



再入体碳基防热材料烧蚀流场红外辐射模拟

高铁锁 江涛 丁明松 刘庆宗 傅杨奥骁 许勇 李鹏 董维中

Simulation of flow field infrared radiation over reentry vehicle with ablation of carbon-based thermal protection material

Gao Tiesuo, Jiang Tao, Ding Mingsong, Liu Qingzong, Fuyang Aoxiao, Xu Yong, Li Peng, Dong Weizhong

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3788/IRLA20220606>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高超声速拦截弹绕流红外辐射特性数值模拟

Numerical simulation of infrared radiation characteristics of flow over hypersonic interceptors

红外与激光工程. 2017, 46(12): 1204001 <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.1204001>

基于Fluent的飞行器流场建模与红外辐射特性分析

Modeling of flow field and analysis of IR characteristic of aircraft based on Fluent

红外与激光工程. 2018, 47(7): 704001 <https://doi.org/10.3788/IRLA201847.0704001>

印度烈火-II 导弹助推段和再入段红外辐射特性计算研究

IR radiation characteristics of India Angi-II at launching and reentry stage

红外与激光工程. 2020, 49(5): 20190493 <https://doi.org/10.3788/IRLA20190493>

稀薄环境下高空羽流流动与超窄谱红外辐射特性数值研究

Numerical study of flow and ultra narrow spectrum infrared radiation characteristics of high-altitude plume under thin atmosphere

红外与激光工程. 2020, 49(S1): 20200159 <https://doi.org/10.3788/IRLA20200159>

高速滑翔目标点源红外辐射特征模拟及可探测性分析

Infrared radiation characteristics and detectability analysis of point source based on high-speed sliding

红外与激光工程. 2018, 47(11): 1104001 <https://doi.org/10.3788/IRLA201847.1104001>

双光程纹影在高超声速流场显示中的应用

Flow visualization using double-pass schlieren technique in hypersonic flow

红外与激光工程. 2017, 46(2): 211001 <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.0211001>

再入体碳基防热材料烧蚀流场红外辐射模拟

高铁锁, 江涛, 丁明松, 刘庆宗, 傅杨奥骁, 许勇, 李鹏, 董维中*

(中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 四川 绵阳 621000)

摘要: 烧蚀效应是高超声速飞行器目标特性分析评估中的重要问题之一。基于高温反应气体动力学方程与辐射输运方程, 建立了飞行器表面防热材料热化学烧蚀流场及其红外辐射特性的计算模型和方法。以钝锥体弹头外形及其表面防热材料碳-碳为对象, 研究了材料烧蚀效应对再入目标流场红外辐射特性的影响, 分析了再入体烧蚀流场及尾流在不同波段红外辐射的分布特征和变化规律。研究发现: 典型状态计算结果与试验测量及文献预测结果一致, 表明烧蚀流场及红外辐射模型和方法的可行性; 材料热化学烧蚀现象对再入流场红外辐射特性产生严重影响, 使 3~8 μm 波段尾流积分辐射强度增加一个量级以上, 并随着尾流长度增加而增大; 烧蚀流场红外辐射主要来自 CO、NO 和 CO₂ 等化学组分, 烧蚀对 1~3 μm 波段流场红外辐射影响相对较弱; 再入速度不变情况下, 烧蚀流场在 3~8 μm 波段红外辐射强度随再入高度降低而增强; 再入高度不变情况下, 烧蚀流场在同样波段红外辐射强度随着再入速度减小而减弱。

关键词: 高超声速再入; 防热材料; 烧蚀效应; 高温气体流场; 红外辐射

中图分类号: V211.751 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20220606

0 引言

随着高超声速技术的发展和运用, 临近空间飞行器飞行速度不断取得突破, 如新型高超声速飞行器 HTV-2 的设计速度超过 6 km/s, 火星或月球探测器返回地球大气的速度可达 11 km/s 以上, 如此高的再入速度必然带来严重的气动辐射问题^[1-2]。飞行器以高超声速再入地球大气层过程中, 与来流空气发生作用, 在飞行器周围形成压缩激波层及粘性边界层流场, 激波层内压缩气体温度急剧升高产生离解和电离等化学反应过程, 同时粘性层气动加热使飞行器表面防热材料发生热化学烧蚀效应, 烧蚀产物与高温空气组分发生化学反应, 改变飞行器周围气体流场中的组分浓度和温度分布, 从而改变高超声速飞行器目标的红外辐射特性。辐射特性是飞行目标探测识别及反突防设计的基础, 因此, 研究表面防热材料烧蚀效应对飞行目标红外辐射特性的影响, 对高超声速飞行器的突防和反突防及气动光电一体化设计具有重要意义。

在高超声速飞行器防热设计发展演变过程中, 碳

基和硅基复合材料发挥着举足轻重的作用。碳基复合材料以碳作为基体材料, 相比硅基复合材料具有更高的化学潜能, 该类材料主要包括碳酚醛、石墨(碳-碳)等, 是现阶段比较理想的一类耐高温防热材料。

在速度不是很高的情况下(一般再入大气层飞行速度低于 9 km/s), 通常采取解耦处理方法模拟飞行器流场的辐射特性, 即不考虑高温气体辐射场和流场之间的耦合效应, 先对飞行器绕流进行模拟, 再基于流场参数对其辐射特性进行预测分析。

在考虑表面防热材料热化学烧蚀效应时, 飞行器绕流及其辐射特性将更加复杂。首先需要正确模拟含烧蚀产物的飞行器高温气体流场, 其次再结合烧蚀产物光谱机制对流场辐射特性进行计算分析。

正确模拟飞行器高温烧蚀流场是计算分析其辐射特性的基础。由于烧蚀流场受飞行器壁面材料与气动加热共同作用, 一般需把壁面材料温度场与气体流场通过气-固交界面烧蚀壁面条件耦合起来求解。但耦合求解计算里量大, 对计算资源要求高, 模

收稿日期: 2022-07-10; 修订日期: 2022-09-25

作者简介: 高铁锁, 男, 研究员, 硕士, 主要从事气动物理学及高温气体动力学方面的研究。

通讯作者: 董维中, 男, 研究员, 博士, 主要从事高温气体动力学方面的研究。

拟复杂外形绕流或大区域流场(如含有很长的尾流区域)时计算效率明显降低。为此,常基于准定常烧蚀假设对问题进行简化,而不必耦合壁面材料内部热传导过程,这样兼顾了计算精度和效率^[3]。在飞行器烧蚀流场计算研究方面,国内外主要基于热化学非平衡 N-S 方程或其简化形式耦合壁面材料烧蚀条件开展研究,壁面烧蚀材料主要以碳基类隔热材料为主^[3-5],同时涉及少量硅基类隔热材料和光电控制类材料。

基于高温流场对飞行器目标特性影响、拦截弹探测窗口流场辐射噪声、航天器壁面气动辐射加热效应的分析评估的需求,国内外结合试验研究手段,在高超声速飞行器流场辐射特性模拟分析方面开展了大量工作。国外基于高温气体光谱数据库的强大支持,发展了能够模拟温度达 30000°、从紫外到远红外波段的高温气体流场光谱辐射预测方法和软件^[6-9],如比较著名的高温气体辐射加热计算软件 LORAN、高温非平衡空气辐射计算软件 NEQAIR-II 及发动机羽流红外辐射计算软件 SIRRM-II 等。近年来,为适应高超声速技术发展需要,国内针对 X-51 A、HTV-2、再入弹头和拦截弹等高超声速飞行器及其尾喷焰^[1-2,10-11],开展高温气体流场辐射特性研究,建立了相应的模型方法和软件。上述研究工作主要针对高温空气流场开展研究,很少考虑烧蚀效应对目标辐射特性的影响,对计算模型方法考核验证不足。以前曾对战术弹头外形与硅基烧蚀流场辐射特性进行了数值研究^[12],文中针对战略弹头钝头体外形及表面碳基隔热材料,采用自主研发的高超声速烧蚀流场及辐射特性计算软件,在验证分析基础上,开展再入绕流及尾流特性和红外辐射特性的计算分析,重点研究材料烧蚀效应对再入流场红外辐射特性的影响,分析不同波段(1~3 μm 和 3~8 μm)红外辐射分布特性以及沿不同再入高度和速度的变化特征和规律。

1 高温烧蚀流场模拟方法

数值模拟高超声速再入体全目标区烧蚀流场,需要考虑除高温空气化学反应组分以外的烧蚀产物组分,把多组分化学非平衡气体动力学方程与烧蚀壁面边界条件耦合起来进行求解,因此计算量往往比不考虑烧蚀情况大很多。为了提高计算效率,对再入目标流场进行分区求解^[3]:在再入体的头部和身部流场区,

分别采用对粘性激波层方程和抛物化 NS 方程求解方法;在底部尾流区域,采用对 N-S 方程数值求解的 LUSGS 隐式离散方法。

在壁面存在热化学烧蚀情况下,烧蚀产物引射至再入体周围气体层,此时壁面速度条件可表示为:

$$u_\tau = 0 \quad v_n = (\vec{V} \cdot \vec{n})_w \quad (1)$$

式中: \vec{V} 和 \vec{n} 表示速度和壁面法向单位矢量; u_τ 和 v_n 分别表示物面切向和法向速度。组分质量分数 $c_{s,w}$ 满足气-固交界面上的质量平衡关系:

$$j_{s,w} + \dot{m}_w c_{s,w} - \dot{m}_g c_{s,g} = \dot{m}_{s,w} \quad (2)$$

式中:左端第一项表示 s 组分向壁面的扩散通量;第二、三项分别表示 s 组分从壁面向气体层和从材料深部向壁面的对流通量;右端项 $\dot{m}_{s,w}$ 表示壁面化学反应产生的 s 组分的净质量流;其中热解气体组分质量分数 $c_{s,g}$ 和热解通量 \dot{m}_g 与材料化学元素构成比例相关。 s 组分扩散质量流 $j_{s,w}$ 和总的壁面烧蚀率 \dot{m}_w 为:

$$j_{s,w} = -(\rho D_s \vec{\nabla} c_s \cdot \vec{n})_w \quad (3)$$

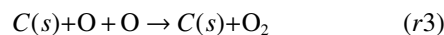
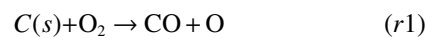
$$\dot{m}_w = \dot{m}_g + \sum_s \dot{m}_{s,w} = (\rho \vec{V} \cdot \vec{n})_w \quad (4)$$

基于准定常烧蚀假设,不考虑熔化层的机械流失能量,壁面温度由气-固交界面上能量平衡关系确定:

$$q_w + q_r + \dot{m}_w H_w - \dot{m}_w h_a = 0 \quad (5)$$

式中: q_w 为壁面热流; H_w 为壁面总焓; q_r 为壁面辐射热流; h_a 为原始壁面材料的生成焓。

对于碳基材料,忽略热解效应即 $\dot{m}_g=0$,壁面烧蚀率及组分净质量流通过材料表面氧化反应、催化反应和升华反应等热化学机制获得:



式中: $C(s)$ 表示碳基材料固体壁面。上述反应 (r1~r3) 速率常数有如下形式:

$$k_{w,r} = \alpha_r \sqrt{\frac{RT_w}{2\pi M_s}} \quad (6)$$

式中: α_r 为第 r 个反应的壁面反应效率。壁面氧化和催化反应 ($r1\sim r3$) 产生的组分净质量流:

$$\dot{m}_{O_2,w} = -\rho_{O_2} k_{w,1} + \rho_O k_{w,3} \quad (7)$$

$$\dot{m}_{CO,w} = \frac{M_{CO}}{M_{O_2}} \rho_{O_2} k_{w,1} + \frac{M_{CO}}{M_O} \rho_O k_{w,2} \quad (8)$$

$$\dot{m}_{O,w} = \frac{M_O}{M_{O_2}} \rho_{O_2} k_{w,1} - \rho_O k_{w,2} - \rho_O k_{w,3} \quad (9)$$

当壁面温度 T_w 达到 3000 K 时, 需要考虑碳基材料表面的升华反应, 升华反应 ($r5\sim r6$) 产生的组分 C、 C_2 和 C_3 的质量流由 Knudsen-Langmuir 方程确定^[5]:

$$\dot{m}_{s,w} = a_s (p_{v,s} - p_s) \sqrt{\frac{M_s}{2\pi RT_w}} \quad (10)$$

式中: α_s 为碳组分的凝结系数; $p_{v,s}$ 和 p_s 分别表示 s 组分的平衡蒸气压力和壁面实际分压。平衡蒸气压力由以下关系式确定^[5]:

$$p_{v,s} = 101\,300 \cdot e^{P_s/T_w + Q_s} \quad (11)$$

在对碳基材料烧蚀流场模拟时, 重点考虑高温空气组分、烧蚀气体组分以及二者相互作用产生的气体组分, 采取 O、N、 O_2 、NO、 NO^+ 、 N_2^+ 、 N_2 、C、 C_2 、 C_3 、CO、 CO_2 、CN 和 e^- 等 14 个组分及 31 个反应的化学模型^[3]。

2 高温烧蚀流场热辐射计算方法

忽略气体对光线的散射效应, 热力学非平衡条件下高温气体热辐射传输方程可表示为^[12]:

$$\frac{dI_\omega}{d\ell} = k_\omega (S_\omega - I_\omega) \quad (12)$$

式中: ℓ 为辐射传输路径; I_ω 是沿该路径的光谱辐射亮度; k_ω 为光谱吸收系数; S_ω 是非平衡辐射的源函数。在局部热力学平衡条件下源函数还原成黑体辐射亮度:

$$B_\omega = \frac{2hc^2\omega^3}{e^{hc\omega/kT} - 1} \quad (13)$$

式中: h 为普朗克常数; k 为玻耳兹曼常数; c 为光速; ω 表示波数; T 为温度。

对控制方程 (13) 沿气体辐射路径进行积分, 可得

通过长度为 L 路径后的气体光谱辐射亮度的具体形式:

$$I_\omega = - \int_0^L B_\omega \frac{\partial \tau}{\partial \ell} d\ell \quad (14)$$

其中

$$\tau(\ell, \omega) = \exp\left(- \sum_i X(\ell, \omega, i)\right) \quad (15)$$

考虑与不考虑碰撞和多普勒加宽机制对气体组分光谱特性的影响, 分别表示为:

$$X(\ell, \omega, i) = f(X^*, \bar{a}_c, \bar{a}_d) \quad (16)$$

$$X(\ell, \omega, i) = f(X^*) = \int_\ell^L k_{\omega,i}(\ell) d\ell \quad (17)$$

式中: τ 为光谱透射率; $k_{\omega,i}$ 表示辐射组分 i 的光谱吸收系数; \bar{a}_c 和 \bar{a}_d 为与碰撞和多普勒加宽参数^[12]。

在再入目标碳-碳材料烧蚀流场红外辐射计算中, 主要考虑的高温气体辐射机制有: NO 基态 ($5.3\ \mu\text{m}$) 和第一谐波带系 ($2.7\ \mu\text{m}$); CO 的基态 ($4.67\ \mu\text{m}$) 和第一谐波带系 ($2.34\ \mu\text{m}$); CO_2 的红外带系 (15 、 4.3 、 $2.7\ \mu\text{m}$ 等); CN 的红外带系 ($4.76\ \mu\text{m}$); N_2 的第一正带系; N_2 的自由-自由连续辐射; O 和 N 的自由-自由连续辐射。基于线-线辐射模型计算 NO 的光谱吸收系数^[13], 其他分子组分的吸收系数通过对燃气光谱辐射数据表中的数据插值获得。基于光学薄假设, 计算任意观测方向目标流场的红外辐射特性^[12]。

3 计算结果与分析

研究对象为再入弹头钝锥体外形: 头部半径 $Rn=0.127\ \text{m}$, 半锥角 9° , 底部半径 $Rd=0.32\ \text{m}$, 再入高度 $H=40\sim 70\ \text{km}$, 再入速度 $V=4\sim 8\ \text{km/s}$, 再入体表面防热材料为碳-碳。再入飞行攻角和偏航角为 0° , 这时再入体流动是轴对称流动, 模拟再入体绕流和尾流的横截面为圆环和圆平面, 流场径向计算网格把截面流场分成很多圆环面元, 而每个圆环面元内的流场参数近似均匀。考虑再入体对流体微元辐射的遮挡效应, 对圆环面元流体辐射强度沿径向积分获得该截面单位轴向长度辐射强度, 再沿轴向长度积分可获得再入体流场的总辐射强度。下面计算分析再入体流场在 $0.8\sim 8\ \mu\text{m}$ 光谱波段的辐射特性, 流场辐射方向在再入体对称面内且垂直于对称轴。

3.1 再入烧蚀流场模拟方法与红外辐射模型验证

首先,对再入烧蚀流场模拟方法分析验证。为了验证再入烧蚀流场模拟方法及物理化学模型的可行性,给出两组算例。第一组验证算例是上述钝锥体再入条件^[5]:再入速度均为 8 km/s。图 1 给出不同再入高度条件下烧蚀壁面温度及主要烧蚀组分 CO 的分布情况。由此可见,数值模拟结果与文献 [5] 具有较好的一致性。计算所用高温流场热化学模型与文献使用的模型并不完全一样,数值模拟方法也有所区别,表明模型和方法用于模拟高温烧蚀流场的可行性。第二组验证算例为风洞试验状态^[14]:试验模型的钝度比是 0.05,底部直径 $D=0.0508$ m,半锥角为 10° ,来流马赫数为 12.6,头部驻点总温 $T_0=1400$ K。图 2

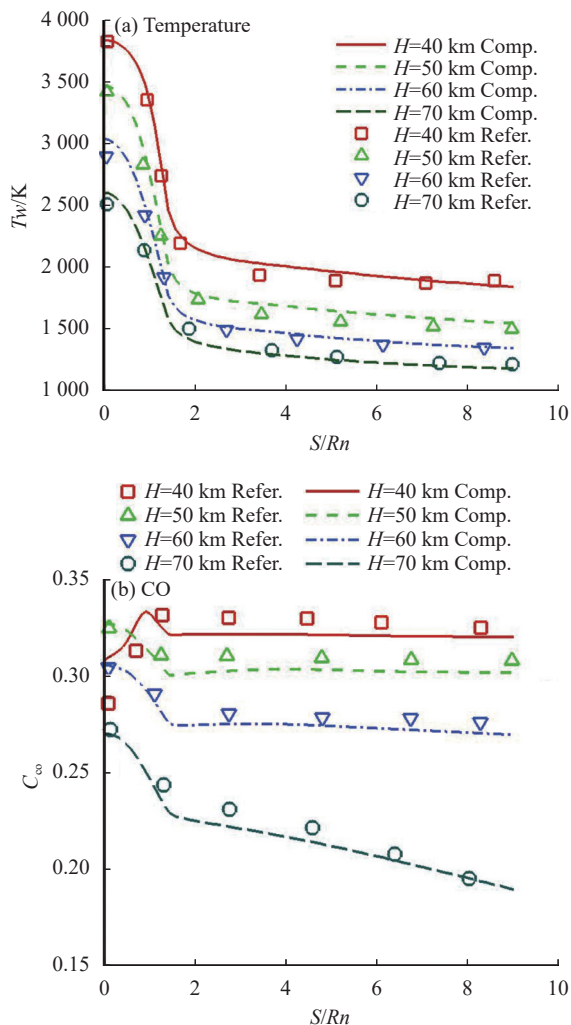


图 1 壁面温度和烧蚀产物 CO 沿表面分布与文献比较 ($V=8$ km/s)
Fig.1 Comparison of temperature and mass fraction of CO on the wall with reference data ($V=8$ km/s)

给出模型底部轴线温度和密度分布与测量值比较,可见计算和测量结果符合较好,表明该方法具备正确模拟底部尾流复杂流动结构的能力。

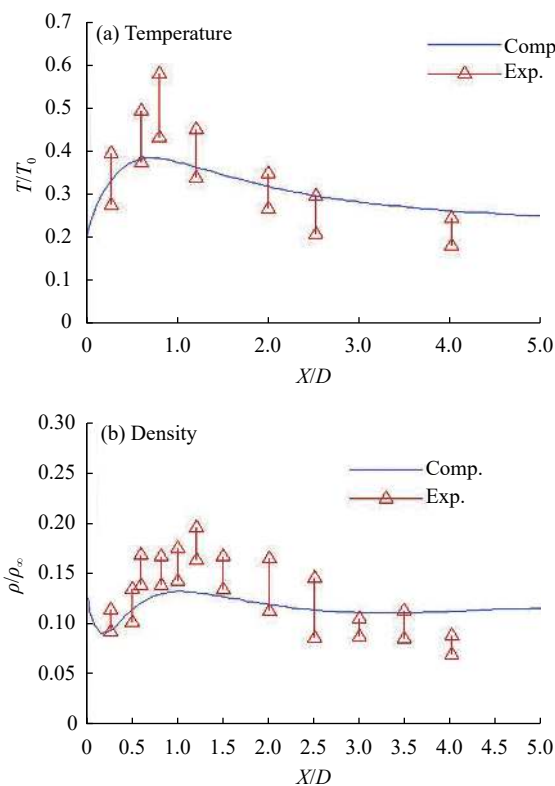


图 2 近尾轴线流场参数计算和测量值比较
Fig.2 Comparison of prediction to experiment for flow parameters along near wake axis

其次,对高温气体红外辐射模型分析验证。由于在高温空气及碳-碳烧蚀流场中,高温空气中 NO 组分、材料表面氧化反应产生的 CO 和 CO_2 等组分是主要的红外辐射源(参见下文分析),图 3 比较了这些化学组分光谱计算与文献预测及测量结果^[15-16],其中图 3(a)给出标准状态下即对应参考温度 273 K 和分压 1 atm 下 NO 气体组分的光谱吸收系数,图 3(b)给出温度 2850 K 和压力 2 atm 条件下厚度 2.34 cm 混合气体层的光谱发射率即气体与黑体辐射亮度之比,混合气体中 CO、 CO_2 和 H_2O 的摩尔分数分别是 0.18、0.24 和 0.35。总体上看,计算与文献预测及测量结果比较一致,表明该辐射模型对于计算分析烧蚀流场气体红外特性的可行性。

3.2 表面材料烧蚀效应对再入目标流场红外辐射特性影响

由图 1 可知,再入体以高超声速再入大气过程

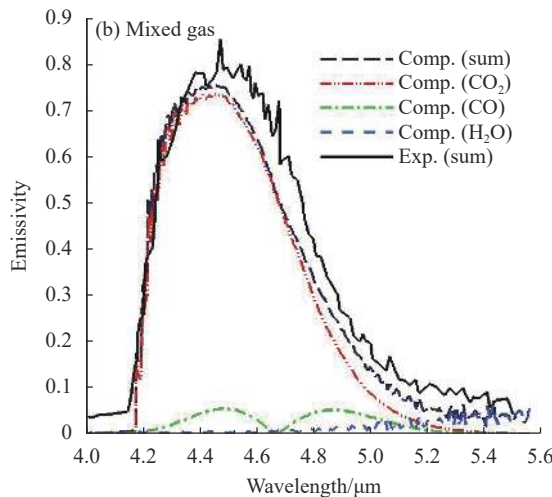
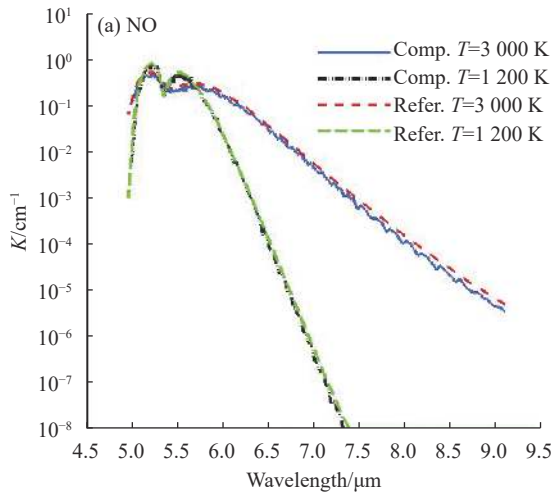
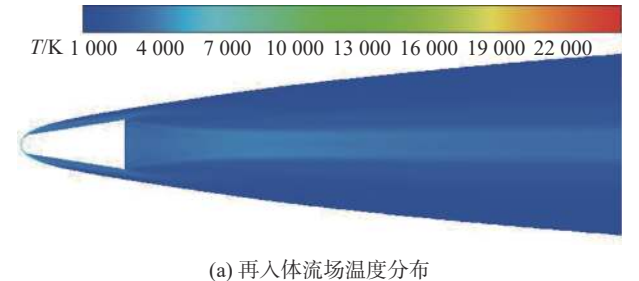


图 3 高温空气和烧蚀组分光谱辐射计算与测量对比

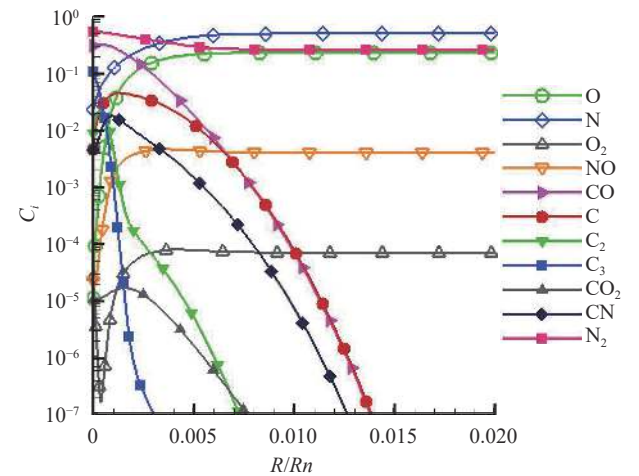
Fig.3 Comparison of prediction to experiment for spectra of high temperature air and ablation species

中,在 40 km 其壁面温度高达 3800 K,此时再入体表面耐热材料发生热化学烧蚀,烧蚀产物从壁面入射至壁面边界层,改变周围流场组分和温度分布,从而影响周围气体流场的红外辐射特性。图 4 给出了高度 40 km 条件下再入体绕流及底部尾流流场的温度分布、头部驻点线组分质量分数分布以及 0.8~8 μm 波段红外辐射强度沿轴向的分布情况。由图 4(a)可知,头身部绕流高温区主要集中在头部激波层,再入体头部流场温度很高,随着流动向下游发展温度降低,而底部尾流高温区主要集中在靠近对称轴的粘性内层内,温度在 4000~3000 K 之间。由图 4(b)可以看出,再入体表面主要烧蚀产物是 CO。尽管 NO 在壁面附近含量较低,但离开壁面后其含量逐渐升高并趋于较

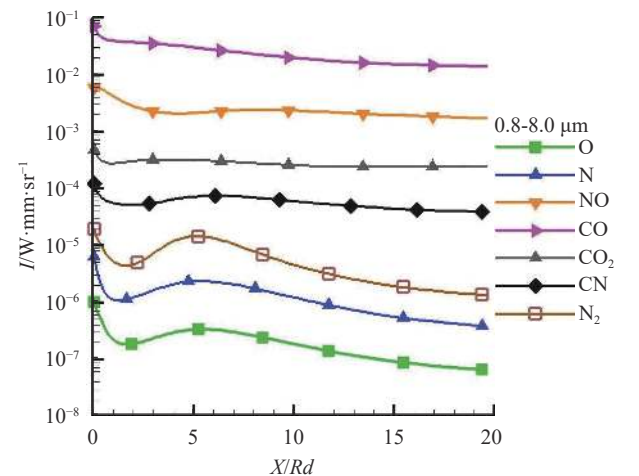
高平稳值。从高温烧蚀流场气体光谱辐射机制可知,烧蚀流场中烧蚀产物 CO 和 CO₂ 以及高温空气组分 NO 均是比较重要的红外辐射组分,它们可对再入体



(a) 再入体流场温度分布
(a) Temperature distribution of flow over reentry body



(b) 头部驻点线组分质量分数
(b) Species mass fraction along stagnation line



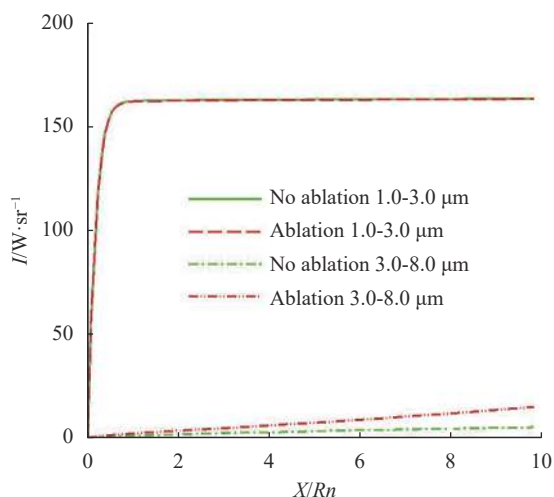
(c) 尾流组分红外辐射分布
(c) Infrared radiation of species in wake flow

图 4 再入体流场温度和组分质量分数及红外辐射分布 ($H=40$ km, $V=8$ km/s)

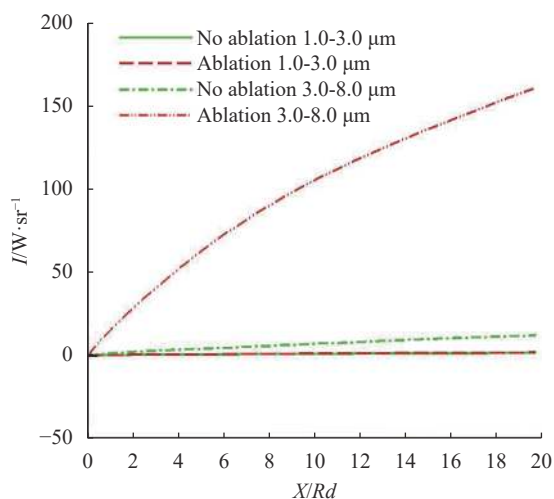
Fig.4 Distribution of flow temperature and species mass fraction and infrared radiation ($H=40$ km, $V=8$ km/s)

周围流场辐射特性造成影响。从图 4(c) 尾流组分辐射分布可以发现此影响特征, 对 0.8~8 μm 波段流场红外辐射贡献较大的组分依次是 CO、NO、CO₂ 和 CN 等。为了分析热化学烧蚀对再入体周围流场红外辐射特性的影响, 图 5 给出了有、无烧蚀情况下再入体头身部绕流和底部尾流的积分辐射 (分别从再入体头部顶点和底部开始对单位长度的辐射强度进行积分) 沿轴线的分布情况。可以看出, 在头身部流场中, 再入体头部流场相比锥身部流场辐射更强, 烧蚀对 1~3 μm 波段流场辐射影响较小, 因为在此波段高温空气中 N₂(第一正带系) 及 NO(第一谐波带) 的辐射机制

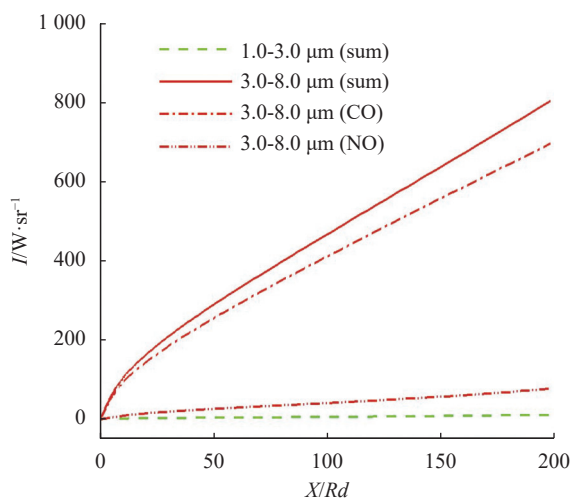
强于烧蚀产物的辐射机制, 它们对头身部流场辐射起主导作用。在 3~8 μm 波段, 头身部流场辐射虽弱于 1~3 μm 波段, 但 CO(4.67 μm 带系) 等烧蚀产物的辐射机制起主导作用, 导致有烧蚀情况下头身部流场辐射增强。在底部尾流辐射中则正好相反, 烧蚀对 3~8 μm 波段流场辐射影响更大, 这是由于在底部尾流中, 在 1~3 μm 波段, NO 光谱 (2.7 μm 带系) 辐射机制起主导作用, 在 3~8 μm 波段, 主要烧蚀产物 CO 的光谱机制起主导作用。比较图 5(a) 和 (b) 不难发现, 在 3~8 μm 波段的底部尾流积分辐射沿轴线的增长速度明显强于身部辐射的增长速度, 这是由于除了 CO 等烧蚀产物辐射机制起主要作用外, 它们在底部尾流中质量分数的大小和有效辐射范围明显大于头身部激波层流场, 两种因素共同作用导致出现此变化特征。从图 5(b) 还不难发现, 在烧蚀情况下, 随着尾流长度增加, 尾流在 3~8 μm 波段的积分辐射明显强于 1~3 μm 波段。为此, 把尾流的计算长度增加, 分析尾流辐射的增长情况。图 6(a) 给出了再入体尾流长度增加至 200 Rd 情况下积分辐射的变化。底部尾流从 20 Rd 增加至 200 Rd, 3~8 μm 波段尾流的积分辐射强度从 160 W/sr 增加到 805 W/sr, 增加了约 4 倍, 这是由于随着尾流长度增加, 一方面对辐射起主要作用的粘性内尾流温度变化不大, 且尾流中主要红外组分 CO 和 NO 质量分数缓慢减小, 参见图 6(b); 另一方面, 粘性内尾流宽度随尾流增长也在缓慢增加, 有效红外辐射源的范围也在随之增大。



(a) 头身部绕流辐射
(a) Body flow radiation



(b) 底部尾流辐射
(b) Wake flow radiation



(a) 尾流积分辐射
(a) Radiation of wake flow

图 5 烧蚀效应对再入体头身部绕流与底部尾流积分辐射强度的影响
Fig.5 Effects of ablation products on radiation intensity of flow over reentry body with base wake

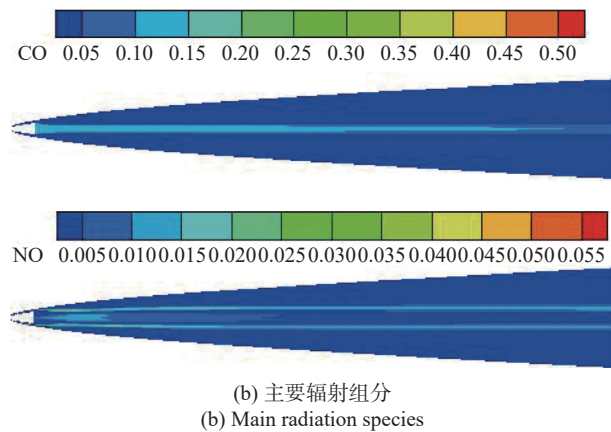


图 6 再入体底部尾流积分辐射强度和主要组分质量分数沿尾流长度变化

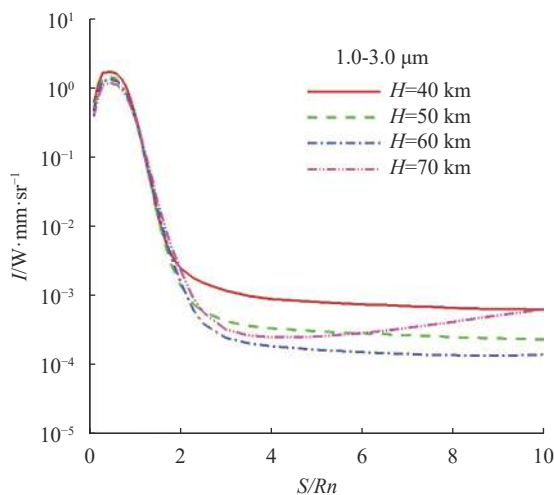
Fig.6 Distribution of radiation intensity and species mass fraction along wake length

3.3 再入体烧蚀流场红外辐射沿高度的变化特征

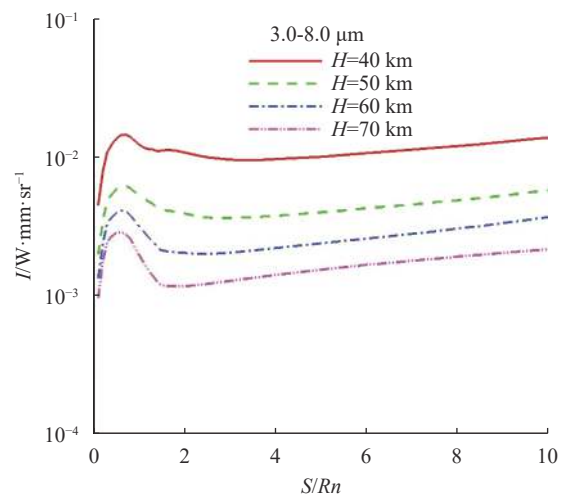
计算分析的再入速度 $V=8\text{ km/s}$, 高度 $V=40\sim 70\text{ km/s}$ 。再入烧蚀流场红外辐射沿不同再入高度的变化如图 7 所示。从图 7(a) 和图 7(b) 可见, 对于头身部绕流, 在 $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段, 再入体头部流场区域的单位长度辐射强度总体上随着再入高度降低而有所增强, 对应每个高度的头部流场辐射出现峰值后沿身部迅速降低两个量级以上, 因此再入体绕流积分辐射主要取决于头部流场, 而头部流场辐射符合随着再入高度降低而升高变化规律; 在 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段, 再入体头身部流场的单位长度辐射随高度降低而升高, 头部和身部

区域辐射处于同一量级, 而且每个特定高度的单位长度辐射强度沿轴线在头部出现峰值后降低再缓慢抬升。头身部绕流在 $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段与 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段的辐射强度沿高度和轴线变化规律之所以存在差异, 主要由不同区域流场温度和组分及其光谱辐射机制决定。再入体头部区域流场温度明显高于身部及尾流区域流场温度 (参见图 1), 在头部流动区域, $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段的流场辐射主要由 NO 和 N_2 辐射机制产生, N_2 分子离解能相对较高, 流场中 N_2 的质量分数较高, NO 质量分数在激波层流场内也不低, 而 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段的流场辐射主要由 CO 和 NO 的辐射机制产生, 它们在该波段的光谱机制主要包含 NO 基态 ($5.3\ \mu\text{m}$) 和 CO 基态 ($4.67\ \mu\text{m}$), 这两个谱带的峰值光谱正好处于 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段。另外, CO 和 NO 在头身部流场中质量分数都较大, 而且在身部沿轴线单位长度的流场辐射区域增大。上述原因导致头身部流场在 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段的辐射特征明显不同于 $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段。

从图 7(c) 和图 7(d) 可分析再入体底部尾流不同红外波段辐射沿高度的变化规律。在 $3\sim 8\ \mu\text{m}$ 波段, 再入体尾流辐射强度随高度的变化规律与头身部流场一样, 也是随着高度的降低而减小, 根本原因在于尾流和头身部流场的主要辐射机制一样, CO 对流场辐射起主导作用, 只是对应每个高度的单位长度尾流辐射强度沿轴向缓慢减小, 与头身部流场辐射沿轴向缓慢抬升的变化特征有所不同。在 $1\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段, 再



(a) 头身部绕流辐射 $1\sim 3\ \mu\text{m}$
(a) Body flow radiation in $1\sim 3\ \mu\text{m}$



(b) 头身部绕流辐射 $3\sim 8\ \mu\text{m}$
(b) Body flow radiation in $3\sim 8\ \mu\text{m}$

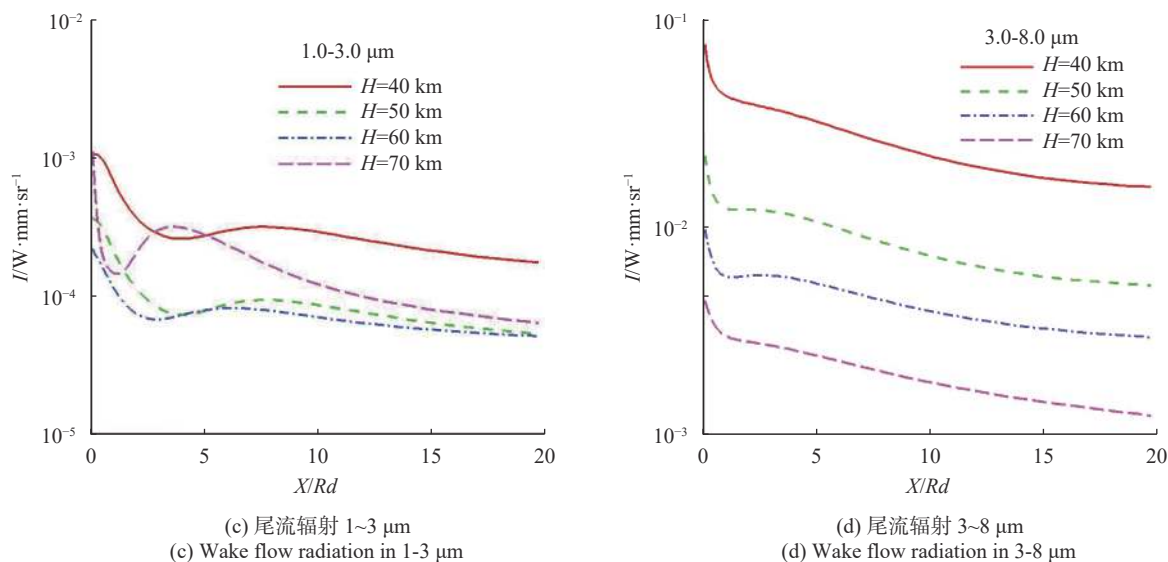


图 7 再入体烧蚀流场红外辐射强度随飞行高度变化

Fig.7 Infrared radiation intensity of reentry ablation flow with flight heights

人体尾流辐射强度沿高度并不是单调变化,头身部绕流在再入体底部形成回流区,回流区流动与外流作用在尾流内形成粘性剪切层,对靠近再入体底部尾流温度和组分影响较大,特别对 70 km 以上高空条件流场特性影响更大。正是由于底部流场结构的复杂性,导致了尾流在 1~3 μm 波段红外辐射沿轴线和高度变化的非单调性。

3.4 再入体烧蚀流场红外辐射随速度的变化特征

计算分析高度 $H=40$ km,再入速度 $V=4\sim 8$ km/s。图 8 给出不同红外波段头身部绕流和尾流流场的单位长度辐射强度随轴线的分布。从图 8(a)和图 8(b)可以看出,对于头身部流场,对应每个速度,在 1~3 μm 波段的单位长度的辐射强度沿轴线过头部顶点区域后迅速降低,此时辐射主要来自空气组分 NO 和 N_2 的光谱辐射;在 3~8 μm 波段的单位长度辐射强度则是在头部出现峰值后回落再沿身部逐渐升高,此时主要辐射源来自 NO 和 CO,而且沿再入体身部氧化烧蚀产物 CO 对空气流场的影响范围扩大。从图 8(c)和图 8(d)可以看出,对于再入体底部尾流流场,对应每个速度,在 3~8 μm 波段的单位长度辐射强度沿轴向单调减小,此时流场辐射主要来自 CO 和 NO 和 CO_2 ;在 1~3 μm 波段的单位长度的辐射强度沿轴线先减小再增加,出现峰值后沿轴线逐渐回落,此时与头身部流场辐射机制类似,该波段辐射主要来自空气组

分 NO 和 CO_2 。从图 8 还可以看出,除了尾流 1~3 μm 波段外,对于头身部绕流的两个红外波段和尾流的 3~8 μm 波段,流场辐射随飞行速度变化均服从同一变化规律,即单位长度辐射强度随着飞行速度的增加而增大,这可以从再入体周围流场特性及气体组分光谱特性得到解释。随着再入速度增高,更多的流场气体动能转变成气体内能使得流场温度增高,发生化学反应生产更多的红外辐射组分 NO,气动加热使再入体表面耐热材料氧化和升华效应增强,产生更多的对辐射起主要作用的烧蚀产物 CO 和 CO_2 ,周围空气中 N_2 和 NO 的红外辐射也随温升而增强,正是由于主要烧蚀产物和空气组分 CO、NO、 CO_2 及 N_2 的红外辐射机制的共同作用,导致了辐射强度随飞行速度和沿轴向的变化特征。但对于 1~3 μm 波段,单位尾流长度辐射强度随飞行速度增加并不是完全单调变化的,与上述情况有所不同,如图 8(c) 所示。其主要原因在于在较低速度(如 4 km/s 速度)时和较高速度(如 8 km/s 速度)时的流场气体辐射机制发生了明显不同,在较高速度时流场辐射主要来自高温空气组分 NO,而较低速度时流场辐射主要来自组分 CO_2 ,在较低速度时 CO_2 对 1~3 μm 波段尾流流场辐射的贡献超过了较高速度时 NO 的贡献,导致该波段尾流流场在较低速度时的辐射强度高于较高速度时的辐射强度。

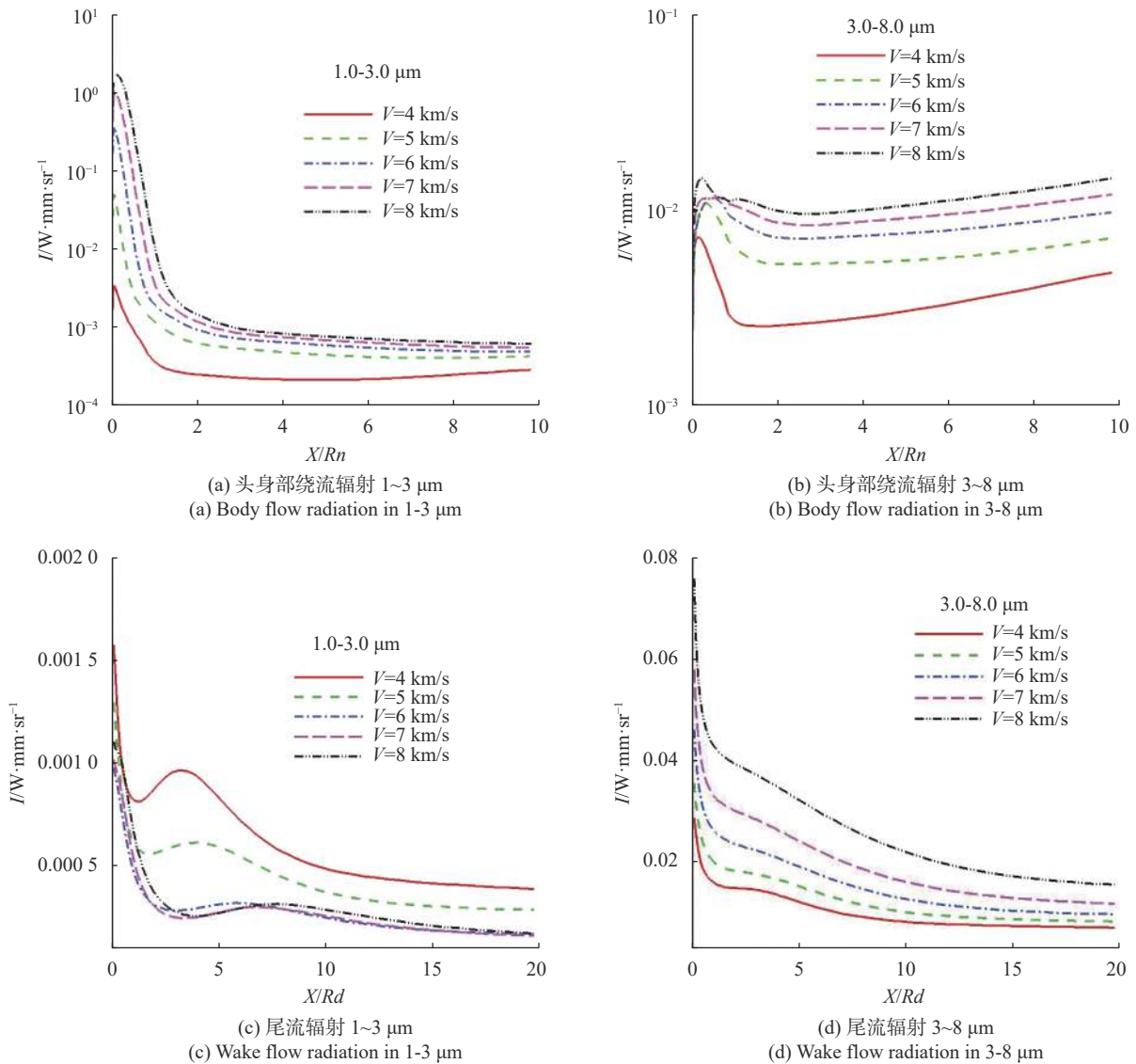


图 8 再入体烧蚀流场红外辐射强度随飞行速度变化

Fig.8 Infrared radiation intensity of reentry ablation flow with flight velocities

4 结 论

基于自主研发的高超声速碳基材料烧蚀流场辐射特性计算软件, 计算分析了不同再入条件下钝头锥弹头外形再入体烧蚀流场的红外辐射特性, 得到以下基本结论:

(1) 典型条件下再入体空气/碳-碳烧蚀流场温度、CO 质量分数等流场参数及主要化学组分红外光谱参数的计算结果与实验测量及文献预测结果一致, 表明模型方法用于模拟再入烧蚀流场及其红外辐射特性的可行性。

(2) 碳基防热材料热化学烧蚀效应严重影响再入

流场红外辐射特性: 烧蚀对 3~8 μm 波段流场辐射的影响明显强于 1~3 μm 波段, 使此波段尾流积分辐射强度增加一个量级以上, 使头身部流场辐射强度增加数倍, 尾流红外辐射随尾流长度增加而增大, 烧蚀流场红外辐射主要来自 CO、NO 和 CO₂ 等组分。

(3) 对于 3~8 μm 波段, 飞行速度不变情况下, 再入体烧蚀流场红外辐射强度随再入飞行高度的降低而增加; 飞行高度不变情况下, 再入体烧蚀流场辐射强度随飞行速度的增加而增大; 对于 1~3 μm 波段, 头部区流场辐射强度随飞行速度增加而增大, 尾流红外辐射强度则由于底部流动结构等因素影响而出现非单调变化。

参考文献:

- [1] Niu Qinglin, Yang Xiao, Chen Biao, et al. Infrared radiation characteristics and detectability analysis of point source based on high-speed sliding [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(11): 1104001. (in Chinese)
- [2] Qi Junkai, Dong Shikui. Research on radiation characteristics of typical hypersonic targets [J]. *Tactical Missile Technology*, 2021(5): 17-28. (in Chinese)
- [3] Gao Tiesuo, Dong Weizhong, Zhang Qiaoyun. The computation and analysis for the hypersonic flow over reentry vehicles with ablation [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2006, 24(1): 41-45. (in Chinese)
- [4] Nie Chunsheng, Yang Guang, Nie Liang, et al. Influence of ablation products of aircraft pyrolytic carbonized material on plasma flow field [J]. *Acta Armamentarii*, 2022, 43(3): 513-523. (in Chinese)
- [5] Keenan J A, Candler G V. Simulation of graphite ablation and oxidation under re-entry conditions[C]//6th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, 1994.
- [6] Laux C O, Winter M, Merrifield J, et al. Influence of ablation products on the radiation at the surface of a blunt hypersonic vehicle at 10 km/s[C]//41st AIAA Thermophysics Conference, 2009.
- [7] Olynick D R, Henlinet W D, Chambers L H, et al. Comparison of coupled radiative flow solutions with project fire II flight data [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1995, 9(4): 586-594.
- [8] Laux C O, Gessman R J, Hilbert B, et al. Experimental study and modeling of infrared air plasma radiation[C]//30th AIAA Thermophysics Conference, 1995.
- [9] Trolrier J, Hudson D, Carlson D, et al. Shock layer radiance effects on endoatmospheric interceptor seeker performance[C]//AIAA and SDIO, Annual Interceptor Technology Conference, 1992.
- [10] Wang Yahui, Wang Qiang, Gao Lei, et al. Aero-thermo-radiation of a hypersonic vehicle [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(6): 1399-1403. (in Chinese)
- [11] Mu Lei, Mayu, He zhihong, Dong Shikui. Radiation characteristics simulation of non-equilibrium flow field around the hypersonic blunted cone [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2012, 33(11): 1958-1962. (in Chinese)
- [12] Gao Tiesuo, Dong Weizhong, Jiang Tao, et al. Effects of ablation products of silicon-based materials on radiation of high-temperature gas flow field [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(1): 42-47. (in Chinese)
- [13] Carpenter R O'B, Franzosa M A. strengths and spectral emissivities of NO as functions of temperature and amount of gas [J]. *Journal of Quantum Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1965(5): 465-488.
- [14] Muntz E P, Softley E J. A Study of laminar near wakes [J]. *AIAA Journal*, 1966, 4(6): 961-968.
- [15] Bernstein L S, Robertson D C, Conant J A. Band model parameters for the 4.3 μm CO₂ band from 200 to 3000° K-II. Prediction, comparison to experiment, and application to plume emission-absorption calculations [J]. *Journal of Quantum Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1980(23): 169-185.
- [16] Ludwig C B, Malkmus W, Reardon J E, et al. Handbook of infrared radiation from combustion gases[R]. NASA-SP-3080, 1973.

Simulation of flow field infrared radiation over reentry vehicle with ablation of carbon-based thermal protection material

Gao Tiesuo, Jiang Tao, Ding Mingsong, Liu Qingzong, Fuyang Aoxiao, Xu Yong, Li Peng, Dong Weizhong*

(Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

Abstract:

Objective Hypersonic vehicle travels at a very high speed in atmosphere. Due to the high flight velocity, hypersonic vehicle has to endure very high heating rates on surface, ablative material is widely used in the design of thermal protection system (TPS). During the ablation process, gaseous ablator species are injected into the flow field, these gaseous species can involve inflow air in the chemical reaction, which changes flow field species distribution and temperature distribution, thus changing the target infrared radiation characteristics of hypersonic

vehicle. Infrared radiation characteristics are the foundation of aircraft detection, identification and interception. Therefore, it is necessary to study the effect of thermal protection material ablation on aircraft target infrared radiation characteristics. For this purpose, this paper focuses on strategic warhead blunt body configuration with carbon-based thermal protection material. Numerical simulation of flow field and its infrared radiation is conducted, ablation effects on infrared radiation of flow over reentry body are discussed.

Methods Numerical simulation of flow field is conducted by solving three-dimensional thermal-chemical non-equilibrium Navier-Stokes equations. To simulate the surface ablation effect, surface velocity boundary condition, surface mass balance condition and surface energy balance condition are introduced into the computation process of flow field simulation. Oxidation, catalytic reaction and sublimation reaction of surface ablation material are also taken into account. To simulate the chemical reactions in the flow field, chemical reactions model of high temperature air with gaseous ablator species is used. Based on spectral band radiation model and by solving high temperature gas radiation transport equation, numerical simulation of flow field infrared radiation is conducted, the radiation mechanism of NO, CO, CO₂, CN, N₂, O, N is considered.

Results and discussion Numerical simulation results at typical condition agree well with experiments and numerical simulation results in literature (Fig.1-3), the computation model and method are validated. The main ablation product on surface is CO, infrared radiation in the waveband of 0.8-8 μm of flow field mainly comes from the radiation of high temperature CO, NO, CO₂ and CN (Fig.4). Ablation effect can increase flow field infrared radiation intensity, this phenomenon is more significant in 3-8 μm waveband than 1-3 μm waveband (Fig.5). Radiation from 3-8 μm waveband mainly comes from CO and NO, mass fraction of these species and flow field temperature increases as flight altitude decreases and flight velocity increases. Due to this, the radiation of 3-8 μm waveband increases as the flight altitude decreases and flight velocity increases (Fig.7-8). Radiation from 1-3 μm waveband in flow field around vehicle body increases as flight velocity increases, the radiation from 1-3 μm waveband in wake flow shows nonmonotonic variation due to the change of flow structure (Fig.7-8).

Conclusions In this paper, the ablation effects on infrared radiation of flow over reentry body covered with carbon-based thermal protection material is studied. By solving high temperature gas dynamics equations and radiation transfer equations, numerical simulation of thermal protection material ablation flow field and its infrared radiation is conducted. The distribution and changing rules of infrared radiation in different wavebands from ablation flow are analyzed. The study shows that ablation effect has significant influence on infrared radiation of reentry flow, which makes integral radiation intensity of wake flow increase more than one order of magnitude compared with non-ablation case in 3-8 μm waveband; The infrared radiation of ablation flow mainly comes from CO, NO and CO₂, and the ablation effect has less effect on the radiation in 1-3 μm waveband; The infrared radiation intensity of ablation flow increases with the decrease of reentry height at the same flight velocity, which weakens with the decreasing reentry velocity at the same flight height in 3-8 μm waveband.

Key words: hypersonic reentry; thermal protection material; ablation effects; high temperature gas flow field; infrared radiation