

三维行波磁场对等离子体鞘套密度的调控作用*

徐子原¹⁾ 周辉^{1)†} 刘光翰¹⁾ 高中亮¹⁾ 丁丽¹⁾ 雷凡²⁾

1) (山东理工大学电气与工程学院, 淄博 255000)

2) (陕西科技大学电气与控制工程学院, 西安 710016)

(2024 年 5 月 25 日收到; 2024 年 7 月 16 日收到修改稿)

飞行器以高超音速飞行或再入过程中, 表面会被等离子体鞘套包覆. 等离子体鞘套会阻碍电磁波传播, 造成飞行器无线电信号衰减甚至中断, 即通信黑障. 行波磁场是一种能够通过调控等离子体鞘套密度来缓解通信黑障的磁场. 本文针对一维行波磁场无法准确描述空间内等离子体密度分布的问题, 建立了三维行波磁场产生模型和三维等离子体密度分布模型. 通过研究行波磁场与等离子体相互作用的机理, 得到了空间内等离子体的密度分布. 研究表明, 在行波磁场的作用下, 等离子体会往飞行器前端汇聚, 从而在后端形成尺寸为 50×100 mm 的密度降低区域, 使该区域内的等离子体密度最大降低 71%, 且提供持续的通信时间. 基于 RAM-C 飞行试验的数据, 利用所提出的模型研究了电流大小和行波速度对飞行器再入过程中电磁波衰减的影响, 同时对比了行波磁场与外加静磁场对电磁波衰减的抑制效果. 结果表明, 施加行波磁场能够使飞行器在 30.48 km 处的 X 波段以及其他高度处的 L 波段、S 波段、C 波段和 X 波段的电磁波衰减降低到 30 dB 以下. 行波磁场和静磁场的对比结果表明, 行波磁场对电磁波衰减的抑制效果明显优于静磁场.

关键词: 等离子体鞘套, 通信黑障, 行波磁场, 密度调控**PACS:** 52.30.Cv, 52.25.Xz, 52.35.Hr**DOI:** 10.7498/aps.73.20240877

1 引言

高超音速飞行器持续飞行或再入过程中与空气剧烈摩擦产生高温, 飞行器前部由于空气电离形成的等离子体鞘套会反射和吸收无线电信号, 造成无线电信号减弱或中断, 产生通信黑障的问题^[1-7]. 通信黑障会影响飞行器与地面的通信, 可能导致遥测和 GPS 信号丢失, 造成飞行器失控甚至坠毁等灾难性后果^[8]. 如今, 众多研究中已经提出很多种方法缓解通信黑障, 例如: 改变飞行器气动外形^[9]、喷洒亲电子物质^[10]、低温气体注入^[11,12]、太赫兹通信^[13]、磁场干预等. 改变飞行器气动外形能够减小等离子体鞘套厚度, 但也会降低飞行器载荷量, 增加气动加热; 喷洒亲电子物质或低温气体注入能

够有效地削弱等离子体密度, 但是不适合长时间工作的飞行器, 因为飞行器所承载的亲电子物质或低温气体的重量有限; 太赫兹通信在理论上可以减少甚至消除通信黑障, 但受限于技术不够成熟, 存在大气传输损耗过大等一系列问题; 磁场干预法的一种是施加 1 T 以上的强磁场, 改变电磁波在等离子体鞘套中的传播特性, 但飞行器所携带的磁场产生装置重量超过 500 kg^[14], 这限制了该方法的应用.

一些研究中提到了外加 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场、脉冲磁场和行波磁场等磁场, 能够在减小磁场强度的同时达到调控等离子体密度的目的. Keidar 等^[15]提出了利用电场和磁场正交 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场) 的方法调控等离子体密度. Kim 等^[16]基于流体力学理论, 完善了 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场调控等离子体密度的模型. Guo 等^[17]建

* 国家自然科学基金 (批准号: 62101310, 62304125) 和陕西省青年自然科学基金 (批准号: 2023-JC-QN-0051) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouh@sdut.edu.cn

立了三维 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场模型, 推导了三维等离子体密度分布模型, 通过开展仿真和实验验证了 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场能够有效地调控等离子体密度. 但是在维持电场过程中, 电极暴露在飞行器外部, 被高温气体腐蚀, 最终导致失效. Stenzel 和 Urrutia^[18] 在金属棒上通入一定周期的脉冲电流, 并将其置于等离子体周围, 发现等离子体被周期性排开. Liu 等^[19] 建立了一维轴对称模型来研究线性递减的磁场对等离子体的调控作用, 这种磁场本质上是脉冲磁场的下降阶段, 且原理与脉冲磁场一致. Xu 等^[20] 模拟了脉冲磁场上方等离子体的三维分布情况, 研究发现脉冲磁场能够排开线圈上方的等离子体, 但每个周期下能够维持通讯的时间只有 62%.

Zhou 等^[14] 提出了利用行波磁场 (traveling magnetic field, TMF) 来减小磁场强度, 对均匀等离子体施加了 Z 方向的 TMF 进行一维分析, 以达到调控等离子体密度的目的. TMF 是行进中的正弦磁场, 通过在 TMF 发生器中通入三相交流电产生, 其原理与直线电机类似. 当 TMF 产生时, 等离子体被 TMF 约束并随着 TMF 的行进而被推至飞行器前端, 进而在尾部持续产生低密度区域. Han 等^[21] 分析了 TMF 对非均匀时变等离子体的影响. Guo 等^[22] 改进了 TMF 产生模型, 利用自感应电流来削弱等离子体密度, 但他们对磁场和等离子体密度的分析依然是一维的. 事实上, 磁场和等离子体的分布应当是三维的, 仅研究一维 TMF 对等离子体密度的影响无法得到空间中等离子体的密度分布, 且无法准确分析等离子体中的电磁传播特性, 难以衡量对电磁波衰减的抑制效果. 因此, 本文建立了三维 TMF 产生模型, 基于磁流体动力学理论推导了 TMF 作用区域下的非均匀等离子

体的三维密度分布模型 (第 2 节), 对等离子体密度分布进行了仿真和分析 (第 3 节), 利用 RAM-C 飞行试验的数据分析了 TMF 对电磁波衰减的抑制效果, 并与静磁场进行了对比 (第 4 节).

2 TMF 调控等离子体密度的三维模型

TMF 产生装置位于飞行器表面下方, 用于产生沿 X 轴正方向行进的三维 TMF. 等离子体受电磁力 F 的影响沿 X 轴负方向移动, 在尾部产生一个等离子体密度降低的区域, 相当于打开了一个“通信窗口”. TMF 削弱等离子体密度的三维模型示意图如图 1 所示.

为了简化模型, 这里做出一些假设: 1) 忽略等离子体的电离反应^[23]; 2) 等离子体被认为是准中性的^[24]; 3) 离子在流场中是冷的, 电子温度恒定^[25]; 4) 忽略等离子体电流产生的感应磁场. 这是合理的, 因为等离子体的磁雷诺数很低, 产生的感应磁场远远低于 TMF.

2.1 三维 TMF 产生模型

传统的 TMF 产生装置通常利用交流电通入重叠的绕组产生合成磁场, 但存在绕制繁琐、端部产生的磁场波形失真严重等问题^[21]. 图 2 展示了新型 TMF 产生装置结构图. 每个磁芯单元由一个 U 型磁体和缠绕在极性两端的多匝线圈组成, U 型磁体长和高为 52 mm, 宽 10 mm, 槽深 30 mm, 槽宽 10 mm, 共 8 个磁芯单元组成了四相 TMF 产生装置, 每个磁芯单元的间隔为 20 mm.

该装置具有绕制简单、无端部波形失真、可延拓等优点. 每两组磁体单元分别构成 A, B, C 和

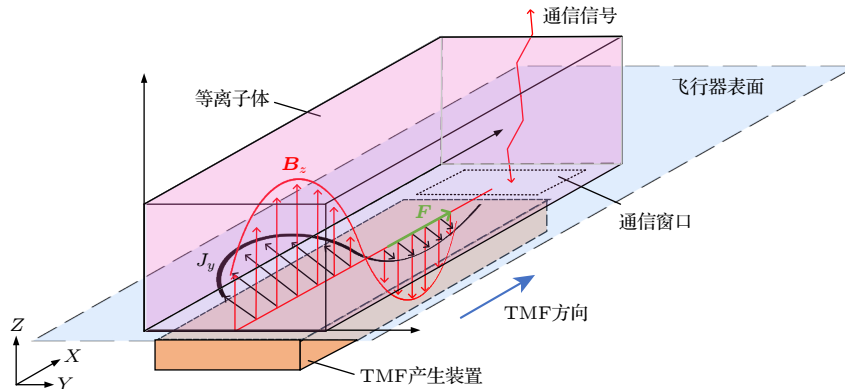


图 1 TMF 调控等离子体密度的三维模型示意图

Fig. 1. Schematic of the three-dimensional model of the plasma density regulated by TMF.

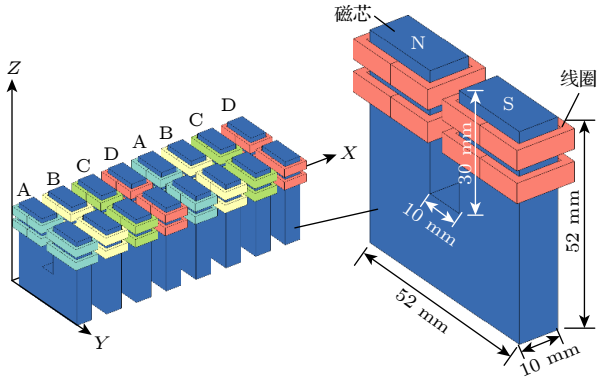


图 2 TMF 产生装置结构图

Fig. 2. Structural diagram of TMF generator.

D 相, 施加的电流可以被表示为

$$\begin{cases} A: I_1 = I_m \sin(\omega t), \\ B: I_2 = I_m \sin(\omega t + 0.5\pi), \\ C: I_3 = I_m \sin(\omega t + \pi), \\ D: I_4 = I_m \sin(\omega t + 1.5\pi), \end{cases} \quad (1)$$

其中, I_m 为通入电流的幅值, ω 为角频率.

由 TMF 产生装置产生的电场和磁场可以由麦克斯韦方程组推导:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{coil}}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (5)$$

其中, $\mathbf{E}$ 为电场强度, 磁通密度 $\mathbf{B}$ 可以由本构关系 $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ 推出, $\mathbf{J}_{\text{coil}}$ 为线圈电流密度, μ_0 为空间中的磁导率. 由于等离子体是准中性的, 所以省略位移电流. 为了能够计算出空间中的电磁场分布, 引入磁矢势 $\mathbf{A}$:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (6)$$

那么只需要求解磁矢势 $\mathbf{A}$ 在空间中的分布, 即可得到空间中的电磁场分布. 空间中任意一点的磁矢势 $\mathbf{A}$ 应该由所有矩形线圈决定. 下面分析一个矩形线圈在空间中一点产生的磁矢势.

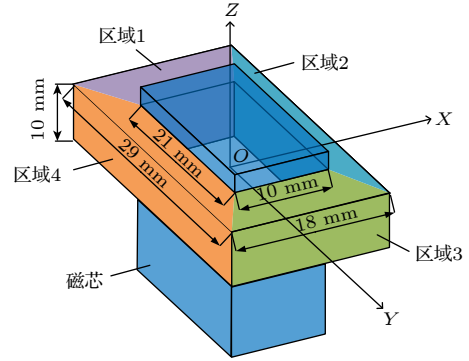


图 3 矩形线圈的空间直角坐标系

Fig. 3. Spatial cartesian coordinate system for rectangular coil.

假设电流是顺时针方向的, 以矩形线圈的重心为原点, 建立空间直角坐标系如图 3 所示. 流过线圈的电流密度可以写为

$$\mathbf{J}_{\text{coil}} = N I_{\text{coil}} / A_{\text{coil}}, \quad (7)$$

其中, N 为线圈匝数, I_{coil} 为线圈电流, A_{coil} 为线圈横截面积. 设空间中任意一点为 (x, y, z) , 源点为 (x', y', z') . 根据磁矢势的泊松方程:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}_{\text{coil}}}{R} dV' + C, \quad (8)$$

其中, $R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$, C 为常矢量, 其存在不会影响 $\mathbf{B}$. 那么区域 1 在 (x, y, z) 产生的磁矢势可以被计算为

$$\begin{aligned} A_{11} &= \frac{\mu_0 N I_{\text{coil}}}{4\pi A_{\text{coil}}} \int_{-0.005}^{0.005} dz' \int_{-0.0145}^{-0.0105} dy' \int_{-y'+0.0055}^{y'+0.0055} \frac{1}{R} dx' \\ &= \frac{\mu_0 N I_{\text{coil}}}{4\pi A_{\text{coil}}} \int_{-0.005}^{0.005} dz' \int_{-0.0145}^{-0.0105} \ln \left| \frac{(x + y' - 0.0055) + \sqrt{(x + y' - 0.0055)^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}}{(x - y' - 0.0055) + \sqrt{(x - y' - 0.0055)^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}} \right| dy'; \end{aligned} \quad (9)$$

区域 2 所产生的磁矢势可以被计算为

$$\begin{aligned} A_{12} &= \frac{\mu_0 N I_{\text{coil}}}{4\pi A_{\text{coil}}} \int_{0.005}^{0.009} dx' \int_{-0.005}^{0.005} dz' \int_{-x'-0.0055}^{x'-0.0055} \frac{1}{R} dy' \\ &= \frac{\mu_0 N I_{\text{coil}}}{4\pi A_{\text{coil}}} \int_{0.005}^{0.009} dx' \int_{-0.005}^{0.005} \ln \left| \frac{(y + x' - 0.0055) + \sqrt{(x - x')^2 + (y + x' - 0.0055)^2 + (z - z')^2}}{(y - x' + 0.0055) + \sqrt{(x - x')^2 + (y - x' + 0.0055)^2 + (z - z')^2}} \right| dz'. \end{aligned} \quad (10)$$

对 (9) 式和 (10) 式使用复化梯形法即可对该积分近似求解. 同理, 可以得到区域 3 和区域 4 的磁矢势 $\mathbf{A}_{13}$ 和 $\mathbf{A}_{14}$.

定义运算:

$$\mathbf{f}_{\text{opera}} = \varepsilon[\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \dots, \mathbf{a}_n], \quad (11)$$

其中, $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \dots, \mathbf{a}_n$ 表示 n 个任意非零向量. 该运算的意义为在空间中对 n 个向量合成. 利用 (11) 式对 4 个区域的磁矢势进行合成:

$$\mathbf{A}_1 = \varepsilon[\mathbf{A}_{11}, \mathbf{A}_{12}, \mathbf{A}_{13}, \mathbf{A}_{14}], \quad (12)$$

得到一个线圈在 (x, y, z) 处的磁矢势 $\mathbf{A}_1$. 同理, 根据上面的计算方法, 可以得到 n 个线圈在 (x, y, z) 处的磁矢势:

$$\mathbf{A} = \varepsilon[\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \dots, \mathbf{A}_n]. \quad (13)$$

通过求解空间中的磁矢势分布, 代入 (6) 式即可得到空间中的电磁场分布.

2.2 等离子体密度分布模型

基于流体力学理论和电磁场理论, 可以建立三维等离子体密度分布方程. 流场的控制方程可以由质量守恒方程和动量方程描述:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{V}_\alpha) &= 0, \quad (14) \\ n_\alpha m_\alpha \left[\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{V}_\alpha \right] \\ &= -\nabla n_\alpha \cdot kT_\alpha + \eta \nabla [\nabla \cdot \mathbf{V}_\alpha + (\nabla \cdot \mathbf{V}_\alpha)^T] \\ &\quad - \frac{2}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_\alpha) + q_\alpha n_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) \\ &\quad - \nu_{\alpha n} n_\alpha m_\alpha \mathbf{V}_\alpha, \end{aligned} \quad (15)$$

其中, $\alpha = i, e$ 表示离子角标和电子角标, n_α 表示离子或电子的密度, $\mathbf{V}_\alpha$ 表示离子或电子的速度, m_α 表示离子或电子的质量, 且计算中的离子采用氦离子, k 为玻尔兹曼常数, T_α 表示离子或电子的温度, η 为动力黏度, $\nu_{\alpha n}$ 为离子或电子与中性粒子的碰撞频率. 由于离子质量与电子质量相差 3 个数量级, 所以忽略电子的惯性项和黏性项. 根据准中性假设, 电子密度等于离子密度, 即 $n_i \approx n_e = n$. 将 (15) 式写为离子形式和电子形式为

$$\begin{aligned} nm_i \left[\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i \right] \\ &= -\nabla n \cdot kT_i + \eta \nabla [\nabla \cdot \mathbf{V}_i + (\nabla \cdot \mathbf{V}_i)^T] \\ &\quad - \frac{2}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_i) + en(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \\ &\quad - \nu_{in} nm_i \mathbf{V}_i, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} 0 &= -\nabla n \cdot kT_e - en(\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \\ &\quad - \nu_{en} nm_e \mathbf{V}_e. \end{aligned} \quad (17)$$

将 (16) 式与 (17) 式相加, 代入电流密度与粒子速度的关系方程:

$$\mathbf{J} = en(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e), \quad (18)$$

得到的动量方程为

$$\begin{aligned} nm_i \left[\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i \right] \\ &= -\nabla n \cdot kT_e + \eta \nabla [\nabla \cdot \mathbf{V}_i + (\nabla \cdot \mathbf{V}_i)^T] \\ &\quad - \frac{2}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_i) + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nu_{en} nm_e \left(\mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{J}}{en} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

其中, 电子温度远远大于离子温度, 所以近似为 T_e . 根据冷等离子体模型的假设, 这里还忽略了离子的碰撞频率^[17]. $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 表示的是电磁力, 是驱动等离子体的主要力项. $\mathbf{J}$ 还可以表示为

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}), \quad (20)$$

其中 $\mathbf{E}$ 为时变磁场产生的感应电场, $\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}$ 表示具有一定速度的等离子体切割磁感线产生的感应电场, σ 为等离子体的电导率. 在磁场条件下, 等离子体的电导率 σ 是各向异性的, 表示为电导率的张量形式^[26]:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{ne^2/m_e}{(j\omega + \nu_{en})[(j\omega + \nu_{en})^2 + \omega_b^2]} \\ &\times \begin{bmatrix} (j\omega + \nu_{en})^2 & -\omega_b(j\omega + \nu_{en}) & 0 \\ \omega_b(j\omega + \nu_{en}) & (j\omega + \nu_{en})^2 & 0 \\ 0 & 0 & (j\omega + \nu_{en})^2 + \omega_b^2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中, $\omega_b = eB/m_e$ 为电子回旋角频率. 为了方便表示, 引入

$$\begin{cases} \sigma_1 = j \frac{ne^2(j\nu_{en} - \omega)}{m_e[(\omega - j\nu_{en})^2 - \omega_b^2]}, \\ \sigma_2 = j \frac{-ne^2\omega_b}{m_e[(\omega - j\nu_{en})^2 - \omega_b^2]}, \\ \sigma_3 = j \frac{ne^2}{m_e(\omega - j\nu_{en})}. \end{cases} \quad (22)$$

把 (22) 式代入 (21) 式得到电导率张量的简化形式:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 & j\sigma_2 & 0 \\ -j\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix}. \quad (23)$$

根据 (20) 式和 (22) 式, 电流密度 $\mathbf{J}$ 还可以表示为

$$\begin{cases} J_x = \sigma_1 E'_x + \sigma_2 E'_{jy}, \\ J_y = \sigma_1 E'_y - \sigma_2 E'_{jx}, \\ J_z = \sigma_3 E'_z, \end{cases} \quad (24)$$

其中, E'_x, E'_y, E'_z 分别表示 3 个方向上的 $(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B})$ 项, E'_{jx}, E'_{jy} 表示 X 方向和 Y 方向上的 $j(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B})$ 项.

由于等离子体雷诺数较低, 所以离子的黏性力不可忽略, 黏性力项可以简化为

$$\begin{aligned} & \eta \nabla [\nabla \cdot \mathbf{V}_i + (\nabla \cdot \mathbf{V}_i)^T] - \frac{2}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_i) \\ &= \eta \left[\frac{1}{3} \nabla^2 \mathbf{V}_i + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}_i)^T \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

根据 (14) 式, (19) 式, (24) 式和 (25) 式, 可以得到 3 个方向的控制方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + n \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 0, \\ nm_i \left[\frac{\partial V_x}{\partial t} + (V_x \cdot \nabla) V_x \right] = -\nabla n \cdot kT_e + \eta \left[\frac{1}{3} \nabla^2 V_x + \nabla (\nabla \cdot V_x)^T \right] \\ \quad + (\sigma_1 E'_y - \sigma_2 E'_{jx}) B_z - \sigma_3 E'_z B_y - \nu_{en} n m_e \left[V_x - \frac{\sigma_1 E'_x + \sigma_2 E'_{jy}}{en} \right], \\ nm_i \left[\frac{\partial V_y}{\partial t} + (V_y \cdot \nabla) V_y \right] = -\nabla n \cdot kT_e + \eta \left[\frac{1}{3} \nabla^2 V_y + \nabla (\nabla \cdot V_y)^T \right] \\ \quad + (\sigma_1 E'_x + \sigma_2 E'_{jy}) B_z - \sigma_3 E'_z B_x - \nu_{en} n m_e \left(V_y - \frac{\sigma_1 E'_y - \sigma_2 E'_{jx}}{en} \right), \\ nm_i \left[\frac{\partial V_z}{\partial t} + (V_z \cdot \nabla) V_z \right] = -\nabla n \cdot kT_e + \eta \left[\frac{1}{3} \nabla^2 V_z + \nabla (\nabla \cdot V_z)^T \right] \\ \quad + (\sigma_1 E'_x + \sigma_2 E'_{jy}) B_y - (\sigma_1 E'_y - \sigma_2 E'_{jx}) B_x - \nu_{en} n m_e \left(V_z - \frac{\sigma_3 E'_z}{en} \right), \end{cases} \quad (26)$$

其中, 动力黏度 η 为常量, 数值与离子的属性有关; 电子碰撞频率 (以下简称碰撞频率) ν_{en} 为设定的初始值; 离子质量 m_i 为氦离子的质量; 磁通密度 $\mathbf{B}$ 和电场强度 $\mathbf{E}$ 可以通过 (6) 式计算得到. 因此, (26) 式中要求解的变量只有等离子体密度 n 和速度 $\mathbf{V}_\alpha$. 通过求解 (26) 式中的方程组, 即可得到空间中的等离子体密度分布.

3 仿真结果与分析

本文使用 COMSOL Mutiphysics 对所提出的模型进行建立和求解. 所建立的模型如图 4 所示. 设置等离子体区域下表面为壁条件, 其他表面为开放边界. TMF 产生装置中磁体的磁导率设为 2300, 线圈材料为铜, 匝数为 100 匝, 设置模型周围球体为无限元域 (已隐藏). 求解配置中, 选择线圈几何分析和瞬态分析, 利用 PARDISO 求解器进行求解. 求解过程为: 首先根据设置的电流计算磁矢量 $\mathbf{A}$, 再将 $\mathbf{A}$ 代入 (6) 式中得到磁通密度 $\mathbf{B}$ 和电场 $\mathbf{E}$ 的分布; 随后将 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{E}$, 以及等离子体的初始条

件代入 (26) 式中 3 个方向的控制方程, 再联立质量守恒方程得到新的等离子体密度 n ; 接下来将等离子体密度 n , 磁通密度 $\mathbf{B}$ 和电场 $\mathbf{E}$ 作为下一时刻的初始状态代入重复计算, 即可得到空间中等离子体密度的演化结果.

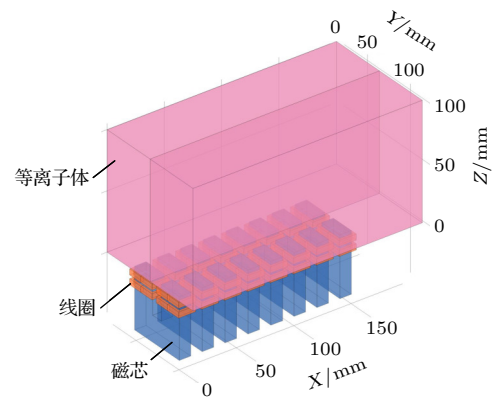


图 4 仿真模型示意图

Fig. 4. Schematic diagram of the simulation model.

3.1 等离子体的初始条件

为了便于分析, 首先以 71 km 高度处等离子

体鞘套的典型参数作为仿真的初始参数^[27]. 根据 RAM-C 的数据, 71 km 高度处等离子体密度的最大值为 $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 电子温度的最大值约为 1.5 eV, 所以设置初始等离子体密度为 $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 等离子体电子温度为 1.5 eV.

数据表明^[28], 飞行器表面的等离子体密度可以用双高斯分布来描述:

$$N_0 = \begin{cases} n_0 e^{-a_1(z-z_p)^2}, & 0 \leq z \leq z_p, \\ n_0 e^{-a_2(z-z_p)^2}, & Z > Z_p, \end{cases} \quad (27)$$

其中, n_0 表示等离子体初始密度的峰值, a_1, a_2 表示等离子体密度上升段和下降段梯度, z_p 表示等离子体密度峰值的位置. 初始等离子体密度分布如图 5 所示.

等离子体密度分布计算的初始条件设置为: 初始等离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 等离子体鞘套厚度为 0.1 m, 背景气体温度为 5000 K, 电子温度为 1.5 eV, 气压 4 Pa, 碰撞频率为 $1 \times 10^7 \text{ Hz}$. 施加电流大小为 200 A, 行波速度 600 m/s, 计算时间

为 $1 \times 10^{-3} \text{ s}$.

3.2 TMF 分布

在 TMF 产生装置中施加幅值不同的电流会在空间中产生大小不同的磁通密度. 图 6(a) 展示了分别通入幅值不同的电流时, 磁通密度最大值随时间的变化. 可以看出电流与磁通密度基本符合正相关的关系. 图 6(b) 展示了当施加电流为 200 A 时, 磁通密度最大值与距离飞行器表面的高度的关系. 由于 TMF 的本质是行进的正弦磁场 ($T = 1.3 \times 10^{-4} \text{ s}$), 所以每经过半个周期, 磁通密度的方向都会发生改变.

通信窗口处等离子体密度的削弱是由 TMF 产生和维持的, 因此, 磁场分布对于等离子体密度分布和演化具有重要意义. 图 7(a) 和图 7(b) 分别展示了 $t = 5 \times 10^{-4} \text{ s}$ 时刻空间中 XOY 截面 ($Z = 25 \text{ mm}$) 以及 XOZ 截面 ($Y = 50 \text{ mm}$) 的磁通密度分布, 黑色箭头和红色箭头分别代表 X 方向和 Z 方向的磁通密度. 为了得到通信窗口处的磁通密

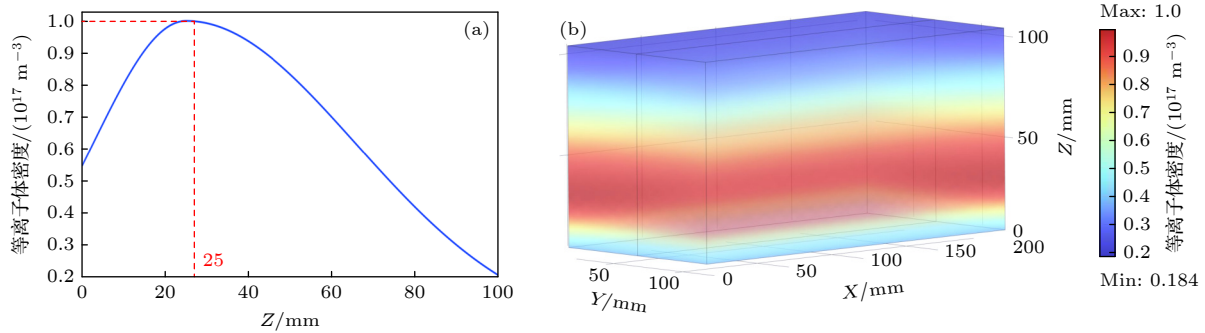


图 5 初始等离子体密度分布 (a) 等离子体密度沿 Z 轴的一维分布; (b) 等离子体密度在空间中的三维分布

Fig. 5. Initial plasma density distribution: (a) One-dimensional distribution of plasma density along the Z-axis; (b) three-dimensional distribution of plasma density in space.

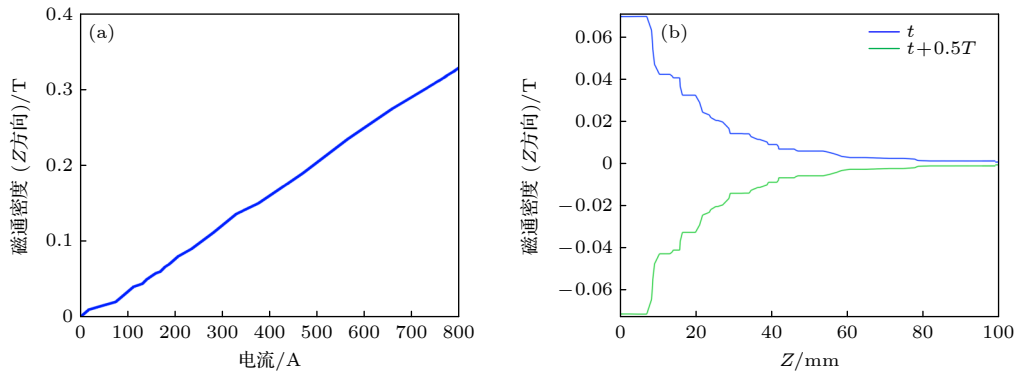


图 6 磁通密度大小与分布 (a) 磁通密度随电流变化的曲线; (b) 磁通密度最大值与距离飞行器表面的高度的关系

Fig. 6. Magnitude and distribution of magnetic flux density: (a) Curve of flux density as a function of current; (b) flux density maximum as a function of height from the surface of the vehicle.

度分布和变化趋势,在图 7(a)和图 7(b)中的通信窗口处取 (175, 50, 25) 来分析磁通密度变化趋势 ($Z = 25$ mm 为等离子体密度最大值的高度). 图 7(c) 展示了该点处的磁通密度变化曲线,可以看出 X 和 Z 方向的磁通密度分量远大于 Y 方向. 这是因为每个矩形线圈都是横向放置,所以会产生较大的 Z 方向磁通密度;而 X 方向的磁通密度分量则是由 TMF 的行进特性得到.

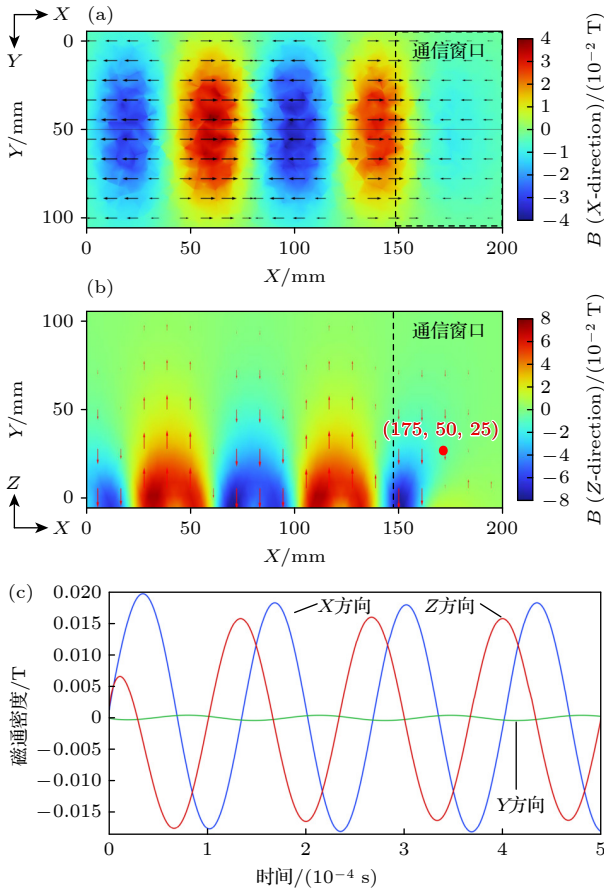


图 7 磁通密度在空间中的分布 (a) XOY 截面; (b) XOZ 截面; (c) (175, 50, 25) 处磁通密度随时间变化的曲线

Fig. 7. The distribution of magnetic flux density in space: (a) XOY section; (b) XOZ section; (c) curve of magnetic flux density as a function of time at (175, 50, 25).

TMF 对等离子体密度的调控作用主要由电磁力 F 提供,所以研究磁通密度在空间中的分布的同时也应当关注电磁力的分布. 图 8 展示了电流为 200 A 和行波速度为 600 m/s 时, (175, 50, 25) 处电磁力随时间的变化趋势. 其中, X 方向的正向电磁力是推动等离子体向飞行器前端运动的主要作用力,而 Z 方向负的电磁力能够驱散飞行器表面的等离子体,起辅助作用. 由于线圈通电时电场变化剧烈,使 Z 方向的电磁力在通电瞬间达到

200 N/m³. 此外,电磁力的幅值还会随着时间逐渐减小并趋于稳定. 这是因为电磁力与等离子体密度成正比,在等离子体密度随时间减小后,电磁力也会随之减小.

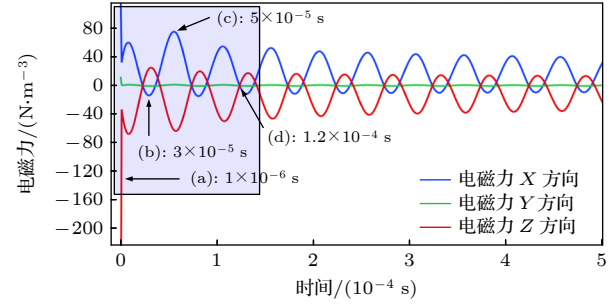


图 8 电磁力随时间变化的曲线

Fig. 8. Curve of electromagnetic force as a function of time.

为了更好地展示电磁力作用于等离子体的方向性,选取图 8 中 4 个具有明显特征的时间点进行电磁力的三维分析. 图 9 分别展示了 4 个时间点的电磁力方向示意图,其箭头方向表示电磁力方向,箭头的大小表示电磁力的相对高低. 图 9(a): 1×10^{-6} s, TMF 产生装置通电瞬间在通信窗口处产生极高的 Z 方向的负向电磁力. 图 9(b): 3×10^{-5} s, X 方向电磁力达到负向最大值, Z 方向电磁力达到正向最大值. 图 9(c): 5×10^{-5} s, Z 方向的电磁力达到负向最大值, X 方向的电磁力达到正向最大值,这是驱动等离子体的主要时刻. 图 9(d): 1.2×10^{-4} s,各个方向的电磁力的值都到达了最小值,通信窗口处几乎没有电磁力.

3.3 等离子体密度分布

等离子体密度随时间演变的分布如图 10 所示. 图 10 左侧展示了 XOY ($Z = 25$ mm) 截面的等离子体密度分布,右侧展示了等离子体区域 XOZ ($Y = 50$ mm) 截面的等离子体密度分布. 在 $0-5 \times 10^{-5}$ s 时间内,等离子体主要受 X 方向的正向电磁力的作用运动至飞行器前端,从而在飞行器后端形成一个 50 mm $\times$ 100 mm 的通信窗口,且通信窗口处的等离子体密度削弱效果最大为 71%,最小为 48%. 在 5×10^{-5} s 后,通信窗口处的电磁力会随着等离子体密度的降低而减小,最终电磁力和等离子体密度都将趋于稳定.

为了得到等离子体密度在空间中具体的分布情况,图 11 分别提取出了最终时刻等离子体密度沿不同方向上的变化曲线. 其中,图 11(a) 表示等

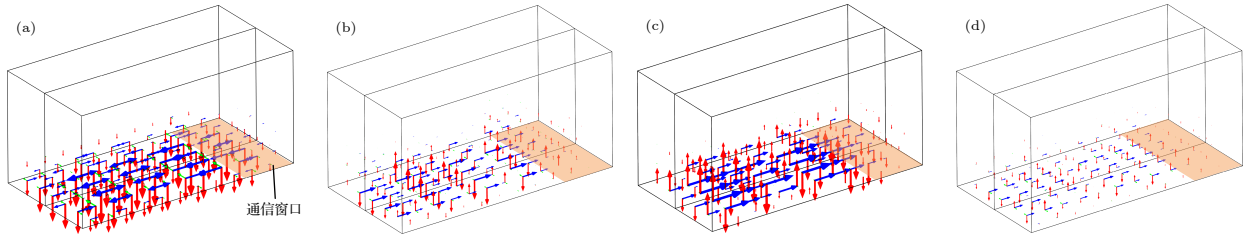

 图 9 4 个时间点的电磁力大小和方向示意图 (a) 1×10^{-6} s; (b) 3×10^{-5} s; (c) 5×10^{-5} s; (d) 1.2×10^{-4} s

Fig. 9. Schematic representation of the magnitude and direction of the electromagnetic force at four points in time: (a) 1×10^{-6} s; (b) 3×10^{-5} s; (c) 5×10^{-5} s; (d) 1.2×10^{-4} s.

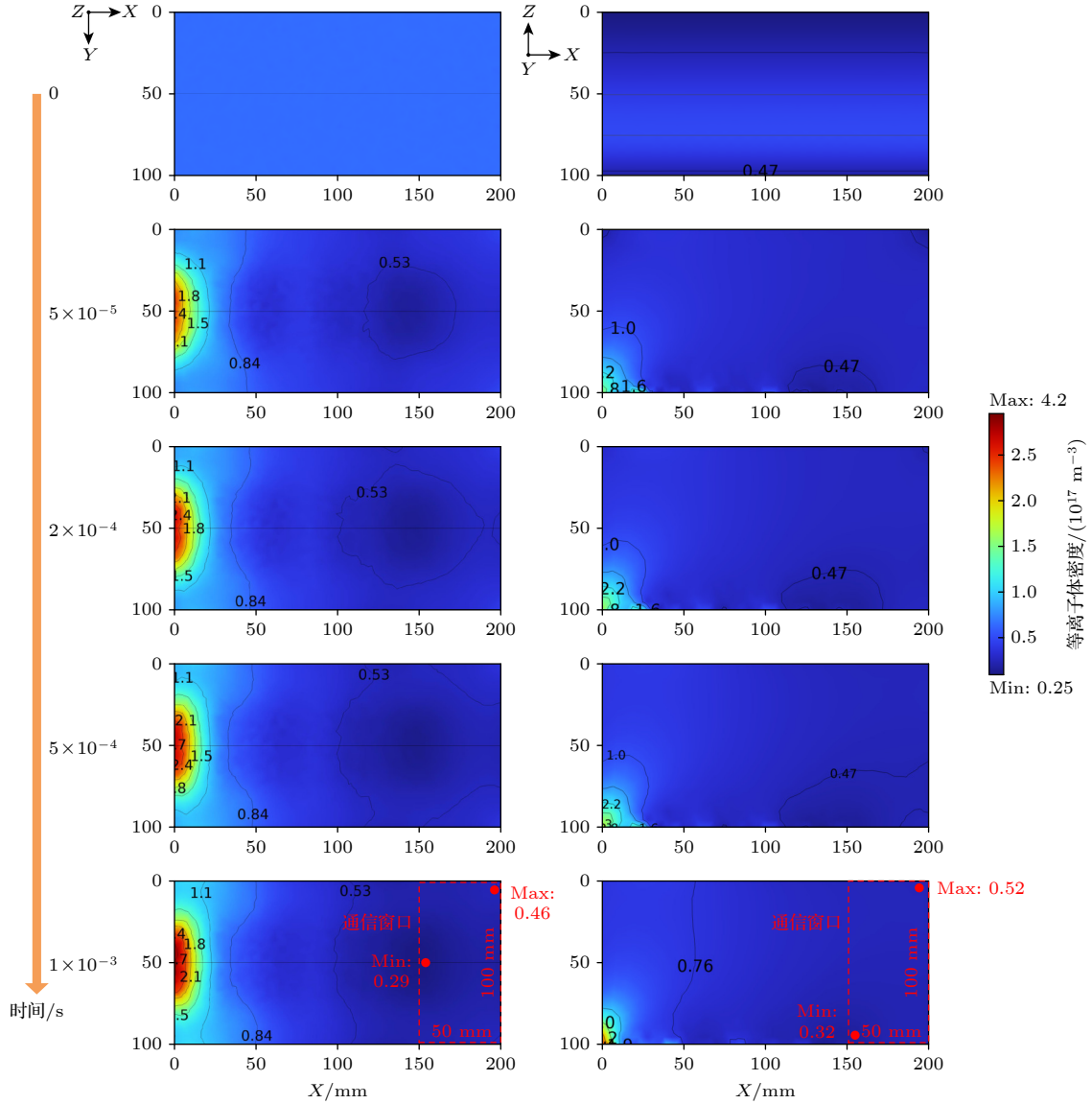


图 10 等离子体密度随时间的变化趋势

Fig. 10. Trends in plasma density over time.

离子体密度取值示意图. 图 11(b) 为距离飞行器表面不同高度处等离子体密度沿 X 轴的变化曲线. 这与图 10 展示的等离子体 XOZ 截面的密度分布一致. 图 11(c) 展示了沿 Y 方向提取等离子体密度

的变化曲线. 可以看出飞行器前部的等离子体密度沿 Y 轴呈现中间高两侧低的分布, 而后端恰与其相反. 这是因为 TMF 产生装置位于等离子体区域下方 $Y = 25\text{--}75$ mm 的位置, 该位置产生的磁场

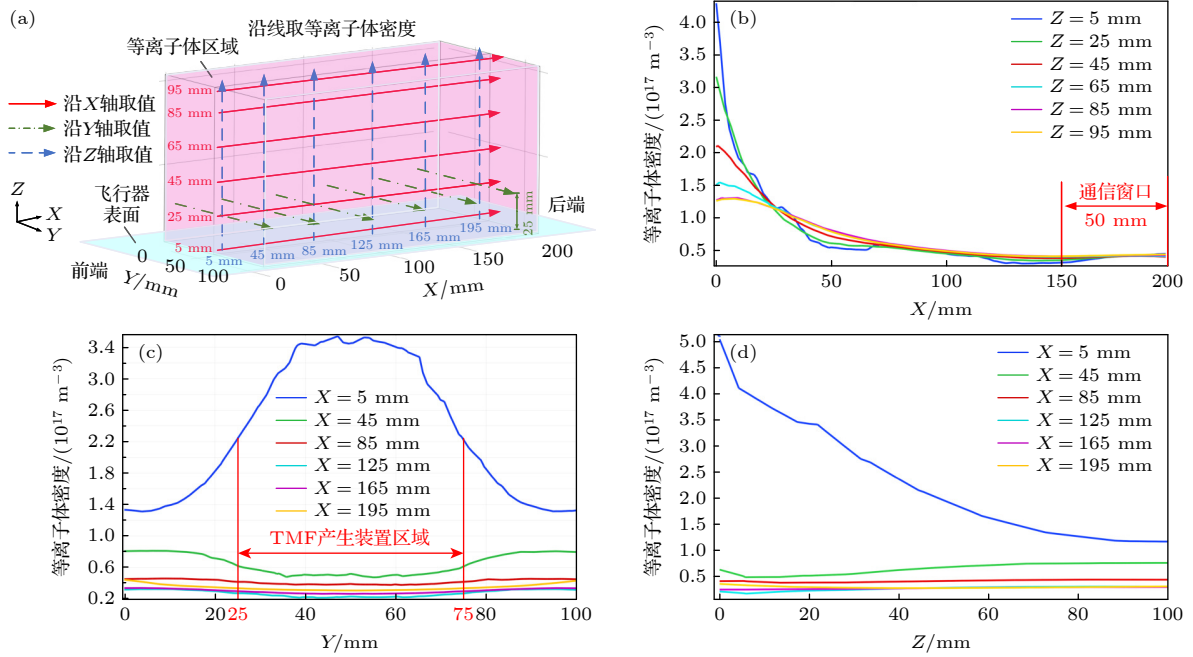


图 11 等离子体密度沿不同方向的取值示意图和变化曲线 (a) 等离子体密度取值示意图; (b) 沿 X 轴取值; (c) 沿 Y 轴取值; (d) 沿 Z 轴取值

Fig. 11. Schematic diagram of plasma density values along different directions: (a) Schematic diagram of plasma density taking values; (b) values along the X -axis; (c) values along the Y -axis; (d) values along the Z -axis.

强度和电磁力远大于两侧, 所以 TMF 对该位置的作用效果也优于两侧. 此外, 为了探究通信窗口处 TMF 对距离飞行器表面不同高度处的密度削弱效果, 图 11(d) 沿 Z 方向提取了等离子体密度的变化曲线. 可以看出在飞行器后端通信窗口处的等离子体密度沿 Z 方向分布较均匀, 密度梯度较小. 这主要是因为在 Z 方向和 X 方向电磁力的共同作用下, 使通信窗口处的等离子体密度被推离飞行器表面的同时也能被推向飞行器前端, 这表明 TMF 对距离飞行器表面较高的位置也能有较好的削弱效果.

在飞行器飞行或再入过程中, 飞行器表面的等离子体鞘套密度会随飞行高度的改变而改变. 因此有必要研究不同初始密度下, TMF 对等离子体密度的削弱效果. 图 12 展示了 (175, 50, 25) 处, 初始密度对等离子体密度削弱效果的影响. 其中, $n_0 = N_1, N_2, N_3$ 表示不同的初始密度, 固定其余初始条件一致. 可以看出, 随着初始密度的增加, 密度削弱效果随之增强. 在初始密度为 $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 时, 等离子体密度的削弱效果为 67%; 当初始密度为 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 时, 密度削弱效果能达到 93%. 值得注意的是, 尽管削弱效果提高了, 但后者的密度基数更大, 削弱后的等离子体密度依然高于低密度的情况下削弱后的等离子体密度.

飞行器在不同飞行高度下除了等离子体初始密度不同, 碰撞频率也存在较大变化. 图 13 展示了 (175, 50, 25) 处, 碰撞频率对密度削弱效果的影响. 从图中可以发现, 随着碰撞频率的增大, 密度削弱效果急剧降低. 其中当碰撞频率增加到 $5 \times 10^7 \text{ Hz}$ 时, 削弱效果由原来的 67% 降低到 38%, 尤其是增加到 $5 \times 10^8 \text{ Hz}$ 时, 削弱效果仅有 5%. 这是因为动量方程中的碰撞项是影响等离子体驱动力的主要阻碍项, 这是导致密度削弱效果降低的主要原因. 同时, 碰撞频率还会通过改变等离子体的电导率来影响削弱效果: 在高碰撞频率的条件下, 碰撞频率与电导率呈反比, 而电导率与电磁力呈正比, 即不断增加的碰撞频率使得电磁力持续减小, 进而降低了密度削弱效果.

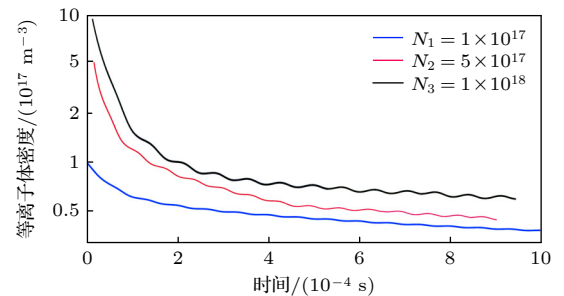


图 12 初始密度对等离子体密度削弱的影响

Fig. 12. Effect of initial density on plasma density reduction.

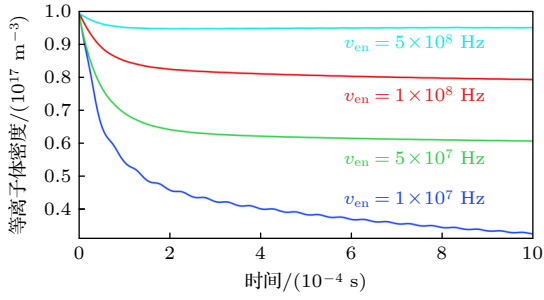


图 13 碰撞频率对等离子体密度削弱的影响

Fig. 13. Effect of collision frequency on plasma density reduction.

图 14 展示了 (175, 50, 25) 处, 行波速度对等离子体密度削弱效果的影响. 其中, $V_{\text{TMF}} = 400, 600, 800, 1000 \text{ m/s}$ 分别代表不同的行波速度. 可以看出, 行波速度越大, 密度削弱效果越好. 在行波速度为 400 m/s 时, 等离子体密度的削弱效果为 60%, 但随着行波速度的增大, 对密度削弱的作用也会减缓. 当行波速度增大至 800 m/s 以上时, 最大密度削弱效果仅为 74%, 继续增大行波速度并不会对密度削弱产生更明显的效果.

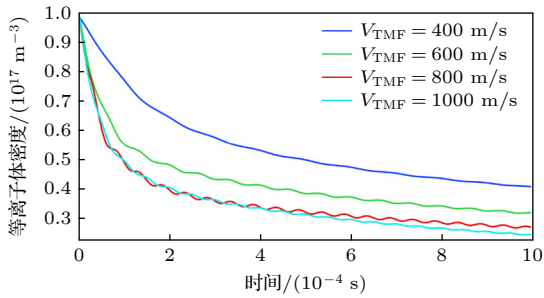


图 14 行波速度对等离子体密度削弱的影响

Fig. 14. Effect of traveling velocity on plasma density reduction.

当 TMF 产生装置通入不同幅值的电流时产生的磁通密度也不同. 图 15 展示了 (175, 50, 25) 处, 电流对等离子体密度削弱效果的影响. $I_m =$

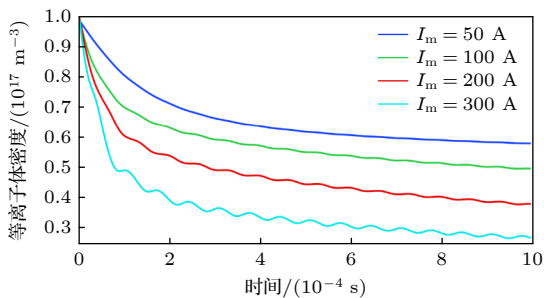


图 15 电流对等离子体密度削弱的影响

Fig. 15. Effect of current on plasma density reduction.

50, 100, 200, 300 A 分别代表不同的电流幅值. 可以看出, 电流幅值为 50, 100, 200 和 300 A 分别能够产生 42%, 50%, 67% 和 74% 的削弱效果, 且提高电流不会影响应有的密度削弱效果. 另外, 施加的电流越高, 密度变化曲线的波动越大. 这是因为当电流频率不变时, 增大电流幅值会造成电流的变化率增加, 导致磁通密度变化率增加, 使密度削弱曲线呈现波动降低趋势.

4 TMF 对 RAM-C 飞行试验的电磁波衰减抑制效果分析

在飞行器再入全过程中, 等离子体鞘套的密度和厚度、碰撞频率、气压都会随着海拔的改变而改变. 为了缓解飞行器再入全过程中的黑障现象, 下面将以 RAM-C 飞行试验再入全程中产生的等离子体鞘套为研究对象, 分析电磁波的传播特性和不同高度下 TMF 对电磁波衰减的抑制效果, 并对比静态外加磁场以评估利用 TMF 缓解飞行器再入过程中黑障问题的可行性.

根据 RAM-C 飞行试验中所产生的等离子体鞘套参数, 对不同时段和高度下的等离子体鞘套参数进行分类, 可以归纳为表 1^[22,29].

表 1 中密度为该高度时等离子体鞘套密度的最高值. 根据海拔和等离子体鞘套密度的关系, 可将再入全过程分为 4 阶段: 阶段 1 (76.2—71.02 km), 阶段 2 (61.57—47.55 km), 阶段 3 (30.48 km) 和阶段 4 (25.01—21.34 km).

假设非均匀等离子体鞘套被分为 n 层, 每层的宽度为 l_i , 第 0 层和第 $n+1$ 层为自由空间层, 那么第 n 层的电磁波电场和磁场可以表示为^[14,28,30,31]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{ni} &= \mathbf{e}_x \left[\mathbf{E}_{ni} e^{-jk_n(z - \sum_{i=1}^n l_i)} \mathbf{E}_{nr} e^{jk_n(z - \sum_{i=1}^n l_i)} \right], \\ \mathbf{H}_{ni} &= \mathbf{e}_x \frac{1}{(\mu_0 \varepsilon_n)^{1/2}} \left[\mathbf{E}_{ni} e^{-jk_n(z - \sum_{i=1}^n l_i)} \right. \\ &\quad \left. - \mathbf{E}_{nr} e^{jk_n(z - \sum_{i=1}^n l_i)} \right], \end{aligned} \quad (28)$$

其中, $\mathbf{E}_{ni}$ 和 $\mathbf{H}_{ni}$ 表示第 n 层电磁波的电场强度和磁场强度, $\mathbf{E}_{nr}$ 和 $\mathbf{H}_{nr}$ 为第 n 层中反射电磁波的电场强度和磁场强度, 电磁波传播常数 $k_n = \omega(\mu_0 \varepsilon_n)^{1/2}$, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ 表示方向向量.

由相邻两层间的边界连续性条件, 可以得到第 n 层与第 $n+1$ 层之间的反射系数和透射系数:

$$\Gamma_n = \frac{\eta_{n+1} - \eta_n}{\eta_{n+1} + \eta_n}, \quad T_n = 1 + \Gamma_n. \quad (29)$$

表 1 RAM-C 飞行试验中不同高度下的等离子体鞘套参数
Table 1. Plasma sheath parameters at different altitudes in the RAM-C flight test.

再入过程	海拔/km	气压/Pa	等离子体密度/ m^{-3}	碰撞频率/GHz	等离子体鞘套厚度/cm
阶段1	76.2	2	4.02×10^{16}	0.005	14.0
	71.02	17	1×10^{17}	0.012	11.2
阶段2	61.57	25	4.037×10^{17}	0.050	7.8
	53.34	55	6.86×10^{17}	0.175	7.0
	47.55	288	1.02×10^{18}	0.420	5.8
阶段3	30.48	1197	1×10^{19}	5.710	6.8
阶段4	25.01	2094	5×10^{18}	13.18	5.4
	21.34	4085	5.03×10^{16}	23.00	5.3

第 m 层和第 $m+1$ 层 ($m = 0, 1, \dots, n-1$) 之间的电场和磁场的关系为

$$\begin{aligned}
 & E_{mi}(1 + \Gamma_m) \\
 &= E_{(m+1)i} (e^{jk_{m+1}l_{m+1}} + \Gamma_{m+1}e^{-jk_{m+1}l_{m+1}}) \\
 & \quad \times \frac{1}{(\mu_0\epsilon_m)^{1/2}} E_{mi}(1 - \Gamma_m) \\
 &= \frac{1}{(\mu_0\epsilon_{m+1})^{1/2}} E_{(m+1)i} (e^{jk_{m+1}l_{m+1}} \\
 & \quad - \Gamma_{m+1}e^{-jk_{m+1}l_{m+1}}). \quad (30)
 \end{aligned}$$

由 (30) 式中两式相除, 可以得到各层的波阻抗:

$$\begin{aligned}
 Z_m &= \eta_{m+1} \frac{1 + \Gamma_{m+1}e^{-j2k_{m+1}l_{m+1}}}{1 - \Gamma_{m+1}e^{-j2k_{m+1}l_{m+1}}}, \\
 \Gamma_m &= \frac{Z_m - \eta_m}{Z_m + \eta_m}, \\
 T_m &= \frac{(1 + \Gamma_m)e^{-jk_{m+1}l_{m+1}}}{1 + \Gamma_{m+1}e^{-j2k_{m+1}l_{m+1}}}. \quad (31)
 \end{aligned}$$

所以, 电磁波的反射系数和透射系数可以表示为

$$\Gamma = \Gamma_0, \quad T = \prod_{m=0}^n T_m. \quad (32)$$

电磁波的衰减值可以用下面的公式计算: $S = 20\log_{10}|T|$, 单位为 dB. 利用 (28)—(32) 式可以得到电磁波的衰减值. 下面分别计算并分析施加 TMF 后 4 个阶段的 L 波段 (1.575 GHz), S 波段 (3.0 GHz), C 波段 (5.8 GHz) 和 X 波段 (10 GHz) 透射等离子体鞘套的衰减.

4.1 阶段 1 (76.2—71.02 km)

阶段 1 的主要特点为碰撞频率和等离子体密度相对较低, 但是等离子体鞘套较厚, 达到 10 cm 以上. 为了研究最严苛情况下施加 TMF 对电磁波衰减的抑制效果, 设置等离子体密度为最大值

$1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 等离子体鞘套厚度为 14 cm, 气压为 17 Pa, 碰撞频率为 0.012 GHz.

图 16 展示了在上述条件下, 施加 TMF 对电磁波衰减的影响. 从图 16(a) 能够看出, 在不施加 TMF 时, L 波段的衰减量为 37.5 dB, 而 S 波段、C 波段和 X 波段的衰减量均小于 5 dB. 当施加 TMF 后, 50 A 的电流输入即可使电磁波的衰减量降低到 5 dB 以下, 并且随着电流的增大, 电磁波衰减进一步减小. 同样地, 从图 16(b) 能够看出, 施加 500 m/s 的行波速度就能使 L, S, C 和 X 波段的电磁波衰减降低到 5 dB 以下. 这表明, 在低密度、低碰撞频率的条件下, 即使该阶段的等离子体鞘套厚度达到 14 cm, TMF 也能展现出较好的削弱效果.

4.2 阶段 2 (61.57—47.55 km)

阶段 2 相较于阶段 1, 等离子体鞘套的密度和碰撞频率都有所增大, 但是等离子体鞘套变薄. 设置等离子体密度为最大值 $1.02 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 等离子体鞘套厚度为 7.8 cm, 气压为 288 Pa, 碰撞频率为 0.42 GHz.

图 17 展示了在上述条件下, 施加 TMF 对电磁波衰减的影响. 图 17(a) 能够看出, 当施加的电流大于 600 A 时, 4 个波段的电磁波衰减都低于 20 dB. 但是考虑到 TMF 产生装置所承载的电流上限, 本文所考虑的电流大小限制在 800 A 以下. 图 17(b) 中, 当施加的行波速度大于 1000 m/s 时, X 波段和 C 波段的衰减降低到 30 dB 以下. 值得注意的是, 尽管行波速度已经增大到 2000 m/s, 但是在电流大小仅 200 A 的前提下, 提高行波速度只能将 L 和 S 波段的衰减降低到 50 dB 左右, 这说明提高电流大小对抑制电磁波衰减的效果要优于提高行波速度.

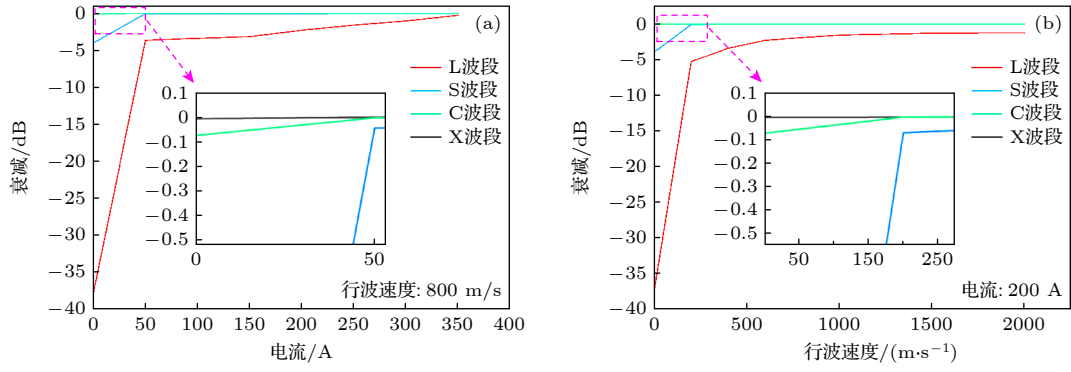


图 16 阶段 1 施加 TMF 对电磁波衰减的影响 (a) 电流对电磁波衰减的影响; (b) 行波速度对电磁波衰减的影响

Fig. 16. Effect of applying TMF on EM wave attenuation in phase 1: (a) Effect of current on the attenuation of EM waves; (b) effect of traveling velocity on the attenuation of EM waves.

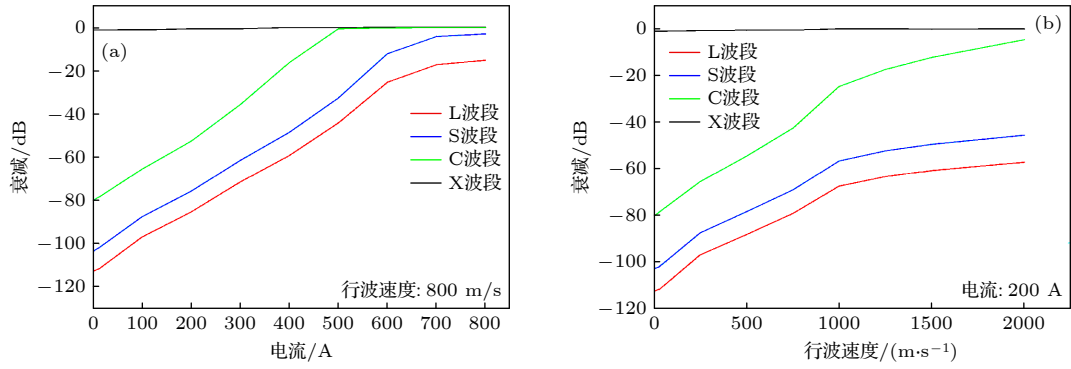


图 17 阶段 2 施加 TMF 对电磁波衰减的影响 (a) 电流对电磁波衰减的影响; (b) 行波速度对电磁波衰减的影响

Fig. 17. Effect of applying TMF on EM wave attenuation in phase 2: (a) Effect of current on the attenuation of EM waves; (b) effect of traveling velocity on the attenuation of EM waves.

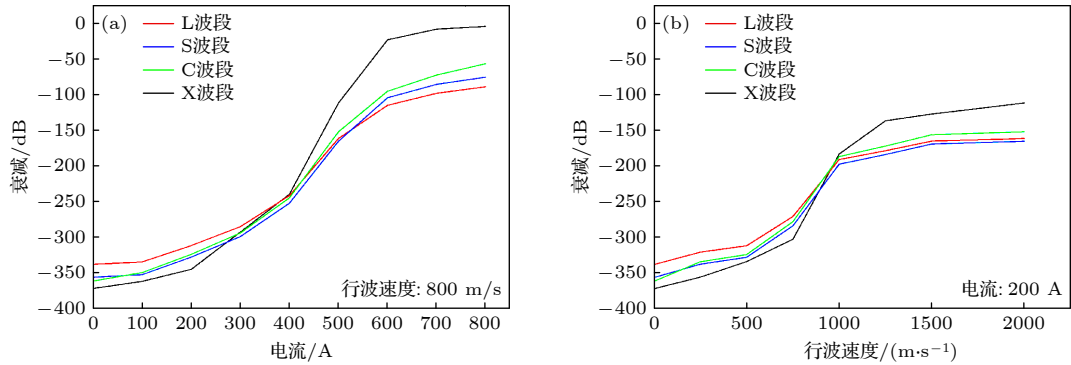


图 18 阶段 3 施加 TMF 对电磁波衰减的影响 (a) 电流对电磁波衰减的影响; (b) 行波速度对电磁波衰减的影响

Fig. 18. Effect of applying TMF on EM wave attenuation in phase 3: (a) Effect of current on the attenuation of EM waves; (b) effect of traveling velocity on the attenuation of EM waves.

4.3 阶段 3 (30.48 km)

相较于其他阶段, 阶段 3 处的等离子体鞘套密度较高, 产生的电磁波衰减达到 300 dB 以上, 所以该阶段的电磁波透射衰减应当单独分析. 设置该阶段仿真的等离子体密度为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 等离子体鞘套厚度为 6.8 cm, 气压为 1197 Pa, 碰撞频率为 5.71 GHz.

图 18 展示了当前阶段, 施加 TMF 对电磁波衰减的影响. 由图 18(a) 看出当电流为 800 A 时, X 波段的衰减小于 25 dB, 但是其余波段的衰减依然大于 50 dB. 图 18(b) 中, 提高行波速度仅能降低约 50% 的衰减量, 且在行波速度大于 1000 m/s 后, 继续提高行波速度对抑制电磁波衰减不会产生更明显的影响, 这主要是因为继续提高行波速度难

以对等离子体密度产生更明显的削弱效果. 阶段3的电磁波衰减结果表明, 即使该高度处的等离子体鞘套密度和碰撞频率较高, 产生超过 300 dB 的电磁波衰减, 但通过施加 TMF 能够使 L, S, C 波段的电磁波衰减降低到 75 dB 左右, 使 X 波段的电磁波衰减降低到可通信范围内.

4.4 阶段 4 (25.01—21.34 km)

阶段 4 的主要特征为: 等离子体的碰撞频率很大, 气压较高. 设置等离子体鞘套厚度为 5.4 cm, 等离子体密度为 $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 气压为 2094 Pa, 碰撞频率为 13.18 GHz.

图 19 展示了在阶段 4 施加 TMF 对电磁波衰减的影响. 由图 19(a) 看出当电流为 800 A 时, 施加 TMF 能够使 4 个波段的衰减降低到 30 dB 以下. 由图 19(b) 看出, 电流大小固定为 200 A 时, 1750 m/s 以上的行波速度才能够使 X 波段的衰减降低到 30 dB 以下. 阶段 4 的电磁波衰减的结果表明, 与阶段 2 相比, 虽然等离子体密度处于同一个量级, 但阶段 4 的碰撞频率远大于阶段 2, 严重降低了 TMF 对等离子体密度的削弱效果, 影响了对电磁波衰减的抑制效果.

为了更直观地给出 TMF 对飞行器再入过程通信黑障的抑制效果, 图 20 计算了 TMF 作用下

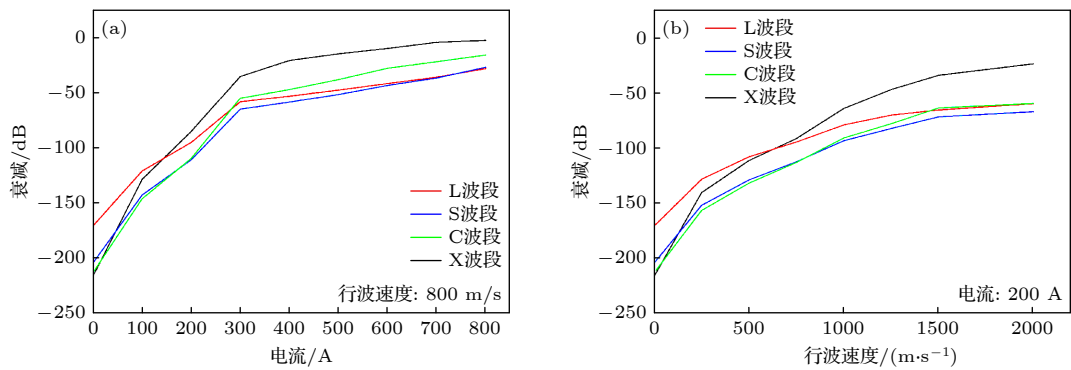


图 19 阶段 4 施加 TMF 对电磁波衰减的影响 (a) 电流对电磁波衰减的影响; (b) 行波速度对电磁波衰减的影响

Fig. 19. Effect of applying TMF on EM wave attenuation in phase 4: (a) Effect of current on the attenuation of EM waves; (b) effect of traveling velocity on the attenuation of EM waves.

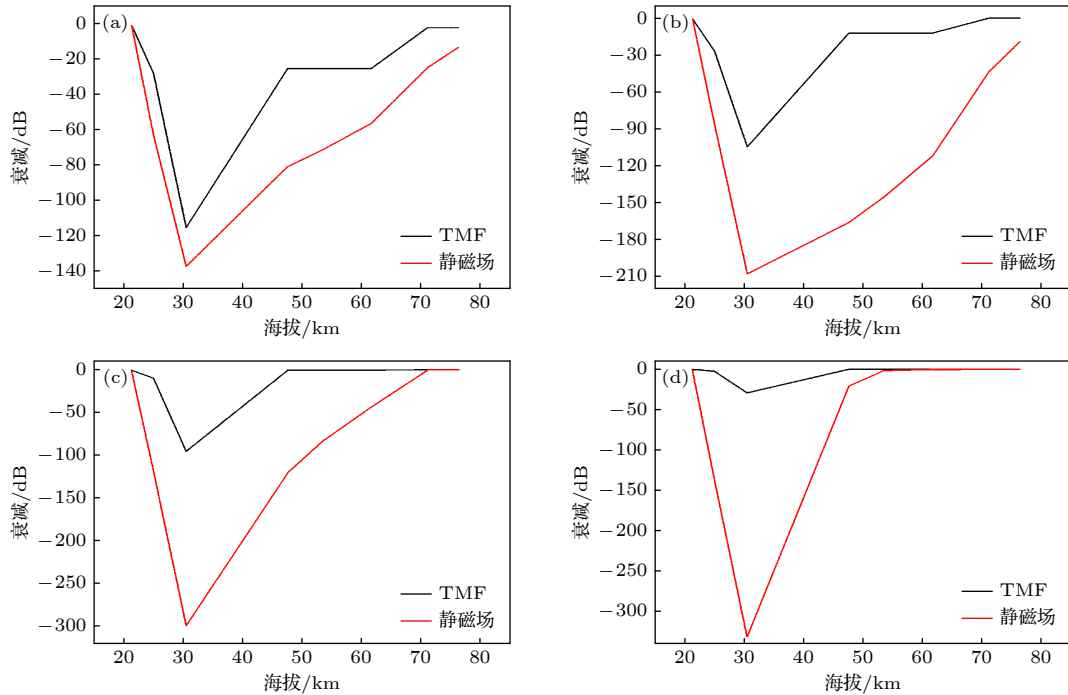


图 20 TMF 与外加静磁场的效果对比 (a) L 波段; (b) S 波段; (c) C 波段; (d) X 波段

Fig. 20. Comparison of the effect of TMF with applied static magnetic field: (a) L-band; (b) S-band; (c) C-band; (d) X-band.

飞行器再入全过程的电磁波衰减, 并与现有研究的外加静态磁场法进行了对比. 其中, 设置静磁场的磁场强度为 0.15 T, TMF 产生装置中施加的电流为 800 A, 行波速度为 1000 m/s. 结果显示, TMF 作用下 L, S, C 和 X 波段电磁波的衰减明显低于静磁场作用下的, 且随着电磁波频率的增大, 这种趋势更加明显. 这表明, 施加 TMF 对通信黑障的抑制效果明显高于外加静磁场.

5 结 论

本文提出了一种利用 TMF 调控等离子体鞘套密度的三维模型. 基于磁流体理论建立了三维 TMF 产生模型和等离子体密度分布模型, 研究了 TMF 作用下空间中非均匀等离子体随时间演变特性和密度的分布特性. 等离子体密度随时间演变特性的结果表明, 通信窗口处的密度削弱效果最大可达 71%, 且没有通信时间限制. 等离子体密度分布的结果表明, 在 TMF 的作用下, 等离子体聚集在飞行器前端导致等离子体密度在飞行器表面沿 X 轴的分布变化剧烈, 前端和后端的密度相差超过一个数量级, 在后端形成的通信窗口有效区域可达 50 mm × 100 mm. 通信窗口处的等离子体密度低于密度限制且沿 Z 轴分布较均匀, 这表明 TMF 对距离飞行器表面较高 (0.1 m) 的等离子体也具有较好的削弱效果.

此外, 本文以 RAM-C 飞行实验的数据为基础, 针对各高度存在的电磁波衰减, 研究了电流大小和行波速度对电磁波衰减的影响. 计算结果显示, 施加 800 A 的电流和 1000 m/s 的行波速度, 能够使 L 波段、S 波段、C 波段和 X 波段的电磁波衰减在 30.48 km 高度处降低到 100 dB 以下, 在其他高度处降低到 30 dB 以下. 本文还对比了 TMF 与外加静磁场对不同高度的电磁波衰减抑制的效果. 结果表明, TMF 对电磁波衰减的抑制效果明显优于静磁场, 且电磁波频率越高, TMF 对电磁波衰减的抑制效果就越好, 进一步验证了利用 TMF 缓解通信黑障的可行性.

参考文献

- [1] Bai B, Liu Y M, Li X P, Yao B, Shi L 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062101
- [2] Zhao Q, Xing X J, Xuan Y L, Liu S Z 2014 *Plasma Sci. Technol.* **16** 614
- [3] Lemmer K M, Gallimore A D, Smith T B, Davis C N, Peterson P 2009 *J. Spacecr. Rockets* **46** 1100
- [4] Kundrapu M, Loverich J, Beckwith K, Stoltz P, Shashurin A, Keidar M, Ketsdever A 2015 *J. Spacecr. Rockets* **52** 853
- [5] Cheng J J, Jin K, Kou Y, Hu R F, Zheng X J 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 093301
- [6] Xiong J, Yuan K, Tang R, Mao M, Deng X 2023 *Phys. Plasmas* **30** 090701
- [7] Liu X Q, Liu Y, Ling Y M, Lei J H, Cao J X, Li J, Zhong Y M, Chen M, Li Y H 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 145202 (in Chinese) [刘祥群, 刘宇, 凌艺铭, 雷久侯, 曹金祥, 李瑾, 钟育民, 湛明, 李艳华 2022 物理学报 **71** 145202]
- [8] Yang M, Li X P, Xie K, Liu Y M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 022120
- [9] Belov I F, Borovoy V Y, Gorelov V A, Kireev A Y, Korolev A S, Stepanov E A 2001 *J. Spacecr. Rockets* **38** 249
- [10] Takahashi Y, Enoki N, Takasawa H, Oshima N 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 235203
- [11] Miyashita T, Takasawa H, Takahashi Y, Steffens L, Gülhan A 2024 *AIAA J.* **62** 437
- [12] Miyashita T, Sugihara Y, Takahashi Y, Nagata Y, Kihara, H 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 325206
- [13] Ouyang W C, Liu Q, Wu Z W 2023 *Chin. J. Aeronaut.* **36** 137
- [14] Zhou H, Li X P, Xie K, Liu Y M, Yu Y Y 2017 *AIP Advances* **7** 025114
- [15] Keidar M, Kim M, Boyd I D 2008 *J. Spacecr. Rockets* **45** 445
- [16] Kim M, Keidar M, Boyd I D 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1198
- [17] Guo S S, Xie K, Xu H, Fu M X, Niu Y Y 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 065401
- [18] Stenzel R L, Urrutia J M 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 103303
- [19] Liu D, Li X, Liu Y, Xu J, Lei F, Chen X 2018 *AIP Advances* **8** 085020
- [20] Xu J H, Li X P, Liu D L, Wang Y 2021 *Plasma Sci. Technol.* **23** 075301
- [21] Han M Y, Li Z M, Zhou H, Li Z Y, Liu G H, Xu Z Y, Liu Z 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 259
- [22] Guo S S, Xie K, Sun B, Liu S W 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 125301
- [23] Soliman E A, Helaly A, Megahed A A 2007 *Prog. Electromagn. Res.* **67** 25
- [24] Liu D L, Li X P, Liu Y M, Xu J H, Lei F, Chen X 2018 *AIP Advances* **8** 085803
- [25] Kim M 2009 *Ph.D. Dissertation* (Ann Arbor: University of Michigan)
- [26] Zhou H, Li X P, Xie K, Liu Y M, Yao B, Ai W 2017 *AIP Advances* **7** 105314
- [27] Xu J H, Li X P, Liu D L, Xu C, Qin Y Q 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042509
- [28] Rawhouser R 1970 *Overview of the AF Avionics Laboratory Reentry Electromagnetics Program* Hampton, VA, October 13, 1970 p3
- [29] Ouyang W C, Ding C B, Liu Q, Lu Q M, Wu Z W 2023 *Results Phys.* **53** 106983
- [30] Wu X, Zhang J H, Dong G X, Shi L 2024 *Chin. Phys. B* **33** 055201
- [31] Yang M, Wang J M, Qi K X, Li X P, Xie K, Zhang Q J, Liu H Y, Dong P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 235201 (in Chinese) [杨敏, 王佳明, 齐凯旋, 李小平, 谢楷, 张琼杰, 刘浩岩, 董鹏 2022 物理学报 **71** 235201]

Effect of three-dimensional traveling wave magnetic field on plasma sheath density*

Xu Zi-Yuan¹⁾ Zhou Hui^{1)†} Liu Guang-Han¹⁾
 Gao Zhong-Liang¹⁾ Ding Li¹⁾ Lei Fan²⁾

¹⁾ (School of Electrical and Electronic Engineering, Shandong University of Technology, Zibo 255000, China)

²⁾ (School of Electrical and Control Engineering, Shaanxi University of Science and Technology, Xi'an 710016, China)

(Received 25 May 2024; revised manuscript received 16 July 2024)

Abstract

When the vehicle travels at a hypersonic speed or during re-entry, the surface is covered by a plasma sheath. Plasma sheath can impede electromagnetic wave propagation, causing vehicle radio signals to be attenuated or even interrupted, which is communication blackout. The traveling magnetic field is a kind of magnetic field that can mitigate the communication blackout by adjusting the density of the plasma sheath. In this work, a three-dimensional traveling magnetic field generation model and a three-dimensional plasma density distribution model are established for the problem that the one-dimensional traveling magnetic field cannot accurately describe the plasma density distribution in space. The mechanism of the interaction between the traveling magnetic field and the plasma is investigated to obtain the plasma density distribution in space. The results show that applying a traveling magnetic field can generate a density reduction region of 50×100 mm at the rear of the vehicle, resulting in a maximum decrease of 71% in plasma density in the region and providing continuous communication time. Meanwhile, the effects of initial density, collision frequency, traveling velocity and current magnitude on the plasma density distribution are investigated. The results show that with the increase of the initial density, the ability to regulate the plasma density is improved. However, due to the large density base, the adjusted plasma density is still higher than the plasma density of the low-density case. The increase of the collision frequency can significantly reduce the regulation effect. Increasing the traveling velocity and current can enhance the density-adjusting effect. However, further increasing the traveling velocity to above 800 m/s does not yield a more significant adjustment effect. Based on the data from the RAM-C flight test, the proposed model is used to study the effects of current magnitude and traveling velocity on the electromagnetic wave attenuation during aircraft reentry. The mitigation effect of the traveling magnetic field on electromagnetic wave attenuation is also compared with the effect of applying a static magnetic field. The results show that the applied traveling magnetic field can reduce the electromagnetic wave attenuation of the vehicle to below 30 dB in the X-band at an altitude of 30.48km, as well as in the L-, S-, C- and X-bands at other altitudes. The comparison between traveling magnetic field and static magnetic field demonstrates that the traveling magnetic field significantly outperforms the static magnetic field in mitigating electromagnetic wave attenuation.

Keywords: plasma sheath, communication blackout, traveling magnetic field, density regulation

PACS: 52.30.Cv, 52.25.Xz, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.73.20240877

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62101310, 62304125) and the Young Scientists Fund of the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2023-JC-QN-0051).

† Corresponding author. E-mail: zhouh@sdut.edu.cn

三维行波磁场对等离子体鞘套密度的调控作用

徐子原 周辉 刘光翰 高中亮 丁丽 雷凡

Effect of three-dimensional traveling wave magnetic field on plasma sheath density

Xu Zi-Yuan Zhou Hui Liu Guang-Han Gao Zhong-Liang Ding Li Lei Fan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 175201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240877

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240877>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

等离子体鞘套宽带微波反射诊断方法

Method of diagnosing broadband microwave reflection of plasma sheath

物理学报. 2022, 71(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221179>

等离子体风洞中释放二氧化碳降低电子密度

Electron density depletion by releasing carbon dioxide in plasma wind tunnel

物理学报. 2022, 71(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212353>

高超声速类HTV2模型全目标电磁散射特性实验研究

Experimental investigation on all-target electromagnetic scattering characteristics of hypervelocity HTV2-like flight model

物理学报. 2022, 71(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211901>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

物理学报. 2021, 70(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>

电子非广延分布的多离子磁化等离子体鞘层特性

Multi-ion magnetized sheath properties with non-extensive electron distribution

物理学报. 2024, 73(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231452>

静态强磁场对临近空间飞行器中天线辐射性能的影响

Influence of static strong magnetic field on antenna radiation in hypersonic vehicle

物理学报. 2022, 71(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212044>