

# 高焓热化学非平衡流动中再压缩效应对球-锥气动力的影响

李康, 胡宗民, 姜宗林<sup>\*、2)</sup>

(中国科学院力学研究所, 北京 100190)

**摘要:** 相比冻结流动条件下的结果, 在高焓热化学反应下钝头体流动所对应的壁面压力在膨胀区偏低, 而当流场中存在再压缩效应时, 此偏低现象被认为不再出现。为详细分析此问题, 数值求解了 Euler 方程, 化学反应源项采用有限速率模型并考虑了 5 个组分、17 个基元反应, 热化学非平衡过程采用 Park T-T<sub>2</sub> 双温模型来描述。研究考察了气动力参数、壁面压力分布、气体比热比分布、气体比热比梯度及组分梯度的分布等, 结果表明高温真实气体效应与冻结流动的压力偏差并不会因为再压缩效应的出现而消失。锥体部分壁面压力系数随再压缩角的变化而变化且并未消失, 源于其对激波层内化学反应状态的改变。对比分析表明流场中比热比的不均衡分布才是影响壁面压力系数改变的本质原因, 此不均衡性分布主要由化学反应来控制。

**关键词:** 高焓流动, 热化学非平衡, 再压缩效应, 气动力规律, 不均衡分布

中图分类号: V411.3

文献标识码: A

doi: 10.6052/0459-1879-14-220

## 引言

高超声速飞行器再入大气层时, 激波层内的流动受头部激波压缩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<sup>[1]</sup>。热化学反应的存在要求模拟满足更多的相似参数, 已知的马赫数相似律和雷诺相似律已不能满足高超声速研究的精确性。相似参数的增加导致地面现有实验设备难以模拟高温真实气体效应<sup>[2,3,4,5]</sup>, 地面测量获得的气动力/热数据与实际飞行数据相比也因此产生不可忽略的偏差<sup>[6-8]</sup>。Park<sup>[1]</sup>将高超声速流动分为三个范围: 低高超声速范围, 中高超声速范围和高高超声速范围。在低高超声速范围内, 马赫数一般小于 8~10, 化学反应并不明显, 数值结果与实验结果符合较好, 并有一些理论结果。在高高超声速范围内, 马赫数大于 15, 流动处于化学反应平衡状态, 流动仍有一些近似解。更为困难的研究在中高超声速范围, 流动处于热化学非平衡状态, 几乎没有理论解, 对实验要

求更为苛刻。化学反应过程与来流总焓紧密相关, 研究将有化学反应的流动称为高焓流动, 主要关注热化学非平衡流动。这种热化学反应流动与传统的高超声速流动的流动机制有这本质的差别, 其中的关键在于热化学非平衡效应在其中扮演多大的作用。

航天飞机以高马赫数再入飞行时, 迎风面的流动仍为层流。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, 这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)现象。文献<sup>[6,8]</sup>认为真实气体效应带来了较低的比热比并导致膨胀区压力降低是产生此现象的主要原因。而我们知道双原子气体分子在冻结状态下比热比近似为 1.4, 单原子气体分子的比热比近似为 1.67, 所以气体由分子离解为原子将引起比热比升高, 而同时振动激发将会导致气体比热比的下降。对于再入飞行器来说, 化学反应占主导因素, 气体比热比将增加而

— — 收到第 1 稿, — — 收到修改稿。

1) 中国科学院知识创新工程重要方向项目资助

2) 姜宗林, 研究员, 主要研究方向: 激波动力学, 数值方法, 高超声速动力学, 。E-mail: zljiang@imech.ac.cn

非减小, 因此用比热比的降低来解释“上仰异常”现象并不能反映出问题的本质。李康等人<sup>[9]</sup>对“上仰异常”现象进行了数值研究, 结果表明热化学非平衡效应所引起的流场气体比热比的不均衡分布才是其根本原因。Hirschel<sup>[10]</sup>指出当流场中存在再压缩效应时, 膨胀区压力的降低不再出现, 但其研究并没有给出这种膨胀区压力的偏差是如何消失的。Kodera<sup>[11]</sup>等人研究了 HB2 标准模型的气动力规律, 其结果认为热化学非平衡条件下扩张部分(三次压缩效应)表面压力的升高是由边界层厚度的增加引起的, 这一结论与文献等人认为的粘性并不影响气动力规律的结论<sup>[12-14]</sup>相矛盾。综上可知, 对于高焓热化学反应流动来说, 当流动中存在再压缩效应时, 仍有两个问题需要深入的研究: 1、化学反应过程在其中扮演怎样的角色, 2、化学非平衡过程对气动力规律是如何影响的。

本文工作针对目前研究中存在的不足, 开展了高焓热化学非平衡流动中再压缩效应对钝-锥模型气动力规律的影响。第一部分介绍控制方程和数值方法。第二部分给出研究的模型和数值方法验证。数值结果在第三部分给出。第四部分给出研究所得结论。

## 1 控制方程和数值方法

热化学非平衡模型考虑了五种空气组分: O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O, N, NO。模型方程包含五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量方程:

$$\partial Q / \partial t + \partial E / \partial x + \partial F / \partial y + \delta \cdot H_a / y = S_c \quad (1)$$

其中  $Q$  为流动求解矢量,  $E$ 、 $F$  分别为  $x$ 、 $y$  方向的无粘守恒通量,  $H_a$  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,  $\rho$  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,  $c_i$  为组分  $i$  的质量分数。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<sup>[15]</sup>:

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

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

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

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  $tr$  = translational,  $vib$  = vibrational。 $T$  为平动温度,  $T_{vib}$  为振动温度,  $T_c$  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:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{r=1}^{nr} (b_{i,r} - f_{i,r}) (R_r^f - R_r^b) \quad (8)$$

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

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:

$$k_{f,r} = A_{f,r} T^{B_{f,r}} \exp\left(-\frac{E_{f,r}}{T}\right), \quad (8.1)$$

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

本文采用的化学反应模型包含了五种组分, 17 个基元反应<sup>[15, 16]</sup>, 并采用 Park 双温模型<sup>[17]</sup>来考虑振动-化学反应的耦合作用。Park 的研究结果表明, 化学反应速率控制温度采用  $T_d = \sqrt{T \cdot T_{vib}}$  的形式, 与实验结果符合较好。化学反应及正、逆反应速率参数取自文献<sup>[18]</sup>。

振动能源项考虑了组分碰撞所引起的振动能量弛豫过程及化学反应所引起的振动能量的改变, 其表达式为:

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

上式中  $\tau_i$  为组分  $i$  的振动弛豫时间。振动能源项中的参数采用 Millikan 和 White<sup>[19, 20]</sup>给出的弛豫时间来计算:

$$\begin{aligned}\tau_i &= \tau_i^{MW} + \tau_i^P \\ \tau_i^{MW} &= \frac{1}{P} \frac{\sum_{j=1}^{ns} n_j \exp[A_i(T^{-1/3} - 0.015\mu_{ij}^{1/4}) - 18.42]}{\sum_{j=1}^{ns} n_j} \\ \tau_i^P &= (\sigma_i \bar{c}_i n_i)^{-1}\end{aligned}\quad (10)$$

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,  $P$  的单位为 atm (1atm = 101325 Pa),  $\bar{c}_i$  为分子  $i$  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:

$$\begin{aligned}n_i &= \frac{\rho_i N_0}{M_i}, N_0 = 6.0225 \times 10^{23} / mol \\ \mu_{ij} &= \frac{M_i M_j}{M_i + M_j}, \bar{c}_i = \left(\frac{8R_0 T}{\pi M_i}\right)^{1/2}, \\ \sigma_i &= \left(\frac{50000}{T}\right)^2 \times 10^{-21}, [m^2] \\ A_i &= 1.16 \times 10^{-3} \mu_{ij} T_{vibc,i}\end{aligned}\quad (11)$$

上式中,  $T_{vibc,i}$  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<sup>[21]</sup>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。全隐方法需要大量的内存空间, 计算速度慢, 而点隐方法是对矩阵作对角化处理, 速度快。点隐方法目前应用较多, 计算中即是采用点隐方法对化学反应源项进行处理。

无粘通量  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{F}$  的求解采用 AUSMPW+ 格式<sup>[22, 23]</sup>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中均表现出较好的性能<sup>[24, 25]</sup>。为了取得更高的空间精度, 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:

$$\begin{aligned}W_{i+1/2}^L &= W_i + \frac{S}{4} [(1-S\kappa)\Delta^- + (1+S\kappa)\Delta^+]_i \\ W_{i+1/2}^R &= W_{i+1} - \frac{S}{4} [(1-S\kappa)\Delta^+ + (1+S\kappa)\Delta^-]_{i+1} \\ S &= \frac{2\Delta^+ \cdot \Delta^- + \varepsilon}{(\Delta^+)^2 + (\Delta^-)^2 + \varepsilon}, \varepsilon = 10^{-10}, \\ \Delta_i^+ &= W_{i+1} - W_i, \Delta_i^- = W_i - W_{i-1}\end{aligned}\quad (12)$$

方法(12)在  $\kappa = 1/3$  时, 有三阶空间精度。

量热完全气体流动求解过程与以上过程的差别在于忽略了组分项和振动能项, 并添加连续方程项。在流动参量的求解中流场

气体比热比设定为 1.4。除此之外, 其他处理方法与热化学非平衡流动的处理方法完全相同。

## 2 模型和数值方法验证

文献<sup>[6, 8, 12, 14]</sup>的研究结果表明, 粘性效应对气动力规律的影响较小, 而粘性效应的存在会使各相似参数相互干扰<sup>[13]</sup>, 因此本文采用无粘流动模型进行研究。几何模型为球-锥, 球头半径为  $R=0.05m$ , 锥的水平长度  $L$  为球头半径的两倍, 图 1 为沿球-锥模型的半模示意图:  $\theta$  为激波层内的取值角,  $dL$  为  $\theta$  角方向激波层的厚度,  $s$  为激波层内的一点沿  $\theta$  的方向到物面的垂直距离,  $Ds$  为物面上一点至驻点的距离,  $\phi$  定义为再压缩角。为对流场参数进行分析, 图 1 中标出了 ①驻点线、②45°线、③锥体起始位置线、④锥体中间位置线和⑤锥体结束位置线。再压缩角范围考虑了 0°、5°、20°、25°和 30°。因此, 球头部分范围  $0 < Ds/R < \pi/2 - \phi\pi/180$ , 而柱体部分范围为  $\pi/2 - \phi\pi/180 < Ds/R < 2R/\cos(\phi) + R \tan(\phi)$ 。Hirschel<sup>[10]</sup>指出航天飞机的主要流动特征与钝锥流动相近。钝锥模型还可以视为气动力/热标准模型 HB-2 的头部 1/7 部分。因此钝锥模型的研究有很重要的意义。

本文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  $Cax = \int_{wall} P_w \cdot n_y d\Gamma / (0.5\rho_\infty U_\infty^2 \cdot L_c) - P_\infty / 0.5\rho_\infty U_\infty^2$ , 二是半模沿  $y$  方向的压力积分系数, 其定义为  $Cay = \int_{wall} P_w \cdot n_x d\Gamma / (0.5\rho_\infty U_\infty^2 \cdot L_c)$ , 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 (取球头半径的长度)。来流参数选取  $H = 60$  km 高空的数据,  $P_\infty = 20.1pa$ ,  $\rho_\infty = 2.8665 \times 10^{-4} kg/m^3$ ,  $T_\infty = 245.355K$ , 马赫数考察 20。空气来流各组分的质量分数分别为:  $f_{O_2} = 0.2329$ ,  $f_{N_2} = 0.7671$ ,  $f_O = 0.0$ ,  $f_N = 0.0$ ,  $f_{NO} = 0.0$ 。

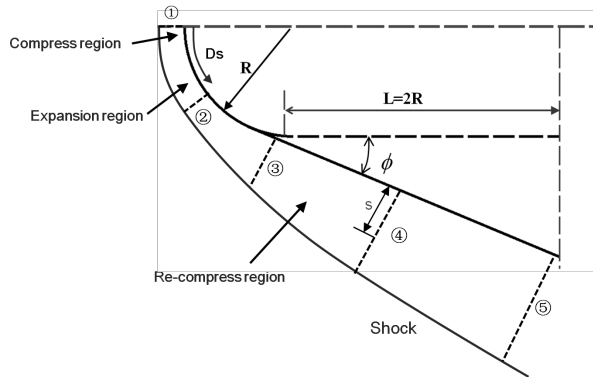


图 1 研究模型示意图

Fig. 1 Schematic of physical model

表 2 网格无关性研究-网格数的敏感性

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	100
2	251	260	2	361	150
3	301	260	3	361	200
4	401	260	4	361	300

为了研究网格的无关性，以  $Mach = 20$  ( $H = 60 \text{ km}$ ) 作为来流条件，选取具有  $0^\circ$  再压缩角的模型，考察其  $C_{ax}$ 、 $C_{ay}$  以及壁面压力系数分布随网格的变化。I 方向的网格数为  $M_x$ ，方向为沿物面的方向；J 方向的网格数为  $N_y$ ，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  $C_p = (P_w - P_\infty) / 0.5 \rho_\infty U_\infty^2$ 。数值研究考虑了热化学非平衡过程，结果在图 2 中给出。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。本文以下数值研究采用  $361 \times 260$  网格。

为了验证数值方法的可靠性，计算结果与 2009 年 HIEST 激波风洞的实验结果进行了对比，如图 3 所示。实验模型为球头半径分别为 20mm 和 50mm 的两个钝锥模型，其

他详细尺寸及来流条件参见文献 [11]。本文对比了总焓  $H0$  为  $7\text{MJ/kg}$  的壁面压力分布，结果显示计算结果与实验结果符合较好。

无粘、冻结流动条件下，壁面压力系数按照牛顿理论来分布。当有化学反应且以离解反应为主时，压力系数相比冻结流动下的值偏大，而以复合反应为主时压力系数偏低。对于所研究的球-锥模型，头部驻点区域为亚声速压缩区，以离解反应为主而偏离此区域的位置为超声速膨胀区，以复合反应为主，因此在球头部分热化学非平衡情况下壁面压力系数下降更为剧烈。再压缩效应改变了锥体部分化学反应过程，因此也将导致气动力规律的变化，影响大小取决于再压缩角的大小。



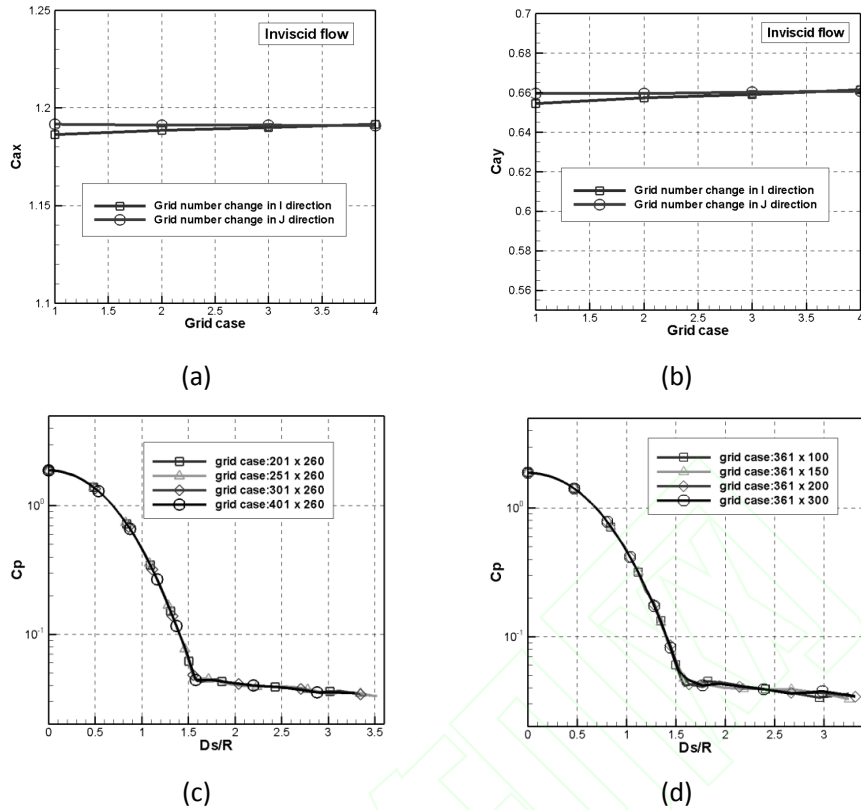


图 2 气动力参数  $C_{ax}$ 、 $C_{ay}$  及壁面压力系数分布的网格无关性

Fig. 2 Grid independence of aerodynamic coefficient  $C_{ax}$ ,  $C_{ay}$  and pressure coefficient distribution along the wall

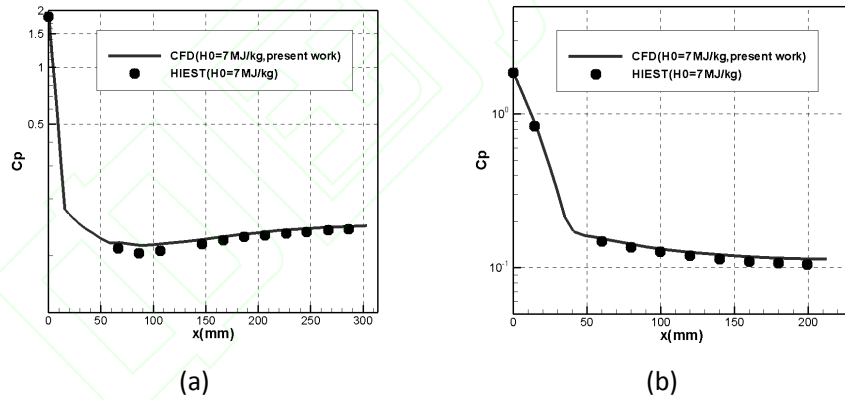


图 3 不同模型下壁面压力分布与实验结果的对比: (a)  $R = 20$  mm, (b)  $R = 50$  mm

Fig. 3 Comparison with experimental results for different models: (a)  $R = 20$ mm, (b)  $R = 50$  mm

### 3 数值结果和分析

#### 3.1 再压缩角对气动力参数变化规律的影响

为求证高温真实气体效应下膨胀区压力偏低现象是否会受再压缩效应的影响而消失, 图 4(a)、(b)给出了气动力参数  $C_{ax}$ 、 $C_{ay}$  随再压缩角  $\phi$  的变化规律。在  $0 < \phi < 15^\circ$  范围内随  $\phi$  的增大  $C_{ax}$  所对应热化学非平衡和量热完全气体条件下的差值逐渐减小, 而

在  $15^\circ < \phi < 30^\circ$  范围内随  $\phi$  的增大差值逐渐增大。 $C_{ay}$  的变化规律则显示在  $0 < \phi < 20^\circ$  范围内随  $\phi$  的增大差值也逐渐减小, 而在  $20^\circ < \phi < 30^\circ$  范围内随  $\phi$  的增大差值逐渐增大, 且热化学非平衡所对应的  $C_{ay}$  大于量热完全气体下的  $C_{ay}$ 。由图 4(b) 的结果可知, 在  $15^\circ$  和  $30^\circ$  再压缩角下, 半模  $y$  方向压力积分系数  $C_{ay}$  在热化学非平衡条件和量热完全气体条件表现出了相反的偏差, 下面将选

取0°、15°和30°再压缩角作为典型情况详细考察化学反应的影响。图4(c)给出了再压缩角为0°、15°和30°的条件下压力系数分布，显示了流动由超声速膨胀区(压力减小)变为超声速压缩区(压力增加)过程中压力系数的变化规律。0°压缩效应时热化学非平衡条件所对应压力在膨胀区整体偏小，而15°再压

缩角所对应的壁面压力分布，在锥体部分逐渐接近并趋于相等；30°再压缩角情况下，在锥体部分热化学非平衡所对应的压力系数迅速超过量热完全气体条件下的值，但在出口附近两者之差有减小趋势。图4(c)直观的解释了图4(a)、(b)中气动参数的变化规律。

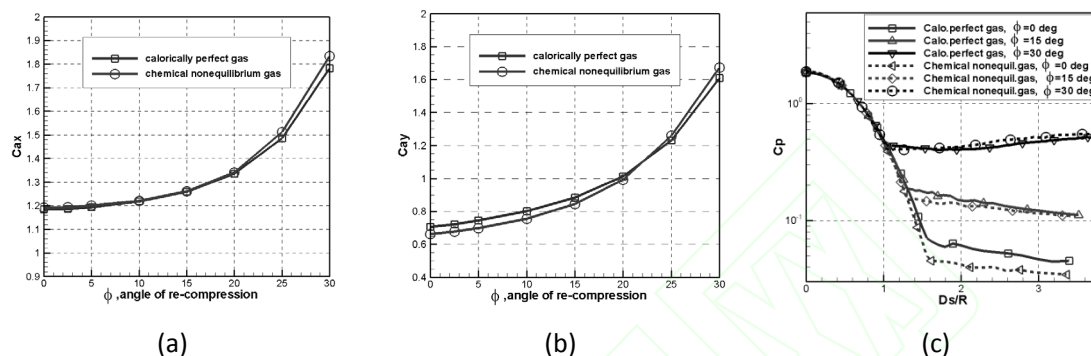


图4 气动参数随再压缩角 $\phi$ 的变化: (a)  $C_{ax}$ , (b)  $C_{ay}$ , (c) 0°、15°和30°再压缩角壁面压力系数对比

Fig. 4 The variation of aerodynamic data with angle of re-compression: (a)  $C_{ax}$ , (b)  $C_{ay}$ , (c) pressure coefficient

文献<sup>[4, 6]</sup>的结果表明比热比的降低是高温真实气体效应所对应压力分布下降更为剧烈的原因。为考察气体比热比的影响并考虑热化学非平衡效应对流场比热比分布的影响，结果分析采用的对比形式为： $s$  为与物面的垂直距离， $dL$  为沿垂直于物面方向至激波面的距离。因此  $s/dL$  表示了流场中一点至物面垂直距离的归一化。图5(a)、(b)分别给出了15°和30度压缩角情况下流场中的比热比分布。在驻点线上、激波面附近，振动能的激发降低了气体比热比；靠近驻点处随着气体离解程度的增加，流场中气体比热比逐渐增加，物面附近的气体比热比大约为1.44。因此气体比热比的降低并不能解释高温真实气体效应与量热完全气体的压力系数偏差。图5(a)、(b)在锥体部分的结果显示30度压缩角所对应的比热比分布相比15度压缩角情况分布更为不均衡。由此可知，是比热比的不均衡分布而非比热比的降低，

导致了高温真实气体效应与量热完全气体条件所对应的压力系数偏差，以及气动参数规律的变化。锥体部分流场中的温度分布在图5(c)中给出，显示振动温度沿流线逐渐降低，而平动温度在不同的位置显示出不同的变化规律。在紧贴物面的位置  $s = 0.12$  mm， $x < 0.075$  m 内平动温度  $T$  升高， $x > 0.075$  m 内平动温度开始下降。距离  $s = 0.40$  mm 位置的平动温度与  $s = 0.12$  mm 的平动温度变化规律一致但更为平缓。在远离物面的位置  $s = 1.55$  mm，平动温度在  $-0.01$  m  $< x < 0.01$  m 范围内下降，在之后的范围内基本不变。在  $x < 0.075$  m 范围内，化学反应以复合反应为主，而  $x > 0.075$  m 范围内开始再次发生离解反应，反应的区域为贴近物面的范围。这便是在压缩角30度情况下压力系数差值在出口处有减小趋势和气体比热比在贴近物面位置增大的原因，如图4(c)和图5(b)所示。

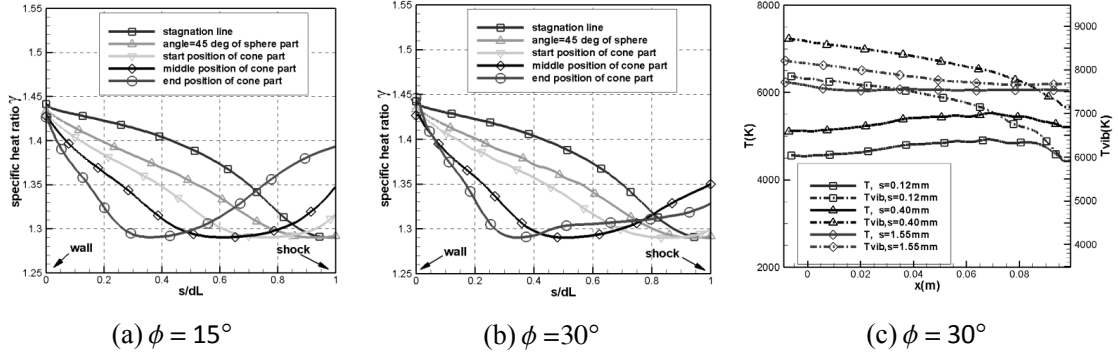


图 5 流场中气体比热比的分布 (a, b) 和锥体部分温度分布(c)  
Fig. 5 Distributions of (a, b) specific heat ratio and (c) temperature

### 3. 2 气体比热比梯度和组分梯度的分布

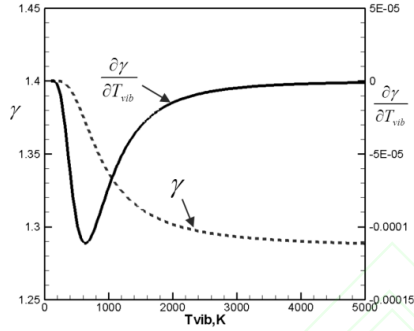


图 6 空气组分气体比热比及其对于振动温度的微分随温度的变化

Fig. 6 the variation of  $\gamma$  for air and the partial derivative of  $\gamma$  with respect to  $T_{vib}$  with  $T_{vib}$

对于热化学非平衡流动来说，产生气体比热比不均衡分布的原因有两个：一个振动温度的不均衡，二是化学反应所产生的组分不均衡分布。下面导出气体比热比的梯度与振动温度梯度和组分梯度的关系。气体比热比为振动温度和组分的函数：

$$\gamma = \gamma(T_{vib}, c_i) \quad (13)$$

对方程(13)取微分可得：

$$d\gamma = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T_{vib}}\right)_{c_i} dT_{vib} + \sum_{i=1} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial c_i}\right)_{T_{vib}} dc_i \quad (14)$$

根据气体比热比的关系式，求得气体比热比对组分的偏微分：

$$\gamma = 1 + \frac{\sum_{i=1} c_i R_i}{\sum_{i=1} c_i C_{v,i}}, C_{v,i} = C_{vt,i} + C_{vr,i} + C_{vib,i}, \quad (15)$$

$$C_v = \sum_{i=1} c_i C_{v,i}$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial c_i} = \frac{R_i C_v - C_{v,i} R}{\left(\sum_{i=1} c_i C_{v,i}\right)^2} = \frac{R_i C_v - C_{v,i} R}{(C_v)^2} \quad (16)$$

将方程(16)代入方程(14)有

$$d\gamma = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T_{vib}}\right)_{c_i} dT_{vib} + \sum_{i=1} \left(\frac{R_i C_v - C_{v,i} R}{(C_v)^2}\right)_{T_{vib}} dc_i$$

因此，气体比热比  $x$ 、 $y$  方向上的导数分别为：

$$\frac{d\gamma}{dx} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T_{vib}}\right)_{c_i} \frac{dT_{vib}}{dx} + \sum_{i=1} \left(\frac{R_i C_v - C_{v,i} R}{(C_v)^2}\right)_{T_{vib}} \frac{dc_i}{dx} \quad (17)$$

$$\frac{d\gamma}{dy} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T_{vib}}\right)_{c_i} \frac{dT_{vib}}{dy} + \sum_{i=1} \left(\frac{R_i C_v - C_{v,i} R}{(C_v)^2}\right)_{T_{vib}} \frac{dc_i}{dy} \quad (18)$$

在下文的研究中，气体比热比的梯度定义为  $\sqrt{\left(\frac{d\gamma}{dx}\right)^2 + \left(\frac{d\gamma}{dy}\right)^2}$ ，组分  $i$  质量分数的梯度

定义为  $\sqrt{\left(\frac{dc_i}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dc_i}{dy}\right)^2}$ 。对于空气组分来说，

气体比热比及其梯度随振动温度的变化规律在图 6 中给出。当流场中温度大于 2000 K 时，振动温度所引起的比热比改变可以忽略。下面将重点考察比热比的梯度分布和流场中组分的梯度分布。

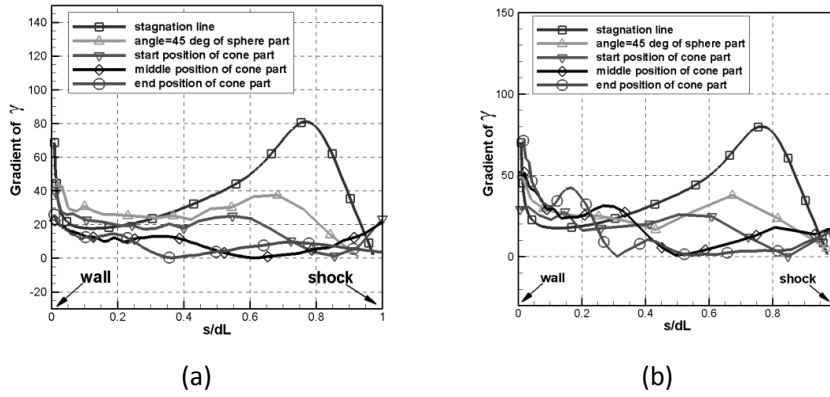


图 7 流场气体比热比梯度的分布: (a) 15°, (b) 30°

Fig. 7 The distribution of the gradient of  $\gamma$ : (a) 15°, (b) 30°

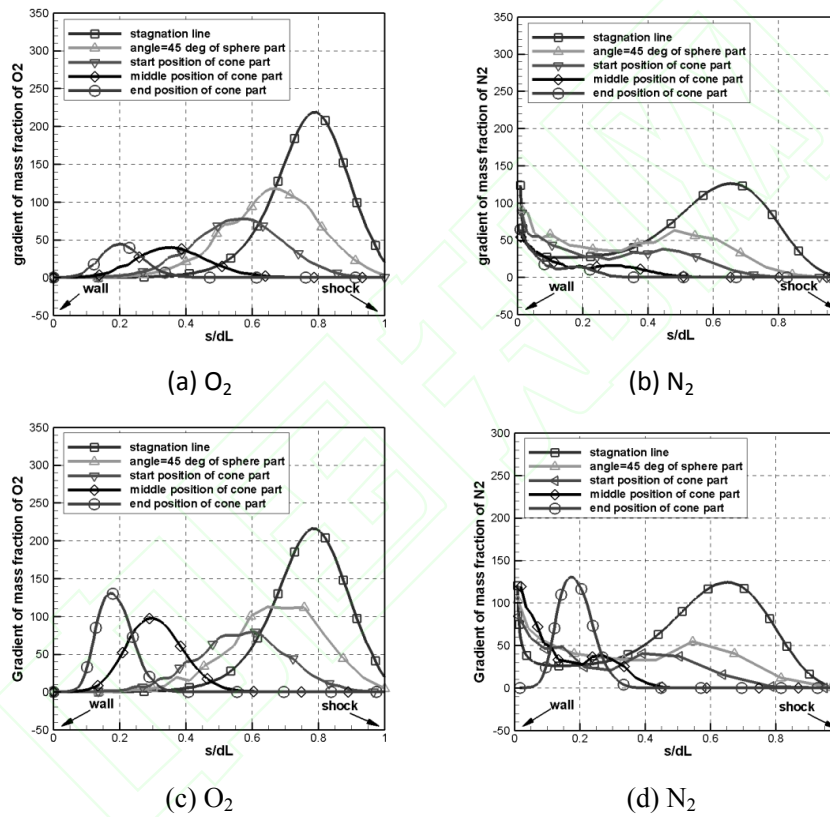


图 8 气体组分梯度对比: (a, b)  $\phi=15^\circ$ , (c, d)  $\phi=30^\circ$

Fig. 8 Comparison of mass fraction gradients: (a, b)  $\phi=15^\circ$ , (c, d)  $\phi=30^\circ$

图 7 给出了再压缩角分别为 15° 和 30° 条件下流场中气体比热比梯度分布。在锥体部分中间位置和结束位置, 30° 压缩角模型所对应的气体比热比梯度均比 15° 压缩角模型的气体比热比梯度大。这表明 30° 再压缩角产生了更为剧烈的气体比热比不均衡分布。图 8(a)、(b) 为 15° 再压缩角条件下流场中 O<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的梯度分布, 图 8(c)、(d) 为 30° 再压缩角条件下的相应组分梯度分

布。对比表明 30° 再压缩角在锥体中间位置和尾部位置同样产生了更大的组分梯度分布。图 8 与图 7 的结果与我们理论分析的结论一致。由此可知, 比热比的不均衡分布是膨胀区壁面压力不同变化趋势的根本原因, 而比热比的不均衡分布主要是由化学反应引起。当再压缩角较大时, 锥体部分激波层内温度升高, 化学反应速率加快, 从而产生更剧烈的比热比分布不均衡性。



## 4 结论

针对高焓热化学非平衡流动中再压缩效应机理不明确的问题开展数值研究,探索再压缩效应对典型钝头体模型气动力规律的影响。通过对流场中比热比、组分质量分数的分布及其梯度的分布的对比分析,首次得出了高温真实气体效应、再压缩效应对气动力产生影响的本质原因,结论总结如下:

- (1) 当流场中存在再压缩效应时,高温真实气体与量热完全气体下壁面压力分布偏差并不会消失。超声速膨胀区压力减小,超声速压缩区压力增加,而化学反应的作用使这种变化规律更为剧烈。再压缩角增大,锥体部分首先以复合反应主导,而当再压缩角继续增大时,出口区域开始再次以离解反应主导,气动力规律变化与再压缩角紧密相连。
- (2) 高温真实气体效应与量热完全气体的偏差是由比热比的分布不均衡引起的,而比热比的不均衡分布主要来源于由于化学反应所引起的流场中组分的不均衡分布。

以上结论对于高超声速飞行器设计和高焓热化学非平衡流动分析等均有重要的意义。目前尚有一些问题需要进一步开展。首先是模型较简单。虽然钝-锥模型为大多数高超声速飞行器的头部模型,但气动力问题为一个全局问题,更接近于实际模型的物理问题需要进一步研究。其次是本文并没有考察钝-锥底部的压力分布,而只是将其设为来流压力分布。这些问题的开展将对高超声速非平衡效应对气动力规律的影响有更深入的认识及更大的应用价值。

### 参考文献

- 1 Park C. Validation of CFD codes for real-gas regime. AIAA, 1997, Paper-97-2530.
- 2 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). JAXA Research and Development Report, 2005, JAXA-RR-04-035E.
- 3 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). JAXA Research and Development Report, JAXA-RR-05-030E, 2006.
- 4 姜宗林,李进平,赵伟,刘云峰,俞鸿儒.长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究.力学学报, 2012, 44(5): 824-831. (Jiang Zonglin, Li Jinping, Zhao Wei, Liu Yunfeng, Yu Hongru. Investigating into techniques for extending the test-duration of detonation-driven shock tunnels. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2012, 44(5): 824-831 (in Chinese))
- 5 姜宗林,俞鸿儒.高超声速激波风洞研究进展.力学进展, 2009, 39(6): 766-776. (Jiang Zonglin, Yu Hongru. Progress of the research on hypersonic shock tunnels. Advances in Mechanics, 2009, 39(6):766-776 (in Chinese))
- 6 Brauckmann GJ, Paulson and Weilmuenster K. Experimental and computational analysis of the space shuttle orbiter hypersonic pitch-up anomaly. AIAA Journal of Spacecraft and Rockets, 2005, 32 (5): 758-764.
- 7 Griffith BJ, Maus JR and Best JT. Explanation of the hypersonic longitudinal stability problem lessons learned, Shuttle Performance: Lessons Learned, Part I. NASA Cp-2283, 1983.
- 8 Muylaert J, Walpot L, Rostand P, et al. Extrapolation from wind tunnel to flight: shuttle orbiter aerodynamics. NASA Technical Report, 1998
- 9 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, 2014年, doi: 10.1360/SSPMA2014-00137. (Li Kang, Hu Zongmin, Jiang Zonglin. Numerical studies on the effect of the key parameter to hypersonic "pitch-up anomaly". Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, doi: 10.1360 / SSPMA2014 - 00137 (in Chinese)).
- 10 Hirschel EH and Weiland C. Selected aerothermodynamic design problems of hypersonic flight vehicles. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2009.
- 11 Kodera M, Tanno H, Takahashi M, et al. Comparison of re-entry flow computations with high enthalpy shock tunnel experiments. AIAA, 2009, Paper-2009-7305.
- 12 Kliche D, Mundt Ch and Hirschel EH, The hypersonic Mach number independence principle in the case of viscous flow. Shock Waves, 2011, 21(4): 307-314.
- 13 Miller JH, Computational aerothermodynamic datasets for hypersonic heat transfer on reentry vehicles. AIAA, 2005, Paper-2005-5911.
- 14 Kang Li, Jinping Li, Zonglin Jiang, The applicability of Mach number independence principle in case of hypersonic

- thermo-chemical nonequilibrium flow , 1st International Conference on High Temperature Gas Dynamics, Beijing, 2012
- 15 Dunn MG, Kang SW. Theoretical and experimental studies of reentry plasmas. NASA, 1973, CR-2232.
- 16 Gnoffo PA, Gupta RN, Shinn JL. Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium. NASA Technical Paper, 1989, Paper-2867.
- 17 Park C. Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. John Willey & Sons, Inc. 1989.
- 18 Furumoto GH, Zhong XL, Skiba JC. Numerical studies of real-gas effects on two-dimensional hypersonic shock-wave / boundary-layer interaction. *Physics of Fluids*, 1997, 9(1): 191-210.
- 19 Millikan RC and White DR. Systematics of vibrational relaxation. *Journal of Chemical Physics*, 1963, 39(12): 3209.
- 20 White FA. *Viscous fluid flow*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1974.
- 21 Seokkwan Y and Antony J. Lower-Upper Symmetric-gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1988, 26 ( 9), Paper 87-0600.
- 22 Kim KH, Kim C, and Rho OH. Methods for the accurate computations of hypersonic flows I. AUSMPW+ scheme. *Journal of Computational Physics*, 2001, 174: 38-80.
- 23 Kim KH, Lee JH and Rho OH. An improvement of AUSM schemes by introducing the pressure-based weight functions. *Computers & Fluids*, 1998, 27 (3): 311-346.
- 24 Keiichi K, Eiji S, Yoshiaki N, et al. Evaluation of Euler flux for hypersonic heating computations. *AIAA Journal*, 2010, 48 (4): 763-776 .
- 25 Yu-Xin Ren. A robust shock-capturing scheme based on rotated Riemann solvers. *Computers & Fluids*, 2003, 32(10): 1379-1403.

## The effect of re-compression to aerodynamic force in hypersonic thermo-chemical nonequilibrium flow

Li Kang, Hu Zongmin, Jiang Zonglin

( *Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China* )

**Abstract:** That the pressure in expansion region is lower in hypersonic thermo-chemical blunt flow than in frozen flow is a matter of fact. However, it was thought that the difference would not hold where an effect of re-compression took place. In this work, Euler equations for multi-component system, which includes finite-rate chemistry, are solved to examine the effects of re-compression on the aerodynamic performance of a typical hypervelocity test model. The results indicate that the difference of pressure between the frozen flow and thermo-chemical flow does not disappear as the angle of re-compression increasing because pressure coefficient is varying with re-compression angles. The inhomogeneous distribution of the specific heat ratio is found to be the primary cause of the difference. The specific heat ratio shows more inhomogeneous when the re-compression angle is larger. Recombination reactions are dominant in the flare skirt part but converted into dissociation reactions in the outflow part in the larger re-compression angle case.

**Key words:** high enthalpy flow, thermo-chemical nonequilibrium, re-compression effect, aerodynamic force, inhomogeneous distribution

---

Received \_\_\_\_\_, revised \_\_\_\_\_

1) The project was supported by Innovation Grant of Chinese Academy of Sciences

2) Jiang Zonglin, professor, research interests: shock wave dynamics, hypersonic gas dynamic. E-mail: zljjiang@imech.ac.cn