

高超声速飞行器等离子鞘套中的电磁波传播

李江挺, 郭立新, 方全杰, 刘伟

(西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071)

摘要: 高速飞行器再入时表面形成的等离子鞘套对飞行器的通讯联络、飞行控制产生不可忽略的影响, 导致“黑障”现象。采用压力权函数修正的迎风型矢量通量分裂格式(modified advection upstream splitting method by introducing the pressure-based weight functions, AUSMPW+), 求解 Navier-Stokes 方程组, 计算了包覆流场中的电子密度及等离子鞘套对电波的衰减, 并且根据电磁窗口装置原理图, 对非均匀磁化等离子体中的电波传播进行了仿真。结果表明, 增强磁场可明显减小磁窗内的电子密度, 有效降低等离子体鞘套对电磁波的衰减。

关键词: 等离子体鞘套; 压力权函数; 迎风型矢量通量; 电磁窗口

中图分类号: O 45

文献标志码: A

DOI: 10.3969/j.issn.1001-506X.2011.05.01

Electromagnetic wave propagation in plasma sheath of hypersonic vehicles

LI Jiang-ting, GUO Li-xin, FANG Quan-jie, LIU Wei

(School of Sciences, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: A vehicle flying at high velocity in the atmosphere is surrounded by plasma sheath that affects the propagation of electromagnetic waves to and from the vehicle. This plasma sheath causes an important system operation problem known as communications blackout or radio blackout. The Navier-Stokes set of equations is solved, using the an advection upstream splitting method modified by the pressure-based weight functions(AUSMPW+). The electron density distribution is obtained and the amount of attenuation of the signal is calculated. According to the “electromagnetic window” schematic, the propagation of electromagnetic wave in an inhomogeneous magnetized medium is simulated. Simulation results show that the electron density decreases by increasing the magnetic intensity in the electromagnetic window and this method can decrease the attenuation of electromagnetic wave propagation in plasma sheath efficiently.

Keywords: plasma sheath; weight function; advection upstream; electromagnetic window

0 引言

飞行器在空间高速飞行时, 由于头部激波和飞行器与大气强烈摩擦产生的高温电离、烧蚀等物理化学反应, 在飞行器周围形成包覆等离子体流场, 即等离子体鞘套。飞行器发出的电磁信号与包覆等离子体相互作用, 在等离子体鞘套内反射、折射, 并且在传播过程中伴随着能量的衰减, 严重时会出现通信中断, 即“黑障”问题^[1-2]。这种包覆在飞行器表面的非均匀等离子体, 随着飞行器的速度和飞行环境的变化, 其内部的流场参数也会相应改变^[3], 从而改变等离子体的电磁特性, 对电磁波产生不可忽视的影响。因此研究等离子体鞘套与电磁波的相互作用机理是飞行器再入通信中的关键问题。

国内外在等离子体鞘套与电磁波相互作用方面现有的研究, 通常将电子密度分布处理为指数分布、抛物线分布或者某些改进的函数分布, 其计算结果与实验数据存在较大差异, 而模拟实际流场下的电波传播计算则鲜见报道。本文根据等离子体鞘套形成的物理机理, 采用热化学非平衡流 Navier-Stokes 控制方程组^[4]、二温度模型以及 11 组元的 Dunn-Kang 空气化学模型计算不同飞行速度下的流场参数。计算时采用压力权函数修正的迎风型矢量通量分裂格式(modified advection upstream splitting method by introducing the pressure-based weight functions, AUSMPW+), 求解高温效应的空气流动控制方程组, 这种格式构造简单, 无矩阵运算, 捕捉激波能力强且稳定性好^[5-6]。计算结果与 Roe 格式及 RAM-C 实验结果^[7]进行了比较, 计算结果与实验数据

收稿日期: 2010-07-20; 修回日期: 2010-12-11。

基金项目: 国家自然科学基金(60971067); 中央高校基本科研业务费专项资金资助课题

作者简介: 李江挺(1980-), 男, 讲师, 博士研究生, 主要研究方向为复杂系统中的电波传播。E-mail: jltli@xidian.edu.cn

符合较好。此外,理论计算和飞行实验均表明采用磁场削弱黑障是可行的,因此本文模拟了一种正交电磁场控制装置,计算了电磁波在非均匀磁化等离子体中的衰减,结果表明外加磁场使得“磁窗”内电子密度明显减小,大大降低电磁波在鞘套中的衰减。

1 等离子鞘套模型

1.1 AUSMPW+ 的 Navier-Stokes 方程组

模拟高速飞行器表面绕流流场采用的轴对称热化学非平衡流动的无量纲化控制方程组为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \mathbf{H} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{F}_V}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_V}{\partial r} + \mathbf{H}_V \right) + \mathbf{W} \quad (1)$$

式中, \mathbf{Q} 为守恒变量组成的矢量; \mathbf{F} 、 \mathbf{G} 分别为 x 方向、 r 方向的对流通量矢量; \mathbf{F}_V 、 \mathbf{G}_V 分别为 x 方向、 r 方向的粘性项矢量; \mathbf{H} 、 \mathbf{H}_V 为有粘部分和无粘部分的源项矢量; \mathbf{W} 为化学反应和振动能量源项矢量。求解控制方程式(1),将其离散为

$$\mathbf{\Omega}_{ij} = \frac{\partial \mathbf{Q}_{ij}}{\partial t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1/2,j} - \mathbf{F}_{i-1/2,j}}{\Delta x} + \frac{\mathbf{G}_{i,j+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2}}{\Delta r} \quad (2)$$

$$Re (\mathbf{\Omega}_{ij} + \mathbf{H}_{i,j} - \mathbf{W}_{i,j}) = \mathbf{H}_V |_{ij} + \frac{\mathbf{G}_V |_{i+1,j} - \mathbf{G}_V |_{i-1,j}}{2\Delta r} + \frac{\mathbf{F}_V |_{i+1,j} - \mathbf{F}_V |_{i-1,j}}{2\Delta x} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{\Phi}_{i+1/2,j}^+ &= \mathbf{F}_{i+1/2,j} \\ \mathbf{\Phi}_{i,j+1/2}^+ &= \mathbf{G}_{i,j+1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $\mathbf{\Phi}^+$ 为无粘数值通量项; $\mathbf{\Omega}_{i,j}$ 为粘性项与源项之和。

为了提高激波捕捉效率,提高计算精度,这里采用 AUSMPW+^[4],将数值通量项写为

$$\mathbf{\Phi}_{i/2}^+ = M_{L,R}^+ a_{1/2} \mathbf{\Phi}_L^{(C)} + M_{R,L}^- a_{1/2} \mathbf{\Phi}_R^{(C)} + (P_L^+ \mathbf{P}_L + P_R^+ \mathbf{P}_R) \quad (5)$$

式中,马赫数分裂函数 $M_{L,R}^{\pm}$ 和压力项分裂函数 $P_{L,R}^{\pm}$ 分别为

$$M_{L,R}^{\pm} = \begin{cases} \pm \frac{1}{4} (M_{L,R} \pm 1)^2, & |M_{L,R}| \leq 1 \\ \frac{1}{2} (M_{L,R} \pm |M_{L,R}|), & |M_{L,R}| > 1 \end{cases} \quad (6)$$

$$P_{L,R}^{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{4} (M_{L,R} \pm 1) (2 \mp M_{L,R}), & |M_{L,R}| \leq 1 \\ \frac{1}{2} (1 \pm \text{sign}(M_{L,R})), & |M_{L,R}| > 1 \end{cases} \quad (7)$$

式中, $M_{L,R} = u_{L,R} / a_{1/2}$, $u_{L,R}$ 为相邻左右两分界面处的标量速度,界面处声速 $a_{1/2}$ 定义为

$$a_{1/2} = \begin{cases} a_s^2 / \max(|u_L|, a_s), & \frac{1}{2} (u_L + u_R) \geq 0 \\ a_s^2 / \max(|u_R|, a_s), & \frac{1}{2} (u_L + u_R) < 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$a_s = \sqrt{2(\gamma - 1)(\gamma + 1)H_{\text{normal}}} \quad (9)$$

式中, H_{normal} 为激波法线方向的总焓。

1.2 状态方程及化学反应绕流模型

考虑高速飞行器绕流中的化学非平衡和振动非平衡的两温度模型,控制方程中的守恒变量组成的矢量为

$$\mathbf{Q} = (\rho, \rho E_V, \rho E_e, \rho, \rho u, \rho v, \rho E)^T$$

两温度非平衡气体压强为

$$p = \rho T \sum_{i=1}^{N_i-1} \frac{c_i}{M_i} + \rho T_V \frac{c_e}{M_e} \quad (10)$$

两温度非平衡气体内能为

$$E = e + E_V + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \quad (11)$$

其中振动能量为

$$E_V = \sum_M \frac{c_i}{M_i} e_{vi} + \frac{3}{2} \frac{c_e}{M_e} T_V \quad (12)$$

式中, ρ_i 、 c_i 、 u 、 v 分别为绕流组分密度、质量分数以及速度在 x 方向、 r 方向的分量; e 为各组分的平动能、束缚电子激发能及组分生成能之和; e_{vi} 为 i 组分的分子振动能量。

绕流计算的化学模型采用 11 组分 26 个化学反应的 Dunn-Kang 空气化学模型,正、逆反应速率常数取为

$$\begin{aligned} k_{fi} &= A_{fi} T_f^{B_{fi}} \exp(-C_{fi}/T_f) \\ k_{bi} &= A_{bi} T_b^{B_{bi}} \exp(-C_{bi}/T_b) \end{aligned} \quad (13)$$

所以第 i 个化学反应的生成源项为

$$\chi_i = k_{fi} \prod_{j=1}^{N_j} \left(\frac{\rho_j}{M_j} \right)^{\gamma_{ij}} - k_{bi} \prod_{j=1}^{N_j} \left(\frac{\rho_j}{M_j} \right)^{\gamma_{ij}^*} \quad (14)$$

第 j 个组分的化学反应生成源项为

$$W_j = M_j \sum_{i=1}^{N_i} (\gamma_{ij}^* - \gamma_{ij}) \chi_i \quad (15)$$

绕流场的粘性系数 μ 及导热系数 k_{tr} 、 k_v 和 k_e 采用 Wilke 的半经验公式^[5]为

$$\begin{aligned} \mu &= \sum_{i=1}^{N_i} \frac{X_i \mu_i}{\Phi_i}, \quad k_{tr} = \sum_{i=1}^{N_i} \frac{X_i k_{tr,i}}{\Phi_i} \\ k_v &= \sum_M \frac{X_i k_{v,i}}{\Phi_i}, \quad k_e = \frac{X_e k_{e,e}}{\Phi_e} \end{aligned} \quad (16)$$

而第 i 个组元的扩散系数为

$$D_i = \frac{(1 - c_i) \mu}{(1 - X_i) \rho S_c} \quad (17)$$

式中, S_c 为施密特数。

1.3 化学反应绕流场计算

算例中飞行器模型选取球头半径 $R_n = 0.15$ m、长为 1.3 m、半锥角为 9° 的球锥体模型,当飞行器沿轴线方向飞行时,流场具有旋转对称性,因此简化为二维问题。算例中飞行器所处空间的背景压强为 50 Pa,背景温度 $T_\infty = 270$ K,飞行器速度为 $22Ma$ 。图 1 给出了采用 AUSMPW+ 和 Roe 模拟的垂直于飞行器轴线方向的表面温度分布。

从图 1 可以看出,在飞行器周围形成了高温气体,由于边界层的影响,壁面附近的边界层内温度仍然很高,温度峰值可达 4 800 K 左右。图 2 和图 3 分别为飞行器表面垂直轴线方向氧、一氧化氮以及氮气的质量百分数分布, AUSMPW+ 与 Roe 的计算结果符合较好。

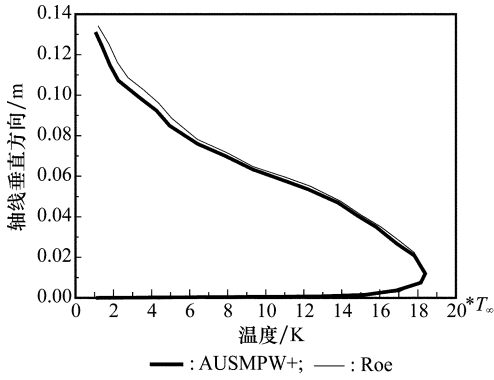


图1 飞行器表面温度分布(x=4Rn)

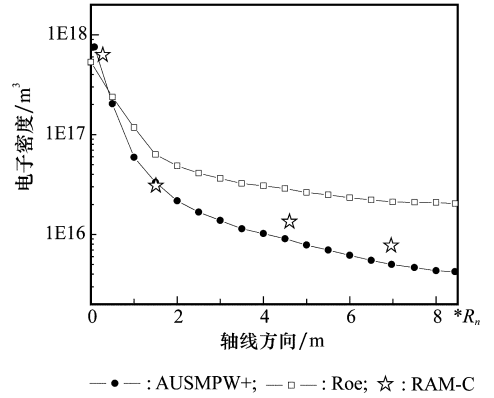


图4 飞行器表面沿轴线方向电子密度分布

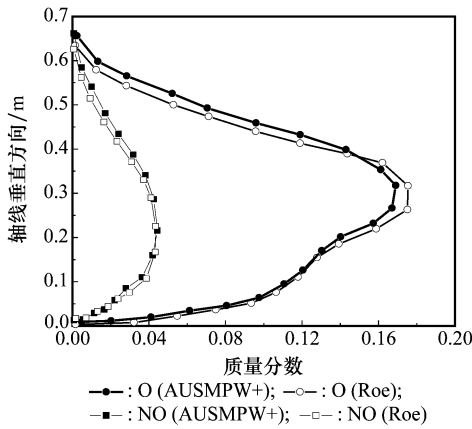


图2 O与NO质量分数分布(x=4Rn)

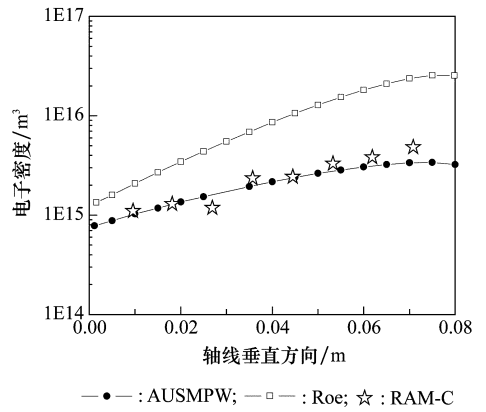


图5 飞行器表面垂直轴线方向电子密度分布(x=8Rn)

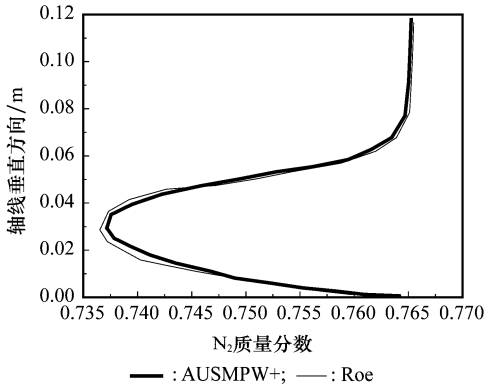


图3 N2质量分数分布(x=4Rn)

图4和图5分别给出了飞行器表面沿轴线方向和垂直轴线方向的电子密度分布。AUSMPW+计算的电子密度分布结果与RAM-C实验数据以及Roe模拟结果进行了比较^[7]。由图4可知在飞行器头部区域电子密度可达 10^{18} m^{-3} 左右,且沿着飞行器轴线方向逐渐减小。图5表明在 $x=8R_n$ 位置处,电子密度沿垂直于飞行器轴线方向逐渐增大,AUSMPW+模拟结果与RAM-C实验数据符合较好,而Roe的计算结果偏大。

2 磁窗模拟研究

“黑障”问题随着航天活动的深入发展受到人们的高度重视,而该问题至今尚未得到很好的解决。相关的理论计算和有限的飞行实验均表明采用外加磁场可以削弱黑障,减小等离子体鞘套对电磁波的衰减。因此,“磁窗”是一种削弱黑障的可行方法^[8]。

图6为一种正交电磁场控制装置。在相距25 cm的正负两极间加有1 000 V电压,同时两极间的线圈可产生垂直于飞行器表面的强磁场,通过外加的正交电磁场来降低局部电子密度。磁窗内,等离子体控制方程组^[9]为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) &= 0 \\ m_i \nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) &= en_i \mathbf{E} - \nu_e m_i n_i \mathbf{u}_i \\ n_e &= n_0 \exp(e\phi/kT_e) \\ \nabla^2 \phi &= -e/\epsilon_0 (n_i - n_e) \end{aligned} \quad (18)$$

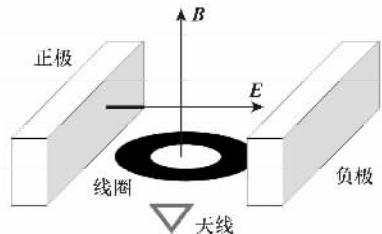


图6 磁窗结构

图 7 给出了不同飞行速度下二维磁窗中心电子密度随外加磁场的变化。计算结果表明虽然飞行速度越高,磁窗中电子密度越大,磁窗的衰减作用越不明显,但是在不同飞行速度下随着外加磁场的增强,电子密度均明显减小,呈现出随磁场增加而单调减小的趋势。

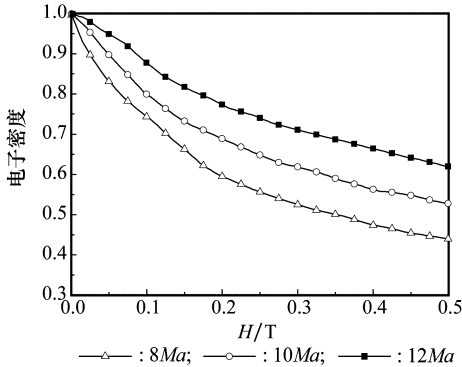


图 7 磁窗内电子密度与磁场的关系

图 8 为飞行速度 8Ma,外加磁场 0.3 T 时,磁窗内的电子密度分布。电子密度在磁窗中的最大衰落可达 0.5 倍左右。

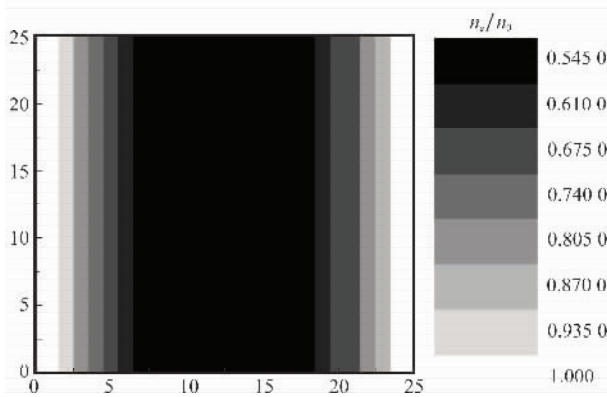


图 8 磁窗内电子密度分布

3 等离子鞘套中电波传播模型

电磁波平行于磁场方向传播时(外加磁场方向为 z 轴方向),左、右旋极化电磁波的色散关系为

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \left[\left(1 - j \frac{\nu_{eff}}{\omega}\right) \mp \frac{\omega_{cl}}{\omega} \right]}} \quad (19)$$

式中, k 为电磁波在等离子体中的波数; ω_{pe} 为等离子体频率; ω_{cl} 为电子回旋频率; ν_{eff} 为电子的有效碰撞频率;“ \mp ”中的“ $+$ ”对应左旋极化波,“ $-$ ”对应右旋极化波。

$$\omega_{pe} = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2} \quad (20)$$

$$\omega_{cl} = eB / m_e \quad (21)$$

考虑电子与离子和中性分子的碰撞, $\nu_{eff}^{[10]}$ 为

$$\nu_{eff} = \nu_{eff,i} + \nu_{eff,m} = \frac{5.5 n_e}{T^{3/2}} \ln \left(220 \frac{T}{n_e^{1/3}} \right) + 8.3 \times 10^5 \pi \alpha^2 \sqrt{T} n_m \quad (22)$$

式中, n_e 、 n_m 分别为电子密度、中性分子密度。

采用 WKB 方法计算电磁波在磁化等离子体中的传播问题^[11-12],平面电磁波垂直入射(电场沿 y 方向),电磁波的波动方程为

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + [k^2(z) - k_0^2 \sin^2 \theta_n] E_y = 0 \quad (23)$$

式中, θ_n 为第 n 层的入射角; k 为入射波波矢。场强为

$$E_y = E_0 \exp \left[\mp j \times \int_0^z \sqrt{k^2(z) - k_0^2 \sin^2 \theta_n} dz \right] \quad (24)$$

电磁波衰减为

$$\alpha = \left| 10 \log \frac{P}{P_0} \right| \quad (25)$$

式中, P_0 为入射电磁波能量; P 为透射电磁波能量。

图 9 给出了飞行速度为 15Ma 时鞘套对电磁波的衰减。模拟时采用的飞行器模型、背景参数及差分格式均如前所述。

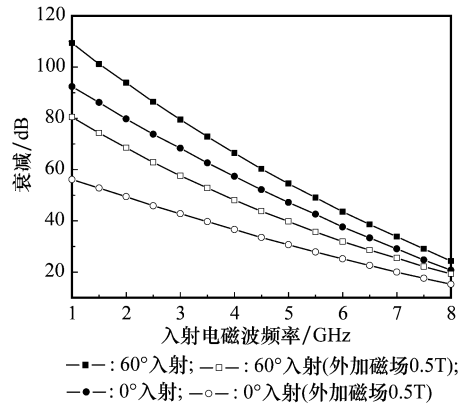


图 9 衰减与射电波频率的关系($x=4R_n$)

由图 9 可知,入射电磁波频率越高等离子鞘套对电磁波的衰减越小,而同频率 60°入射电磁波较垂直入射衰减严重,若外加 0.5 T 的磁场时,等离子鞘套对电磁波的衰减明显减小,可达 20 dB 左右。

图 10 给出了不同外加磁场时,频率为 4 GHz 的入射电磁波在鞘套内的衰减随飞行速度变化的关系。由图可知,随着飞行速度的增大,衰减越严重;对于同一飞行速度,当外加磁场增大时,衰减是明显减小的。

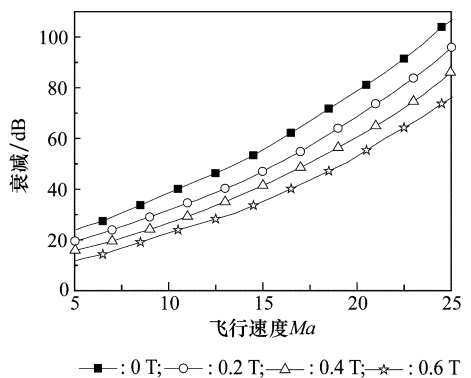


图 10 衰减与飞行器速度的关系

4 结束语

通过建立飞行器模型模拟包覆流场,计算电子密度剖面,计算结果更加符合实验数据。本文在此基础上模拟了一种正交电磁场控制装置,研究了电磁波在其中传播的衰减问题,得到如下结论:① 等离子体鞘套的电磁特性随着飞行器的速度和飞行环境的变化而变化,飞行速度越高,鞘套内电子密度越大。② 在较高频率入射波的情况下,等离子体鞘套变成一种损耗低的电介质,即入射波频率越高衰减越小,且大角度出射电波的衰减更为严重。③ 外加正交电磁场可以控制特定区域的等离子体密度,增强外加磁场可降低电子密度,表明“磁窗”是一种削弱黑障的可行方法。

参考文献:

- [1] Mather D E, Pasqual J M, Silence J P. Radio frequency blackout during hypersonic reentry [C] // *Proc. of the 13th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*, 2005: 1 - 12.
- [2] Usui H, Mat S H, Yamashita F, et al. Computer experiments on radio blackout of a reentry vehicle [C] // *Proc. of the 6th Spacecraft Charging Conference*, 1998: 107 - 110.
- [3] Takizawa Y, Matsuda A, Sato S, et al. Experiment on shock layer enhancement by electromagnetic effect in reentry related high enthalpy flow [C] // *Proc. of 36th AIAA Plasma Dynamics and Laser Conference*, 2005: 1 - 11.
- [4] 刘军. 热化学非平衡流及其辐射现象的实验和数值计算研究[D]. 长沙:国防科学技术大学, 2004. (Liu J. Experimental and numerical research on thermo chemical nonequilibrium flow with radiation phenomenon[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2004.)
- [5] Kim K H, Kim C, Rho O H. Methods for the accurate computations of hypersonic flows: I. AUSMPW+ scheme [J]. *Journal of Computational Physics*, 2001, 174(1): 38 - 80.
- [6] Kim K H, Kim C. Accurate efficient and monotonic numerical methods for multi-dimensional compressible flows—part II: multi-dimensional limiting process [J]. *Journal of Computational Physics*, 2005, 208(2): 570 - 615.
- [7] Boyd I D. Modeling of associative ionization reactions in hypersonic rarefied flows [J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19(9): 96 - 102.
- [8] Fujino T, Ishikawa M. Numerical simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in earth reentry flight [J]. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 2006, 34(2): 409 - 420.
- [9] Kim M, Keidar M, Iain D, et al. Electrostatic manipulation of a hypersonic plasma layer: images of the two-dimensional sheath [J]. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 2008, 36(4): 1198 - 1199.
- [10] 袁忠才, 时家明. 非磁化等离子体中的电子碰撞频率 [J]. 核聚变与等离子体物理, 2004, 24(2): 157 - 160. (Yuan Z C, Shi J M. Electron collision frequency of the nonmagnetized plasma [J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2004, 24(2): 157 - 160.)
- [11] 刘少斌, 袁乃昌, 莫锦军, 等. 斜入射到非磁化等离子体的电磁波的吸收 [J]. 系统工程与电子技术, 2003, 25(11): 1347 - 1350. (Liu S B, Yuan N C, Mo J J, et al. Research on the stealth of target by a nonuniform unmagnetized plasma [J]. *Systems Engineering and Electronics*, 2003, 25(11): 1347 - 1350.)
- [12] Petrin A B. Transmission of microwaves through magnetoactive plasma [J]. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 2001, 28(2): 471 - 478.