有 $\mu_2 = - (2/3) \mu$, 经一阶 Taylor 展开得到 $\mu = \mu_T T$, $\lambda = k_T T$.

将式(7)代入方程(8), 导出一个扰动特征函数 f_i 满足的常微分方程组, 即可压线性稳定性方程一般形式

$$\begin{aligned} T^{-1} i (m \hat{u} + D u \hat{\phi}) + i \hat{p} &= Re^{-1} [- \tau^2 (2\mu + \mu_2) \hat{u} - \mu^2 \hat{u} + \mu_T D T D \hat{u} + \mu D^2 \hat{u} + i \mu_T D T \hat{w} + \\ i (\mu + \mu_2) D \hat{\phi} - (\mu + \mu_2) \hat{w} + (D u \mu_{TT} D T + D^2 u \mu_T) T + D u \mu_T D T], \\ T^{-1} i m \hat{w} + D \hat{p} &= Re^{-1} [i \tau D T \hat{u} + i (\mu + \mu_2) D \hat{u} - (\tau^2 + \tau^2) \mu \hat{w} + (2\mu_T + \tau) D T D \hat{w} + \\ T^{-1} i (2\mu + \mu_2) D^2 \hat{w} + i \tau D T \hat{w} + i (\mu + \mu_2) D \hat{w} + i (D u + D w) \mu_T T], \\ T^{-1} i m \hat{\phi} + T^{-1} D w \hat{\phi} + i \hat{p} &= Re^{-1} [- (\mu + \mu_2) \hat{u} + i \mu_T D T \hat{w} + i (\mu + \mu_2) D \hat{\phi} - \tau^2 (2\mu + \mu_2) \hat{w} - \\ \mu^2 \hat{w} + \mu_T D T D \hat{w} + \mu D^2 \hat{w} + (D w \mu_{TT} D T + D^2 w \mu_T) T + D w \mu_T D T], \\ T^{-1} i m (M_e \hat{p} - T^{-1} T) + T^{-1} i (\hat{u} + \hat{w}) + D (T^{-1} \hat{\phi}) &= 0, \\ T^{-1} (i m T + T D \hat{\phi}) &= (-1) M_e^2 (i m \hat{p}) + (RePr)^{-1} [- (\tau^2 + \tau^2) T + D^2 T + 2 \tau^{-1} \tau D T D T + \\ (\tau^{-1} \tau D^2 T + \tau^{-1} \tau (D T)^2)] + (-1) M_e Re^{-1} \{ 2\mu [D u (D \hat{u} + i \hat{\phi}) + \\ 2\mu D w (D \hat{w} + i \hat{\phi}) + [(D u)^2 + (D w)^2] \mu^{-1} \mu_T T \}, \end{aligned} \tag{12}$$

式中 $m = u + w$, 微分算子 $D = d/dy$. 为叙述方便将(12)式记作矩阵形式

$$(A D^2 + B D + C) \phi = \mathbf{0}, \tag{13}$$

其中系数矩阵 A, B, C $C^{5 \times 5}$, 特征函数 $\phi = (\hat{u}, \hat{w}, \hat{p}, T, \hat{\phi})^T$.

边界条件为

$$\begin{aligned} y = 0: \quad \phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = \phi_5 = 0, \\ y \rightarrow \infty: \quad \phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = \phi_5 = 0, \end{aligned} \tag{14}$$

以时间模式求解稳定性方程, 则齐次常微分方程组(13)连同其边界条件(14)构成一个特征值问题, 其复色散关系为

$$= (\lambda, \mu, Re). \tag{15}$$

3 数值计算

本文的研究对象为有预压缩面的乘波前体下型面的边界层流动稳定性和转捩预测. 为了给进气道提供具有良好预压缩效果的均匀来流, 该构型前体型面下表面为具有一定压缩角度的二维压缩面, 因此可将物理

模型简化为预压缩角为 α 的压缩面. 应用当地局部平行流假设, 选择平行于压缩面的方向为当地坐标系的 x 方向, 垂直于压缩面的方向为 y 方向. 设基本流场所用的笛卡尔坐标为 x, y , 则

$$\begin{cases} x = y \sin \alpha + x \cos \alpha, \\ y = y \cos \alpha - x \sin \alpha; \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} u(x, y) = v \sin \alpha + u \cos \alpha, \\ v(x, y) = v \cos \alpha - u \sin \alpha; \end{cases} \quad (17)$$

根据平行流假设 $v = 0$, 则稳定性方程中的基本流场项 du/dy 和 d^2u/dy^2 分别为

$$du/dy = \frac{1}{2}(u_x - v_y) \sin(2\alpha) - (u_y + v_x) \sin^2 \alpha + 1, \quad (18)$$

$$d^2u/dy^2 = -\sin(2\alpha)(u_{xy} \cos \alpha + v_{xy} \sin \alpha). \quad (19)$$

现在将所研究的边界层区域 $0 \leq y \leq y_e$ 投影到计算域 $0 \leq \eta \leq 1$, 设 $y = a/(b - \eta)$, 且取 $b = (1 + a)/y_e$, $a = y_e y_i / (y_e - 2y_i)$, 这里 y_e 表示边界层外缘的位置, y_i 为速度等于外缘速度一半的位置. 应用 Malik 给出的稳定性方程二阶精度格式离散, 得到以矩阵形式表示的块三对角方程组

$$\bar{A}\phi = \bar{B}\phi. \quad (20)$$

上述广义复块矩阵的特征值问题可以通过整体方法和局部方法相结合的方法求解. 在整体方法中应用 LR 方法求得所有近似的特征值, 并以最大的近似特征值作为局部方法的初值, 结合外边界的渐近匹配思想, 应用 Reyleigh 迭代技术精确求出本征值. 该方法非常有效, 迭代的截断误差满足 $| \lambda_{k+1} - \lambda_k | = O(| \lambda_k - \lambda |^3)$ (k 为迭代次数).

线性稳定性理论结合 EN 方法是目前采用较多的预测转捩位置的方法. 由于群速度关联着时间和空间稳定性的结果, 因此计算群速度至关重要.

设特征方程为

$$L(\eta, \omega, \phi) \phi = 0, \quad (21)$$

对 η 进行求导, 并且用伴随函数 ψ 作内积

$$\frac{\partial L}{\partial \eta} \phi + \frac{\partial L}{\partial \omega} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + L \frac{\partial \phi}{\partial \eta} = 0, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = - \left(\frac{\partial L}{\partial \omega} \phi \right) / \left(\frac{\partial L}{\partial \eta} \phi \right), \quad (23)$$

同理可求

$$\frac{\partial}{\partial \omega} = - \left(\frac{\partial L}{\partial \omega} \phi \right) / \left(\frac{\partial L}{\partial \omega} \phi \right), \quad (24)$$

则群速度 $V_g = \left[\frac{\partial}{\partial \eta}, \frac{\partial}{\partial \omega} \right]$.

采用了 EN 方法预报边界层的转捩点, 按照实验结果, 扰动增长因子 N 取 9~11, 计算公式为

$$N = \frac{x_T}{x_C} dx, \quad (25)$$

其中 N 为空间放大率, x 表示到边界层起点的距离, 角标 C 和 T 表示失稳临界点和转捩点. 关联时间放大率 N_t 和空间放大率 N_s 的公式为 $N = N_t |V_g|$. 这里 $|V_g| = \sqrt{(\partial/\partial \eta)_r^2 + (\partial/\partial \omega)_r^2}$, 角标 r 表示虚部, i 表示实部.

为了验证本文高精度数值求解 NS 方程所得基本流场的准确性, 我们求解了来流马赫数 $M = 6$ 、攻角 $\alpha = 0^\circ$ 的平板流场, 在流向和垂直于物面方向用 100×100 的网格, 并在固壁附近进行了网格加密, 其中在 $0 \leq y \leq y_e$ 内

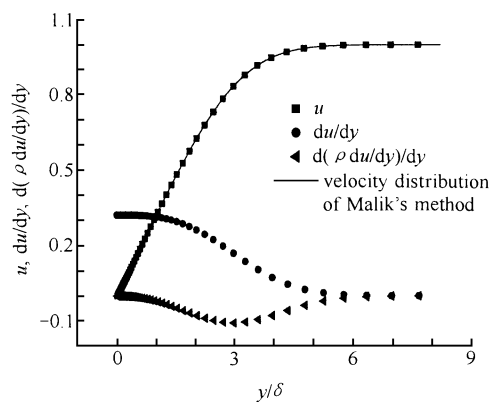


图 1 $M = 6, \alpha = 4^\circ$ 平板速度分布
Fig. 1 $M = 6$ and $\alpha = 4^\circ$ velocity distribution

大约分布 40 个网格. 图 1 给出了和 Malik 求解边界层结果的比较,可以看出本文计算结果和 Malik 的结果吻合得很好.

4 结果分析

我们选用经过优化设计的乘波飞行器前体预压缩型面作为研究对象,物理模型为压缩角 $\theta = 4^\circ$ 的预压缩面,设计参数为来流马赫数 $M = 6$ 、攻角 $\alpha = 4^\circ$. 图 2 是该型面计算的网格示意图,网格大小同图 1 算例. 图 3 为流场的压力等值线图. 可以看出该流场存在一道较强的斜激波,同时在速度边界层之外,形成带有平均密度变化的热边界层并且其在决定流动稳定性中起着很重要的作用. 图 4 是在 3 个不同剖面的速度及其导数分布图.

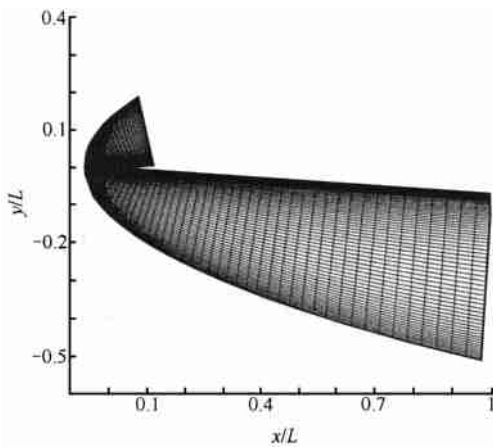


图 2 计算网格示意图
Fig. 2 Calculation grids

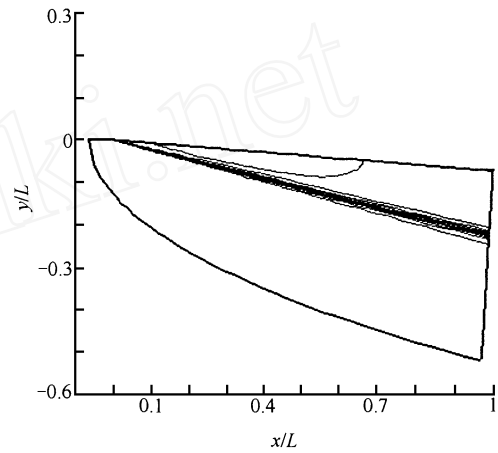


图 3 $M = 6$, $\theta = 4^\circ$ 压缩板压力等值线
Fig. 3 $M = 6$, and $\theta = 4^\circ$ pressure contours

前人研究表明^[9],压缩性对初始扰动波有稳定作用,这是由于当马赫数上升时稳定性发生了本质变化. 对于不可压缩和低速流动,不稳定是由粘性决定的,然而在高马赫数下,不稳定完全是无粘的. 随着马赫数的上升,可压稳定性方程的解出现了多个放大的特征值和衰减的模式,最不稳定的模式(第二模式)为二维波. 为了分析扰动在边界层中的演化规律,我们针对所选模型计算了二维扰动的情况. 从计算中我们发现除第一模式不稳定波外,还存在着第二模式的不稳定波,且第二模式不稳定波的放大率远大于第一模式的放大率,这说明对本文模型的第二模式是最不稳定的模式. 图 5 是第一模式不稳定波时间放大率 ω_i 和流向波数 α 的关系曲线. 结果显示雷诺数对第一模式的稳定性有较大影响,较大的雷诺数下不稳定扰动波的波数范围和最

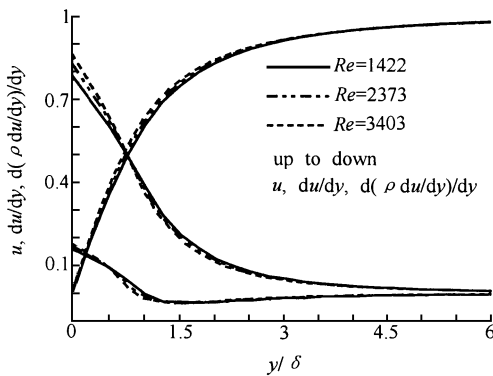


图 4 $M = 6$, $\theta = 4^\circ$ 压缩板速度分布
Fig. 4 $M = 6$ and $\theta = 4^\circ$ velocity distribution

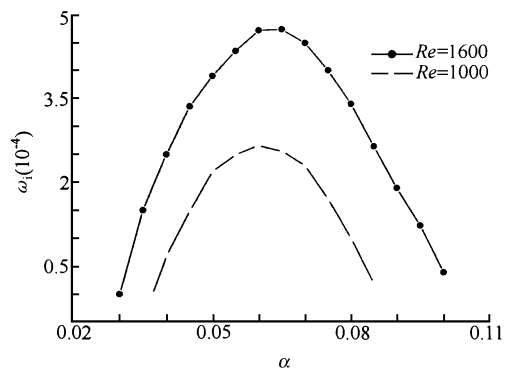


图 5 第一模式稳定性曲线
Fig. 5 Stability curves of the first mode

大放大率都大于小雷诺数下的值,因此说明粘性扰动具有稳定作用,这一结论和前人的研究结果是一致的.雷诺数对第二模式的稳定具有不同的影响方式,图6是雷诺数对第二模式放大率的影响.从图中可以看出,随着雷诺数的增大,时间模式的最大放大率增大,不稳定扰动波的波数范围增大,所不同的是,在两个雷诺数下,第一中性点的位置基本不变,第二中性点的位置随雷诺数增大可向大波数方向移动,这说明对本文的模型,第二模式的中性曲线的下半支会比较平,流向波数接近常数.

为了确定转捩的位置,我们针对第二模式扰动波在流向多个剖面上寻找放大率,并计算了群速度,利用公式 $\omega_i / |V_g|$ 关联空间放大率计算了 N 积分的值,图7为计算得到的 N 积分曲线,若取 $N=9$ 可得转捩发生的位置为 $Re=3000$.这里需要说明的是 EN 方法是个半经验方法, N 值的选取必须结合实验或飞行测量的数据.

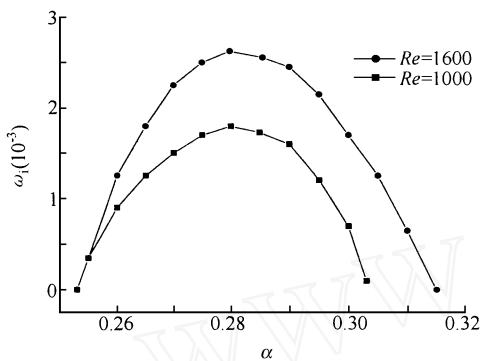


图 6 第二模式稳定性曲线

Fig. 6 Stability curves of the second mode

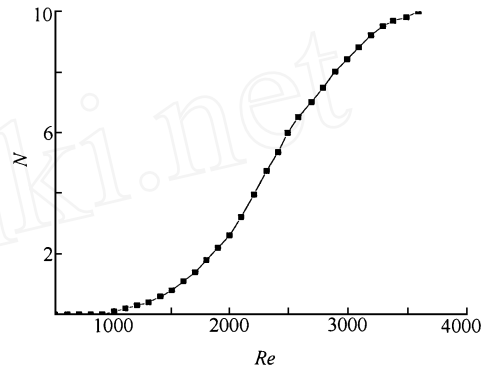


图 7 N 积分曲线

Fig. 7 N integration curve

5 结论

本文研究了乘波构型前体具有预压缩效果的压缩面的边界层流动稳定性问题.基本流场的求解采用了有限体积法求解 NS 方程组,粘性项的处理中采用了积分形式的粘应力求法,避免了差分法带来的数值奇性.并在此基本流场的基础上,通过可压缩线性稳定性理论研究稳定性问题.首先采用整体方法粗略求出本征值,然后经过局部方法使本征值精确化.应用该方法得到马赫数为 6 的高超声速流动二维第一和第二模式扰动波的演化规律,同时关联时间和空间的放大率,在多个剖面上寻找放大率并计算群速度,得到了不同流向剖面的放大因子 N 的值,为转捩的预测提供了依据.

[参 考 文 献]

- [1] Malik M R, Vinh H. Linear and nonlinear stability of compressible swept-wing boundary layer [R]. AIAA 95 - 2278, 1995.
- [2] Malik M R, Orszag S A. Efficient computation of the stability of three-dimensional compressible boundary layers [R]. AIAA-81-1277, 1981.
- [3] Chang C-L, Malik M R. Oblique-mode breakdown and secondary instability in supersonic boundary layers [J]. J Fluid Mech, 1994, 273:323 - 360.
- [4] Johnson H B, Candler G V. Numerical study of hypersonic boundary layer transition on a blunt body [R]. AIAA 97 - 0554, 1997.
- [5] MACK L M. Computation of the stability of the laminar compressible boundary layer [A]. In: Alder B, edited, Methods of computational physics [C]. New York: Academic Press, 1965, 4: 247 - 299.
- [6] Scott R, Watts H A. Computational solution of linear two-point boundary value problem via orthonormalization [J]. J Numer Anal, 1977, 14:40.
- [7] Wilkinson J H. The algebraic eigenvalue problem [M]. Oxford. 1965.
- [8] 刘宏,王发民,刘嘉等.钝锥绕流流动稳定性分析和转捩预测[J].计算物理,2002,19(2):115 - 120.
- [9] Jeyasingham S, Balakumar P. Stability of three-dimensional compressible boundary layers [R]. AIAA 99-0406. 1999.

Stability and Transition of Hypersonic Boundary Layer Flow

LIU Jia , LEI Mai-fang , YAO Wei-xiu , WANG Fa-min

(*Institute of Mechanics , CAS , Beijing 100080 , China*)

Abstract: The stability analysis and transition prediction are proceeded for one-order compression ramp ,which is the valuable configuration for the hypersonic vehicles. The finite volume method is used to solve the NS equations to get the basic flow field. The solution of the eigenvalue problem is obtained by using the linear stability theory under the assumption of local parallel flows. The first mode and the second mode unstable waves are found at the Mach number of 6. With the relation of the temporal and spatial amplification rates ,the transition position is predicted by the EN method.

Key words: hypersonic flow ; stability analysis ; transition

www.cnki.net