

文章编号:1000-8055(2009)03-0552-06

高超声速半球绕流流场电磁散射特性分析

陈伟芳¹, 常 雨²

(1. 浙江大学 航空航天学院, 杭州 310027;

2. 国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 分析再入流场对飞行器再入通信及空间散射特性的影响,研究电磁波与再入等离子体作用机理.采用分段线性电流密度递归卷积时域有限差分方法计算导电金属半球高超声速绕流流场电磁散射特性,分析半球等离子体包覆绕流流场雷达散射截面(RCS)随入射电磁波频率、双站角、飞行马赫数和高度变化特性.计算表明,前向是全方位散射中 RCS 取得最大值的方向.马赫数 $Ma \leq 10$ 时,马赫数及高度变化对半球高超声速绕流流场 L, S 波段后向 RCS 和双站 RCS 影响很小;在 L, S 波段,绕流流场及半球本体的后向和前向 RCS 差距较小.马赫数 $Ma = 14, 16$ 时,过密等离子体鞘套的形成增大了本体投影面积,在 L, S 波段,绕流流场前向 RCS 比本体前向 RCS 大;绕流流场存在对半球本体双站散射特性影响很大.

关 键 词: 时域有限差分; 雷达散射截面; 电磁波; 等离子体; 高超声速绕流

中图分类号: O354.5

文献标识码: A

Analysis of the scattering characteristic for the hypersonic flow field of semi-sphere

CHEN Wei-fang¹, CHANG Yu²

(1. School of Aeronautics and Astronautics,
Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;

2. College of Aerospace and Material Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: To understand the interaction mechanism between electromagnetic waves and reentry plasmas and the effect on the reentry communication and scattering characteristic of reentry vehicles, a piecewise linear current density recursive convolution finite-difference time-domain (PLJ ERC-FDTD) algorithm was applied to study the scattering characteristic for the hypersonic flow fields of conductive metal semi-sphere. The effects of incidence wave frequency, scattering angle, Mach number and altitude on the radar cross section (RCS) were analyzed. The results demonstrate that the forward RCS is the maximal RCS of all scattering orientations. The backward RCS and the bistatic RCS of flow fields vary little with Mach number and altitude for L and S wave band when the Mach number is not more than 10 in this article, and the margin of the backward RCS and the bistatic RCS between flow fields and semi-sphere is small. The forward RCS of flow fields is more than that of semi-sphere for L and S wave band because of the over-dense plasma shell when the Mach number is 14 or 16 in this article, and the difference of the bistatic scattering characteristic between flow fields and semi-sphere is obvious.

收稿日期:2008-03-10; 修订日期:2008-09-16

作者简介:陈伟芳(1970-),男,教授,主要从事计算流体力学、高超声速空气动力学、稀薄气体力学方面研究.

E-mail:chenwfnudt@163.com

Key words: finite-difference time-domain; radar cross section; electromagnetic wave; plasma; hypersonic flow

钝头高超声速飞行器在大气层内做高超声速飞行时,飞行器与大气强烈作用,在头部形成弓形脱体激波,波后气体温度、压强急剧升高,使大气离解、电离,在飞行器周围形成等离子体(或电离气体)包覆流场,这是一团非均匀、碰撞、冷等离子体^[1]. 等离子体电参数是流场参数的函数,其分布特性与高超声速流场参数分布特性紧密相关,同时与飞行器外形、飞行马赫数及飞行高度有关. 等离子体包覆流场的存在,使电磁波产生反射、折射及散射,同时吸收电磁波能量,使地面站与飞行器间通信受扰,甚至造成通信中断^[2-3]. 另一方面等离子体包覆流场改变了飞行器本体原有的空间散射特性,对对方雷达起到一定的电子干扰作用,对飞行器起到隐身作用^[4];通过外加电磁场控制改变等离子体包覆流场结构,可以提高飞行器的气动性能^[5-6]. 因而,研究电磁波与再入等离子体流场作用机理,为解决再入通信中断、推动等离子体隐身、反隐身技术在军事领域的应用,具有重要的理论意义及应用价值. 本文通过数值方法,计算、分析导电金属半球高超声速绕流流场空间散射特性,初步研究电磁波与再入等离子体作用机理.

1 PLJERC-FDTD 算法

在非磁化、碰撞、冷等离子体中,Maxwell 方程组及相关联立方程为

$$\nabla \times H = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + J \quad (1)$$

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} = -\frac{e}{m} E - u_e \nu_e \quad (3)$$

$$J = -en_e u_e \quad (4)$$

式中 E 为电场强度; H 为磁场强度; J 为极化电流密度; ε_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率; n_e 为电子数密度; u_e 为电子平均速度; ν 为等离子体碰撞频率; e 和 m 分别为电子的电量和质量.

由式(3)和式(4),可以得到 E 和 J 的频域时谐关系为

$$J(\omega) = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2}{j\omega + \nu} E(\omega) = \alpha(\omega) E(\omega) \quad (5)$$

式中

$$\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / m \varepsilon_0} \quad (6)$$

$$\alpha(\omega) = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2}{j\omega + \nu} \quad (7)$$

式中 ω_p 为等离子体角频率; σ 为等离子体电导率; ω 为入射电磁波角频率.

将式(5)和式(7)进行逆傅立叶变换,可得

$$J(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t - \tau) \alpha(\tau) d\tau \quad (8)$$

$$\alpha(\tau) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \exp(-\nu\tau) U(\tau) \quad (9)$$

式中 $U(\tau)$ 为单位阶跃函数.

采用 Yee 氏符号,令 $t = n\Delta t$,极化电流密度 J 和电场强度 E 的各个分量可写为

$$J_i(n\Delta t) = j_i^n = \int_{-\infty}^{\infty} E_i(n\Delta t - \tau) \alpha(\tau) d\tau \quad (10)$$

式中 $i = x, y, z$.

PLJERC-FDTD 方法假设电场强度在 Δt 时间内为线性变化,卷积中的电场强度写为

$$E_i(n\Delta t - \tau) = E_i^{n-m} + \frac{E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}}{\Delta t} (\tau - m\Delta t) \quad (11)$$

将式(9)和式(11)代入式(10),有

$$J_i^n = \sum_{m=0}^{n-1} [E_i^{n-m} \sigma^m + (E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}) \xi^m] \quad (12)$$

式中

$$\sigma^m = \int_{-\infty}^{(n-1)\Delta t} \alpha(\tau) d\tau = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\nu} [1 - \exp(-\nu\Delta t)] \exp(-m\nu\Delta t) \quad (13)$$

$$\xi^m = \frac{1}{\Delta t} \int_{(n-1)\Delta t}^{\infty} (t - m\Delta t) \alpha(\tau) d\tau =$$

$$\frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\nu \Delta t} [1 - (1 + \nu\Delta t) \exp(-\nu\Delta t)] \exp(-m\nu\Delta t) \quad (14)$$

由式(12)可得

$$J_i^{n+1} + J_i^n = (\sigma - \xi) E_i^{n+1} + \xi E_i^n + \psi \quad (15)$$

式中 ψ 为卷积项

$$\psi = \sum_{m=0}^{n-1} [E_i^{n-m} (\sigma^m + \sigma^{m+1}) + (E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}) (\xi^m + \xi^{m+1})] \quad (16)$$

由 ψ 性质,可得 ψ 的迭代式

$$\psi = (\sigma + \sigma - \xi - \xi) E_i^n + (\xi + \xi) E_i^{n-1} + \exp(-\nu\Delta t) \psi^{n-1} \quad (17)$$

于是,可得电场的迭代式为^[7-8]

$$E_i^{n+1} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{2\epsilon_0}(\sigma - \xi)} \left[\left(1 - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0}\xi \right) E_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0}(\nabla \times H)_i^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0}\psi \right] \quad (18)$$

磁场迭代式与常规 FDTD^[9]相同。

2 PLJERC-FDTD 方法有效性

为检验算法的正确性,本文计算了金属导电球后向 RCS,并与文献[10]结果进行了对比,如图1所示。图中:纵坐标为归一化 RCS (NRCS),其值为 $\sigma(\pi a^2)$;横坐标为电磁波传播常数与导电球半径的乘积 $ka = 2\pi a/\lambda$,其中 a 为导电球半径; λ 为入射电磁波波长。同时,本文给出另一验证算例——半径 1 m 的等离子体球后向 RCS,并与文献[11]结果进行了对比(图2)。等离子体参数取自文献[11],其特征频率为 28.7 GHz,碰撞频率为 20 GHz。

由图1和图2可见,本文计算结果与文献结果吻合较好,本文的 PLJERC-FDTD 算法是有效的。

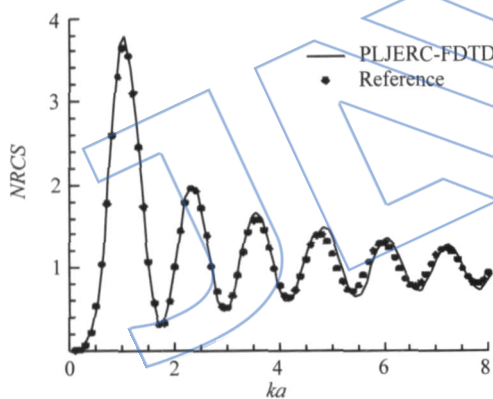


图1 导电球的 NRCS 值

Fig.1 NRCS of conductive sphere

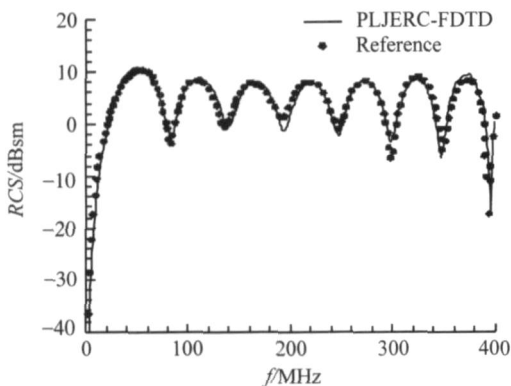


图2 等离子体球后向 RCS

Fig.2 Backward RCS of plasma sphere

3 计算结果分析

半径 0.05 m 的导电金属半球超声速绕流场数据由十一组元模型^[12]计算得到,计算攻角为 0°。基于绕流场参数,由文献[1]和文献[13]得到绕流场等离子体特征频率及电子碰撞频率分布。FDTD 计算中入射波采用微分高斯脉冲,计算频率上限为 4 GHz,入射角为 (90°, 0°),极化角为 90°,所得 RCS 数据均为共极化结果。入射角 (θ, ϕ) 、双站角 (θ, ϕ) 及极化角 ψ 定义采用球坐标系表示^[9],半球外形、坐标系及角度定义如图3所示。

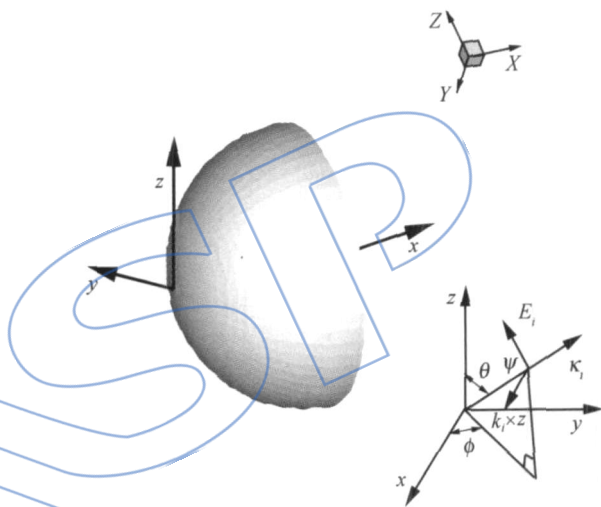


图3 半球外形、坐标系及角度定义

Fig.3 Figure of semi-sphere, coordinate system and definition of angles

图4是高度 40 km,马赫数分别为 6, 8, 10, 14 时半球绕流流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线,图5是半球本体及高度 40 km,马赫数分别为 8, 14, 16 时半球绕流流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线。从流动的角度来讲,同一外形物体的高超声速流动具有相似的波系结构;但马赫数的变化对化学反应强度及流场参数的分布特性具有一定影响,反映到电磁学内容即是对基于流动特性的非均匀等离子体电参数(主要是等离子体特征频率和碰撞频率)分布的影响。由图4、图5可以发现,马赫数较低(6, 8, 10)时,除较低入射波频率外,马赫数的变化对绕流流场后向 RCS 的影响很小,主要原因在于此时绕流场化学反应作用不强,电离度较低,形成的等离子体(或电离气体)强度较弱,等离子体对电磁波吸收作用较弱,绕流流场后向 RCS 与目标本体后向 RCS 较接近,绕流流场对再入通信影响较小,绕

流场存在不能达到隐身的目的. 马赫数增大后, 化学反应作用增强, 电离度增大, 等离子体强度增强, 等离子体吸收入射电磁波, 使绕流场后向 RCS 比半球本体后向 RCS 小; 激波层内及物面附近等离子体强度很大, 对于本文计算的入射波频率区间, 这一区域等离子体处于过密状态, 从介质的角度来看, 这一区域等离子体相当于增大了导电半球本体的体积, 电磁波与半球绕流场非均匀等离子体作用, 表现出绕流场增大了半球本体后向 RCS 的特性, 这一特性与入射波频率、目标外形及尺寸、目标飞行条件等因素密切相关.

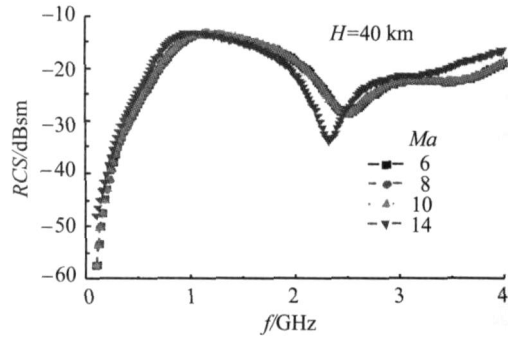


图 4 高度 40 km, 马赫数分别为 6, 8, 10, 14 时绕流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 4 Backward RCS of flow field which altitude is 40 km and Mach numbers is 6, 8, 10, 14 vs. incidence wave frequency

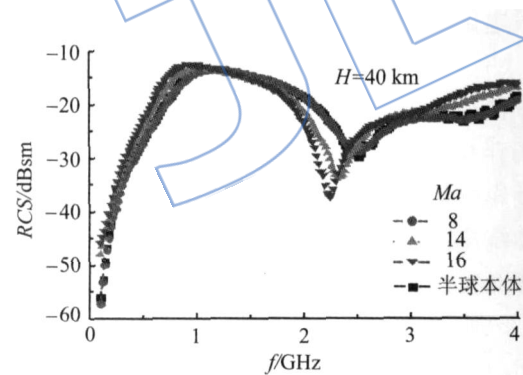


图 5 半球本体及高度 40 km, 马赫数分别为 8, 14, 16 时绕流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 5 Backward RCS of semi-sphere and flow field which altitude is 40 km and Mach number is 8, 14, 16 vs. incidence wave frequency

图 6、图 7 是半球本体及马赫数分别为 10, 16 时, 不同高度 (30, 40, 50 km) 绕流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线. 相比马赫数 16, 马赫数 10 时绕流场化学反应作用较弱, 电离度较低, 因高度不同而造成等离子体参数大小相应变化, 在低频段, 这一变化对绕流场后向散射特性影响较大, 而在较高频率区间 (L 波段、 S 波段),

不同高度时绕流场后向 RCS 差值较小, 且与半球本体后向 RCS 较接近 (图 6). 随着马赫数的增大, 绕流场的电离度增大, 等离子体强度增强, 高度变化对绕流场后向 RCS 的影响逐渐显现出来 (图 7).

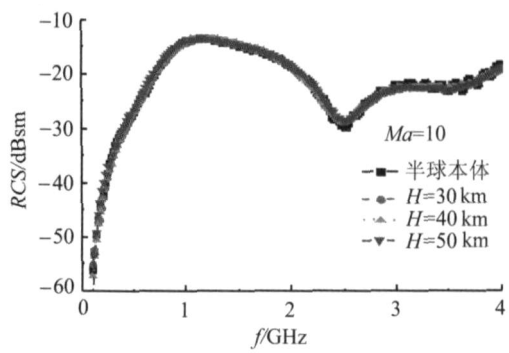


图 6 半球本体及马赫数 10, 高度分别为 30, 40, 50 km 时绕流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 6 Backward RCS of semi-sphere and flow field which Mach number is 10 and altitude is 30, 40, 50 km vs. incidence wave frequency

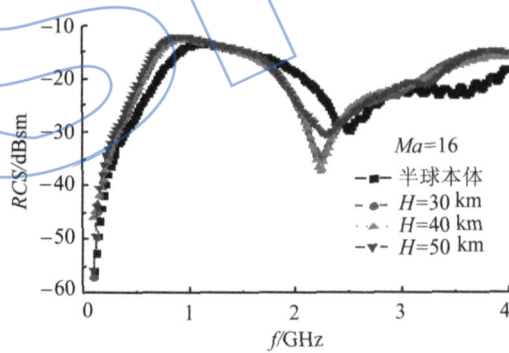


图 7 半球本体及马赫数 16, 高度分别为 30, 40, 50 km 时绕流场后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 7 Backward RCS of semi-sphere and flow field which Mach number is 16 and altitude is 30, 40, 50 km vs. incidence wave frequency

给出马赫数 16 时入射电磁波频率分别为 1.5 GHz (L 波段)、3.0 GHz (S 波段) 半球本体及不同高度 (30, 40, 50 km) 绕流场双站 RCS 随双站角变化对比曲线, 如图 8、图 9 所示. 通常, 目标的前向散射大于后向散射. 在本文目标的全方位散射中, 前向 RCS 是全方位 RCS 中的最大值. 较低入射波频率 1.5 GHz 时, 高度变化对绕流场双站 RCS 影响不大; 较高入射波频率 3.0 GHz 时, 绕流场双站 RCS 在双站角 $80^{\circ} \sim 280^{\circ}$ 区间受高度变化影响较大. 图 10 是入射波频率 4.0 GHz, 半球本体及绕流场在不同马赫数时 (8, 10, 14, 16) 双站 RCS 随双站角变化对比曲线. 在本文中马赫

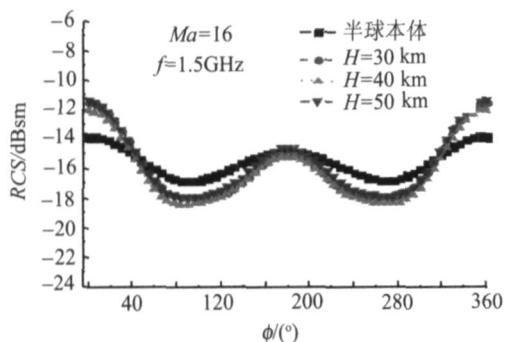


图8 入射波频率 1.5 GHz, 半球本体及马赫数 16, 高度分别为 30, 40, 50 km 时绕流流场 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 8 RCS of semi-sphere and flow field which incidence wave frequency is 1.5 GHz, Mach number is 16 and altitude is 30, 40, 50 km vs. scattering angle

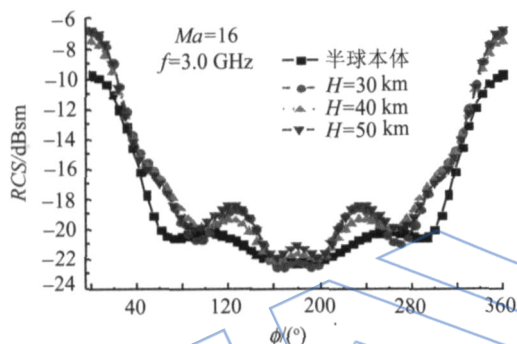


图9 入射波频率 3.0 GHz, 半球本体及马赫数 16, 高度分别为 30, 40, 50 km 时绕流流场 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 9 RCS of semi-sphere and flow field which incidence wave frequency is 3.0 GHz, Mach number is 16 and altitude is 30, 40, 50 km vs. scattering angle

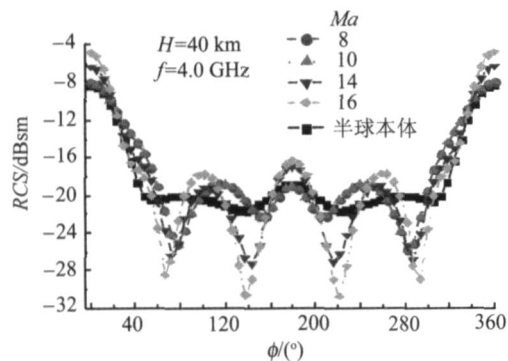


图10 入射波频率 4.0 GHz, 半球本体及高度 40 km, 马赫数分别为 8, 10, 14, 16 时绕流流场 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 10 RCS of semi-sphere and flow field which incidence wave frequency is 4.0 GHz, altitude is 40 km and Mach number is 8, 10, 14, 16 vs. scattering angle

数不大于 10 时绕流流场后向 RCS 较接近, 且与半球本体后向 RCS 差值很小(图 4); 在同样马赫数条件下, 马赫数变化对绕流流场的双站 RCS 影响很小(图 10), 但绕流流场的存在对半球本体的双站散射特性影响很大(图 8~图 10). 入射波频率 4.0 GHz 时, 马赫数不大于 10 时等离子体处于欠密状态, 此时绕流流场前向 RCS 与半球本体前向 RCS 较接近(图 10), 马赫数 14, 16 时, 在半球物面附近形成一层强度很大的等离子体鞘套, 对于本文 L, S 波段电磁波, 等离子体鞘套处于过密状态, 绕流流场前向 RCS 比半球本体前向 RCS 大(图 8~图 10). 在前向附近散射增大是可以理解的, 对简单目标而言, 前向散射雷达截面大致正比于目标的投影面积, 对于半球本体和等离子体两种介质而言, 把它们作为一个整体看, 其投影面积确实是增大了.

4 结 论

采用 PLJ ERC-FDTD 算法计算半球高超声速绕流流场电磁散射特性, 得到其 RCS 随入射波频率、双站角及再入高度、再入马赫数的变化关系, 并与半球本体 RCS 进行对比, 分析后得到以下几点基本结论:

1) 马赫数较小(本文 $Ma \leq 10$) 时, 对于 L, S 波段电磁波来讲, 等离子体绕流流场处于欠密状态, 飞行马赫数及高度变化对高超声速绕流流场 L, S 波段后向 RCS 和双站 RCS 影响很小, 绕流流场存在对目标本体 L, S 波段后向和前向散射特性影响较小. 较小马赫数时形成的较弱的等离子体绕流流场对再入通信影响较小, 此时的绕流流场对雷达波吸收较弱, 达不到隐身的目的.

2) 前向散射是全方位中 RCS 取得最大值的. 马赫数较大(本文 $Ma = 14, 16$) 时, 过密等离子体鞘套的形成增大了本体投影面积, 在 L, S 波段, 绕流流场前向 RCS 比本体前向 RCS 大. 从绕流流场全方位双站散射 RCS 曲线看, 绕流流场存在对目标本体双站散射特性影响很大. 较大马赫数时形成的较强的等离子体绕流流场对不同频段再入通信有不同程度的影响, 此时的绕流流场改变了目标原有的空间散射特性, 不利于目标识别, 绕流流场存在对对方雷达起到了一定的电子干扰作用.

3) 飞行器高超声速绕流流场电磁散射特性与飞行器外形、飞行状态、飞行环境及雷达特性密切相关, 绕流流场 RCS 特性与这些参数之间的变化

规律有待进一步研究。

参考文献:

- [1] 乐嘉陵. 再入物理 [M]. 北京:国防工业出版社,2005.
- [2] Rybak J P, Churchill R J. Progress in reentry communications [J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 1971, AES-7 (5):879-894.
- [3] Usui H, Matsumoto H, Yamashita F, et al. Computer experiments on radio blackout of a reentry vehicle [R]. 6th Spacecraft Charging Technology Conference, AFRL-VS-TR-20001578, 2000:107-110.
- [4] Gregoire D J, Santoru J, Schumacher R W. Electromagnetic wave propagation in unmagnetized plasmas [R]. AD-A250 710, 1992.
- [5] Fujino T, Ishikawa M. Numerical simulation of control of plasma flow with magnetic field for thermal protection in earth reentry flight [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2006,34(2):409-420.
- [6] Shang S J. Plasma injection for hypersonic blunt-body drag reduction [J]. AIAA Journal, 2002,40(6):1178-1186.
- [7] 庄钊文,袁乃昌,刘少斌,等. 等离子体隐身技术 [M]. 北京:科学出版社,2005.
- [8] 刘少斌. 等离子体覆盖目标的电磁特性及其在隐身技术中的应用 [D]. 长沙:国防科学技术大学,2004.
- LIU Shaobin. Electromagnetic characteristics of targets coated with plasmas and its applications in stealth technology [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2004. (in Chinese)
- [9] 王长清,祝西里. 电磁场计算中的时域有限差分法 [M]. 北京:北京大学出版社,1994.
- WANG Changqing, ZHU Xili. Finite-difference time-domain method of electromagnetic computation [M]. Beijing: Peking University Press, 1994. (in Chinese)
- [10] 黄培康. 雷达目标特性 [M]. 北京:电子工业出版社,2005.
- [11] YANG Lixia. 3D FDTD implementation for scattering of electric anisotropic dispersive medium using recursive convolution method [J]. Int J Infrared Milli Waves, 2007, 28:557-565.
- [12] 柳军. 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 Jun. Experimental and numerical research on thermochemical nonequilibrium flow with radiation phenomenon [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2004. (in Chinese)
- [13] 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 Zhongcai, SHI Jiaming. Electron collision frequency of the non-magnetized plasma [J]. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2004,24(2):157-160. (in Chinese)