

平衡空气模型的流动稳定性及转捩预测

樊宇, 万兵兵, 韩宇峰, 罗纪生
(天津大学力学系, 天津 300072)

摘 要: 研究高超声速平板边界层考虑真实气体效应的流动稳定性问题. 采用7组元化学反应平衡模型, 黏度和导热系数采用混合律, 同时考虑组元浓度扩散引起的能量传递, 在马赫数为10~20、壁面温度为500~3500 K、飞行高度为20~30.5 km等条件下, 对平板边界层流动的稳定性进行了分析, 给出了扰动演化相对增长的N值. 计算结果表明: 高马赫数飞行中不稳定扰动的第3模态将与第2模态合并, 共同影响转捩; 高温真实气体的流动稳定性特征, 随着马赫数、壁面温度、飞行高度变化的基本趋势与完全气体的基本一致; 与完全气体相比, 真实气体的相对增长N值包络线较小, 表明高温真实气体将抑制转捩发生.

关键词: 高超声速边界层; 高温真实气体效应; 化学反应平衡流; 流动稳定性; 转捩预测

中图分类号: V21

文献标志码: A

Hydrodynamic stability and transition prediction with the chemical equilibrium gas model

FAN Yu, WAN Bing-bing, HAN Yu-feng, LUO Ji-sheng

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

Abstract: For the real gas effects on the hypersonic boundary-layer flow stability of a flat plate, calculation was performed using the 7 species chemical equilibrium model, where viscosity and thermal conductivity were calculated using a mixing rule. The energy transport due to the species' diffusion was also taken into account. The flat plate base flow was computed under the conditions of Mach number of 10–20, wall temperature of 500–3500 K, and flight altitude of 20–30.5 km. The flow stability was analyzed, and the N number of relative growth rate of disturbance was given. The result shows that the second and third modes of instability waves are merged under high Mach numbers, taking their tolls on transition together. With the change of Mach number, the wall temperature, flight altitude, and variation trends of real gas instability model are almost the same as the perfect gas. Compared with the perfect gas model, real gas model's envelope line of N is lower, therefore affecting the transition prediction.

Key words: hypersonic boundary layer; high-temperature real gas effect; chemical equilibrium; hydrodynamic stability; transition prediction

对于高超声速飞行器来说, 其外部绕流场的流动状态决定飞行器的气动力和气动热, 因此准确预测转捩位置对于高超声速飞行器气动力和热

防护设计是十分必要的. 在高马赫数飞行时, 边界层内的温度会升高, 当温度升高到800 K左右空气中分子的振动能被激发, 这时比热容不再为常

收稿日期: 2014-10-24

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(11332007); 国家自然科学基金青年科学基金(11202147); 高等学校博士学科点专项科研基金(新教师类)(20120032120007)

作者简介: 樊宇(1989—), 男, 天津人, 硕士生, 主要从事考虑真实气体效应的流动稳定性研究.

数,而是温度的函数;当温度达到 2000 K 左右氧气开始离解,达到 4000 K 左右氮气开始离解,当温度进一步升高,原子还会发生电离.这些化学反应将影响空气的热力学特性,称之为高温真实气体效应^[1-2].高温真实气体效应将影响边界层内温度、速度、密度的分布,进而影响流动稳定性特性.因此,对于高马赫数飞行的转捩预测,必须考虑高温真实气体效应对流动稳定性的影响.

高温真实气体效应主要是指在高温下流体的组元发生变化,影响流体的热力学特征,一般分为化学非平衡流和化学平衡流.化学非平衡流是指在流动过程中考虑化学反应过程,需要流体力学方程与化学反应动力学方程联立求解;化学平衡流则假定化学反应的过程很快,化学反应始终处于平衡状态,气体组元由化学平衡方程求解.当流体微团流动特性变化的特征时间与化学反应到达平衡态所需的特征时间在同一量级时,需要考虑化学非平衡流;当流体微团流动特性变化的特征时间远大于化学反应到达平衡态所需的特征时间,可以采用平衡流模型^[3].本文主要研究边界层流动,在边界层中流体微团的变化相对缓慢,可以利用化学平衡流模型进行流场计算和稳定性分析.

对于高温真实气体效应对流动稳定性的影响, Malik 等^[4-5]用线性稳定性方法(LST)及抛物化的稳定性方程(PSE)方法计算了马赫数为 10 的平板及马赫数为 20 的 Reentry 实验中用的圆锥,所得结论表明,在高温真实气体下第 1 模态更加稳定,其峰向高频方向移动;第 2 模态更不稳定,其峰向低频偏移.高温真实气体对稳定性的影响类似于壁面变冷的影响. Hudson 等^[6]分析了化学平衡流、化学非平衡流及热非平衡流对流动稳定性的影响的差异,结论表明三者间的差异并不大. Salemi 等^[7]用线性化 N-S 方程的方法(LNS), Marxen 等^[8-10]采用化学平衡和化学非平衡模型用直接数值模拟(DNS)的方法分别研究了与 Malik 等^[4]相同工况的马赫数为 10 的平板,得到了与 Malik 用线性稳定性方法相近的结果,并对其进行了进一步的研究. FAN, JIA 等^[11-12]分别研究了马赫数为 6 和 8 下,考虑分子振动能被激发对平板和钝锥的流动稳定性的影响,也得到了第 1 模态峰向高频移动,第 2 模态峰向低频移动的结论,但第 1 模态和第 2 模态的最大增长率均增大.

前人对考虑高温真实气体效应的流动稳定性

进行过研究,但没有细致分析不同高度、马赫数、壁面条件下高温真实气体效应对流动稳定性的影响.本文旨在通过对比、分析不同工况下的两种气体模型的高超声速平板边界层流动稳定性的差别,从而进一步理解高温真实气体效应对于转捩预测的影响,更准确的预测高超声速边界层的转捩.

1 平衡空气的热力学关系及流体力学的控制方程

本文将空气作为研究的流体介质,采用化学反应平衡流模型研究边界层的流动稳定性特征.在常温常压下,不考虑微量气体,空气成分约为 78% 的氮气和 22% 的氧气,当温度和压力发生变化时,空气组分会发生变化,空气的热力学参数的特性随之发生变化,从而影响黏度、导热系数的变化特性.

1.1 化学组元模型及方程

为了求得热力学状态方程及各传输参数与温度、压力的关系,需要先求出不同温度、压力下的各个组元分布.本文采用 7 组元模型^[13],分别为 O_2 , N_2 , O , N , NO , NO^+ , e^- , 考虑化学反应平衡模型,组元的分布由化学反应平衡方程式确定.平衡方程式为

$$\begin{aligned} \frac{p_{O_2}}{p_{O_2}} &= K_{O_2}, \quad \frac{p_N^2}{p_{N_2}} = K_{N_2} \\ \frac{p_N p_O}{p_{NO}} &= K_{NO}, \quad \frac{p_{NO^+} p_{e^-}}{p_{NO}} = K_{NO^+} \end{aligned} \quad (1)$$

式中 p_i 表示各组元分压, K_i 表示压力平衡常数,只与温度有关.平衡常数的表达式为

$$K_{O_2} = \exp\left[-\frac{59\,000}{T}\right] \frac{Q_{O_2}^2}{Q_O^2},$$

$$K_{N_2} = \exp\left[-\frac{113\,200}{T}\right] \frac{Q_N^2}{Q_{N_2}^2},$$

$$K_{NO} = 4.0 \exp\left[-\frac{75\,500}{T}\right] T^0,$$

$$K_{NO^+} = 1.2 \times 10^{-11} \exp\left[-\frac{107\,300}{T}\right] T^2$$

式中 O_2 , N_2 的平衡常数以配分函数 Q_i 的形式给出,考虑了平动、转动、振动和电子等的配分函数,由于 NO 的分解和 NO^+ 的电离反应较复杂,平衡常数由经验公式给出,方法参考 Hansen, 卞荫贵等^[14-15]. 组元分压还满足如下方程:

道尔顿分压定理

$$p = \sum_i p_i$$

元素守恒方程

$$\frac{2p_{\text{O}_2} + p_{\text{O}} + p_{\text{NO}} + p_{\text{NO}^+}}{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{N}} + p_{\text{NO}} + p_{\text{NO}^+}} = \frac{22}{78}$$

电子守恒方程

$$p_{\text{NO}^+} = p_{\text{e}^-}$$

通过联立求解这7个方程组成的方程组,可求得7个组元的分压 p_i ,从而得到平衡空气7个组元的摩尔比数 x_i .

1.2 相关热力学参数计算

单位质量混合气体的焓表示为 $h = \sum_i h_i c_i$,

其中 h_i 为组元 i 的单位质量焓, c_i 为质量比数,质量比数 c_i 与摩尔比数 x_i 的关系为 $c_i = (M_i/M) x_i$, M_i 为组元的摩尔质量, M 为平均摩尔质量, $M = \sum_i x_i M_i$. 摩尔比数 x_i 与分压 p_i 的关系为 $x_i = p_i/p$. 设单质气体为热完全气体, h_i 只是温度的函数,化学平衡状态受压力、温度的影响, x_i 是温度和压力的函数,因此 h 是温度、压力的函数. 根据定义,比定压热容 c_p 为

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \sum_i \frac{dh_i}{dT} c_i + \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p = \sum_i c_{pi} c_i + \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p \equiv c_{pf} + \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p \quad (2)$$

式中 $c_{pi} = dh_i/dT$ 为组元的比定压热容, c_{pf} 称为冻结比定压热容. 单位质量混合气体的内能表示为 $e = \sum_i e_i c_i$. 根据定义,比定容热容 c_v 为

$$c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v = \sum_i \left(\frac{\partial e_i}{\partial T} \right)_v c_i + \sum_i e_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_v = \sum_i c_{vi} c_i + \sum_i e_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_v = c_{vf} + \sum_i e_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_v \quad (3)$$

热力学状态方程可以写为

$$p = \frac{R_0}{M} \rho T = Z R \rho T$$

式中 R_0 为普适气体常数, $R = R_0/M_0$ 为特殊气体常数, M_0 为未离解空气的摩尔质量, $Z = M_0/M$ 为压缩因子.

黏度 μ_s (单位: $\text{Pa} \cdot \text{s}$) 和导热系数 κ_s (单位: $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$) 依赖于温度, 1 000 K 以下可以由 Sutherland 公式确定

$$\mu_s = 1.458 \times 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + T_{c\mu}}$$

$$\kappa_s = 2.501 \times 10^{-3} \frac{T^{3/2}}{T + T_{c\kappa}}$$

其中 $T_{c\mu}$, $T_{c\kappa}$ 为特征温度, 都取 110.4 K. 如果温度高于 1 000 K, Sutherland 公式不再适用, 采用 Wilke 的混合律计算黏度及导热系数

$$\mu = \sum_i \frac{x_i \mu_i}{\sum_j x_j \Phi_{ij}^{\mu}}, \quad \kappa = \sum_i \frac{x_i \kappa_i}{\sum_j x_j \Phi_{ij}^{\kappa}} \quad (4)$$

$$\Phi_{ij}^{\mu} =$$

$$\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 / \left[8 \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right) \right]^{1/2}$$

$$\Phi_{ij}^{\kappa} =$$

$$\left[1 + \left(\frac{\kappa_i}{\kappa_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 / \left[8 \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right) \right]^{1/2}$$

根据 Gupta 等^[16], 每组元的黏度和导热系数可写为

$$\ln \mu_i = A_{\mu_i} (\ln T)^2 + B_{\mu_i} \ln T + C_{\mu_i}$$

$$\ln \kappa_i = A_{\kappa_i} (\ln T)^4 + B_{\kappa_i} (\ln T)^3 + C_{\kappa_i} (\ln T)^2 + D_{\kappa_i} \ln T + E_{\kappa_i}$$

其中的系数取自 Gupta 等^[16].

1.3 流体控制方程

根据 Malik 等^[4], 平衡空气的流体力学方程可以写为

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \nabla(\mu P) \\ \rho c_p \frac{dT}{dt} + \left[\rho \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - 1 \right] \frac{dp}{dt} = -\nabla \mathbf{q} + \mu \varphi \end{cases} \quad (5)$$

式中 $P = \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I}$, $\mathbf{I}$ 为 2 阶单位张

量, $\varphi = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T]^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2$, $\mathbf{q} = -\kappa \nabla$.

T , $\kappa = \kappa_i + \rho D \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p$, 第 1 项为傅里叶热传导, 第 2 项为组元浓度梯度导致的质量扩散引起的能量传递, D 为质量扩散系数. 设冻结路易斯数 $Le_i = \rho D c_{pi} / \kappa_i$, 冻结普朗特数 $Pr_i = \mu c_{pi} / \kappa_i$

$$\kappa = \kappa_i + \frac{\mu Le_i}{Pr_i} \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p = \kappa_i \left[1 + \frac{Le_i}{c_{pi}} \sum_i h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial T} \right)_p \right]$$

其中 Le_i 的变化范围在 1 附近, 本文取 $Le_i = 1$, 这样有 $\kappa = \kappa_i c_p / c_{pi}$.

设 x, y, z 是流向、法向及展向坐标, 平板的边界层方程可以写为

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \end{cases} \quad (6)$$

考虑边界层方程的相似性解,相应的 Blasius 方程为

$$\begin{cases} (Cf'')' + ff'' = 0 \\ \left[\frac{C}{Pr_f} \frac{c_p}{c_{pe}} g' \right]' + \frac{c_p}{c_{pe}} fg' + C(\gamma_e - 1) Ma_e^2 f'^2 = 0 \end{cases} \quad (7)$$

式中 $C = \rho\mu/\rho_e\mu_e$, 来流比热比 $\gamma_e = c_{pe}/c_{ve}$, f 为无量纲流函数, g 为无量纲温度, 下标 e 表示来流量。

在进行稳定性分析时采用线性稳定性方程, 将流动的瞬时量分解为基本流量和扰动量, 即 $\varphi = \varphi_0 + \varphi'$, 设扰动为行进波形式, 形式为

$$\varphi' = A\hat{\varphi}(y)\exp[i(\alpha x + \beta z - \omega t)] \quad (8)$$

式中 A 为扰动的幅值, α 和 β 分别是流向和展向波数, ω 为频率, 三者均为复数形式, $\hat{\varphi}(y)$ 应满足线性稳定性方程。线性稳定性方程是高阶常微分方程组的特征值问题, 可以将常微分方程组离散为代数方程组求解, 而解代数方程组的特征值问题则使用 Muller 法^[17]。

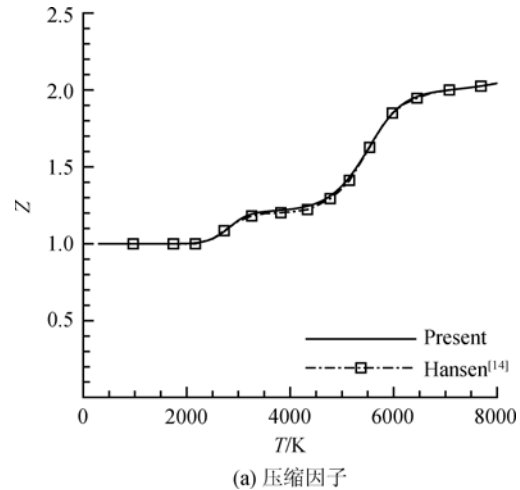
平衡空气模型中, 比定压热容 c_p 、压缩因子 Z 都是温度和压力的函数, 黏度和导热系数也都不再满足 Sutherland 公式, 需要修正。为了方便, 以下称平衡空气模型为真实气体。

2 程序验证

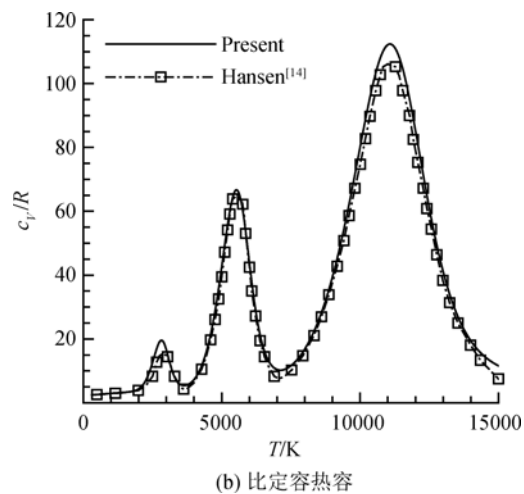
首先验证压缩因子和比定容热容, 图 1 给出了本文的结果及与 Hansen^[14] 结果的比较。可以看出, 压缩因子、比定容热容符合的很好。

图 2 给出了黏度和导热系数的结果, 黏度与 Esch 等^[18] 的结果非常接近, 但与 Gupta 等^[16] 中用另一种方法得到结果有一定差别, 导热系数与 Gupta 等^[16] 的结果很接近。可以看出, 在高温时, 黏度及导热系数都与 Sutherland 公式的结果有较大差别, 这将明显影响基本流及稳定性的结果, 因此在高温流动中不能使用 Sutherland 公式。

为了验证程序的正确性, 与 Malik 等^[4-5] 的结果进行对比。计算工况为来流马赫数为 10, 温度为 350 K, 压强为 3 596 Pa, 单位雷诺数为 $Re_u = \rho_e u_e/\mu_e = 6\,600\,000/\text{m}$, 绝热壁面条件。



(a) 压缩因子

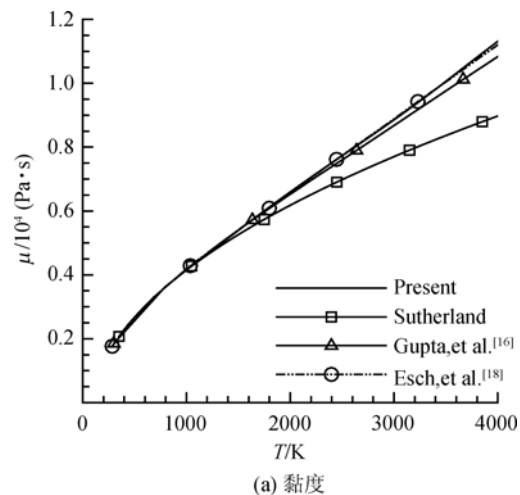


(b) 比定容热容

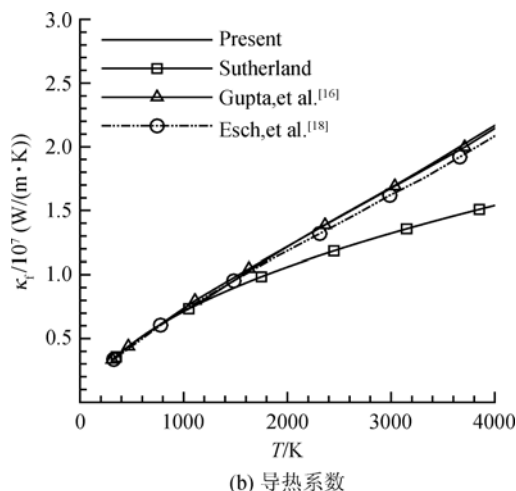
图 1 1013.25 Pa 下 $Z, c_p/R$ 的结果及对比

Fig. 1 Results and comparison of $Z, c_p/R$ at 1013.25 Pa

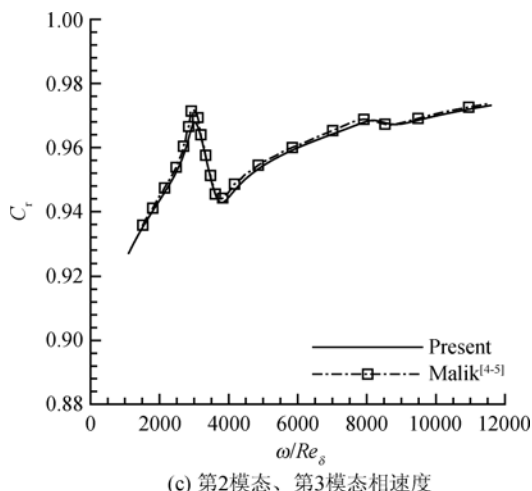
首先验证了完全气体模型下的相关结果, 然后, 验证真实气体模型下的结果, 图 3 给出了真实气体比较的结果, 可以看出, 基本流符合得很好, 其中 $Re_\delta = Re_u \delta$, $Re_x = \sqrt{Re_u x}$ 。第 1 模态的相速



(a) 黏度



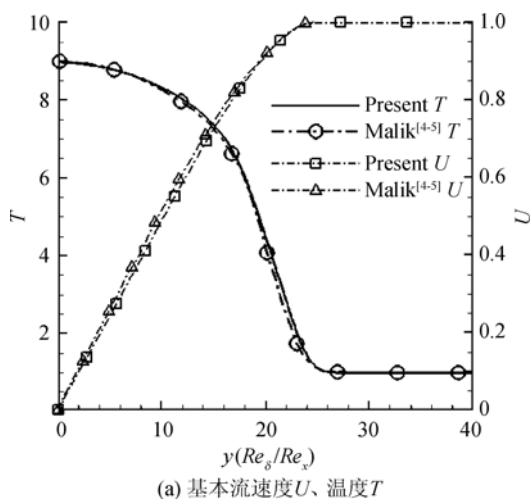
(b) 导热系数



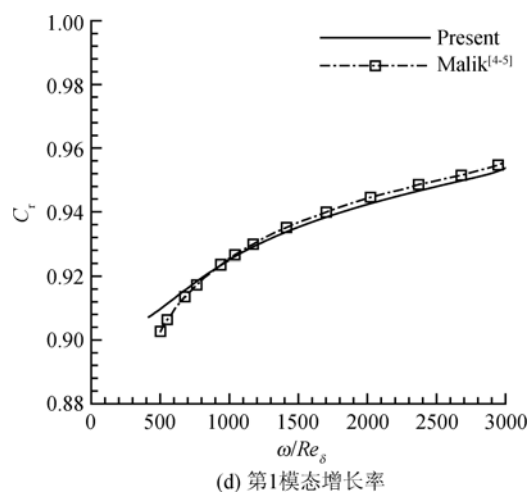
(c) 第2模态、第3模态相速度

图2 101325 Pa下平衡空气的 μ 和 κ_i 结果及对比Fig. 2 Results and comparison of μ and κ_i for equilibrium air at 101325 Pa

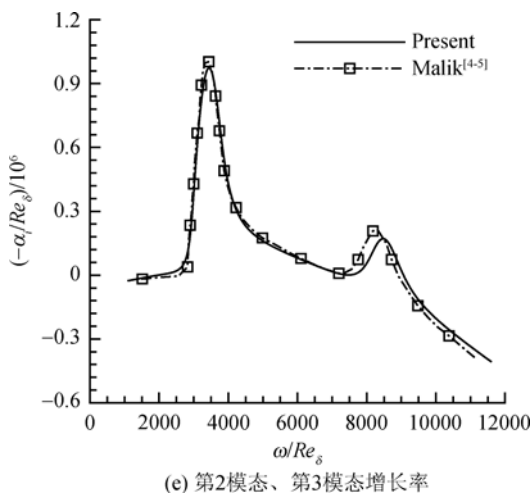
度 $C_r = \omega_k / \alpha_r$ 、波角 $\psi = \arctan(\beta_r / \alpha_r)$, 第2模态增长率 $-\alpha_i$ 、相速度都符合的很好, 第1模态和第3模态增长率有一些差别, 引起差别的原因可能是 μ_i 和 κ_i 的拟合公式与 Malik 的不一样, 因为 Malik 没有具体给出 μ_i 和 κ_i 的系数, 另外, 冻结路易



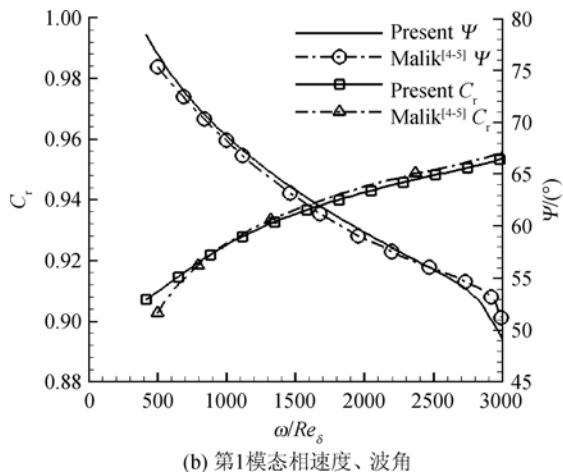
(a) 基本流速度U、温度T



(d) 第1模态增长率



(e) 第2模态、第3模态增长率



(b) 第1模态相速度、波角

图3 真实气体结果的对比

Fig. 3 Comparison of real gas scenario

斯数 Le_t 的取法也略有不同。

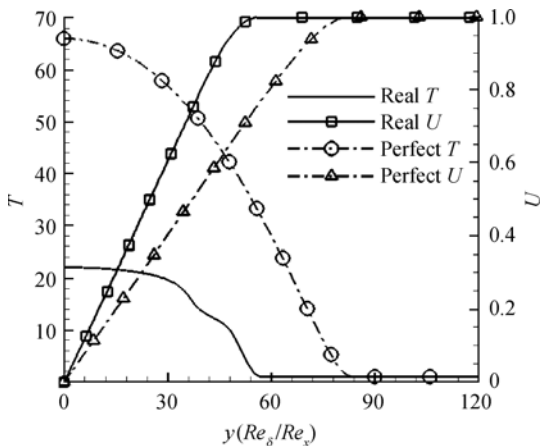
3 真实气体与完全气体对流动稳定性的影响

在此基础上, 将比较气体模型不同对流动稳定性的影响, 计算工况选取了飞行马赫数为 20,

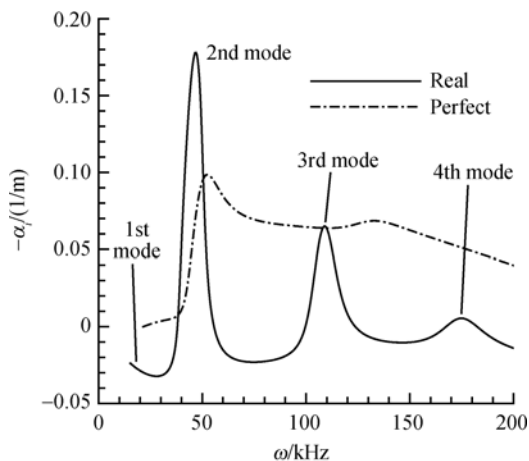
飞行高度为 30.5 km, 壁面条件分别为绝热壁和等温壁. 由于同样来流参数下, 真实气体和完全气体得到的边界层厚度差别较大, 因此, 本文尽量以无量纲的形式给出结果, 以便客观评价.

3.1 绝热壁面条件

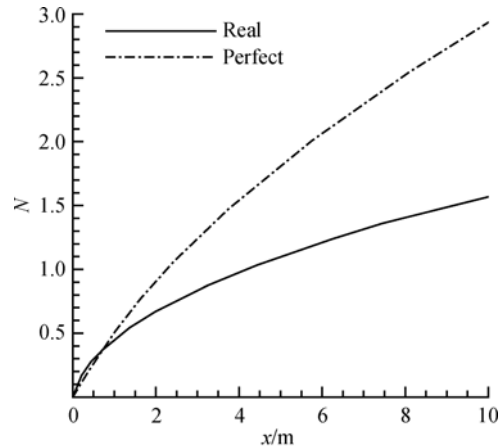
图 4 给出了绝热壁结果的比较. 图 4(a) 给出了基本流的结果, 可以看出, 真实气体效应对基本流的影响是明显的. 真实气体使边界层的厚度明显减小, 绝热壁温明显降低, 完全气体下, 壁面的无量纲基本流温度达 66, 而真实气体的仅为 22. 图 4(b) 中给出了 $x=1.5$ m 处两种气体模型下的扰动增长率随频率的变化, 可以看出, 真实气体使第 1 模态和第 3 模态的增长率变小, 甚至使第 1 模态变为稳定的, 但在第 2 模态附近, 真实气体却使有些频率的增长率增加. 图 4(c) 给出了两种气体模型下得到相对增长 N 值的包络线, 可以看出差距是很大的, 真实气体效应使 N 值明显变小, 但在约 1 m 以内的地方真实气体的 N 值还是更大一些.



(a) 基本流的速度 U 、温度 T



(b) $x=1.5$ m 增长率随频率变化



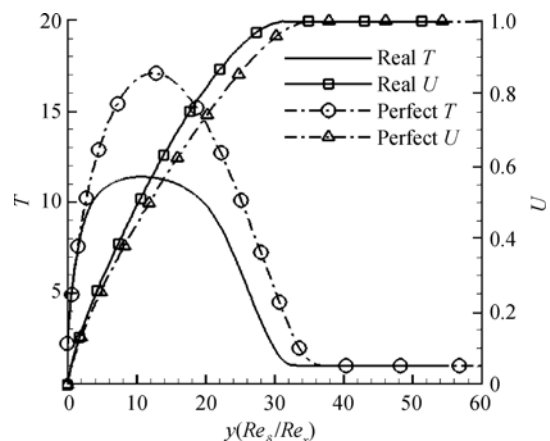
(c) N 值包络线的比较

图 4 绝热壁结果的比较

Fig. 4 Comparison of adiabatic wall boundary condition scenario

3.2 等温壁面条件

图 5 给出等温壁的结果, 壁面温度选 500 K. 图 5(a) 给出了基本流的结果, 可以看出, 在真实气体作用下, 边界层厚度减小, 无量纲温度最大值减小了约为 5.7. 图 5(b) 给出了完全气体、真实气体下二维扰动中性曲线, 可以看到, 完全气体的第 2 模态与第 3 模态在较小的流向位置处就连在了一起, 而在给出的计算域内真实气体得到的第 2 模态与第 3 模态没有合并. 图 5(c) 给出了 $x=1.5$ m 处增长率随频率变化, 真实气体使各模态增长率向低频方向移动、频带变窄, 使增长率的整体变小, 但在第 2 模态、第 3 模态增长率峰的附近使一些频率扰动的增长率增加. 图 5(d) 给出了完全气体、真实气体下不同频率 N 值包络线的比较. 从 N 值的包络可以发现, 在上游约 1 m 内, 真实气体下得到的 N 值会大一些, 但在下游, 真实气体得到的 N 值比完全气体的要小. 由于在高超



(a) 基本流速度 U 、温度 T

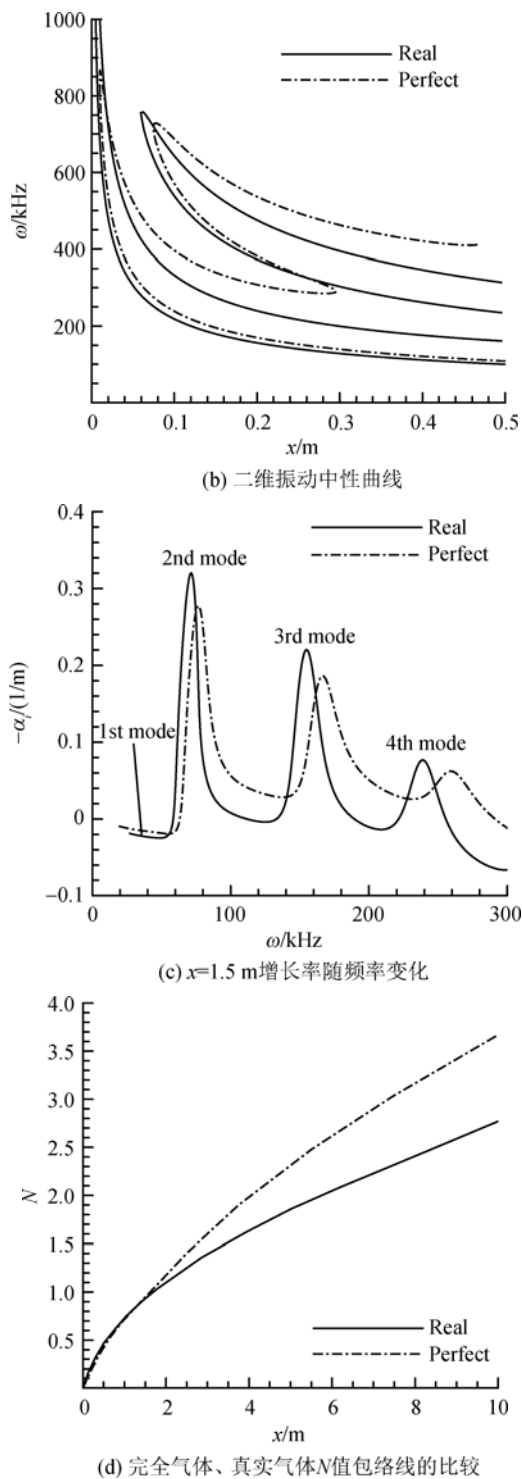


图5 等温壁结果比较

Fig. 5 Comparison of isothermal wall boundary condition scenario

声速下第1模态的影响较小,下文只研究第2模态、第3模态的结果。

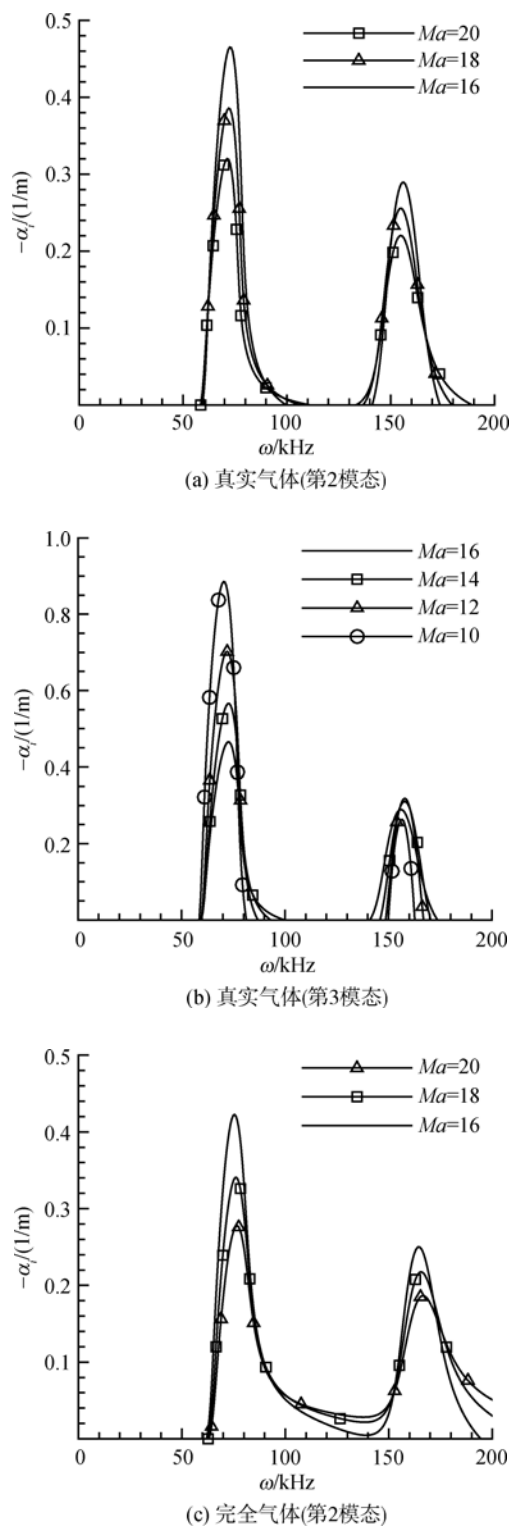
4 马赫数、壁温、飞行高度对稳定性的影响

本节给出平衡空气条件下,马赫数、壁温、飞

行高度等参数对稳定性的影响,主要参考工况为飞行高度为 30.5 km,飞行马赫数为 20,壁面温度为 500 K。

4.1 马赫数对稳定性的影响

首先考虑马赫数的影响,其他参数为飞行高度为 30.5 km,壁面温度为 500 K。图 6 给出 $x=1.5$ m 处,不同马赫数下第2模态、第3模态的增



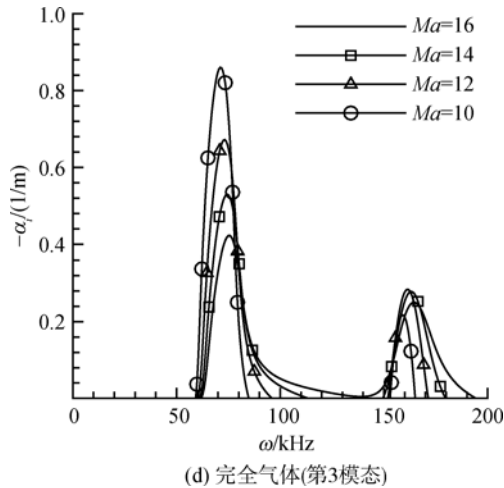


图 6 不同马赫数下第 2 模态、第 3 模态增长率
Fig. 6 Second and third mode growth rate at different Mach number

长率随频率的变化,马赫数的变化范围为 10~20.可以看出,真实气体得到的第 2 模态、第 3 模态的最大增长率比完全气体的大,而增长范围比较小,当马赫数趋于 10 时,真实气体和完全气体的结果趋于一致.在计算范围内,真实气体的第 2 模态、第 3 模态始终是分开的,而完全气体的开始是分开的,随马赫数增加将合并为一个模态.

图 7 给出不同马赫数下的 N 值包络线.从总体看, N 值包络线随马赫数的增加变小.在马赫数为 10~14 时,其温度还仅处于分子振动能被激发的范围,真实气体 N 值略大一些.马赫数为 14~20 时,离解逐渐产生,真实气体 N 值比完全气体的小.

4.2 壁温对稳定性的影响

下面考虑壁温的影响,其他参数为飞行马赫数为 20,飞行高度为 30.5 km.图 8 给出了 $x=$

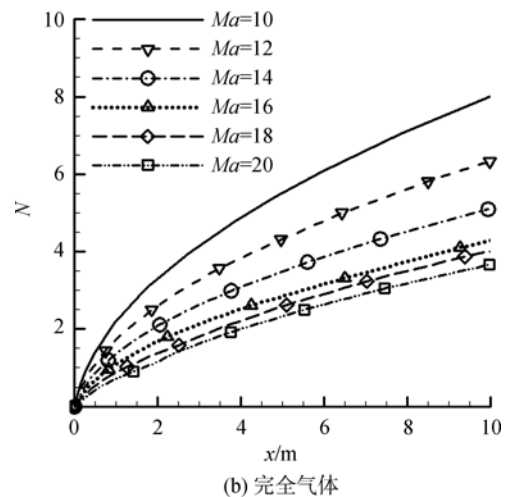
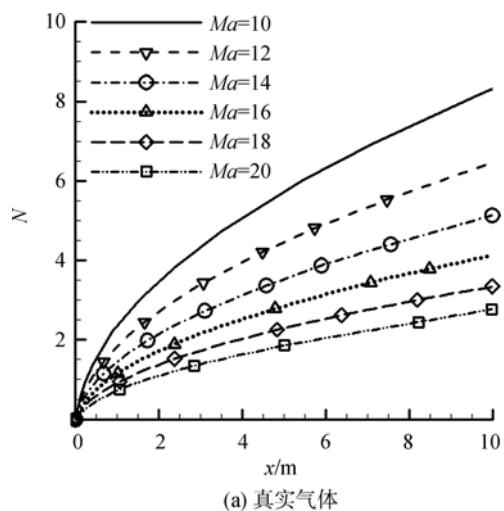


图 7 不同马赫数下 N 值包络线
Fig. 7 Envelope line of N at different Mach number

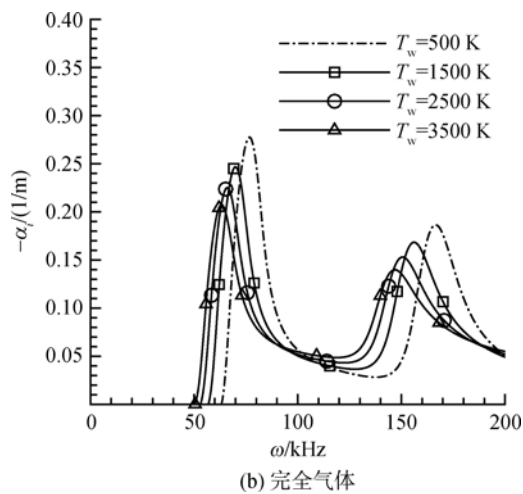
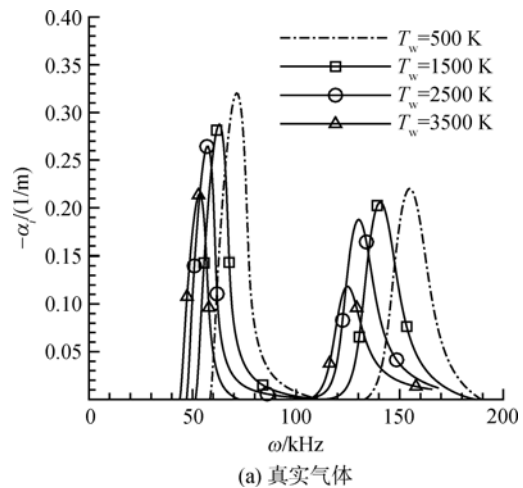


图 8 不同壁面温度下第 2 模态、第 3 模态增长率
Fig. 8 Second and third mode growth rate at different wall temperature

1.5 m 处,不同壁温的第 2 模态、第 3 模态增长率随频率的变化. 总体看,随着壁面温度增大,第 2 模态、第 3 模态的最大增长率减小,扰动增长的频带向低频方向移动. 对于真实气体,第 2 模态、第 3 模态是分开的;对于完全气体,第 2 模态、第 3 模态一直是合并在一起的.

图 9 给出了不同壁面温度下的 N 值包络线,真实气体下, N 值包络线随着壁面温度的升高逐渐减小,即壁面冷却使得流动更加不稳定;对于完全气体,壁面温度对 N 值包络线影响不明显. 这是因为,完全气体的绝热壁温较高,从而这里的壁温变化相对于绝热壁温来说较小,因此 N 值的变化不明显.

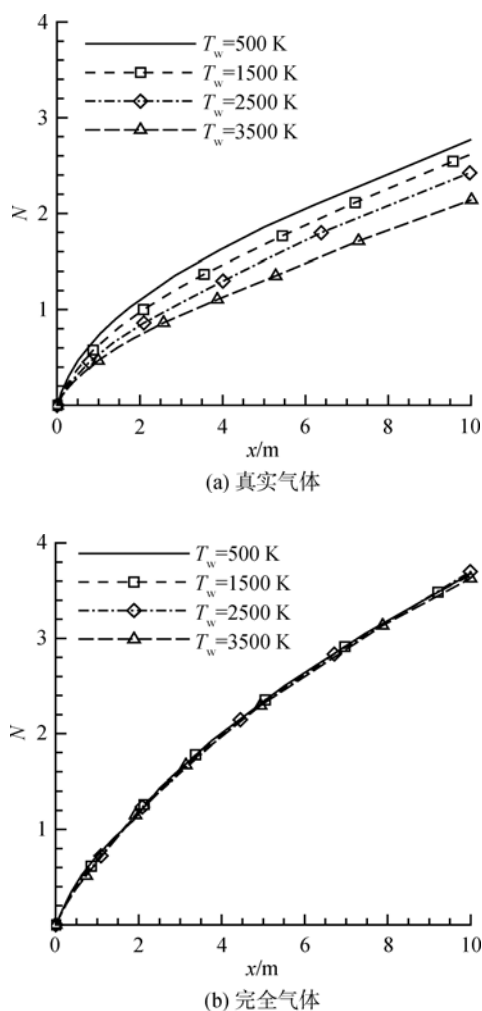


图 9 不同壁面温度下 N 值包络线

Fig. 9 Envelope line of N at different wall temperature

4.3 飞行高度对稳定性的影响

最后考虑飞行高度的影响,其他参数为飞行马赫数为 20,壁温为 500 K. 在高度为 20~40 km 下,温度的变化不大,但密度变化较大. 对于完全

气体,密度的变化只影响来流的单位雷诺数,但对于真实气体,密度的变化会导致压力的变化,从而进一步影响流体的离解及组元分布. 表 1 给出了不同高度下的参数.

表 1 不同飞行高度下的计算参数

Table 1 Calculation parameters at different altitude

飞行高度/km	来流温度/K	单位雷诺数/ $10^4 (1/m)$
30.5	227.2	698.9
27.5	223.8	1122
25.0	221.5	1654
22.5	218.5	2452
20.0	216.7	3623

图 10 给出了 $x=1.5$ m 处不同飞行高度的增长率随频率的变化. 可以看出,随着飞行高度的下

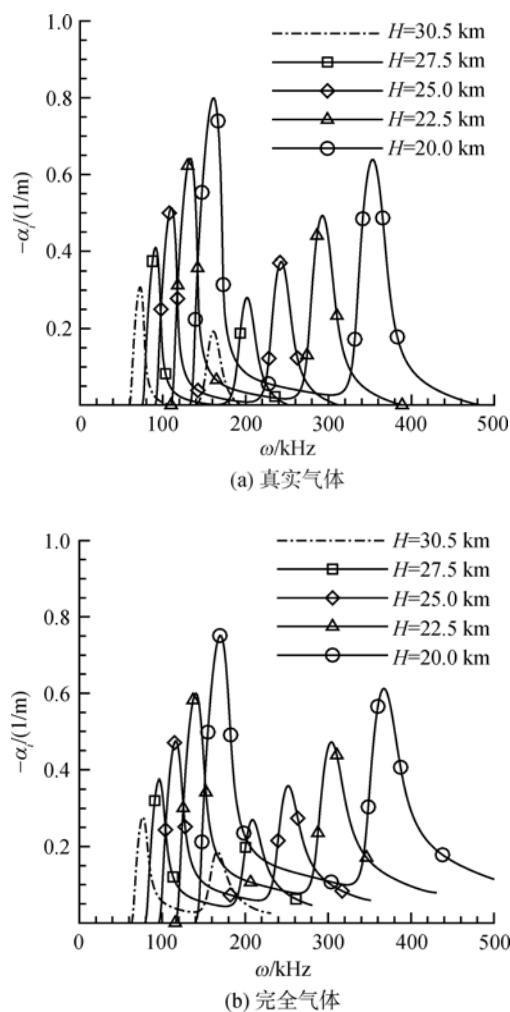


图 10 不同飞行高度下第 2 模态、第 3 模态增长率

Fig. 10 Second and third mode growth rate at different altitude

降,增长率峰值位置都向高频方向移动,最大增长率都明显增大.真实气体的最大增长率比完全气体的大,第2模态、第3模态开始是分离的,随高度降低,开始合并,但合并的程度始终没有完全气体的强.完全气体的第2模态、第3模态始终合并在一起,随高度降低,合并的程度加强.

图11给出了不同飞行高度的 N 值包络线,可以看出,随高度降低, N 值包络线增大,整体上讲,真实气体的 N 值包络线比完全气体的小.

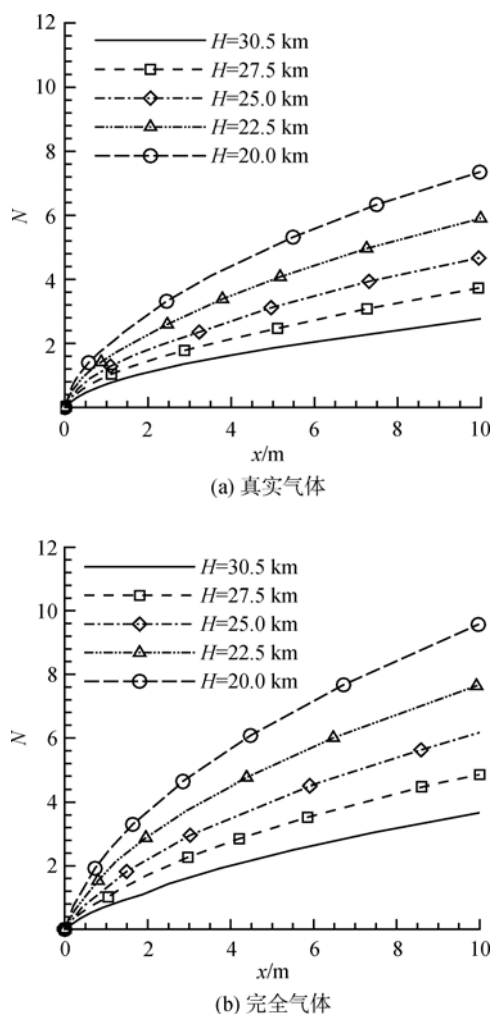


图11 不同飞行高度下 N 值包络线

Fig. 11 Envelope line of N at different altitude

5 结论

本文在不同飞行条件下研究平衡空气模型和完全气体模型对平板边界层流动稳定性的影响,比较了之间的差异,所得结论如下:

1) 高马赫数飞行中,流动稳定性最明显的特征是不稳定扰动的第3模态与第2模态合并,共同影响转捩.

2) 真实气体的流动稳定性特征,随着马赫数、壁面温度、飞行高度的变化趋势与完全气体的基本一致,只有量的差别.

3) 与完全气体模型相比,平衡空气模型使第1模态的增长率减小,增长范围减小;第2模态的最大增长率增大,不稳定波向低频方向移动,频带变窄;第3模态与第2模态的合并推迟; N 值包络线变小.

参考文献:

- [1] 卞荫贵,徐立功. 气动热力学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,2011.
- [2] 黄志澄. 空天飞机的真实气体效应[J]. 气动实验与测量控制,1994,8(2):1-9.
HUANG Zhicheng. Real gas effects for aerospace plane [J]. Aerodynamic Experiment and Measurement and Control, 1994, 8(2): 1-9. (in Chinese)
- [3] Anderson J D. Hypersonic and high temperature gas dynamics[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1989.
- [4] Malik M R, Anderson E C. Real gas effects on hypersonic boundary-layer stability [J]. Physics of Fluids: Fluid Dynamics, 1991, 3(5): 803-821.
- [5] Malik M R. Hypersonic flight transition data analysis using parabolized stability equations with chemistry effects [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2003, 40(3): 332-344.
- [6] Hudson M L, Chokani N, Candler G V. Linear stability of hypersonic flow in thermochemical nonequilibrium [J]. AIAA Journal, 1997, 35(6): 958-964.
- [7] Salemi L C, Fasel H. Linearized Navier-Stokes simulation of the spatial stability of a hypersonic boundary layer in chemical equilibrium[R]. AIAA-2013-2984, 2013.
- [8] Marxen O, Magin T, Iaccario G, et al. Hypersonic boundary-layer instability with chemical reactions [R]. AIAA-2010-707, 2010.
- [9] Marxen O, Iaccario G, Shaqfeh E. Numerical simulation of hypersonic boundary-layer instability using different gas models[R]. Stanford CA: Stanford University, Annual Research Briefs, 2007.
- [10] Marxen O, Iaccario G, Magin T E. Direct numerical simulations of hypersonic boundary-layer transition with finite-rate chemistry [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 755(9): 35-49.
- [11] FAN Min, CAO Wei, FANG Xiaojie. Prediction of hypersonic boundary layer transition with variable specific heat on plane flow [J]. Science China Physics Mechanics and Astronomy, 2011, 54(11): 2064-2070.
- [12] JIA Wenli, CAO Wei. The effect of variable specific heat on the stability of hypersonic boundary layer on a flat plate [J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2010, 31(8):

- 979-986.
- [13] 付志坚,傅敏,陈其峰. 高温空气在部分离解和电离区的热力学性质的计算[J]. 四川大学学报:自然科学版,2010,47(3):585-592.
- FU Zhijian, FU Min, CHEN Qifeng. Thermodynamic properties of high temperature air in the region of partial dissociation and ionization[J]. Journal of Sichuan University: Natural Science Edition, 2010, 47(3): 585-592. (in Chinese)
- [14] Hansen C F. Approximations for the thermodynamic and transport properties of high-temperature air[R]. NASA TR-50, 1959.
- [15] 卞荫贵,钟家康. 高温边界层传热[M]. 北京:科学出版社, 1986.
- [16] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A, et al. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30 000 K[R]. NASA RP-1232, 1990.
- [17] 周恒,赵耕夫. 流动稳定性[M]. 北京:国防工业出版社, 2004.
- [18] Esch D D, Pike R W, Engel C D, et al. Stagnation region heating of a phenolic-nylon ablator during return from planetary missions[R]. NASA CR-112026, 1971.

(编辑:叶 青)