

高超声速再入体可见、红外辐射特性数值模拟*

董士奎 谈和平 贺志宏 阮立明

(哈尔滨工业大学能源学院, 黑龙江, 哈尔滨, 150001)

摘要 用带有非平衡化学反应源项的粘性激波层方程模拟了高超声速小钝头体零攻角再入段绕流流场, 并对壁温边界条件进行了改进. 建立了复杂几何形状内求解辐射传递方程的贴体坐标系下的离散坐标法, 与谱带模型相结合求解了小钝头体头身部七组元空气激波层辐射强度场. 考查了紫外光谱区(0.2~0.4 μm)、可见光谱区(0.4~0.8 μm)及红外光谱区(0.8~2.0 μm)吸收系数不确定性对辐射场计算结果的影响.

关键词 再入小钝头体, 高温空气绕流, 化学非平衡, 吸收系数, 辐射强度.

NUMERICAL SIMULATION OF VISIBLE AND INFRARED RADIATION PROPERTIES OF HYPERSONIC REENTRY BODIES*

DONG Shi-Kui TAN He-Ping HE Zhi-Hong RUAN Li-Ming

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

Abstract The flow field over hypersonic small blunt bodies at zero incidence were numerically simulated by VSL equations with the nonequilibrium chemical source terms. The boundary condition of the wall temperature was improved. The discrete coordinate method to solve radiation transfer equation under body-fitted coordinate system was established. And the 7-species air shock layer radiation field of small blunt head-body in reentry was simulated by this method combined with band model. The influence of absorption coefficient error on the computational result of head-body radiation field was investigated in the ultraviolet region(0.2~0.4 μm), visible region(0.4~0.8 μm)and infrared region(0.8~2.0 μm).

Key words small blunt reentry bodies, high temperature air flow, chemical nonequilibrium, absorption coefficient, radiative intensity.

引言

再入体激波层内气体及表面辐射热流和光辐射特征信号的研究对“再入段高温热防护”、“探测”、“识别”、“突防”等问题有重要的理论意义和实际应用价值. 由于在不同环境下, 通过飞行试验和地面模拟试验获取再入体辐射出射度、辐射亮度等光谱特征信号, 是极其昂贵和耗时的的工作, 因此, 国内外都注重通过数值模拟预测再入体的各种光谱特征^[1,2]

1 再入体流场计算

由于粘性激波层方程^[3]省略了 N-S 方程中一

些不重要的高阶项, 方程的数学性质发生了变化, 由原来的抛物型变为双曲型, 从而在求解方法上可采用空间推进法, 大大节省了时间和内存. 几十年来, 国内外学者对该领域问题进行大量研究^[4~7]. 本文不考虑烧蚀, 并设再入飞行攻角为 0°, 采用文献[7]的空间推进法求解再入体粘性激波层方程、底部和近尾以及远尾的流动控制方程.

1.1 控制方程组

认为高温空气由 N_2 、 O_2 、 N 、 O 、 NO 、 NO^+ 和 e^- 等 7 个组元组成, 组元数 $n_s = 7$. 设 ρ 、 P 、 μ 、 k 分别为混合气体的密度、压力、粘性系数和传热系数, $\dot{\omega}_s$ 为组元生成率, 则连续、动量、能量、气体状态方程和组元扩散方程分别表示为^[8]

* 国家杰出青年科学基金(批准号 59725617)和国家自然科学基金资助(批准号 59906003)

稿件收到日期 2001-10-08, 修改稿收到日期 2002-02-25

* The project supported by the Chinese National Science Fund for Distinguished Young Scholars(No. 59725617) and by the National Natural Science Foundation of China(No. 59906003)

Received 2001-10-08, revised 2002-02-25

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j + P \delta_{ij} - \tau_{ij}) = 0, \quad (2)$$

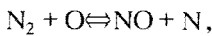
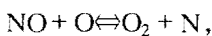
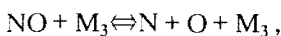
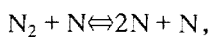
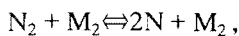
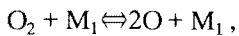
$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j E + P U_j + q_j - U_i \tau_{ij}) + Q_c = 0, \quad (3)$$

$$P = \rho R T, \quad (4)$$

$$\frac{d(\rho C_i)}{dt} = \dot{w}_i + \nabla \cdot \vec{m}_i, \quad (5)$$

式中 U_j 、 U_i 为混合气体的速度向量, $\tau_{ij} = \mu \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j}$. 化学反应热 Q_c 由两部分组成: 组元生成产生的热焓 $\sum_{i=1}^{n_i} h_i \dot{w}_i$ 和组元浓度扩散引起的热交换 $\sum_{i=1}^{n_i} J_i C_{pi} \frac{\partial T}{\partial n}$, 其中 $J_i = -\frac{k}{C_p} Le_i \frac{\partial C_i}{\partial n}$, $C_p = \sum_{i=1}^{n_i} C_i C_{pi}$ 为混合气体定压比热, $Le_i = \rho C_p D_i / k$ 是 i 组份的 Lewis 数, D_i 为双组元扩散系数, h_i 为组元热焓, 组元浓度 C_i 为无量纲量.

当化学反应特征时间与流动特征时间可比较时, 化学反应速度是有限值, 需考虑化学非平衡反应. 在数值模拟计算时, 认为来流空气中 N_2 是 76.54%、 O_2 为 23.46%. 采用双组元扩散, 且取 $Le_i = 1.4$, 考虑了以下 7 个化学反应:



1.2 流场计算与壁面温度的确定

给定来流速度 u_∞ 和高度 H , 采用空间推进法

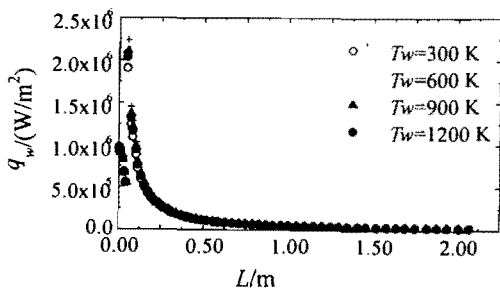


图 1 壁面热流密度分布

Fig. 1 Heat flux distribution along the wall

求解流场参数.

对小钝头体的薄壁结构, 可认为沿厚度方向温度均匀, 且设内壁面与内部结构之间绝热, 可得稳态能量平衡方程

$$q_w - \epsilon \sigma T_w^4 = 0. \quad (6)$$

式中 q_w 为壁面与激波层气体间的换热热流密度 (W/m^2), ϵ 为壁面表面发射率. 对第 i 个壁面微元, 设外壁面温度初值为 $T_w^0[i]$, 代入流场计算程序, 得壁面热流密度(对流换热和化学反应热)为 $q[i]$, 则新的壁面温度为 $T_w^{new}[i] = \sqrt[4]{q[i]/(\epsilon \sigma)}$, 迭代计算直到满足精度要求, 最后得壁温及流场数据. 为检验壁温模型的收敛性及初始壁温选取的影响, 计算了弹体表面发射率 $\epsilon = 0.8$, 飞行高度 70 km, 来流速度 5000m/s, 来流马赫数 16.9, 完全催化壁, 无激波滑移, 壁面温度初值为 $T_w = 300K$ 、 $600K$ 、 $900K$ 和 $1200K$ 情况下沿流动方向壁面温度及壁面加热热流, 分别示于图 1 和 2. 结果表明, 壁温初值的选取对最终结果影响不大.

2 贴体坐标系下头身部辐射场计算的离散坐标法

直角坐标系下, 吸收、发射、散射性非灰介质的辐射传递方程为

$$\frac{dI_k(l, \omega)}{dl} = -\kappa_k I_k(l, \omega) + \alpha_k I_{bk}(l) + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \int_{\omega'' = 4\pi} I_k(l, \omega'') \Phi_k(\omega, \omega'') d\omega''. \quad (7)$$

式中下标 k 表示谱带模型 k 区域(如 $0.2 \sim 0.4 \mu m$, $0.4 \sim 0.8 \mu m$, $0.8 \sim 2.0 \mu m$); I_k 、 I_{bk} 分别表示谱带模型 k 区域的谱辐射强度和黑体辐射强度; $\Phi_k(\omega, \omega'') = \Phi_k^{mm'}$ 为散射相函数; κ_k 、 α_k 、 σ_{sk} 分别为衰减系数、吸收系数、散射系数, 并有 $\kappa_k = \alpha_k + \sigma_k$.

对于直角坐标系, 式(7)的离散形式为

$$\beta_1^m \frac{\partial I_k^m}{\partial x_1} + \beta_2^m \frac{\partial I_k^m}{\partial x_2} + \beta_3^m \frac{\partial I_k^m}{\partial x_3} =$$

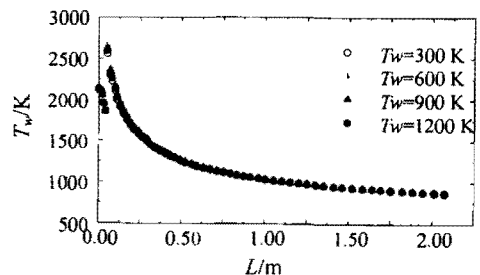


图 2 壁面温度分布

Fig. 2 Temperature distribution along the wall

$$-\kappa_k I_k^m + \alpha_k I_{bk}(l) + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \sum_{m'=1}^M \omega^{m'} \Phi_k^{mm'} I_k^{m'}. \quad (8)$$

式中 β_i 为方向余弦; x_1, x_2, x_3 对应直角坐标系下 x, y, z .

为适应头身部流场的复杂几何形状,需要推导适体坐标系下的辐射传输方程.将式(8)通过坐标变换,可转换为适体坐标系 ξ_1, ξ_2, ξ_3 下具有守恒形式的离散坐标方程.令坐标变换的 Jacobian 行列式为

$$J = \frac{\partial(x_1, x_2, x_3)}{\partial(\xi_1, \xi_2, \xi_3)}. \quad (9)$$

则

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[I_k^m J \left(\beta_1^m \frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} + \beta_2^m \frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} + \beta_3^m \frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[I_k^m J \left(\beta_1^m \frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} + \beta_2^m \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} + \beta_3^m \frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left[I_k^m J \left(\beta_1^m \frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} + \beta_2^m \frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} + \beta_3^m \frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} \right) \right] \\ & = J \left[-\kappa_k I_k^m + \alpha_k I_{bk}(l) + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \sum_{m'=1}^M \omega^{m'} \Phi_k^{mm'} I_k^{m'} \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

若令 $\beta(m, j) = \beta_1^m \frac{\partial \xi_j}{\partial x_1} + \beta_2^m \frac{\partial \xi_j}{\partial x_2} + \beta_3^m \frac{\partial \xi_j}{\partial x_3}$, 对任一控制体 m , 用控制体表面处的值近似表示一阶导数, 可得空间离散后的离散坐标方程为

$$\begin{aligned} & [I_k^m J \beta(m, 1)]_e \Delta \xi_2 \Delta \xi_3 - [I_k^m J \beta(m, 1)]_w \Delta \xi_2 \Delta \xi_3 + \\ & [I_k^m J \beta(m, 2)]_n \Delta \xi_1 \Delta \xi_3 - [I_k^m J \beta(m, 2)]_s \Delta \xi_1 \Delta \xi_3 + \\ & [I_k^m J \beta(m, 3)]_t \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 - [I_k^m J \beta(m, 3)]_b \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 = \\ & J_P \left[-\kappa_k I_k^m + \alpha_k I_{bk}(l) + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \sum_{m'=1}^M \omega^{m'} \Phi_k^{mm'} I_k^{m'} \right] \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta \xi_3. \quad (11) \end{aligned}$$

式中下标 e, w 等分别表示控制体东、西等表面, P 表示控制体中心节点. 选用阶梯格式将控制体表面与控制体中心的辐射强度关联起来, 即令下游表面的辐射强度等于上游节点的辐射强度, 最终离散方程为

$$\begin{aligned} & a_P^m I_{k,P}^m = a_E^m I_{k,E}^m + a_W^m I_{k,W}^m + a_S^m I_{k,S}^m + \\ & a_N^m I_{k,N}^m + a_T^m I_{k,T}^m + a_B^m I_{k,B}^m + b_{k,P}^m. \quad (12) \end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned} & a_E^m = \max\{-[J\beta(m, 1)]_e \Delta \xi_2 \Delta \xi_3, 0\}, \\ & a_W^m = \max\{-[J\beta(m, 1)]_w \Delta \xi_2 \Delta \xi_3, 0\}, \\ & a_N^m = \max\{-[J\beta(m, 2)]_n \Delta \xi_1 \Delta \xi_3, 0\}, \\ & a_S^m = \max\{[J\beta(m, 2)]_s \Delta \xi_1 \Delta \xi_3, 0\}, \\ & a_T^m = \max\{-[J\beta(m, 3)]_t \Delta \xi_1 \Delta \xi_2, 0\}, \\ & a_B^m = \max\{[J\beta(m, 3)]_b \Delta \xi_1 \Delta \xi_2, 0\}, \\ & a_P^m = \max\{[J\beta(m, 1)]_e \Delta \xi_2 \Delta \xi_3, 0\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \max\{-[J\beta(m, 1)]_w \Delta \xi_2 \Delta \xi_3, 0\} + \\ & \max\{[J\beta(m, 2)]_n \Delta \xi_1 \Delta \xi_3, 0\} + \\ & \max\{-[J\beta(m, 2)]_s \Delta \xi_1 \Delta \xi_3, 0\} + \\ & \max\{[J\beta(m, 3)]_t \Delta \xi_1 \Delta \xi_2, 0\} + \\ & \max\{-[J\beta(m, 3)]_b \Delta \xi_1 \Delta \xi_2, 0\} + \\ & J_P \kappa_{kP} \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta \xi_3, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_k^m &= J_P \left[\alpha_k I_{bk}(l) + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \sum_{m'=1}^M \omega^{m'} \Phi_k^{mm'} I_k^{m'} \right] \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta \xi_3 \\ &= J_P \left[\alpha_k \frac{\sigma_{F_{k,T_P}} T_P^4}{\pi} + \frac{\sigma_{sk}}{4\pi} \sum_{m'=1}^M \omega^{m'} \Phi_k^{mm'} I_k^{m'} \right] \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta \xi_3. \end{aligned}$$

式中 F_{k,T_P} 为控制体温度 T_P 下谱带模型 k 区域内辐射能占总辐射能的份额.

采用文献[8]的方法计算了 N_2, O_2, N, O, NO, NO^+ 和 e^- 等 7 种气动组元的光谱吸收系数. 本文选取了 3 个谱带模型区: 紫外光谱区 $0.2 \sim 0.4 \mu m$ 、可见光谱区 $0.4 \sim 0.8 \mu m$ 和红外光谱区 $0.8 \sim 2.0 \mu m$. 对每一区内的吸收系数进行普郎克平均后代入方程(12), 并采用 CGSTAB 方法解离散方程组, 对所有节点直接求解.

3 计算结果

计算再入体形状如图 3 所示.

再入体飞行高度 $H = 60 km$, 来流速度为 $3500 m/s$, 来流马赫数为 $Ma = 11.1275$. 在流场计算给定温度场、压力场、组分浓度场的基础上, 通过气体原子分子辐射特性参数的计算, 得到紫外光谱区 $0.2 \sim 0.4 \mu m$ 、可见光谱区 $0.4 \sim 0.8 \mu m$ 和红外光谱区 $0.8 \sim 2.0 \mu m$ 的气体普郎克平均吸收系数, 代入方程(12)后求解得到小钝头体头身部辐射场, 图 4~6 给出了各点与参考温度 T_r 下相应的辐射强度的比值, 计算参数为圆周角 $\Psi = 0^\circ$, 立体角 $\theta = 24.7^\circ, \varphi = 135^\circ$.

考虑到吸收系数的计算误差, 将计算的吸收系数乘以不同因子得到 $0.2 \sim 0.4 \mu m, 0.4 \sim 0.8 \mu m$ 和 $0.8 \sim 2.0 \mu m$ 光谱区无因次辐射强度场, 参见表 1 所示.

在本文的计算条件下, 紫外光谱区 $0.2 \sim 0.4 \mu m$ 当空气组元吸收系数的不确定性增加 1 个量级时辐射强度增加 3~4 倍, 当空气组元吸收系数增加 2 个量级时辐射强度增加 30 倍左右, 而空气组元吸收系数减小 2 个量级时辐射强度仅减小 10% 左右. 同时也可看出在紫外区总的辐射强度比较小, 而激波层

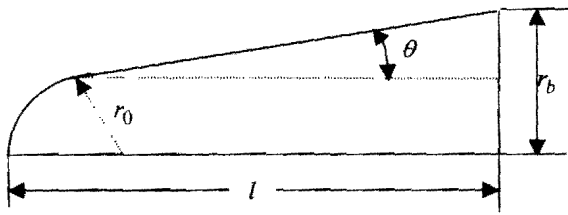


图 3 再入体形状
Fig. 3 Shape of reentry body

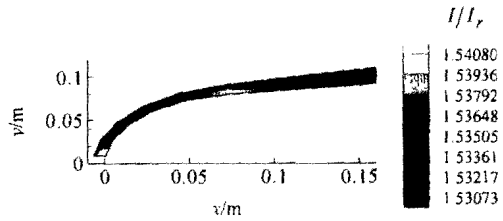


图 5 0.4~0.8 μm 计算的无因次辐射场
Fig. 5 Calculated dimensionless radiation field in 0.4~0.8 μm range

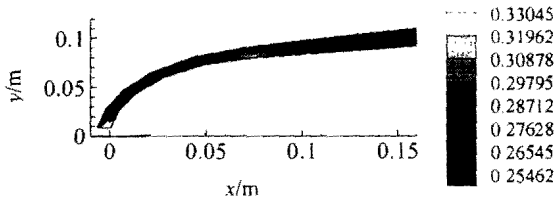


图 4 0.2~0.4 μm 计算的无因次辐射场
Fig. 4 Calculated dimensionless radiation field in 0.2~0.4 μm range

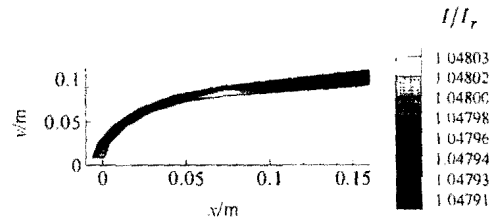


图 6 0.8~2.0 μm 计算的无因次辐射场
Fig. 6 Calculated dimensionless radiation field in 0.8~2.0 μm range

表 1 无因次辐射强度比较表
Table 1 Comparison of dimensionless radiation intensity

不确定因子	I/I_r	光谱区间		
		0.2~0.4 μm	0.4~0.8 μm	0.8~2.0 μm
0.01		0.23491~0.24473		
1		0.25462~0.33045	1.53073~1.54080	1.04791~1.04803
10		0.35214~1.11033	1.54377~1.64446	1.04816~1.04932
100		1.32493~8.89328	1.67312~2.68001	1.04971~1.06222

内气体的辐射作用相对与弹体表面的辐射比较小,所以吸收系数减小时对总辐射强度影响不大.可见光谱区 0.4~0.8 μm 的吸收系数增加 1 个数量级时,辐射强度大约增加 5%;吸收系数增加 2 个数量级时,辐射强度增加 70%左右.激波层气体在可见光区的辐射相对与壁面辐射更为减小,吸收系数的不确定性引起的辐射强度变化不是非常剧烈.在红外光谱区 0.8~2.0 μm 的吸收系数的不确定性对辐射强度影响很小,当吸收系数变化 2 个量级时,辐射强度才变化 1%左右.这从侧面也说明,气体在红外区的辐射强度相比于壁面辐射可以忽略不计.

4 结论

本文用粘性激波层方法计算得到头身部流场参数,并建立了求壁温模型处理定壁温边界条件,使之更为合理.在此基础上计算了空气 7 种组元的吸收系数,并建立了贴体坐标系下辐射传递方程的离散

坐标法与谱带模型(本文分为紫外、可见光、近红外 3 个谱带)相结合的方法,计算了再入小钝头体的辐射强度场,考察了吸收系数不确定性对辐射强度计算结果的影响.在本文的计算条件下($H = 60\text{km}$,来流马赫数为 11.1275)可得到如下结论:(1) 吸收系数变化对紫外光谱区 0.2~0.4 μm 辐射强度影响最大,因为在此区壁面辐射相对最少;(2) 吸收系数有数量级变化时,才对可见光谱区 0.4~0.8 μm 的辐射强度有明显的影晌;(3) 吸收系数对红外光谱区 0.8~2.0 μm 的辐射强度影响很小,可忽略不计;(4) 小钝头体头身部壁面辐射是最大的辐射源,激波层内气体辐射相对较小.

REFERENCES

[1] ZHOU Xue-Hua. The study of chemical nonequilibrium wake radiation from hypersonic slightly blunt cone. *Acta Aerodynamica Sinica* (周学华.高超声速小钝锥尾流化学非平衡辐射研究.空气动力学报),1996,14(3):274-279

- [2] QIAN Wei-Qi, CAI Jin-Shi. Surface heat flux identification of reentry space shuttle. *Journal of Astronautics* (钱炜祺, 蔡金狮. 再入航天飞机表面热流密度辨识. *宇航学报*), 2000, **21**(14):1—6
- [3] Davis R T. Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equation. *AIAA Journal*, 1970, **8**(5):843—851
- [4] Visbal M, Knight D. The Baldwin-Lomax turbulence model for two-dimensional shock-dimensional shock-wave/boundary-layer interactions. *AIAA Journal*, 1984, **22**(7):921—928
- [5] Inger G R. Theory of local heat transfer in shock/laminar boundary-layer interactions. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1998, **12**(3):336—342
- [6] HE Guo-Hong, ZHANG Han-Xin. Numerical simulation of hypersonic viscous flows over capsule-type vehicles. *Acta Aerodynamica Sinica* (贺国宏, 张涵信. 飞船高声速粘性绕流的数值模拟. *空气动力学学报*), 1994, **12**(3):252—261
- [7] REN Ai-Min, XIE Fang, ZOU Hai-Ya, et al. Modeling of flow field around head-body of hypersonic small blunt body. *Study of Characteristics of Target and Environment* (任爱民, 谢放, 邹海娅, 等. 高声速小钝头体头身部流场建模. *目标与环境特性研究*), 2001, (3):32—39
- [8] DONG Shi-Kui, TAN He-Ping, HE Zhi-Hong. Calculation of spectral absorption coefficient of high temperature equilibrium or nonequilibrium 11-species air. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2001, **14**(3):140—146