



论文

高超声速流动上仰异常现象关键因素数值研究

李康*, 胡宗民, 姜宗林

中国科学院力学研究所, 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

*联系人, E-mail: likang@imech.ac.cn

收稿日期: 2014-05-06; 接受日期: 2014-08-11; 网络出版日期: 2015-01-19

中国科学院知识创新工程重要方向项目资助

摘要 高温真实气体效应所引起气体比热比 γ 的降低被认为是导致航天飞机“上仰异常”的主要原因。为详细研究此问题, 本文数值求解了 Euler 方程, 化学反应源项采用有限速率模型, 考虑了 5 个组分、17 个基元反应。研究结果表明采用低比热比气体 CF_4 作为实验气体会导致膨胀区的压力分布与真实气体效应的影响规律不一致, 并不能反映出“上仰异常”现象的本质。在高温真实气体效应的影响下, 化学反应所带来的影响大于振动激发的影响, 对于 y 方向半模压力积分 C_{ay} 来说是 3.8 倍, 而对于半模力矩积分系数 C_{am} 来说是 1.7 倍。对比分析表明, 热化学反应导致的比热比分布不均衡是导致“上仰异常”现象出现的根本原因。

关键词 高超声速流动, 上仰异常, 真实气体效应, 比热比, 不均衡分布

PACS: 47.70.Nd, 47.70.Fw, 47.85.Gj, 47.11.Bc

doi: 10.1360/SSPMA2014-00137

再入飞行器进入大气层, 会产生高温真实气体效应, 如振动能的激发、化学反应和电离等。高温真实气体效应在地面现有实验设备中难以模拟, 这使得地面测量获得的气动力/热数据与实际飞行数据相比产生偏差^[1]。由于化学反应的影响, 激波层厚度减小, 边界层厚度的增加甚至可以达到激波脱体距离的量级, 边界层流动和外缘流动有很强的相互作用, 导致在超声速^[2]适用的 Euler/Boundary-Layer 方法不再适用于高超声速流动^[3], 同时也给理论分析带来很大的困难。化学反应的存在使得流动具有了很明显的尺度效应, 马赫数相似律和雷诺相似律不能满足高超声速研究的精确性。因此高温真实气体效应的

影响使得所熟知的超声速下的结论不能推广至高超声速领域。高超声速流动下典型外形的气动力/气动热变化规律需要重新研究。

航天飞机以高马赫数再入飞行时, 流动为层流。飞行数据表明, 其气动参数相比预测值, 产生了约 0.03 的俯仰力矩系数增量^[4,5], 使得翼襟的配平转角达到了地面预测值的两倍。这种现象被称为“上仰异常”(Pitch-Up Anomaly)^[6-10]。Ernst^[4]指出, 不单力矩系数增加, 法向力也产生了偏差。这一现象得到了大量的实验和数值研究^[6,7], 包括可压缩性、黏性以及真实气体效应, 其研究结果认为, 真实气体效应所引起的比热比降低是导致这一现象出现的主要原因。

引用格式: 李康, 胡宗民, 姜宗林. 高超声速流动上仰异常现象关键因素数值研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 034701

Li K, Hu Z M, Jiang Z L. Numerical studies on the effect of the key parameter to hypersonic “pitch-up anomaly” (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 034701, doi: 10.1360/SSPMA2014-00137

文献[6]的风洞实验采用 He 和 CF₄ 气体来研究高温真实气体效应的影响. 结果显示 He 气体表现出了“下俯现象”, 与实际飞行数据不符; 而 CF₄ 气体则表现出了“上仰异常”现象, 因此认为气体比热比的下降是导致“上仰异常”现象出现的主要原因. 我们知道振动激发将会导致气体比热比的下降, 而双原子气体分子在冻结时, 比热比近似为 1.4, 单原子气体分子的比热比近似为 1.67, 因此化学反应使气体由分子离解为原子, 将引起比热比升高. 对于高超声速飞行器来说, 热化学反应占主导因素, 引起气体比热比增加, 因此用单一的比热比降低并不能明确地揭示“上仰异常”现象出现的根本原因.

为了探索高超声速流动中出现“上仰异常”现象的根本原因, 本文从流动机制(冻结流动→振动激发→热化学反应气体)的角度出发, 考察不同流动机制对气动系数影响.

1 控制方程和数值方法

热化学非平衡模型考虑 5 种空气组分: O₂, N₂, O, N, NO. 模型方程包含 5 个组分质量守恒方程、两个动量方程、一个总能方程和一个振动能方程

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\delta \cdot H_a}{y} = S_c. \quad (1)$$

其中 Q 为流动求解矢量, E, F 分别为 x, y 方向的无黏守恒通量, H_a 为轴对称源项, S_c 为化学反应源项; 二维流动 $\delta=0$ 、轴对称流动 $\delta=1$. 方程(1)中的各矢量为

$$Q = [\rho_1, \dots, \rho_{ns}, \rho u, \rho v, E_t, E_{vib}]^T, \quad (2)$$

$$E = [\rho_1 u, \dots, \rho_{ns} u, \rho u^2 + P, \rho uv, (E_t + P)u, E_{vib} u]^T, \quad (3)$$

$$F = [\rho_1 v, \dots, \rho_{ns} v, \rho uv, \rho v^2 + P, (E_t + P)v, E_{vib} v]^T, \quad (4)$$

$$H_a = [\rho_1 v, \dots, \rho_{ns} v, \rho uv, \rho v^2, (E_t + P)v, E_{vib} v]^T, \quad (5)$$

$$S_c = [\dot{\omega}_1, \dots, \dot{\omega}_{ns}, 0, 0, 0, \dot{\omega}_{vib}]^T, \quad (6)$$

在方程(1)–(6)中, ρ 为密度, u, v 为 x, y 方向的速度分量, P 为压力, E_t 为总能, $\dot{\omega}_i$ 为组分 i 的质量源项, $\dot{\omega}_{vib}$ 为振动能源项, c 为质量分数. 下标 $ns=5$, vib 标识振动项, 上标 T 标识转置.

方程(1)–(6)的求解需要用以下热力学关系式^[11]:

$$E_t = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + \sum_{i=1}^{ns} \rho_i (e_{tr,i} + e_{vib,i} + e_{0,i}),$$

$$E_{vib} = \sum_{i=1}^{ns} \rho_i e_{vib,i}, e_{tr,i} = c_{v,i} R_i T, \quad (7)$$

$$e_{vib,i} = \begin{cases} 0, & i=1,2 \\ R_i T_{vibc,i} / (e^{T_{vibc,i}/T_{vib}} - 1), & i=3,4,5 \end{cases}$$

方程(7)中, e, T, R 分别定义为单位质量的内能, 温度和气体常数. 下标 tr 表示 translational, vib 表示 vibrational. T 为平动温度, T_{vib} 为振动温度, T_{vibc} 为振动特征温度.

方程(6)中, 化学反应源项采用下面的方法确定:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{r=1}^{nr} (b_{i,r} - f_{i,r}) (R_r^f - R_r^b),$$

$$R_r^f = k_{f,r} \prod_{s=1}^{ns} \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{f_{s,r}}, \quad (8)$$

$$R_r^b = k_{b,r} \prod_{s=1}^{ns} \left(\frac{\rho_s}{M_s} \right)^{b_{s,r}}.$$

式中 nr 为化学反应个数, $f_{i,r}, b_{i,r}$ 分别为第 r 个反应 i 组分的反应当量系数, $k_{f,r}, k_{b,r}$ 为正、逆化学反应速率. $k_{f,r}, k_{b,r}$ 由 Arrhenius 公式给出:

$$k_{f,r} = A_{f,r} T^{B_{f,r}} \exp\left(-\frac{E_{f,r}}{T}\right),$$

$$k_{b,r} = A_{b,r} T^{B_{b,r}} \exp\left(-\frac{E_{b,r}}{T}\right).$$

本文的化学反应模型包含了 5 种组分, 17 个基元反应^[12], 并采用 Park 双温模型^[13]来考虑振动-化学反应的耦合作用. Park^[13]建议化学反应速率控制温度采用 $T_d = \sqrt{T \cdot T_{vib}}$ 的形式, 模拟结果与实验结果符合更好. 正、逆化学反应及反应速率总结如表 1 所示, 其中, $k_{f,r}$ 的单位为 $\text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$, $k_{b,r}$ 的单位为 $\text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ 或 $\text{cm}^6/(\text{mol}^2 \cdot \text{s})$.

振动能源项考虑了组分碰撞所引起的振动松弛过程及化学反应所引起的振动能的改变. 其表达式为

$$\dot{\omega}_{vib} = \sum_{i=\text{mol}} \rho_i \frac{e_{vib,i}(T) - e_{vib,i}(T_{vib})}{\tau_i} + \sum_{i=\text{mol}} \dot{\omega}_i e_{vib,i}^i. \quad (9)$$

式中 τ_i 为组分 i 的振动松弛时间. 计算中采用 Millikan 和 White 给出的松弛时间来计算^[14,15]

表 1 化学反应和速率系数

Table 1 Chemical reactions and rate coefficients

Reactions	$k_{f,r}$	$k_{b,r}$	Third body M
$N_2 + M \Leftrightarrow N + N + M$	$4.8 \times 10^{17} T^{-0.5} \exp(-1.13 \times 10^5 / T)$	$2.72 \times 10^{16} T^{-0.5}$	N_2
	$1.92 \times 10^{17} T^{-0.5} \exp(-1.13 \times 10^5 / T)$	$1.10 \times 10^{16} T^{-0.5}$	O_2
	$1.92 \times 10^{17} T^{-0.5} \exp(-1.13 \times 10^5 / T)$	$1.10 \times 10^{16} T^{-0.5}$	NO
	$4.16 \times 10^{22} T^{-1.5} \exp(-1.13 \times 10^5 / T)$	$2.27 \times 10^{21} T^{-1.5}$	N
	$1.92 \times 10^{17} T^{-0.5} \exp(-1.13 \times 10^5 / T)$	$1.10 \times 10^{16} T^{-0.5}$	O
$O_2 + M \Leftrightarrow O + O + M$	$7.21 \times 10^{18} T^{-1.0} \exp(-5.95 \times 10^4 / T)$	$6.0 \times 10^{15} T^{-0.5}$	N_2
	$3.25 \times 10^{19} T^{-1.0} \exp(-5.95 \times 10^4 / T)$	$2.7 \times 10^{16} T^{-0.5}$	O_2
	$3.61 \times 10^{18} T^{-1.0} \exp(-5.95 \times 10^4 / T)$	$3.0 \times 10^{15} T^{-0.5}$	NO
	$3.61 \times 10^{18} T^{-1.0} \exp(-5.95 \times 10^4 / T)$	$3.0 \times 10^{15} T^{-0.5}$	N
	$9.02 \times 10^{19} T^{-1.0} \exp(-5.95 \times 10^4 / T)$	$7.5 \times 10^{16} T^{-0.5}$	O
$NO + M \Leftrightarrow N + O + M$	$3.97 \times 10^{20} T^{-1.5} \exp(-7.55 \times 10^4 / T)$	$1.0 \times 10^{20} T^{-1.5}$	N_2
	$3.97 \times 10^{20} T^{-1.5} \exp(-7.55 \times 10^4 / T)$	$1.0 \times 10^{20} T^{-1.5}$	O_2
	$7.94 \times 10^{20} T^{-1.5} \exp(-7.55 \times 10^4 / T)$	$2.0 \times 10^{21} T^{-1.5}$	NO
	$7.94 \times 10^{20} T^{-1.5} \exp(-7.55 \times 10^4 / T)$	$2.0 \times 10^{21} T^{-1.5}$	N
	$7.94 \times 10^{20} T^{-1.5} \exp(-7.55 \times 10^4 / T)$	$2.0 \times 10^{21} T^{-1.5}$	O
$N_2 + O \Leftrightarrow NO + N$	$6.74 \times 10^{13} \exp(-3.8 \times 10^4 / T)$	1.56×10^{13}	
$NO + O \Leftrightarrow O_2 + N$	$3.18 \times 10^9 T^{-1.0} \exp(-1.97 \times 10^4 / T)$	$1.3 \times 10^{10} T^{-1.0} \times \exp(-3.58 \times 10^3 / T)$	

$$\tau_i = \tau_i^{MW} + \tau_i^P,$$

$$\tau_i^{MW} = \frac{1}{P} \frac{\sum_{j=1}^{ns} n_j \exp[A_i(T^{-1/3} - 0.015\mu_{ij}^{1/4}) - 18.42]}{\sum_{j=1}^{ns} n_j}, \quad (10)$$

$$P \text{ in atm, } \tau_i^P = (\sigma_i \bar{c}_i n_i)^{-1}.$$

式中 n_i 为组分 i 的数密度, μ_{ij} 为碰撞组分 i 和 j 的折合质量, P 的单位为 atm (1 atm=101325 Pa), \bar{c}_i 为分子 i 的平均热运动速度, σ_i 为振动松弛的有效碰撞截面面积. 表达式分别为

$$n_i = \frac{\rho_i N_0}{M_i}, N_0 = 6.0225 \times 10^{23} / \text{mol},$$

$$\mu_{ij} = \frac{M_i M_j}{M_i + M_j}, c_i = \left(\frac{8R_0 T}{\pi M_i} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

$$\sigma_i = \left(\frac{50000}{T} \right)^2 \times 10^{-21}, [m^2], A_i = 1.16 \times 10^{-3} \mu_{ij} T_{\text{vibc},i}.$$

$T_{\text{vibc},i}$ 为组分 i 的振动特征温度.

对流项采用有限差分方法、LU-SGS 隐式格式^[16]

进行求解. 隐式方法是运动方程和化学反应源项的耦合求解, 分为点隐和全隐. 全隐方法占用很大的内存, 降低计算速度, 而点隐方法对矩阵作对角化处理、计算速度快, 目前已得到广泛的应用. 计算中即是采用点隐方法对化学反应源项进行处理. 无黏通量 E, F 的求解采用 AUSMPW+格式^[17,18]求解. 该数值方法在高超声速流动的求解中对激波和边界层的捕捉, 表现均较好^[19]. 为了取得更好的空间精度, 采用 MUSCL 格式(Monotone Upstream-Centered Schemes For Conservation Laws) 对原始变量进行重构, 并引入 Van Albada 限制器来限制重构时产生过大或过小的梯度

$$W_{i+1/2}^L = W_i + \frac{S}{4} [(1 - S\kappa)\Delta^- + (1 + S\kappa)\Delta^+]_i,$$

$$W_{i+1/2}^R = W_{i+1} - \frac{S}{4} [(1 - S\kappa)\Delta^+ + (1 + S\kappa)\Delta^-]_{i+1}, \quad (12)$$

$$S = \frac{2\Delta^+ \cdot \Delta^- + \varepsilon}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \varepsilon},$$

$$\varepsilon = 10^{-10}, \Delta_i^+ = W_{i+1} - W_i, \Delta_i^- = W_i - W_{i-1}.$$

该方法在 $\kappa = 1/3$ 时, 有三阶空间精度.

2 研究模型和数值结果

文献[4,6-9,20]的研究结果表明,黏性的影响不会产生“上仰异常”现象,而黏性的存在还会带来各相似参数相互干扰^[21]、更大的计算量等问题,因此本文的研究采用了无黏流动模型.几何模型为球-柱,球头半径为 $R=0.05\text{ m}$,柱的长度 L 为球头半径的两倍,图 1 为球-柱模型的半模示意图.图 1 中还标注了下文分析中用到的数据选取方式: θ 为激波层内的取值角, dL 为 θ 角方向垂直于壁面方向的激波层厚度, s 为激波层内的一点沿 θ 的方向到物面的垂直距离, D_s 为物面上一点至驻点的距离.球头部分 $0 < D_s/R < 1.57$,柱体部分 $1.57 < D_s/R < 3.57$.这一模型可以看作是航天飞机的流动简化模型,一些典型的现象,如热化学反应、膨胀、冻结流动等在此模型中仍存在.对于航天飞机模型的气动力问题研究来说,关键的问题在于真实气体效应是如何对有化学反应参与的压缩-膨胀的流动过程产生影响的以及其中的关键因素是什么.化学反应进行的程度与研究模型的尺寸息息相关.模型尺寸缩小,意味着化学反应的影响减小,但其中的关键影响因素及其对气动力的影响规律并没有发生改变.化学反应流动下的关键影响因素探索及其对气动力规律的影响正是本文研究的重点.

研究引入以下参数作为考察对象:一是球-柱半模沿 x 方向的压力积分系数,其定义为

$$C_{ax} = \int_{\text{wall}} \frac{P_w \cdot n_y d\Gamma}{0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \cdot L_c} - \frac{P_\infty}{0.5 \rho_\infty U_\infty^2},$$

二是半模沿 y 方向的压力积分系数,其定义为

$$C_{ay} = \int_{\text{wall}} \frac{P_w \cdot n_x d\Gamma}{0.5 \rho_\infty U_\infty^2 \cdot L_c},$$

式中 P_w 为壁面压力分布, n_x, n_y 为壁面切线方向单位矢量沿 x, y 方向的分量, $d\Gamma$ 为沿壁面的微元长度, L_c 为模型的特征长度(取球头的半径).第三个引入的参数为半模力矩系数 C_{am} ,其参考点选取为量热完全气体条件下的压心所在位置,顺时针方向为正.来流参数选取 $H=60\text{ km}$ 高空的相应数据, $\rho_\infty=2.8665 \times 10^{-4}\text{ kg m}^{-3}$, $P_\infty=20.1\text{ Pa}$, $T_\infty=245.355\text{ K}$,马赫数考察 5, 7, 10, 15, 20.空气来流各组分的质量分数分别为: $f_{O_2}=0.2329, f_{N_2}=0.7671, f_O=0.0, f_N=0.0, f_{NO}=0.0$.

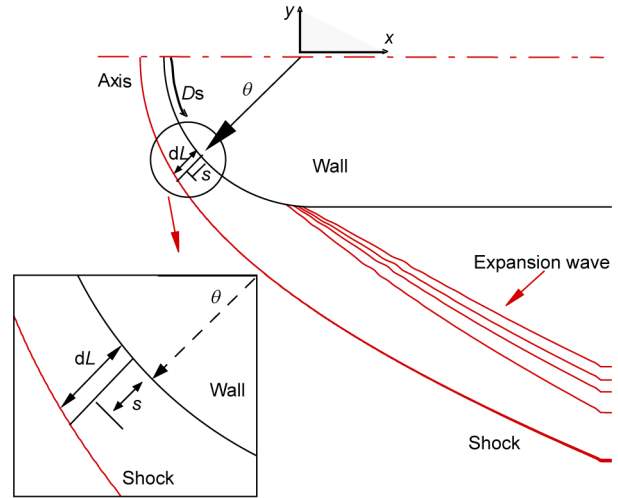


图 1 (网络版彩图)研究模型示意图

Figure 1 (Color online) The blunt cylinder model.

表 2 网格无关性研究

Table 2 Grid resolutions taken for grid sensitivity study

Grid change in I direction			Grid change in J direction		
Grid case	M_x	N_y	Grid case	M_x	N_y
1	201	260	1	361	00
2	251	260	2	361	50
3	301	260	3	361	00
4	401	260	4	361	00

为了研究网格的无关性,选取 $H=60\text{ km}$ 高度 $Mach=20$ 作为来流条件,考察 C_{ax}, C_{ay} 以及壁面压力系数分布随网格的变化. I 方向的网格变化为 M_x ,方向为沿物面的方向; J 方向的网格变化为 N_y ,方向为垂直于物面的方向,如表 2 所示.壁面压力系数 C_p 的定义为 $C_p = (P_w - P_\infty) / 0.5 \rho_\infty U_\infty^2$.计算结果在图 2 中给出,结果显示,当 I 方向网格数大于 301,而 J 方向网格大于 200 时,计算结果均可达到网格无关.本文以下计算采用 361×260 网格.

为了验证数值方法的可靠性,图 3 中将本文的计算结果与 2009 年 HIEST 激波风洞的实验结果进行对比.实验模型为球头半径分别为 20 mm 和 50 mm 的两个钝锥模型,其他详细尺寸及来流条件参见文献[22].本文对比了总焓 H_0 为 7 MJ kg^{-1} 的壁面压力分布,结果显示计算结果与实验结果符合较好.

2.1 比热比的降低对气动力系数影响

“上仰异常”现象是由流场中比热比的下降造成的,这一结论一直被接受至今.为验证此结论,本文

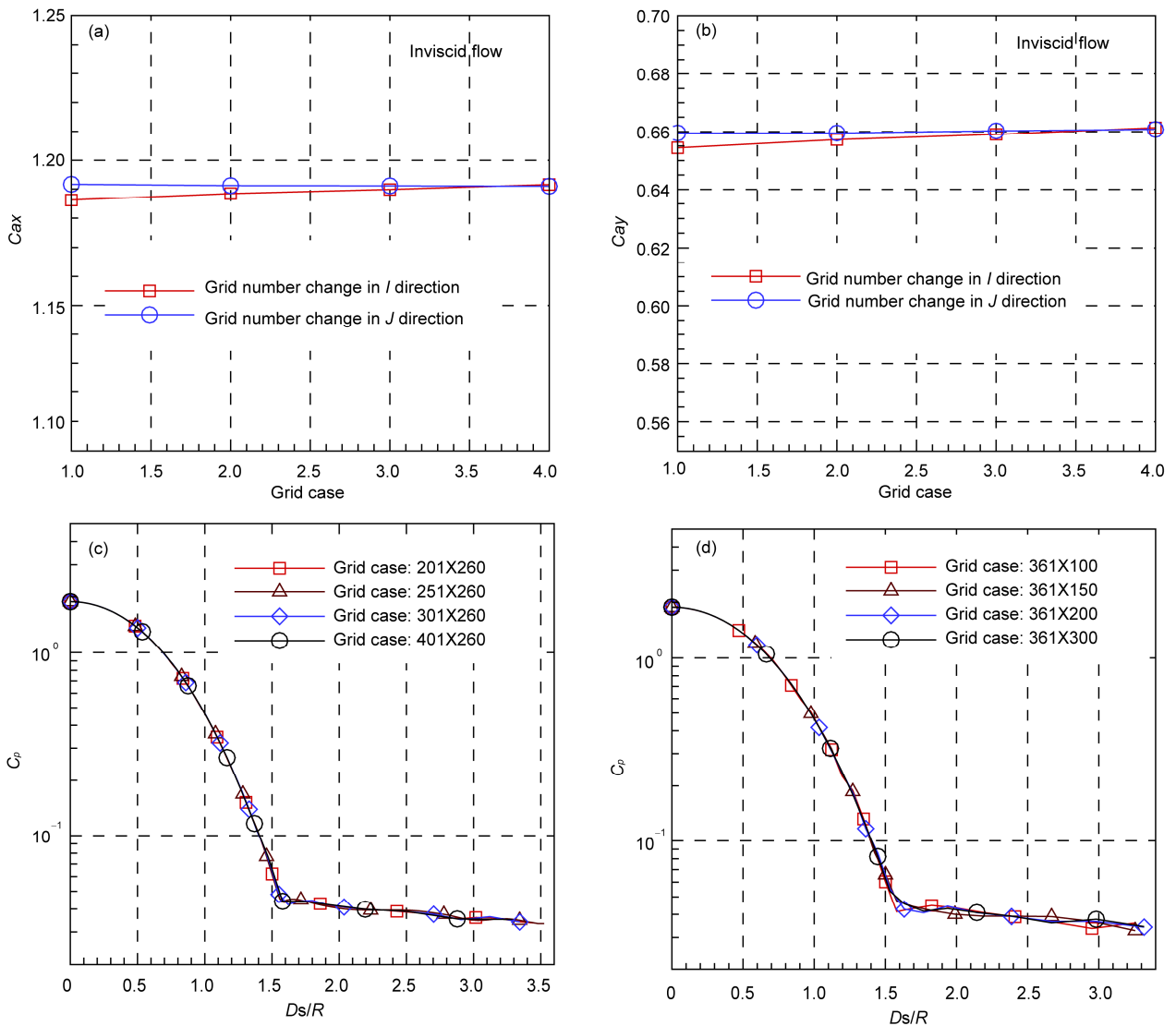


图2 (网络版彩图)气动参数 C_{ax} , C_{ay} 及壁面压力系数分布的网格无关性
 Figure 2 (Color online) Aerodynamic data C_{ax} , C_{ay} and pressure coefficient for different grid resolutions.

首先模拟了比热比的降低对气动力系数的影响. 图4给出了激波前气体比热比 γ 为1.4, 而激波层内气体比热比 γ 分别设为1.4和1.35的情况下 C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 随马赫数变化的对比. 研究表明激波层内 $\gamma=1.35$ 情况下的 C_{ax} , C_{ay} 均比 $\gamma=1.4$ 情况下的值偏大. 对于参数 C_{ax} , 在 $Mach=5$ 时, 相比激波层内 $\gamma=1.4$ 的值的相对偏差为+0.93%; $Mach=20$ 时为+0.79%. C_{ay} 在 $Mach=5$ 时的相对偏差为+0.34%, 在 $Mach=20$ 时的相对偏差为+0.7%. 图4(c)显示模型产生了微小的上仰力矩. 图5给出了在 $Mach=20$ 时, 激波层内比热比 γ 继续减小时 C_{ax} , C_{ay} 及 C_{am} 的变化趋势. 结果显示,

当 γ 从1.4变化至1.2时, C_{ax} 从1.184变化至1.218, 变化了2.87%; C_{am} 增加至0.021; C_{ay} 呈现了非单调的变化.

图6给出了 $Mach=20$ 时激波层内 $\gamma=1.20$, 1.25 和 $\gamma=1.40$ 条件下壁面压力系数分布的对比. 结果显示, 当气体比热比降低时, 头部亚声速压缩区 $Ds/R < 0.5$ 的压力系数持续增加, 而钝头体超声速膨胀区域 $0.5 < Ds/R < 1.5$ 的压力系数并不随气体比热比 γ 发生改变. 对于柱体部分来说, 当气体比热比 γ 由1.40减至1.25时, 柱体前端的压力先上升, 而后持续下降. 当气体比热比继续减小至1.20时, 柱体前端的压力不

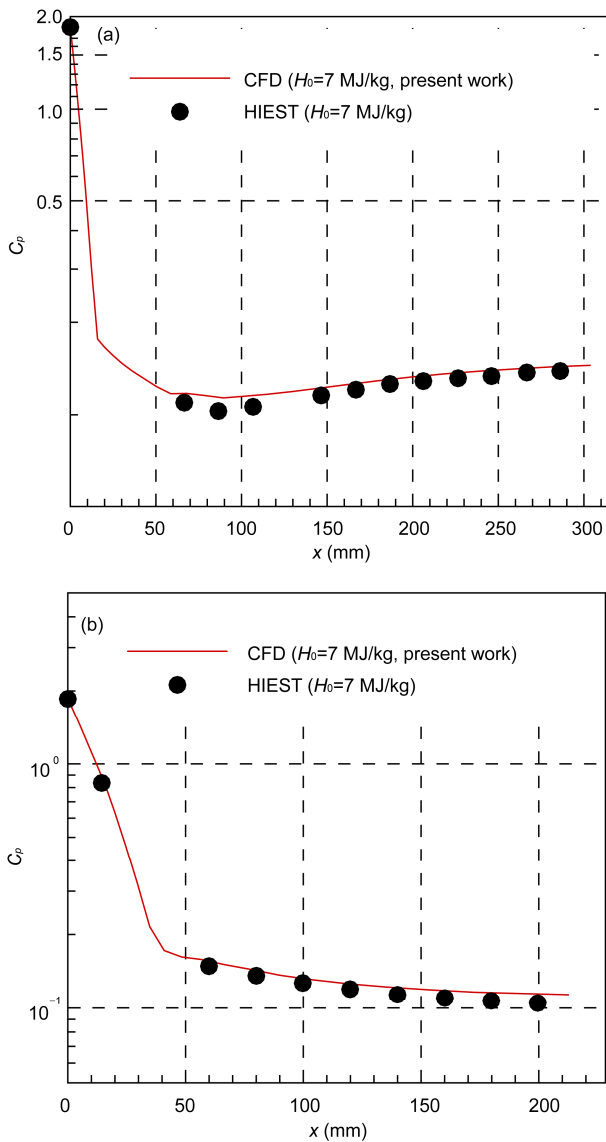


图3 (网络版彩图)不同模型下壁面压力分布与实验结果的对比

Figure 3 (Color online) Comparison between numerical and experimental results for C_p distributions.

再上升, 但之后的压力仍持续下降. 柱体前端的压力不同变化产生了气动系数 C_{ay} 的非单调变化趋势, 如图 5(b)所示. 产生正的 C_{am} 值来源于两个部分: 一是驻点区域压力的上升, 二是柱体部分压力的下降. 这意味着气体比热比的降低仅能部分地模拟力矩系数 C_{am} 的变化规律, 而无法模拟半模法向压力系数 C_{ay} 的变化规律. 这也表明采用 CF_4 气体作为实验气体所给出的气动力规律与化学反应的实际影响有一定的偏差^[4].

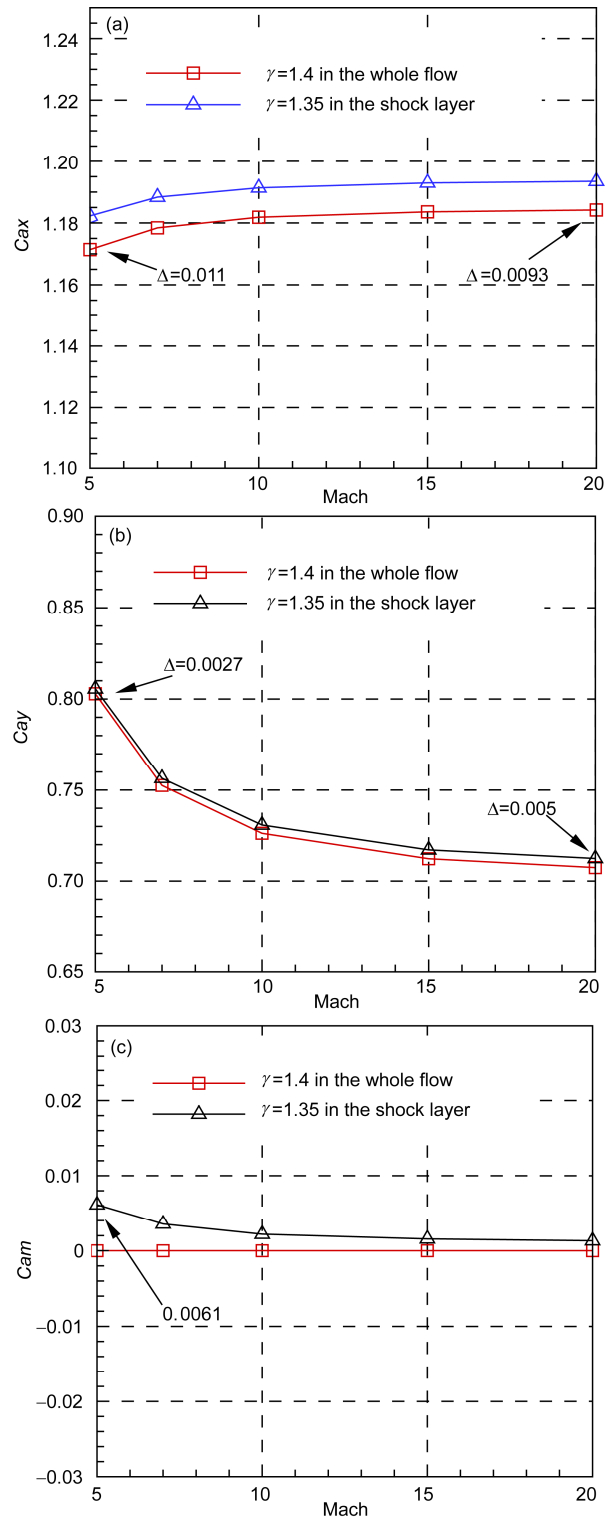


图4 (网络版彩图)激波前 $\gamma=1.4$ 和激波层内 $\gamma=1.35$ 条件下: C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 随马赫数的变化

Figure 4 (Color online) Comparison of aerodynamic data in flows with $\gamma=1.4$ and $\gamma=1.35$ in the shock layer: C_{ax} , C_{ay} and C_{am} .

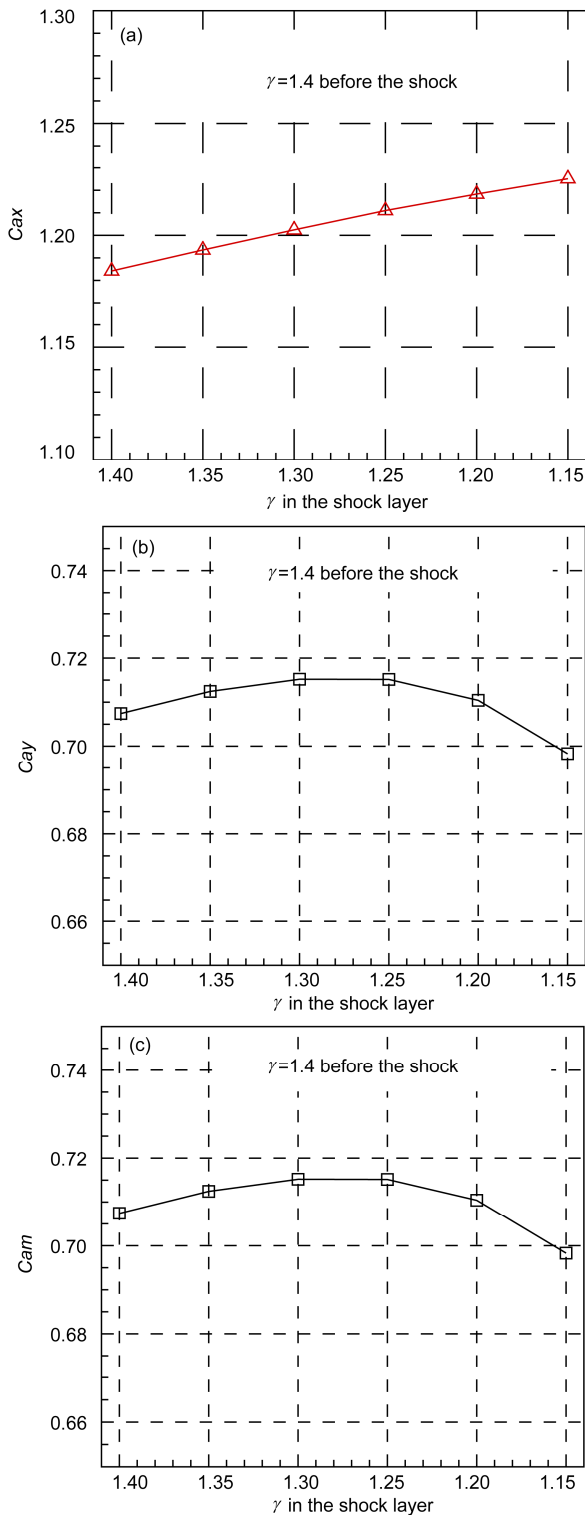


图5 (网络版彩图)Mach=20时 C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 随激波层内气体比热比的变化: 激波前 γ 为1.4

Figure 5 (Color online) Effect of variation in specific heat ratios on a C_{ax} , C_{ay} and C_{am} at Mach=20: $\gamma=1.4$ before the shock.

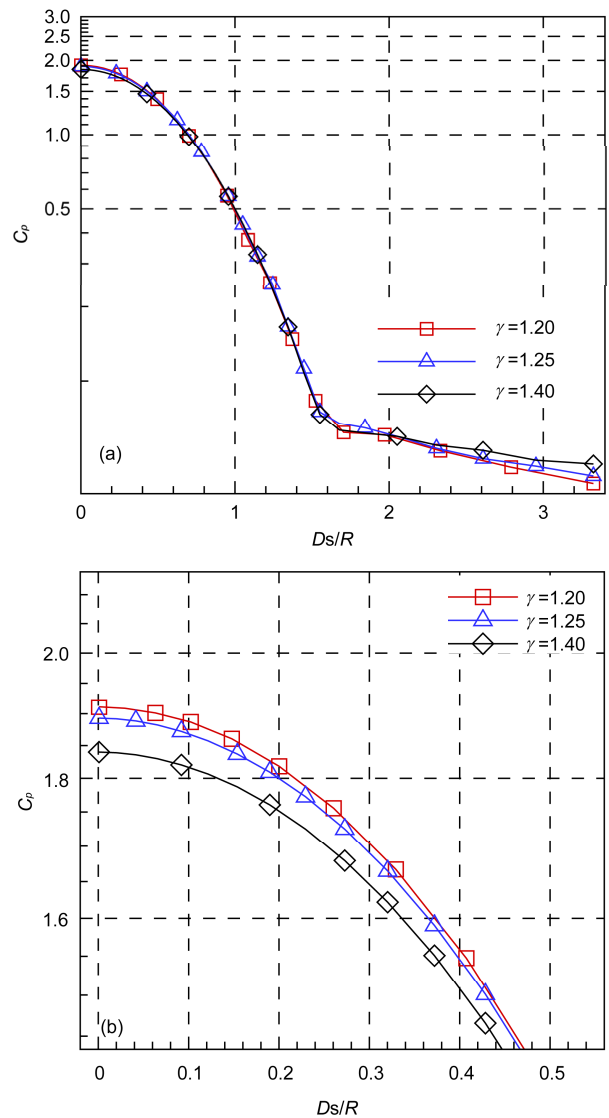


图6 (网络版彩图)Mach=20时激波层内采用不同气体比热比壁面压力系数的对比: (a) C_p , (b) C_p 局部放大图

Figure 6 (Color online) Effect of variation in specific heat ratios on C_p at Mach=20: (a) C_p , (b) enlarged view of C_p .

2.2 热非平衡对气动力系数的影响

该部分仅考虑振动激发的影响, 即气体振动激发而化学反应仍被冻结. 流动状态分别设为振动平衡和振动非平衡. 图7(a), (b)给出了 C_{ax} , C_{ay} 随马赫数的变化, 其相对变化量随马赫数的变化在图7(d), (e)中给出. 结果显示热平衡气体、热非平衡气体所对应的 C_{ax} 相比量热完全气体均偏大; 热平衡气体所对应的 C_{ay} 偏大(+), 而热非平衡气体所对应的 C_{ay} 偏小(-). 热非平衡气体假设下 C_{ay} 的最大相对变化

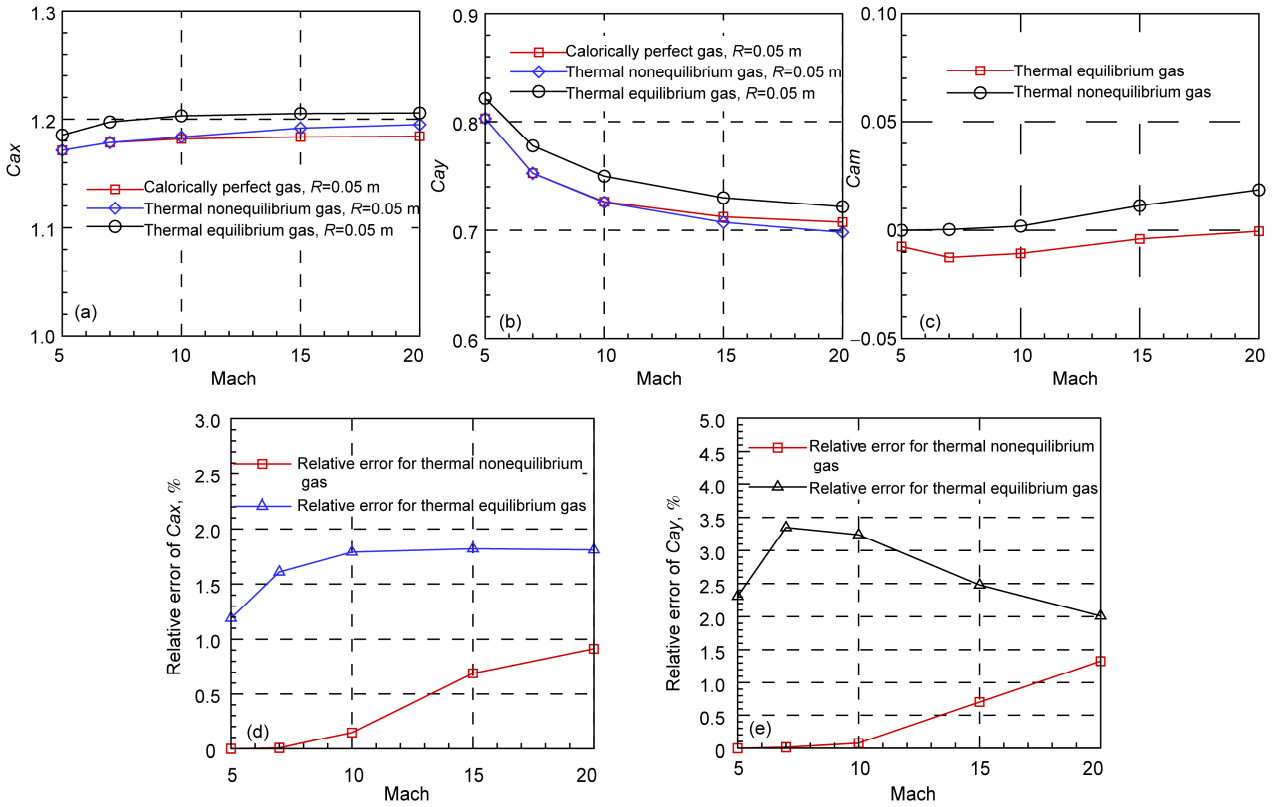


图7 (网络版彩图)不同气体状态下气动力系数随马赫数的变化, (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am} ; (d) C_{ax} 的相对变化量; (e) C_{ay} 的相对变化量

Figure 7 (Color online) Comparison of aerodynamic data in frozen, thermal nonequilibrium and thermal equilibrium flow. (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am} ; (d) relative change of C_{ax} ; (e) relative change of C_{ay} .

量约为-1.3%。图7(c)为 C_{am} 随马赫数的变化, 显示了热非平衡气体和热平衡气体不同的变化规律. 这表明: 对于热平衡气体来说, 头部压力的增加的影响要小于尾部压力增加的影响, 而对于热非平衡气体来说头部压力增加和尾部压力减小均将产生正的力矩系数. 因此半模矩力矩系数的变化规律受模型和气体状态变化的共同影响.

$Mach=20$ 条件下沿壁面压力系数分布、激波形状及流场比热比 γ 在不同气体状态下的对比分别在图8-10中给出. 图8显示热平衡、热非平衡气体状态均将增加驻点附近的压力系数. 随着角度的增加热平衡气体下降较平缓, 但与量热完全气体相比仍始终偏大, 而热非平衡气体下降较快, 在 $Ds/R > 1.2$ 处, 压力系数下降至低于量热完全气体下的值, 这将使得模型产生正的力矩. 这种在钝头体超声速膨胀区域压力的剧烈下降以及柱体部分压力的持续降低现象是气体比热比降低的研究中所未出现的. 图9表明振

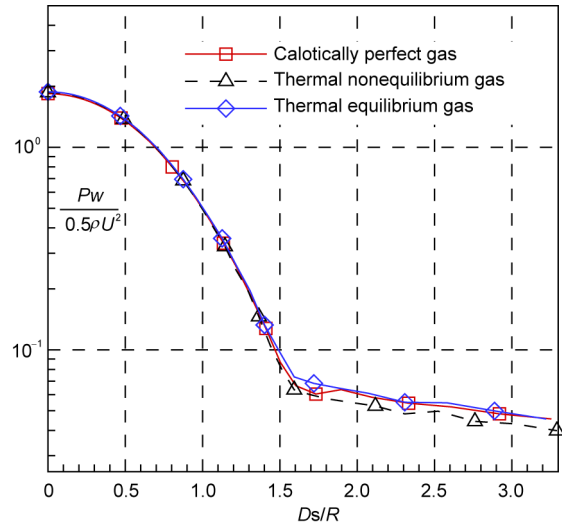


图8 (网络版彩图)不同气体状态下壁面无量纲压力分布: $Mach=20$

Figure 8 (Color online) Comparison of dimensionless pressures in frozen, thermal nonequilibrium and thermal equilibrium flow at $Mach=20$.

动激发会对激波形状产生一定的影响, 这种影响将使激波角略微偏小, 激波后的压力偏小, 激波层内的流场解也将受激波形状变化的影响. 当来流状态确定时, 激波形状由物面形状和激波层内流动来决定, 激波角偏小表明激波层内流动的状态参数发生了改变, 其影响大小还需进一步验证. 流场中的气体比热比分布在图 10 中给出, 而对于热平衡气体来说, 激

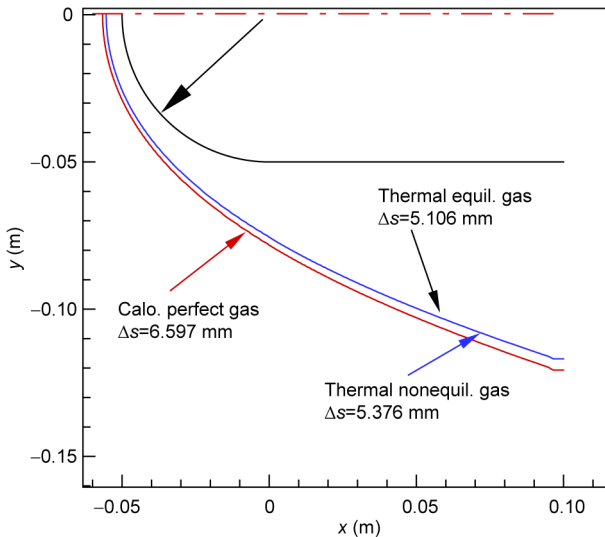


图 9 (网络版彩图)不同气体状态下激波形状的对比如: Mach=20
Figure 9 (Color online) Comparison of shock shapes in frozen, thermal nonequilibrium and thermal equilibrium flow at Mach=20.

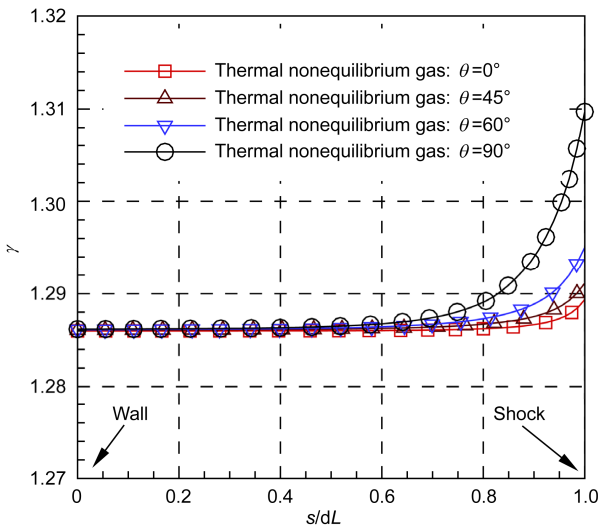


图 10 (网络版彩图)热非平衡气体下激波层内 γ 的分布: Mach=20
Figure 10 (Color online) Comparison of specific heat ratios in different directions in thermal nonequilibrium flow at Mach=20.

波层内的头部气体比热比 γ 为 1.2860, 尾部约为 1.2875, 不再用数据图的形式给出. 对比分析表明, 热平衡和热非平衡气体所对应的气体比热比在激波层内有一定的不均匀性, 这是造成该部分结论与 2.1 部分结论不同的原因. 文献[4]采用 CF_4 作为实验气体, 并不能反映处流场中的这种不均匀性, 因此也无法反映力矩系数“上仰异常”现象出现的根本原因.

2.3 化学非平衡流动对气动力系数的影响

图 11(a)–(c)给出了热化学非平衡流动下 C_{ax} , C_{ay} 及 C_{am} 随马赫数的变化, 同时 C_{ax} , C_{ay} 相对于量热完全气体的相对变化量在图 11(d)和(e)中给出. 当 Mach=20 时, C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 的最大相对偏差分别为 0.82%, -6.3%, 0.05. 相比热非平衡的结果可知, 热化学非平衡过程对 C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 相对变化量的贡献分别为 -0.18%, -5%, 0.0314. 振动激发产生的影响不足以使 C_{ay} 和 C_{am} 分别产生 -6.3%, 0.0314 的相对偏差, 高超声速热化学反应流动下产生的“升力异常”和“上仰异常”主要由热化学反应引起, 而 C_{am} 的异常偏大则主要由尾部压力减小引起.

为了确定激波形状发生的改变对流动状态的影响, 图 12 和图 13 给出了物面及激波后气体比热比 γ 、压力的分布, 结果显示量热完全气体和热化学非平衡气体所对应的激波后压力分布基本一致, 因此激波形状的改变并不是产生 C_{ay} 和 C_{am} 偏差的主要原因. 对于物面上的压力分布来说, 在驻点处相比量热完全气体, 热化学非平衡气体所对应的压力增加了 245 Pa, 约 2.3%; 而在尾部出口处压力下降了 50.7 Pa, 约 21.1%. 这种压力的偏差是由热化学非平衡气体的所对应的压力分布下降更剧烈造成的, 进而导致 C_{ay} 和 C_{am} 产生较大的偏差.

图 14 给出了流场不同取值位置 $\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 处激波层内垂直于壁面方向的 O_2, N_2 质量分数的分布. 对于氧气来说, 从 $\theta=0^\circ-90^\circ$ 逐渐发生离解, 而对于氮气来说, 虽然发生离解反应, 但到 90° 时已很缓慢. 由此可知流场的化学反应过程为, $0^\circ-15^\circ$ 时, 以离解反应为主导, 复合反应较弱; $15^\circ-60^\circ$ (而氧气为 $15^\circ-90^\circ$)时, 复合反应为主导; 对于 $\theta>60^\circ$ 或 90° 的膨胀流动和尾流, 流动化学反应冻结. 图 15 给出了不同取值位置流场中的比热比 γ 在激波层内的分布. 在驻点线位置, 化学反应的影响使得

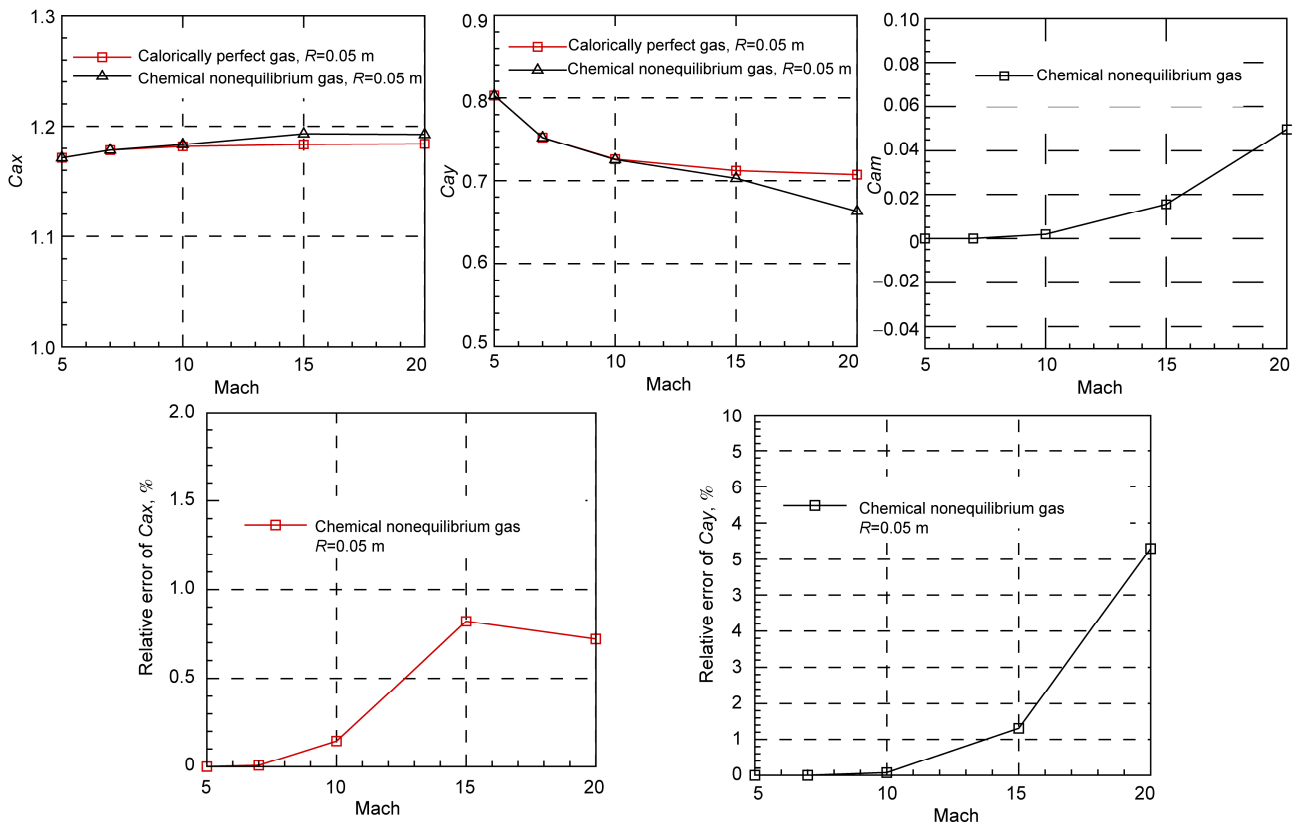


图 11 (网络版彩图) C_{ax} , C_{ay} , C_{am} 随马赫数的变化, (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am} ; (d) C_{ax} 的相对变化量; (e) C_{ay} 的相对变化量
 Figure 11 (Color online) Comparison of aerodynamic data in frozen and thermochemical nonequilibrium flow. (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am} ; (d) relative change of C_{ax} ; (e) relative change of C_{ay} .

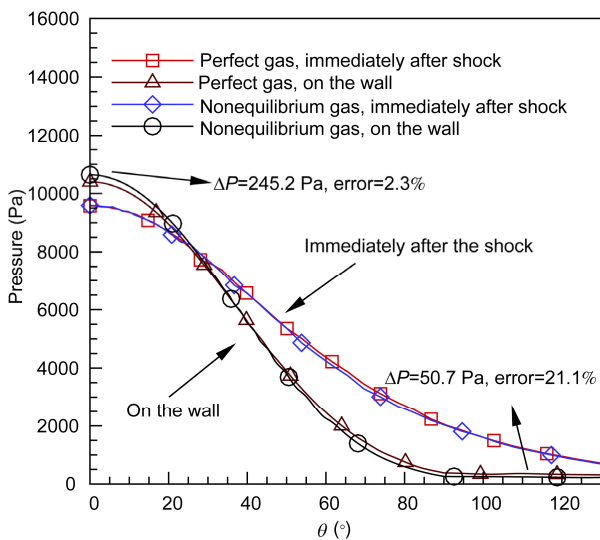


图 12 (网络版彩图) 紧贴激波面后及物面上压力分布的对比: Mach=20
 Figure 12 (Color online) Comparison of pressures immediately after the shock and on the wall at Mach=20.

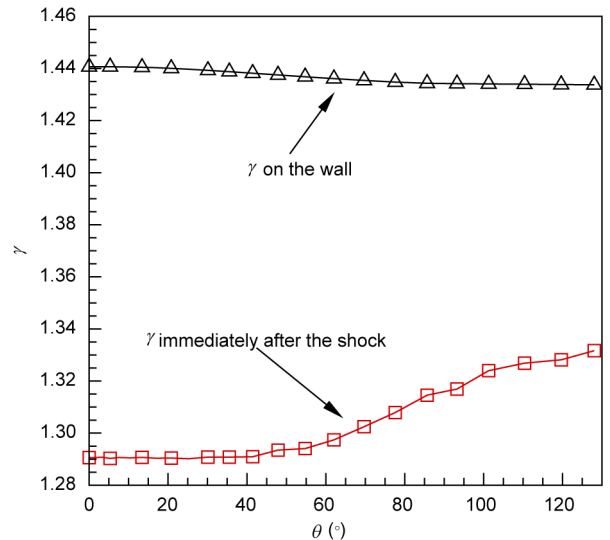


图 13 (网络版彩图) 紧贴激波面后及物面上气体比热比 γ 的分布: Mach=20
 Figure 13 (Color online) Comparison of specific heat ratios immediately after the shock and on the wall at Mach=20.

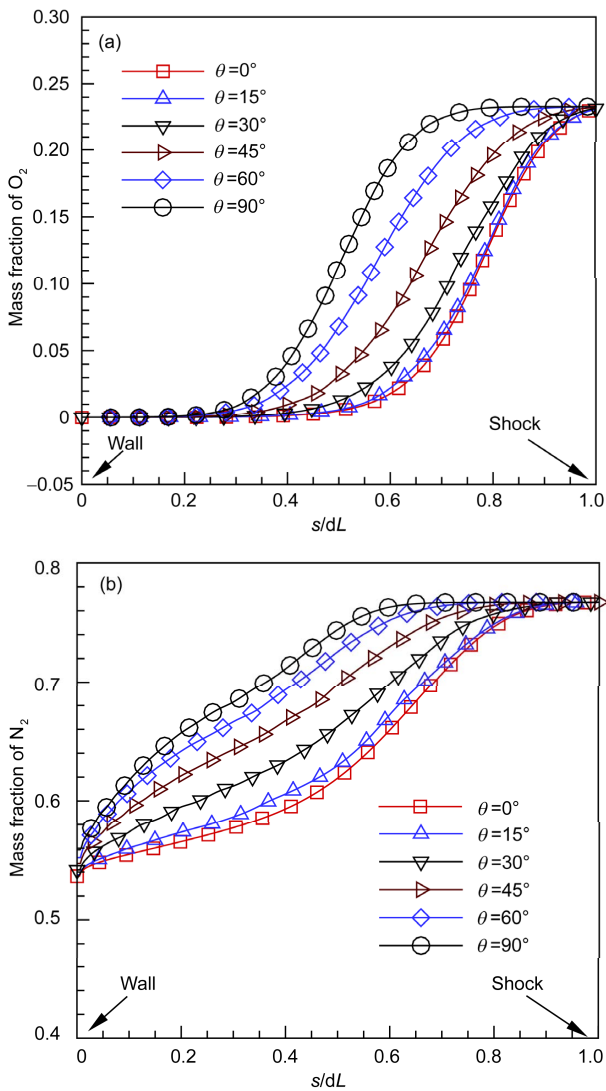


图 14 (网络版彩图)Mach=20 时不同气体质的量分数分布: (a) O₂, (b) N₂

Figure 14 (Color online) Mass fraction distributions of different gases at Mach=20: (a) O₂, (b) N₂.

气体比热比急剧增大. 而随着角度的增加, 比热比逐渐减小, 这是由复合反应放热、流场温度上升所致. 至此, 我们了解了热化学反应使得流场的组分及比热比的不均衡性均发生了很大的改变. 组分分布的不均匀导致气体比热比分布的不均衡, 进而导致壁面压力分布急剧下降, 这一过程才是 C_{ay} 和 C_{am} 产生较大偏差的根本原因. 而值得一提的是, 物面附近的比热比并没有减小, 因此将“上仰异常”现象归结为比热比的下降并不确切.

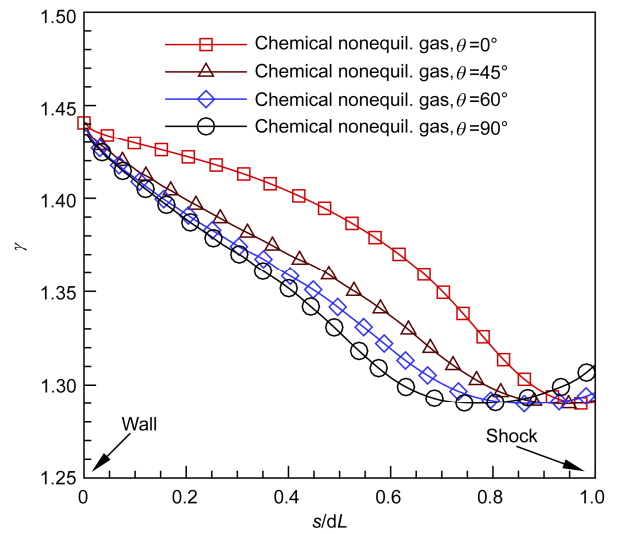


图 15 (网络版彩图)激波层内 γ 的对比: Mach=20

Figure 15 (Color online) Comparison of specific heat ratio distributions in different directions in the shock layer at Mach=20.

为了确定 C_{ay} 和 C_{am} 的较大偏差是由热化学反应所导致的流场参数不均衡性这个结论, 我们继续考察 $\theta=45^\circ$ 之后流动冻结的算例. 图 16(a), (b)和(c)分别给出了将 45° 之后流动冻结后 C_{ax} , C_{ay} 和 C_{am} 随马赫数的变化, 结果显示 C_{ax} 与量热完全气体的偏差由+0.8%变为+1.5%; C_{ay} 与量热完全气体的偏差由原来的-6.3%变为-2.3%, 偏差均减弱, C_{am} 由 0.0497 降低至 0.0289. 图 17(a)给出了冻结前后激波后和物面上的压力分布对比. 激波后, 在大约 45° 附近, 压力突增了 480 Pa, 变化了约 9%; 而在 $\theta>100^\circ$ 的范围内压力增加约 380 Pa, 相对变化约 23%. 在物面上大约 45° 附近, 压力突增 380 Pa, 相对变化约 12%, 而在高角度范围, 增加了约 30 Pa, 相对变化约 10%. 图 17(b)给出了 45° 之后流动冻结后不同取值角度激波层内气体比热比 γ 的分布, 结果表明冻结后, 在靠近物面的 $s/dL<0.4$ 处模型肩部膨胀区的气体比热比均减小, 但在靠近激波面的 $0.4<s/dL<1$ 处, 气体比热比 γ 提升至来流参数的大小. 45° 后流动冻结后, 包括膨胀区在内之后的流动不再发生复合反应, 这将使得化学反应所影响的区域仅限于物面. 图 17(b)中 $\theta=60^\circ$ 和 90° 的气体比热比变化趋势显示在激波后的很大一段距离内, 气体比热比不发生任何变化, 表明化学反应的影响区域变小, 流场的不均衡分布区域也将减小. 因此流场中气体比热比的不均衡分布

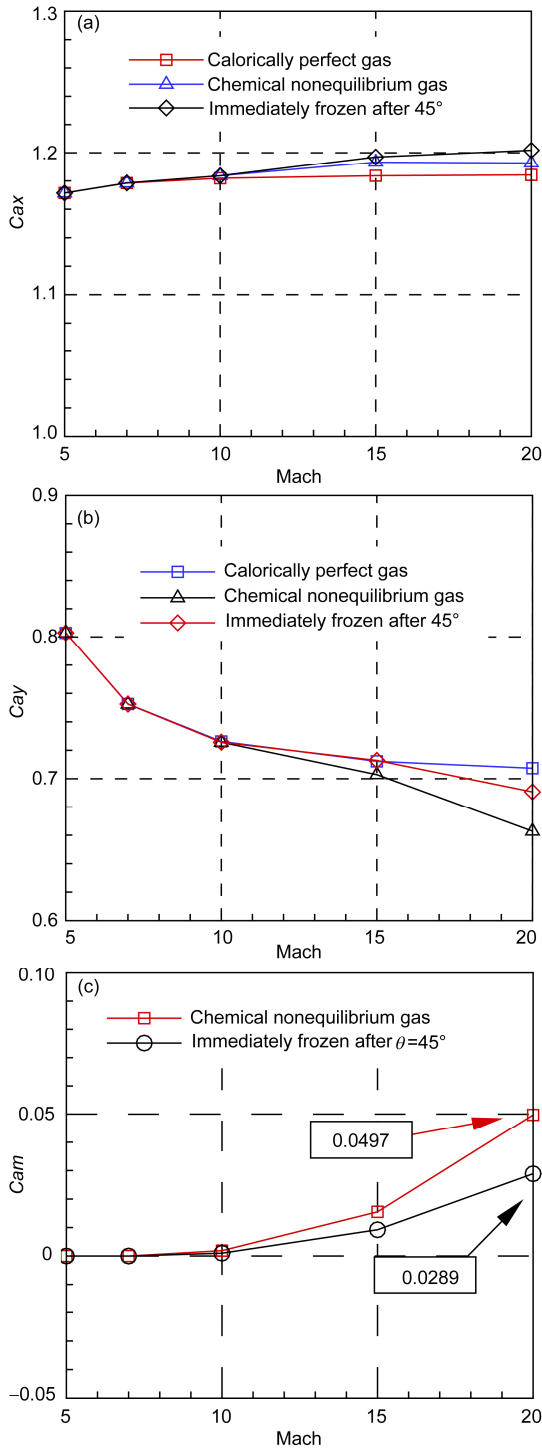


图 16 (网络版彩图) $\theta=45^\circ$ 之后流动冻结: (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am}
 Figure 16 (Color online) Comparison of aerodynamic data in the flow frozen after $\theta=45^\circ$. (a) C_{ax} ; (b) C_{ay} ; (c) C_{am} .

及其不平衡分布的范围均将对气动力规律产生明显的影响。

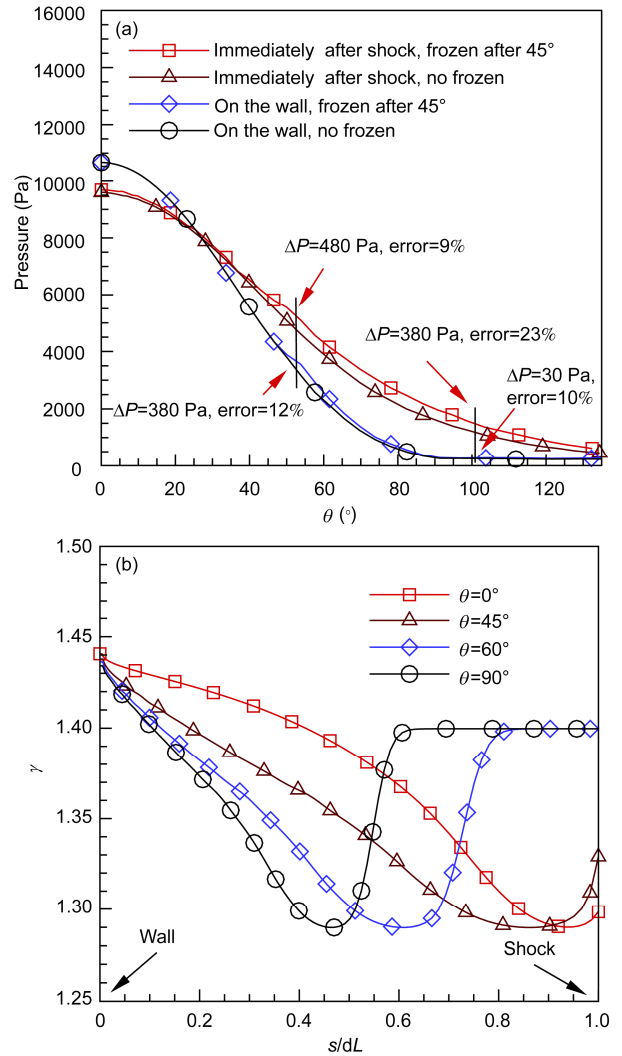


图 17 (网络版彩图) $\theta=45^\circ$ 之后流动冻结, (a) 激波后及物面上压力分布; (b) 激波层内 γ 的分布
 Figure 17 (Color online) Comparison of flow parameters in the flow frozen after $\theta=45^\circ$. (a) Pressures immediately after the shock and along the wall; (b) specific heat ratio distributions in different θ directions.

3 结论

本文针对航天飞机再入时产生的“上仰异常”现象问题开展研究. 模型采用了航天飞机的近似简化模型球-柱体进行研究. 研究了量热完全气体、热平衡/非平衡气体及热化学非平衡气体状态下 x, y 方向半模压力积分系数 C_{ax}, C_{ay} 和半模力矩系数 C_{am} 与关键因素(激波后、物面上压力和比热比分布, 激波层内组分和气体比热比分布等)的影响关系. 这些气体状态的选择代表了流动从超声速至高超声速, 以及从

低高超声速至高高超声速范围^[2]的变化,也反映了该范围流动下的气动力系数变化规律.通过以上研究,得出以下主要结论.

气体比热比降低所产生的壁面压力分布与热化学反应下的分布规律并不一致.差别存在于钝头体超声速膨胀区和柱体前缘的肩部.激波层内气体比热比 γ 的减低仅能部分的模拟 Cam 的变化规律,而不能模拟 Cay 的变化规律.热化学反应所导致的 Cam 的增加量大约是气体比热比的降低(1.4 \rightarrow 1.2)所导致的增加量的 2.4 倍.

在本文所研究的范围内,对于 Cay 的总变化量 6.3%来说,热非平衡的影响仅占约 1.3%,而热化学非平衡的影响占约 5%.热非平衡过程对 Cam 的贡献为 0.0186,而热化学反应的贡献为 0.0314.产生“上

仰异常”主要由热化学反应引起.

“上仰异常”现象产生的主要原因是激波层内的热化学反应导致的气体比热比分布的不均衡性.振动能激发和化学反应均会导致气体比热比的不均匀分布.当气体比热比的不均衡性不再增加时, Cay 将不再下降,即“上仰异常”的程度也不再增加.

通过对流场及气动力系数的详细分布,本文揭示了航天飞机“上仰异常”现象出现的根本原因.但还有一些工作需要进一步开展.首先是如何将气体比热比的不均衡分布更为直观的表现出来.另一个问题的是,研究模型采用的是航天飞机的近似简化模型,下一步将采用航天飞机的近似模型进行研究.所的结论将对热化学反应对航天飞机气动力系数的影响有更深层的认识.

参考文献

- Giuseppe P, Raffaele V. Finite Rate Chemistry Effects on the High Altitude Aerodynamic of An Apollo-Shaped Reentry Capsule. New York: AIAA, 2009
- Park C. Validation of CFD Codes for Real-Gas Regime. New York: AIAA, 1997
- Mundt C. Calculation of Hypersonic, Viscous, Nonequilibrium Flows Around Reentry Bodies Using A Coupled Boundary Layer/Euler Method. New York: AIAA, 1992
- Ernst H H, Claus W. Selected Aerothermodynamic Design Problems of Hypersonic Flight Vehicles. New York: AIAA, 2009
- Compton H R, Schies J R, Suit W T, et al. Stability and control over the supersonic and hypersonic speed range. Conference Paper, NASA Langley, 1983
- Brauckmann G J, Paulson W K. Experimental and computational analysis of the space shuttle orbiter hypersonic pitch-up anomaly. J Spacecr Rockets, 1995, 32(5): 758-764
- Muylaert J, Walpot L, Rostand P, et al. Extrapolation from Wind Tunnel to Flight: Shuttle Orbiter Aerodynamics. Technical Report, NASA, 1998
- Griffith B J, Maus J R, Best J T. Explanation of the hypersonic longitudinal stability problem lessons learned. Conference Paper, NASA, 1983
- Romere P O, Whitnah A M. Space shuttle entry longitudinal aerodynamic comparison of flights 1-4 with preflight predictions. Conference Paper, NASA, 1983
- Galloway R L. Real Gas Simulation for the Shuttle Orbiter and Planetary Entry Configurations Including Flight Results. Technical Report, AIAA, 1984
- Gnoffo P A, Gupta R N, Shinn J L. Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. Technical Report, NASA, 1989
- Dunn M G, Kang S W. Theoretical and experimental studies of reentry plasmas. Technical Report, NASA, 1973
- Chul P, Wayland G. Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. Phys Tod, 1991, 42(2): 98
- Millikan R C, White D R. Systematics of vibrational relaxation. J Chem Phys, 1963, 39: 3209-3213
- White F A. Viscous Fluid Flow. New York: McGraw-Hill Book Company, 1974
- Seokkwan Y, Antony J. Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations. AIAA J, 1988, 26: 1025-1026
- Kim K H, Kim C, Rho O H. Methods for the accurate computations of hypersonic flows I. J Comput Phys, 2001, 174: 38-80
- Kim K H, Lee J H, Rho O H. An improvement of AUSM schemes by introducing the pressure-based weight functions. Comput Fluids, 1998, 27(3): 311-346
- Keiichi K, Eiji S, Yoshiaki N, et al. Evaluation of Euler flux for hypersonic heating computations. AIAA J, 2010, 48(4): 763-776

- 20 Kliche D, Mundt C, Hirschel E H. The hypersonic Mach number independence principle in the case of viscous flow. *Shock Waves*, 2011, 21: 307–314
- 21 Miller J H. Computational Aerothermodynamic Datasets for Hypersonic Heat Transfer on Reentry Vehicles. Technical Report, AIAA, 2005
- 22 Masatoshi K, Hideyuki T, Masahiro T, et al. Comparison of Re-Entry Flow Computations with High Enthalpy Shock Tunnel Experiments. Technical Report, AIAA, 2009

Numerical studies on the effect of the key parameter to hypersonic “pitch-up anomaly”

LI Kang^{*}, HU ZongMin & JIANG ZongLin

State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Real-gas effects, e.g., vibrational excitation, dissociation and ionization of air, are critical issues in the hypervelocity flow around a reentry vehicle. In this work, a chemical and thermal nonequilibrium Euler solver is used to evaluate the real-gas effects on the aerodynamic forces of a typical hypervelocity test model. It is found that using an inert gas model with a lower specific heat ratio to simulate the real-gas effects may cause an under prediction of the forces and the pitching moment. Comparative simulations indicate that dissociation results in much more significant difference to the aerodynamic performance than the vibrational excitation. It is also found that the streamwise inhomogeneity of chemistry in the flowfield instead of the decreased specific heat ratio is the primary reason of “Pitch-up anomaly”.

thermochemical nonequilibrium, pitch-up anomaly, real gas effect, specific heat ratio, inhomogeneous distribution

PACS: 47.70.Nd, 47.70.Fw, 47.85.Gj, 47.11.Bc

doi: 10.1360/SSPMA2014-00137