



## 论文

# 热化学非平衡流动中黏性干扰和化学反应对 HB2 气动力的影响

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: zjiang@imech.ac.cn

收稿日期: 2014-09-02; 接受日期: 2015-01-22; 网络出版日期: 2015-03-10

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11472281)

**摘要** 已知研究认为, 相比冻结流动下的压力值, 热化学非平衡条件下 HB2 模型扩张裙体部分压力的偏大是由黏性干扰引起的. 研究探讨了黏性干扰和高温气体效应对 HB2 扩张裙体部分压力的影响规律. 数值求解了有限速率的 N-S 方程, 化学反应模型考虑了 5 种组分、17 个基元反应, 并采用 Park T-Tv 双温度模型求解. 对比扩张裙体部分压力对黏性干扰和化学反应的敏感性发现, 热化学反应流动中扩张裙体部分压力的偏大并非由黏性的改变引起, 而是由化学反应所主导. 对比流动各参量对压力的贡献值发现, 压力上升速率增加主要来源于温度项的贡献.

**关键词** 高焓热化学非平衡, 黏性干扰, HB2 模型, 压力系数, 化学反应边界层

**PACS:** 47.10.ad, 47.15.Cb, 47.70.Fw, 47.70.Nd, 47.85.Gj

**doi:** 10.1360/SSPMA2014-00333

再入飞行器在进入大气层时受到高温气体效应的强烈影响, 来流空气经头部激波的压缩作用, 温度升高并发生振动激发、离解、电离等复杂的热化学反应现象. 化学反应的影响使得激波层的厚度减小, 无黏流动与黏性边界层流动强烈相互作用, 边界层的相似性不再成立. 高超声速流动边界层厚度较大, 甚至达激波层的量级, 因此激波形状和激波层内流动参量对边界层厚度变化的敏感性增强. 热化学反应过程改变了流场中的温度大小和分布, 流场中黏性系数亦随之改变, 从而带来边界层的改变. 边界层的变化将改变无黏流动过程, 进而又反过来影响边界

层流动, 这种相互作用被称为黏性干扰效应. 黏性干扰效应对壁面压力分布、升力、阻力、摩阻和热流等均有重要的影响<sup>[1]</sup>. Muylaert 等人<sup>[2]</sup>研究了航天飞机地面风洞实验与实际飞行情况下气动力数据的外推问题, 研究认为, 高超声速黏性边界层对气动力系数的影响有不可忽视的作用. 黏性的影响与热化学反应的影响有本质区别, 然而在高焓热化学非平衡流动中两者的影响却耦合在一起, 这种耦合作用给分析其影响规律带来很大的困难.

HB2 模型是 AGARD 提出的气动力/热问题研究的标准模型, 由钝头、锥体、柱体和扩张裙体等 4 部

**引用格式:** 李康, 胡宗民, 姜宗林. 热化学非平衡流动中黏性干扰和化学反应对 HB2 气动力的影响. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 044702  
Li K, Hu Z M, Jiang Z L. Effect of viscosity and chemical reactions on aerodynamic force in chemical nonequilibrium flow (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 044702, doi: 10.1360/SSPMA2014-00333

分组成. 锥体与柱体之间的第一倒角以及柱体与扩张裙体之间的第二倒角分别通过不同半径的圆弧相连. HB2 模型的实验研究数量有限, 但却包含了详细的气动力/热实验数据, 更重要的是这些实验结果均被公开, 因此 HB2 模型已广泛地作为数值方法的验证、风洞校核和流动机理分析模型. 文献[3-5]给出了 HB2 模型气动力系数和压力分别随马赫数及攻角的变化规律, 马赫数范围涵盖了超声速至高超声速的范围, 其来流总温较低, 化学反应并未激发, 结果均呈现很好的规律性. 一个来自于 JAXA(Japan Aerospace Exploration Agency)的研究小组<sup>[6,7]</sup>分别在 1.27 m 高超声速风洞和高焓激波风洞中开展了 HB2 模型的气动力/热研究. 在高温气体效应起作用时, 轴向力系数随黏性干扰系数的变化规律偏离了冻结流动下的相应规律, 但由于缺乏数值研究结果, 其原因并未得到详细解释. Kodera 等人<sup>[8]</sup>数值研究了热化学非平衡效应对 HB2 模型的壁面压力分布的影响规律, 研究结果认为, 热化学非平衡条件与冻结流动条件相比壁面压力的差别, 在模型前半部分是由化学反应所带来的激波形状的改变引起, 而模型后半部分的差别由热化学非平衡条件下黏性系数的改变引起. 但是考虑到气体振动激发、化学离解反应均伴随吸热过程, 热化学非平衡条件所对应的流场温度应比冻结流动低, 因此冻结流动应有更大的黏性系数, 故其研究结果并不能很好地解释扩张裙体部分压力上升较快的根本原因. 李康等人<sup>[9]</sup>研究了热化学非平衡流动中对气动力的关键影响因素. 研究表明, 热化学非平衡条件和冻结流动条件下压力系数的差别是由气体比热比的不均衡分布造成的, 然而其重点研究了化学反应的作用, 并未考虑黏性的影响. 综上所述, 对于典型的气动力/热标准模型 HB2 来说, 黏性干扰效应和热化学反应在对其气动力规律的影响中扮演着怎样的作用依然不清楚, 目前还缺乏黏性干扰效应和热化学非平衡效应对气动力影响机理的详细对比. 基于此研究现状, 本文将对此问题开展深入研究.

### 1 控制方程和数值方法

热化学非平衡模型考虑了 5 种空气组分: O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O, N, NO. 模型方程包含 5 个组分质量守恒方程、2

个动量方程、1 个总能方程和 1 个振动能方程:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\delta \cdot H_a}{y} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + S_a + \frac{\delta \cdot H_v}{y}, \quad (1)$$

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,  $E_v, F_v$  分别为  $x, y$  方向的黏性守恒通量,  $S_a$  为化学反应源项,  $H_a$  为无黏轴对称源项,  $H_v$  为黏性轴对称源项; 二维流动  $\delta=0$ 、轴对称流动  $\delta=1$ :

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

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

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

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

$$E_v = [\rho D_{1,m} \partial c_1 / \partial x, \dots, \rho D_{ns,m} \partial c_{ns} / \partial x, \tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x, q_{vx}]^T, \quad (6)$$

$$F_v = [\rho D_{1,m} \partial c_1 / \partial y, \dots, \rho D_{ns,m} \partial c_{ns} / \partial y, \tau_{xy}, \tau_{yy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y, q_{vy}]^T, \quad (7)$$

$$H_v = [\rho D_{1,m} \partial c_1 / \partial y, \dots, \rho D_{ns,m} \partial c_{ns} / \partial y, \tau_{xy} - H_{v1}, \tau_{yy} - H_{v2}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_y - H_{v3}, q_{vy}]^T, \quad (8)$$

$$S_a = [\dot{\omega}_1, \dots, \dot{\omega}_{ns}, 0, 0, 0, \dot{\omega}_{vib}]^T. \quad (9)$$

在方程(1)-(9)中,  $\rho$ 为密度,  $u, v$ 为  $x, y$  方向的速度,  $P$ 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,  $q$ 为热流,  $\tau$ 为剪切力,  $D_i$ 为组分  $i$  的扩散系数,  $c$ 为质量分数. 下标  $ns=5$ ,  $vib$ 标识振动项, 下标  $t=total$ , 上标  $T$ 标识矩阵的转置. 公式(8)中,

$$H_{v1} = \frac{2}{3} y \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{v}{y} \right), \quad (10)$$

$$H_{v2} = \tau_{yy} + \frac{2}{3} \mu \frac{v}{y} + \frac{2}{3} y \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{v}{y} \right),$$

$$H_{v3} = \frac{2}{3} \mu \frac{v^2}{y} + \frac{2}{3} y \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{uv}{y} \right) + \frac{2}{3} y \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{v^2}{y} \right). \quad (11)$$

方程(1)-(9)的求解需要用以下热力学关系式<sup>[10]</sup>:

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

$$E_{vib} = \sum_{i=1}^{ns} \rho_i e_{vib,i}, e_{tr,i} = c_{v,i} R_i T, \quad (12)$$

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

方程中  $e, T, R$  分别定义为单位质量的内能、温度和气体常数. 下标  $tr=translational, vib=vibrational$ .  $T_{vib}$  为振动温度,  $T_{vibc}$  为振动特征温度.

应力张量、总的热流、振动热流分别定义为

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ \tau_{xy} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ q_x &= k \frac{\partial T}{\partial x} + k_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial x} + \sum_{i=1}^{ns} h_i \rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial x}, \\ q_y &= k \frac{\partial T}{\partial y} + k_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} + \sum_{i=1}^{ns} h_i \rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial y}, \\ q_{vx} &= k_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial x} + \sum_{i=1}^{ns} e_{vib,i} \rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial x}, \\ q_{vy} &= k_{vib} \frac{\partial T_{vib}}{\partial y} + \sum_{i=1}^{ns} e_{vib,i} \rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial y}. \end{aligned} \quad (13)$$

各组分的线性系数采用 Blottner<sup>[11]</sup>的研究结果进行计算

$$\mu_i = \exp(C_i) T_k^{A_i \ln(T_k) + B_i},$$

其中  $A_i, B_i, C_i$  为对于组分  $i$  的拟合系数,  $T_k$  为平动温度.

各组分的热传导系数  $k_i, k_{vib,i}$  振动传热系数由 Eucken 半经验公式<sup>[12]</sup>给出

$$k_i = \frac{\mu_i R}{M_i} \left( \frac{C_{pi} M_i}{R} + \frac{5}{4} \right), \quad k_{vib,i} = \mu_i C_{vv,i}. \quad (14)$$

混合气体的黏性系数、热传导系数由 Wilke 半经验公式<sup>[13]</sup>计算

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i \mu_i}{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i \Phi_{ij}}, \quad k = \frac{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i k_i}{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i \Phi_{ij}}, \\ k_{vib} &= \frac{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i k_{vib,i}}{\sum_{i=1}^{ns} \chi_i \Phi_{ij}} \end{aligned} \quad (15)$$

上式中,  $\chi_i$  为摩尔分数,

$$\Phi_{ij} = \left[ 1 + \left( \frac{Var_i}{Var_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2 \left[ \sqrt{8} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{1/2} \right]^{-1}$$

(对于热传导系数,  $Var=k$ , 对于黏性系数,  $Var=\mu$ ).

气体的双组分扩散系数  $D_{ij}$  满足下列表达式 (Chapman 和 Cowling)<sup>[14]</sup>:

$$D_{ij} = \frac{0.001858 T^{3/2} \sqrt{(M_i + M_j) / M_i M_j}}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_D}, \quad (16)$$

其中  $p$  以 atm(1 atm=101325 Pa) 为单位,  $\sigma$  以 Å(1 Å=10<sup>-10</sup> m) 为单位. 扩散碰撞积分  $\Omega_D$  由以下公式给出:

$$\Omega_D = T^{*-0.145} + (T^* + 0.5)^{-2.0}, \quad T^* = T / \sqrt{T_{\epsilon_i} T_{\epsilon_j}},$$

式中  $T_{\epsilon_i}$  为有效温度和  $\sigma_{ij}$  为单个分子的有效碰撞直径的平均值  $\sigma_{ij}=0.5 \times (\sigma_i + \sigma_j)$ . 对于多组分的扩散系数, 计算方法为

$$D_{im} = \frac{1 - \chi_i}{\sum_{j \neq i} \chi_j / D_{ij}}, \quad (17)$$

方程(9)中, 化学反应源项采用下面的方法确定.

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_i &= M_i \sum_{r=1}^{nr} (b_{i,r} - a_{i,r}) (R_r^f - R_r^b), \\ R_r^f &= k_{f,r} \prod_{s=1}^{ns} \left( \frac{\rho_s}{M_s} \right)^{f_{s,r}}, \quad R_r^b = k_{b,r} \prod_{s=1}^{ns} \left( \frac{\rho_s}{M_s} \right)^{b_{s,r}}, \end{aligned} \quad (18)$$

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

$$\begin{aligned} k_{f,r} &= A_{f,r} T^{B_{f,r}} \exp\left(-\frac{E_{f,r}}{T}\right), \\ k_{b,r} &= A_{b,r} T^{B_{b,r}} \exp\left(-\frac{E_{b,r}}{T}\right). \end{aligned} \quad (19)$$

方程(9)中振动能源项的求解公式为(20)

$$\dot{\omega}_{vib} = \sum_{i=mol} \rho_i \frac{e_{vib,i}(T) - e_{vib,i}(T_{vib})}{\tau_i} + \sum_{i=mol} \dot{\omega}_i e_{vib,i}^i, \quad (20)$$

上式中  $\tau_i$  为组分  $i$  的振动松弛时间. 计算中采用 Millikan 和 White<sup>[15]</sup>给出的松弛时间来计算:

$$\begin{aligned} \tau_i &= \tau_i^{MW} + \tau_i^P, \\ \tau_i^{MW} &= \frac{1}{P} \frac{\sum_{j=1}^{ns} n_j \exp[A_i (T^{-1/3} - 0.015 \mu_{ij}^{1/4}) - 18.42]}{\sum_{j=1}^{ns} n_j}, \\ \tau_i^P &= (\sigma_i^2 c_i n_i)^{-1}, \end{aligned} \quad (21)$$

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

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{\rho_i N_0}{M_i}, N_0 = 6.0225 \times 10^{23} / \text{mol}, \\ \mu_{ij} &= \frac{M_i M_j}{M_i + M_j}, \bar{c}_i = \left( \frac{8R_0 T}{\pi M_i} \right)^{1/2}, \\ \sigma_i &= \left( \frac{50000}{T} \right)^2 \times 10^{-21} [\text{m}^2], \\ A_i &= 1.16 \times 10^{-3} \mu_{ij} T_{\text{vib},i}, \end{aligned} \quad (22)$$

$T_{\text{vib},i}$  为组分  $i$  的振动特征温度.

化学反应模型包含了 5 种组分, 17 个基元反应, 并采用 Park 双温模型来考虑振动-化学反应的耦合作用, 化学反应速率控制温度为  $T_d = \sqrt{T \cdot T_{\text{vib}}}$ . 化学反应及正、逆反应速率系数等相关数据来源于文献[16].

计算中采用有限差分方法、LUSGS 隐式格式<sup>[17]</sup>进行求解. 隐式方法是运动方程和反应方程的耦合求解, 分为点隐和全隐. 全隐方法占用内存较大, 降低计算速度, 而点隐方法是对矩阵作对角化处理. 目前点隐方法应用较多, 计算中即是采用点隐方法对源项进行处理.

无黏通量  $E, F$  的求解采用 AUSMPW+格式求解. 这种数值方法将流动通量分为对流项和压力项两部分, 分别进行近似求解. 数值方法可参考文献[18,19]. 迎风格式基本上是一阶的. 为了取得更好的空间精度, 采用 MUSCL(Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws)格式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:

$$\begin{aligned} W_{i+1/2}^L &= W_i + \frac{S}{4} [(1-S\kappa)\Delta^- + (1+S\kappa)\Delta^+]_i, \\ W_{i+1/2}^R &= W_{i+1} - \frac{S}{4} [(1-S\kappa)\Delta^+ + (1+S\kappa)\Delta^-]_{i+1}, \\ S &= \frac{2\Delta^+ \cdot \Delta^- + \varepsilon}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \varepsilon}, \varepsilon = 10^{-10}, \\ \Delta_i^+ &= W_{i+1} - W_i, \Delta_i^- = W_i - W_{i-1}, \end{aligned} \quad (23)$$

当  $\kappa=1/3$  时, 该方法拥有三阶空间精度.

## 2 数值方法验证和模型

为验证数值方法的可靠性, 图 1 将本文的计算结果与 2009 年 HIEST 激波风洞的实验结果<sup>[8]</sup>进行对比. 实验模型为两个不同尺寸的钝锥模型, 球头半径分别为 20 和 50 mm, 其他详细尺寸及来流条件参见文献. 本文对比了总焓  $H_0$  为 7 MJ/kg 条件下数值和实验的壁面压力分布. 对比中考虑了热化学非平衡的影响, 结果显示, 计算结果与实验结果符合较好.

图 2 中给出了本文所研究标准模型 HB2 的示意图. 柱体部分直径  $D=0.1$  m, 其余各部分相对于柱体直径的尺寸在图 2 中给出. 采用轴对称方程来求解 HB2 的外部流动, 即  $\delta=1$ .  $D_s$  为从驻点起沿物面的距离,  $s$  为远离物面的法向距离. 柱体部分和扩张部分之间通过半径为  $4 \times D$  的倒角来平滑过渡, 称为第二倒角. Line A 为第二倒角中间位置的取值线, Line B 为扩张裙体部分中间位置的取值线. HB2 模型的外部流动包含了头部的压缩、膨胀、二次压缩(锥体部分)、二次膨胀(柱体部分)及三次压缩(扩张裙体部分)等流动过程. 其研究结果不单有助于深入认识复杂流动下热化学反应对气动力规律的影响机理, 还将对高超声速飞行器的设计有很大帮助.

来流条件选取文献[7]的实验条件, 总焓  $H_0=11.8$  MJ/kg, 自由来流压力、密度、温度、速度分别为  $P_\infty=2.179$  KPa,  $\rho_\infty=6.14 \times 10^{-3}$  kg/m<sup>3</sup>,  $T_\infty=1168.2$  K, 组分质量分数分别为  $f_{O_2}=0.1437$ ,  $f_{N_2}=0.7353$ ,  $f_O=0.05983$ ,  $f_N=0.004368$ . 来流马赫数为  $M_\infty=6.28$ . 壁面条件设为等温壁面和完全催化壁面, 壁面温度  $T_w=300$  K.

## 3 数值结果

### 3.1 壁面压力分布对黏性干扰和化学反应速率的敏感性对比

为了能直观地给出黏性干扰和化学反应速率对壁面压力分布的影响规律, 首先考察壁面压力分布对这两种因素的敏感性. 在黏性干扰敏感性的研究中, 黏性系数通过乘以一个黏性因子(Viscosity Factor,  $\nu_f$ )来修改. 修改后的黏性系数为  $\nu_f \times \mu$ , 其中  $\mu$  为公式(13)中的黏性系数.  $\nu_f=2.0$  表明黏性系数被增加至原值的 2 倍, 而  $\nu_f=1.0$  则表明黏性系数没有发生变化. 从控制方程的角度来说, 黏性系数的变化仅改

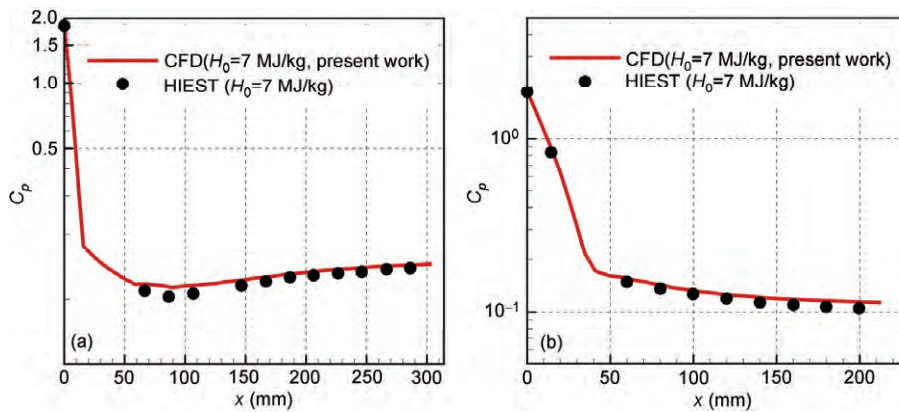


图1 (网络版彩图)不同模型下壁面压力分布与实验结果的对比。(a)  $R=20$  mm; (b)  $R=50$  mm

Figure 1 (Color online) Comparison between numerical and experimental results for  $C_p$  distributions on blunt cones of radius. (a)  $R=20$  mm; (b)  $R=50$  mm.

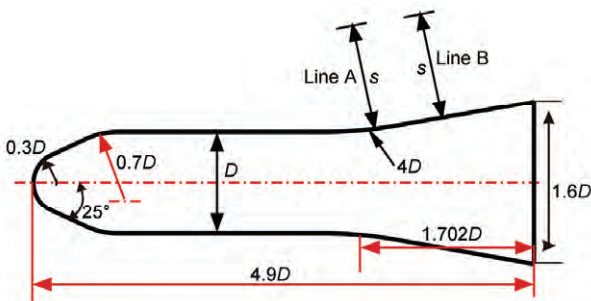


图2 (网络版彩图)HB2 标准模型示意图

Figure 2 (Color online) The HB2 standard model.

变了边界层的参数分布,并反映了流场受黏性干扰的直观影响,而不会带来其他流动特征的变化.图3给出了冻结流动条件下不同黏性系数下壁面压力系数分布,并将其与热化学非平衡下的压力系数进行对比.当边界层内的黏性系数增大时,仅有扩张裙体部分( $0.37\text{ m}<D_s<0.51\text{ m}$ )的压力系数发生一定的改变,但裙体部分最终的压力系数并未发生改变.图3中较明显的变化为冻结流动和热化学非平衡流动条件下压力系数的差别,这表明黏性的影响与热化学非平衡的影响有本质的不同,因此仅依靠黏性的增加并不能充分的解释扩张裙体部分压力的上升.

在化学反应的敏感性研究中,化学反应速率通过乘以一个化学反应因子(Reaction Factor,  $r_f$ )来修改.修改后的正化学反应速率为  $r_f \times k_{f,r}$ ,  $k_{f,r}$  为公式(18)中的正反应速率.逆反应速率通过同样的方式来修改.  $r_f=0.1$  表明化学反应速率被减慢到原来的  $1/10$ ,  $r_f=0$  表明化学反应速率被完全关闭,而  $r_f=1$  则表明化学

反应速率没有被改变.化学反应反映的是流场中的动能、内能与气体振动能、离解能的相互转化,而采用这种方法不单考察了压力随化学反应的变化规律,来流参数并未发生任何改变.这种方法在文献[20]中被采纳,本文采用此方法来对比研究黏性干扰和化学反应影响规律的差别.图4给出了不同化学反应速率下壁面压力系数分布的对比,壁面温度均设为  $300\text{ K}$ .在扩张裙体部分,有化学反应参加的3种不同反应速率情况下最终压力系数值均比冻结流动条件下的值偏大,均与黏性干扰的影响有明显的不同.随着化学反应速率的增加,倒角部分( $0.31\text{ m}<D_s<0.37\text{ m}$ )的压力增加速率随之加快,而扩张裙体部分( $0.37\text{ m}<D_s<0.51\text{ m}$ )的压力增加速率减慢.这是因为:(1) 化学反应速率增加,其影响程度也会相应增加;(2) 气体的离解程度增加,流场温度降低,进而黏性系数偏低,这也会对倒角部分压力上升速率产生一定的贡献.对比图3的结果可知,相比量热完全气体情况,  $r_f=1$  条件下扩张部分压力系数上升速率加快主要由化学反应引起,并不是因为边界层厚度的增加而引起的.

由以上结果可知,黏性干扰和热化学反应的影响最重要的差别在于倒角部分压力上升速率的不同以至于造成裙体部分压力系数的不同,下文将重点研究此区域流场参数的变化规律.图5对比了沿 Line A 取值线的速度、温度、密度和压力随黏性系数的变化规律.图5(a)–(c)显示,在倒角部分,黏性边界层和热边界层均发生了明显的改变;从边界层外缘至物面,压力的变化速率随黏性系数的减小而增大.



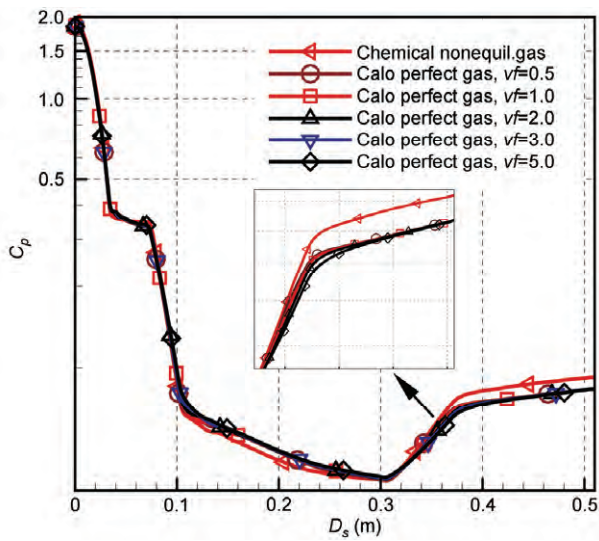


图 3 (网络版彩图)不同黏性系数下壁面压力系数分布  
 Figure 3 (Color online) Effect of variation in viscosity coefficients on pressure coefficients.

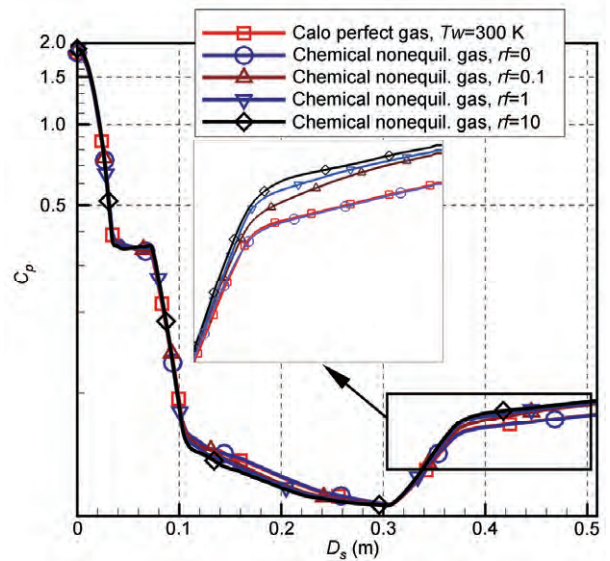


图 4 (网络版彩图)不同化学反应速率下壁面压力系数分布  
 Figure 4 (Color online) Effect of variation in reaction rates on pressure coefficients.

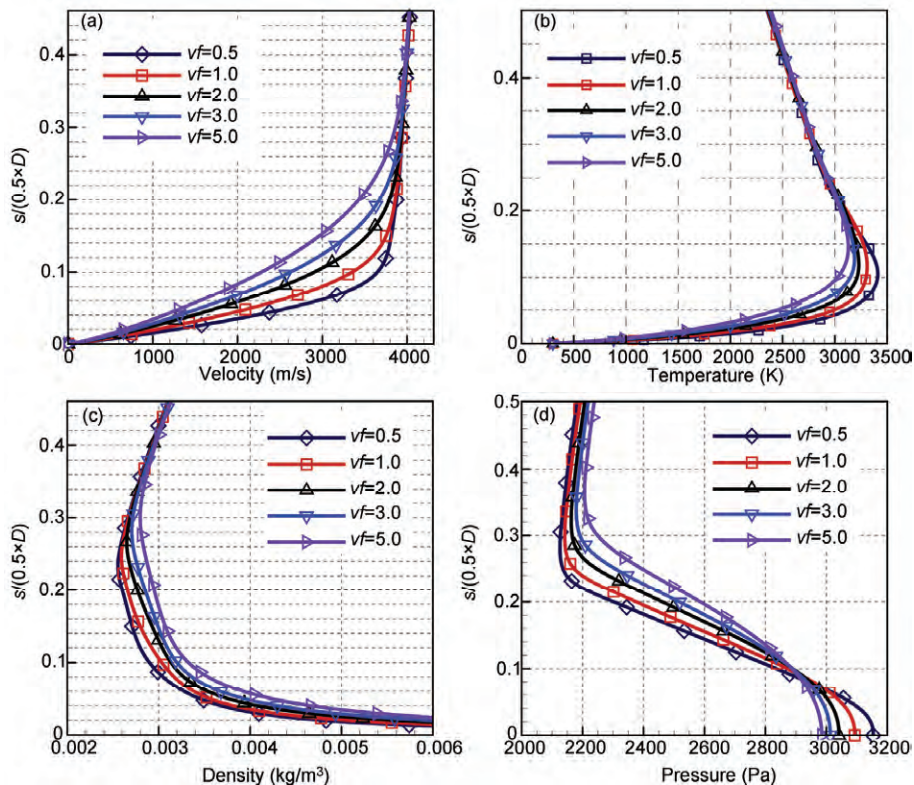


图 5 (网络版彩图)冻结流动中速度(a)、温度(b)、密度(c)和压力(d)沿 Line A 在边界层内的分布  
 Figure 5 (Color online) Effect of variation in viscosity coefficients along Line A on velocity (a), temperature (b), density (c), pressure (d) distributions in the frozen flow.

在倒角部分, 流动受到离心力的作用, 即  $dp=(\rho V) Vds/R_{\text{curved}}$ , 其中  $R_{\text{curved}}$ ,  $dp$  和  $ds$  分别为倒角半径、压力增量和壁面法向流管的微元宽度. 当黏性增加时, 边界层变厚, 位于倒角相同位置的流动速度降低, 压力的增加量也将减小. 这便是图3中随着黏性增加倒角部分压力上升速率减小的原因. 由此可知黏性对倒角-扩张裙体部分的影响为: 黏性增大, 倒角部分压力上升速率减慢. 化学反应速率对流场中沿 Line A 参数的影响在图6中给出. 图6与图5相比, 最明显的差别在于边界层内速度分布的改变. 速度分布的不规则变化规律表明, 化学反应对温度、密度产生了剧烈的影响, 进而对压力也产生明显的影响. 黏性干扰对压力分布的影响体现在整个边界层中, 而化学反应对压力分布的影响则主要集中于物面附近.

### 3.2 流动参数变化对压力的贡献分析

为了更为直观地对比, 这一部分将给出黏性干扰和化学反应对压力产生的定量影响. 根据理想气体状态方程:

$$P = \rho R_{\text{gas}} T, \quad (24)$$

对其微分求导可得

$$dP/ds = \rho R_{\text{gas}} dT/ds + R_{\text{gas}} T d\rho/ds + \rho T dR_{\text{gas}}/ds. \quad (25)$$

又知  $R_{\text{gas}} = \sum_{i=1}^{ns} R_i C_i \rightarrow dR_{\text{gas}} = \sum_{i=1}^{ns} R_i dc_i$ . 于是

$$dP/ds = \rho R_{\text{gas}} dT/ds + R_{\text{gas}} T d\rho/ds + \sum_{i=1}^{ns} \rho TR_i dc_i/ds. \quad (26)$$

将公式(26)改写为另一种简化形式

$$dP/ds = P_T + P_\rho + P_R, \quad (27)$$

其中,  $P_T = \rho R_{\text{gas}} dT/ds$ ,  $P_\rho = R_{\text{gas}} T d\rho/ds$ ,  $P_R =$

$$\sum_{i=1}^{ns} \rho TR_i dc_i/ds = P_{R_{\text{O}_2}} + P_{R_{\text{O}}} + P_{R_{\text{N}_2}} + P_{R_{\text{N}}} + P_{R_{\text{NO}}}.$$

公式(27)表明, 压力的变化主要来自于3个部分, 即温度的变化、密度的变化、组分的变化. 对于冻结流动来说, 易知  $P_R=0$ .

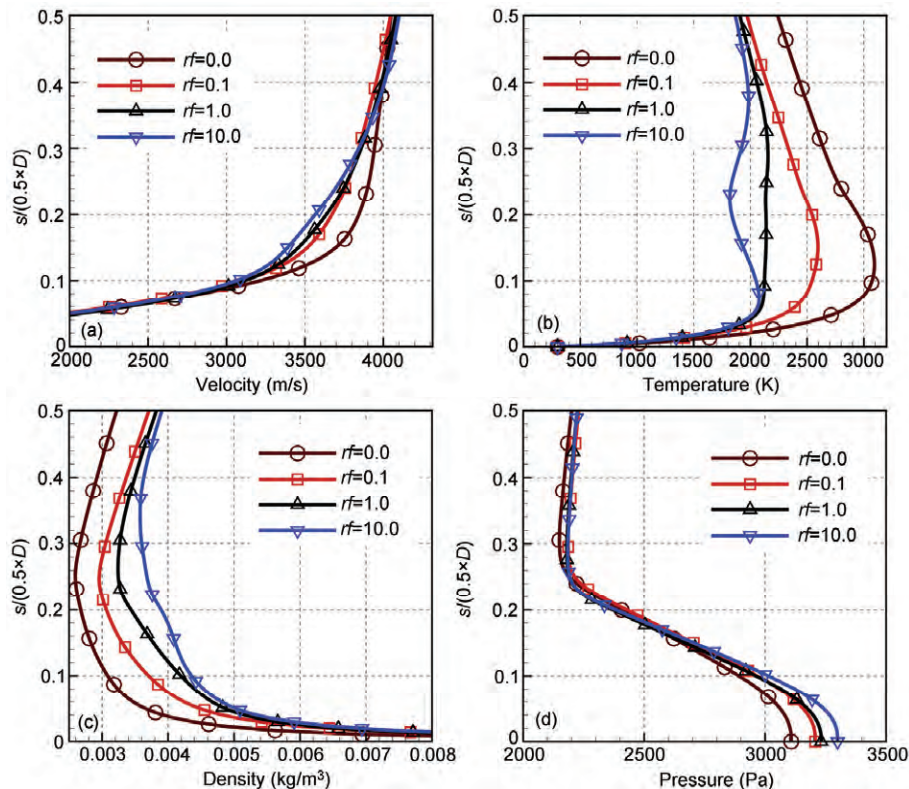


图6 (网络版彩图)热化学非平衡流动中速度(a)、温度(b)、密度(c)和压力(d)沿 Line A 在边界层内的分布

Figure 6 (Color online) Effect of variation in reaction rates along Line A on velocity (a), temperature (b), density (c), pressure (d) in the chemical nonequilibrium flow.



图 7 给出了冻结流动中第二倒角区域速度、温度、密度和压力沿 Line A 在边界层内的变化规律. 对比可知在区域  $s/(0.5 \times D) < 0.25$ , 压力的变化趋势与温度的变化趋势一致, 因此温度的改变量大于密度的改变量; 随着黏性系数减小, 温度的贡献减小, 造成压力的变化率减小(但其绝对值是增加的). 在区域  $0.25 < s/(0.5 \times D) < 0.5$ , 密度的改变量大于温度的改变量; 随着黏性系数的减小, 压力的变化率增加(但其绝对值是减小的). 在靠近物面的边界层部分, 黏性起着主要作用, 而靠近外缘的边界层部分, 可压缩性起着主要作用. 高超声速边界层流动与低速边界层流动有很大的不同, 由于速度较大, 边界层内马赫数大于 1 的范围内可压缩性依然起着很大的作用.

热化学反应流动条件下, 温度、密度和组分变化对压力的贡献在图 8 中给出. 结果显示, 随着化学反应速率的增加, 压力的变化与温度贡献值的变化方向一致, 而与密度和组分的贡献值方向相反. 这表明,

在有化学反应时, 温度的贡献起着决定性作用, 且大于密度和组分变化产生的贡献. 图 9 给出了不同组分对压力的贡献量. 结果显示, 氧原子的贡献量最大, 且与  $P_R$  的变化趋势基本一致. 因此, 流场组分本身的变化对压力的影响较小, 而其离解和复合过程所带来的温度的改变对压力的影响较大. 对比图 8 和 9 可知, 相比黏性干扰的影响, 热化学非平衡对压力变化的影响更大; 这意味着从边界层外缘的无黏流动至物面, 热化学非平衡条件下的压力变化更为陡峭, 故扩张裙体部分热化学非平衡气体下压力系数的上升速率更大.

#### 4 结论

研究针对 HB2 标准模型第二倒角及扩张裙体部分壁面压力系数的增加是由边界层厚度增加所引起的这一已知问题, 开展了黏性效应及热化学非平衡效应对气动力规律影响的数值研究. 通过研究流场

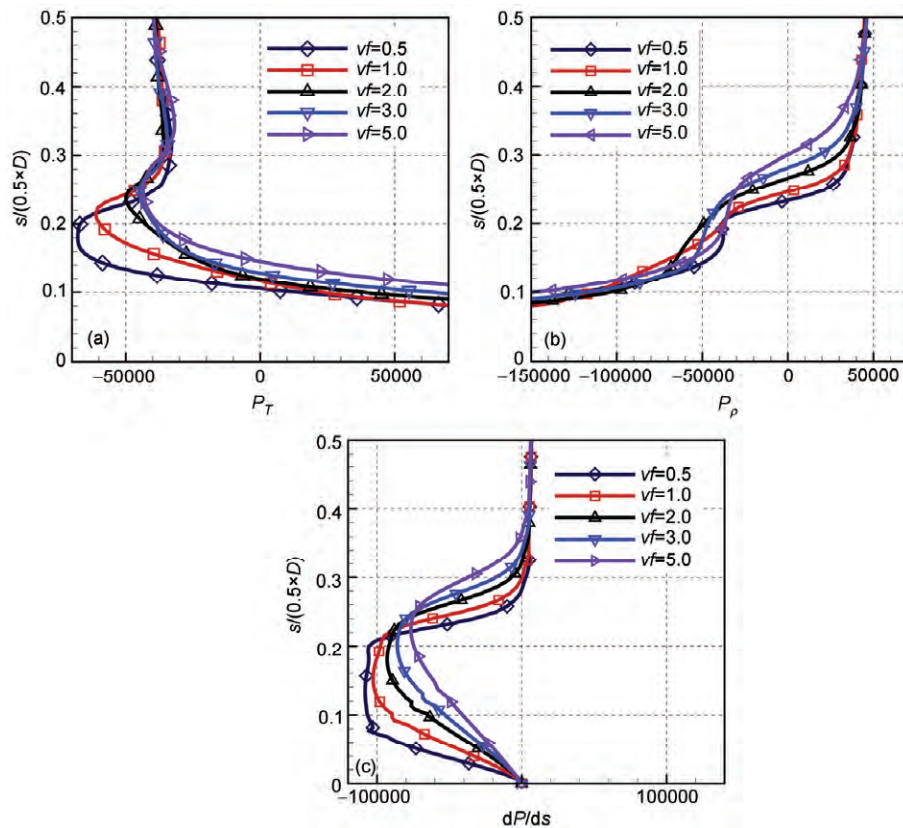


图 7 (网络版彩图)冻结流动中黏性所引起边界层温度(a)、密度(b)的改变对压力(c)变化的贡献

Figure 7 (Color online) Effect of variation in viscosity coefficients on the contributions of temperature (a) and density (b) to the pressure (c) change in the frozen flow.



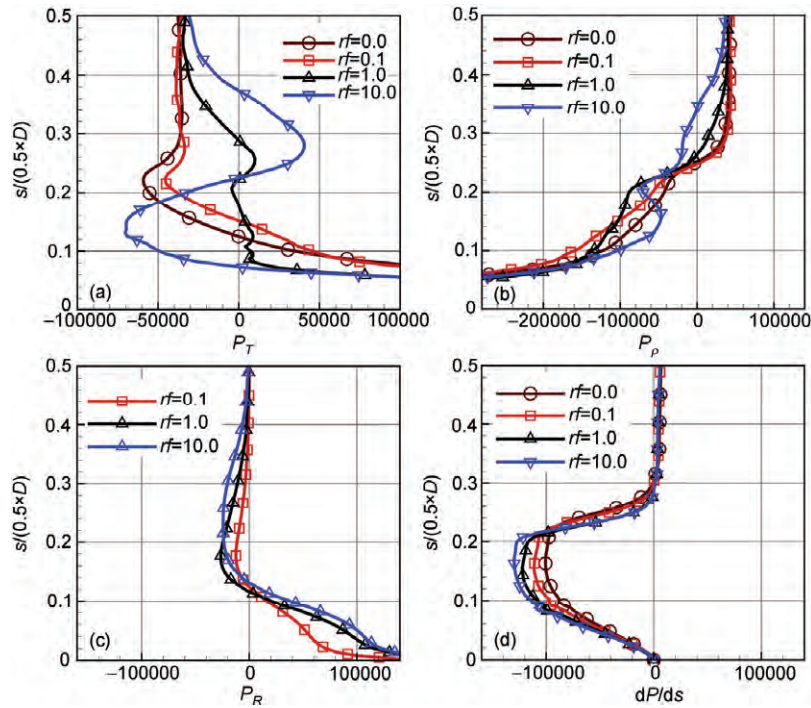


图 8 (网络版彩图)热化学非平衡流动中黏性所引起边界层温度(a)、密度(b)和气体常数(c)的改变对压力(d)变化的贡献  
**Figure 8** (Color online) Effect of variation in reaction rates on the contributions of temperature (a), density (b) and gas constant (c) to the pressure (d) change in the chemical nonequilibrium flow.

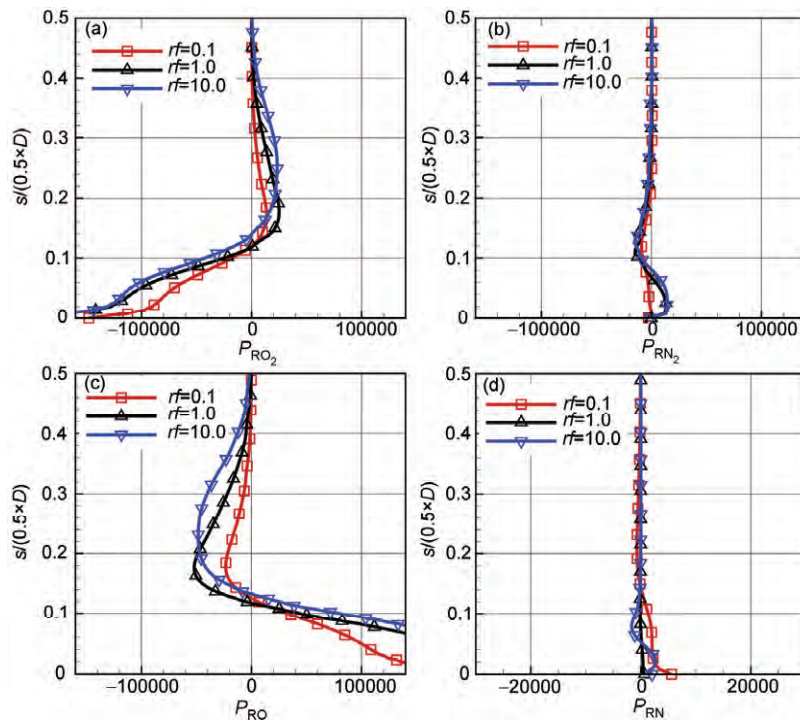


图 9 热化学非平衡流动中各组分的变化对压力变化的贡献. (a)  $O_2$ ; (b)  $N_2$ ; (c)  $O$ ; (d)  $N$   
**Figure 9** Effect of variation in reaction rates on the contributions of different gas constants  $O_2$  (a),  $N_2$  (b),  $O$  (c) and  $N$  (d) to the pressure change in the chemical nonequilibrium flow.

044702-9

中压力对黏性及化学反应的敏感性, 得出了黏性效应在扩张裙体部分所扮演的角色, 并对其影响有新的认识. 所得主要结论总结如下.

(1) 第二倒角部分压力上升速率的增加并非由黏性系数的增加引起, 而是由黏性系数的减小引起. 仅黏性的影响并不能使得第二倒角和扩张裙体部分压力同时增加, 这一现象与化学反应条件下所产生的现象不符.

(2) 在热化学非平衡条件下温度的改变对边界层压力分布贡献较大. 流场组分的变化对压力的影响较小, 但其所带来的温度的改变及流场气体性质的改变是扩张部分压力上升加快的根本原因.

(3) 对比来说, 黏性系数减小, 流动与壁面的摩擦加剧, 更多的动能转化为热能, 温度升高, 这与热化学非平衡条件下由于复合反应放热所引起的压力变化规律是一致的. 但黏性的影响主要在物面附近, 而热化学非平衡效应的影响区域存在于整个流场.

本文的研究重点为热化学非平衡条件下黏性干扰效应对 HB2 模型气动力的影响, 因此着眼于其影响因素的详细分析. 所求解的模型为二维轴对称模型, 与实际的三维模型可能会有一些差别, 但所得结论并不会改变. 流态模型假设为层流, 化学反应影响边界层内流动的转捩, 因此流动转捩情况下所得结论的适用性还需要进一步验证.

## 参考文献

- Li K, Li J P, Jiang Z L. The applicability of Mach number independence principle in case of hypersonic thermo-chemical nonequilibrium. Proceedings of the First International Conference on High Temperature Gas Dynamics, Beijing, 2012
- Muylaert J, Walpot L, Rostand P, et al. Extrapolation from wind tunnel to flight: Shuttle orbiter aerodynamics. Technical Report, NASA, 1998
- Gray J D, Lindsay E E. Force tests of standard hypervelocity ballistic models HB-1 and HB-2 at Mach 1.5 to 10. Technical report AEDC-TDR-63-137, Arnold engineering development center, USA, 1963
- Gary J D. Summary report on aerodynamic characteristics of standard models HB-1 and HB-2. Technical report AEDC-TDR-64-137, Arnold engineering development center, USA, 1964
- Pennelegion L, Cash R F, Shilling M J. Free-flight tests in the Npl 6-in.(15-cm) shock tunnel of model HB-2 using multiple spark recording. Technical report, NPL Aero Report 1212, ARC/CP-934, 1966
- Kuchi-ishi S, Watanabe S, Nagai S, et al. Comparative force/heat flux measurements between JAXA hypersonic test facilities using standard model HB-2 (Part 1: 1.27 m hypersonic wind tunnel results). Technical Report, JAXA, 2005
- Kuchi-ishi S, Watanabe S, Ueda S, et al. Comparative force/heat flux measurements between JAXA hypersonic test facilities using standard model HB-2 (Part 2: high enthalpy shock tunnel results). Technical Report, JAXA, 2006
- Kodera M, Tanno H, Takahashi M, et al. Comparison of re-entry flow computations with high enthalpy shock tunnel experiments. AIAA Paper, 2009, AIAA-2009-7305
- 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 [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]
- 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, 89: 16115
- Blottner F C, Johnson M, Ellis M. Chemically reacting viscous flow program for multicomponent gas mixtures. Technical Report, Sandia Lab, Albuquerque, N Mex, 1971
- Candler G V, McCormack R W. The computation of hypersonic ionized flows in chemical and thermal nonequilibrium. Aerospace Sciences Meeting, 26th, Reno, NV, AIAA, 1988
- White F A. Viscous Fluid Flow. New York: McGraw-Hill Book Company, 1974. 28-36
- Hirschel E H. Basics of Aerothermodynamics. New York: Springer, 2005
- Millikan R C, White D R. Systematics of vibrational relaxation. J Chem Phys, 1963, 39: 3209-3213
- Furumoto G H, Zhong X L, Skiba J C. Numerical studies of real-gas effects on two-dimensional hypersonic shock-wave/boundary-layer interaction. Phys Fluids, 1997, 9: 191-210
- Yoon S, Jameson A. 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. AUSMPW+ scheme. J Comput Phys, 2001, 174:

38–80

- 19 Kitamura K, Shima E, Nakamura Y, et al. Evaluation of Euler flux for hypersonic heating computations. *AIAA J*, 2010, 48: 763–776  
20 Reddy S, Sinha K. Effect of chemical reaction rates on aeroheating predictions of reentry flows. *J Thermophys Heat Tr*, 2011, 25: 21–33

## Effect of viscosity and chemical reactions on aerodynamic force in chemical nonequilibrium flow

LI Kang, HU ZongMin & JIANG ZongLin\*

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

The present work deals with the sensitivity of aerodynamic force to variations in viscous coefficients and chemical reaction rates in thermochemical nonequilibrium flow over HB2 model. Within this scope, numerical simulations are conducted by varying the viscous coefficients and chemical reaction rates over their uncertainty range. The numerical method uses Park's two-temperature model for the description of thermochemical nonequilibrium processes and solves the full N-S equations for a multicomponent reacting gas mixture. The effect of variations in viscous coefficients and chemical reaction rates on pressure coefficient on the flare skirt part shows a big difference. The thicker boundary layer is not the reason for pressure becoming higher on the flare part. It is found that the main contribution to the pressure increase in the nonequilibrium case is the change of temperature due to chemical nonequilibrium, but not the increase of viscous coefficient.

**hypersonic chemical nonequilibrium, viscous interaction, HB2 model, pressure coefficient, chemically reacting boundary layer**

**PACS:** 47.10.ad, 47.15.Cb, 47.70.Fw, 47.70.Nd, 47.85.Gj

**doi:** 10.1360/SSPMA2014-00333