

静态强磁场对临近空间飞行器中天线辐射性能的影响

张天成 成爱强 包华广 丁大志

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

Zhang Tian-Cheng Cheng Ai-Qiang Bao Hua-Guang Ding Da-Zhi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 085202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212044

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212044>

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

螺旋波等离子体原型实验装置中天线的优化设计与功率沉积

Optimal design of helicon wave antenna and numerical investigation into power deposition on helicon physics prototype experiment

物理学报. 2019, 68(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182107>

稳态强磁场的细胞生物学效应

Biological effects on cells in strong static magnetic field

物理学报. 2018, 67(14): 148701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180378>

脉冲电压上升沿对He 大气压等离子体射流管内放电发展演化特性的影响

Effects of pulse voltage rising edge on discharge evolution of He atmospheric pressure plasma jet in dielectric tube

物理学报. 2022, 71(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210470>

等离子体中X射线透过率分析及潜在通信应用研究

X-ray transmission characteristics and potential communication application in plasma region

物理学报. 2019, 68(4): 040401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181973>

外扩型电磁场控制筒形阴极内等离子体放电输运特性的仿真研究

Simulation study on plasma discharge and transport in cylindrical cathode controlled by expanding electromagnetic field

物理学报. 2019, 68(19): 195204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190583>

用于激光等离子体中脉冲强磁场产生的电感耦合线圈

Optimization of pulsed intense magnetic field device for laser plasma experiment via inductively coupled coil

物理学报. 2021, 70(16): 165202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210441>

静态强磁场对临近空间飞行器中 天线辐射性能的影响^{*}

张天成¹⁾ 成爱强²⁾ 包华广^{1)†} 丁大志¹⁾

1) (南京理工大学通信工程系, 南京 210094)

2) (南京电子器件研究所, 南京 210094)

(2021 年 11 月 4 日收到; 2021 年 12 月 29 日收到修改稿)

为了增强临近空间超声速飞行器中的北斗天线的辐射性能, 采用了施加静态强磁场削弱特定区域等离子体电子密度的方案, 开展多物理场时域建模分析方法研究. 首先利用具有谱精度的时域谱元 (SETD) 法对静态强磁场作用下等离子鞘套中北斗天线周围电子浓度的削减程度进行分析, 再利用共形时域有限差分 (CFDTD) 方法对临近空间超声速飞行器的北斗天线辐射特性进行建模仿真分析. 本文所提方法预测了真实流场空间中静态强磁场对飞行器中北斗天线辐射性能的影响. 仿真结果表明, 施加静态强磁场能够对电子浓度起到“吹散”作用, 从而提升等离子鞘套中北斗天线的辐射性能, 为减弱等离子鞘套对临近空间超声速飞行器中北斗天线辐射性能的影响提供理论指导.

关键词: 等离子鞘套, 静态强磁场, 多物理场瞬态仿真, 电磁辐射

PACS: 52.40.Kh, 83.60.Np, 02.60.Cb, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.71.20212044

1 引言

自 20 世纪五、六十年代起, 航天飞行器在再入大气层高速飞行时会出现与地面指挥中心长达数分钟乃至数十分钟的通信中断, 严重影响了飞行器的安全返回. 这种通信中断主要是由于等离子鞘套造成的^[1]. 当临近空间超声速飞行器在飞行过程中会与周围的空气剧烈地摩擦, 从而在飞行器表面形成强烈的激波, 产生具有一定厚度的电离气体层, 这就是等离子鞘套. 等离子鞘套会对电磁波的传输产生衰减和反射, 严重时甚至会导致无线通信信号的中断^[2-4], 形成所熟知的“黑障”效应. 对于再入航天飞行器, 通信“黑障”现象持续时间较短, 因此可以通过对其运动轨道进行预测或者将需要发送的数据存储后待脱离“黑障”区域后再发送信

号的方式来克服“黑障”对通信造成的影响^[5]. 但对于临近空间超声速飞行器来说, “黑障”效应几乎存在于其整个飞行过程, 因此需要开展相关研究来降低甚至是克服“黑障”现象引起的通信中断问题.

为了缓解“黑障”现象对电磁波传播质量的影响, 国内外研究学者进行了大量的研究, 主要提出的方法从飞行器结构特性和电磁波特性两方面出发. 结构特性主要从优化飞行器气动外形^[6]、改进飞行器涂覆材料^[7]的角度出发来减弱飞行器高速运动过程中与周围气体的摩擦碰撞或使得烧蚀后的材料产物能够与等离子体中电子产生复合或其他效应以减少等离子体浓度. 电磁特性方面的方法较多, 主要有改变电磁波频率^[8,9]、增大天线发射功率^[10]、加强强磁场和交叉电磁场^[11,12]. 首先, 改变电磁波频率主要是使通信频率高于等离子率, 或远

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 62025109, 62001231, 61931021)、电磁环境效应国家重点实验室基金 (批准号: JCKYS2019DC4)、中国空间技术研究院重点实验室基金 (批准号: 2020SSFNKLSTMT-12) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK20200467) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: hgbao@njust.edu.cn

低于等离子频率和碰撞频率来减少电磁波穿过等离子体时的衰减,但频率过高难以实现远距离传输,而频率过低则会大大增加天线的尺寸,侵占更多飞行器空间.增大天线发射功率是最直观的一种方法,但这会对天线的发射和接收性能提出严峻考验^[13].综合考虑,施加强磁场或交叉电磁场是较为有效的实现形式,这两种方法通过洛伦兹力和电场力来使得电子向某一特定的方向运动,从而在反方向产生一块电子浓度较低的区域^[14,15],在该区域安置天线来实现通信.若要产生强恒定电场需要较大的电源进行供电,而随着超导技术的快速发展^[16],施加静态强磁场缓解“黑障”效应的技术越来越成为可能.

本文从理论仿真角度出发,利用数值算法分析了静态强磁场作用下高超声速飞行器载北斗天线系统的辐射特性.首先通过时域谱元法对施加静态强磁场区域等离子体流场的“吹散”现象进行建模分析,再通过差值投影技术对等离子鞘套进行建模,结合共形时域有限差分方法对整个临近空间高超声速飞行器载北斗天线的辐射特性进行快速分析,直观描述强磁场作用下的“磁窗”天线辐射特性的改善程度.本文所提方法分析了静态强磁场对临近空间高超声速飞行器上北斗天线辐射特性的改善效果.结果表明:等离子鞘套中的电子会在洛伦兹力的作用下运动,向某一特定方面聚集,而在相反方向电子浓度大大衰减,当天线放置于电子浓度较低的区域时,辐射的电磁波能够损耗较小地穿过该区域,相较于未加强磁场的情况,辐射特性能够得到明显提升,为减缓临近空间高超声速飞行器的“黑障”效应的影响提供可行方案.

2 理论模型与分析

2.1 静态强磁场削弱等离子鞘套电子浓度相关理论

等离子鞘套中含有大量的自由电子和正离子,当施加静态大磁场时,带电粒子会受到磁场作用产生洛伦兹力以螺旋形式运动,最终与摩擦力达到受力平衡的稳定状态,此时会形成一个电子浓度较低的区域,削弱等离子鞘套对电磁波传输的影响,静态磁场对带电粒子作用示意如图1所示.

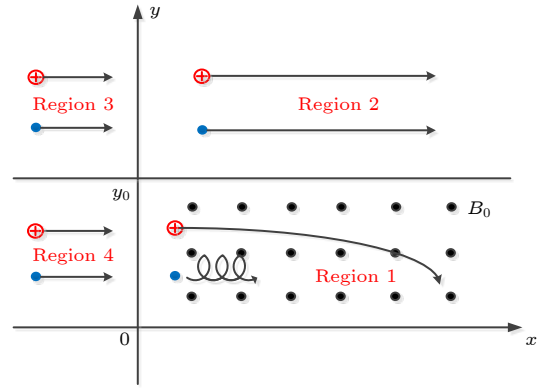


图1 静态强磁场对带电粒子作用示意

Fig. 1. The effect of static magnetic field on charged particles.

为了描述该过程,研究学者们提出了一套基于等离子体流场的非线性方程组^[17,18],主要包括泊松方程、质量守恒方程和动量守恒方程,由于等离子鞘套中的带电粒子作用过程是极其复杂的,这里忽略电离和复合过程,则控制方程可以表示为^[19]

$$\begin{cases} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i) = 0, \\ M_i \frac{\partial (n_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + M_i \nabla \cdot (n_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i) \\ = en_i (-\nabla \phi) + en_i (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - \nu_c M_i n_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_0), \\ \nabla^2 \phi = -\frac{e}{\varepsilon_0} [n_i - n_{e0} \exp(e\phi / (k_B T_e))], \end{cases} \quad (1)$$

其中 n_i 表示正离子的密度, M_i 为正离子的质量, \mathbf{V}_i 为粒子的运动速度, \mathbf{V}_0 是带电粒子的初始速度, e 表示的是电荷量, \mathbf{B} 为外加静磁场的磁通密度, ν_c 是粒子的碰撞频率, ϕ 为内建电势.

为了准确求解(1)式,采用具有谱精度的时域谱元法方法^[20],该方法采用曲六面体网格离散,建模灵活能够很好拟合物体外形,同时形成的质量矩阵具有块对角特性,便于实现高度并行化设计^[21,22].时域谱元法推导迭代格式的大致流程是利用 GLL 基函数对未知量进行展开,再对方程两端使用相同的基函数进行测试,最终采用中心差分对时间偏导数展开便可得到最终的迭代格式.具体的推导过程本文不再详细介绍,可以参考我们之前类似的工作^[23–25].同时只在天线区域施加静态磁场,而外围区域离子在没有磁场的作用下不会发生偏转效应,因此我们通过边界条件来模拟只在某一区域强加静态磁场的理想效果,具体的边界条件设置如图2所示.来流方向边界设置为该面上等离子体入射时

电子浓度分布, 并且沿入射方向的速度保持不变; 流出边界上电子浓度和速度沿出射方向的梯度为 0; 而在其余边界面上速度沿着入射方向都保持不变, 而电子浓度沿垂直该边界面的梯度设为 0.

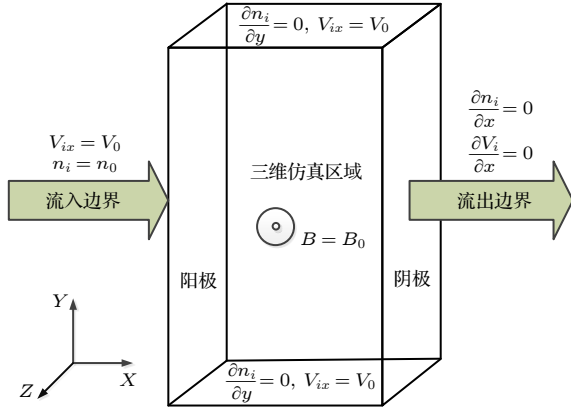


图 2 等离子体流场仿真边界条件设置
Fig. 2. Boundary condition of flow field.

2.2 等离子鞘套包裹的目标辐射特性分析理论

由于要对临近空间高超声速飞行器上北斗天线的辐射特性进行高效分析, 选取时域有限差分方法来完成建模分析, 该方法相较于其他时域方法效率较高, 同时采用显式迭代格式能够实现高度并行设计^[26]. 为了解决时域有限差分方法在分析不规则目标时存在接替近似导致精度不高的问题, 采用共形技术对曲面结构进行处理以提高算法准确度. 对于天线辐射特性及共形时域有限差分方法的研究已有一定报道^[27,28], 本文主要介绍等离子体的时域有限差分方法的迭代形式.

考虑各向同性的非磁化等离子体, 其麦克斯韦旋度方程组及相关本构关系为^[29]

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \frac{\partial \mathbf{U}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} - v_p \mathbf{U}_e, \\ \mathbf{J} = -en_e \mathbf{U}_e, \end{cases} \quad (2)$$

式中, m 为电子质量, e 为电子电量, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场强度和磁场强度; \mathbf{J} 为极化电流密度, \mathbf{U}_e 为电子平均速度, v_p 表示等离子体碰撞频率, n_e 为电子浓度. 将 (2) 式最后一个方程代入第 3 个方程中可得

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + v_p \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}, \quad (3)$$

其中, ω_p 为等离子体角频率. 将 (3) 式在直角坐标系中展开, 则极化电流在 x 方向分量为

$$\frac{dJ_x}{dt} + v_p J_x = \varepsilon_0 \omega_p^2 E_x, \quad (4)$$

对 (4) 式等号两端同时乘以 $e^{-v_p t}$ 并在时间上进行积分以构造龙格库塔迭代格式, 则有

$$J_x^{n+1} = e^{-v_p \Delta t} J_x^n + e^{-v_p \Delta t} \int_0^{\Delta t} e^{v_p \tau} F(t_n + \tau) d\tau, \quad (5)$$

其中

$$F(t_n + \tau) = \varepsilon_0 \omega_p^2 E_x(t_n + \tau). \quad (6)$$

对 $F(t_n + \tau)$ 采用二阶龙格库塔展开, 经过一系列的推导便可得到:

$$\begin{aligned} J_x^{n+1} = & e^{-v_p \Delta t} J_x^n + F(t_n, J_i) e^{-v_p \Delta t} \int_0^{\Delta t} e^{-v_p \tau} d\tau \\ & + [F(t_n + \Delta t, K) - F(t_n, J_i)] \frac{e^{-v_p \Delta t}}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \tau e^{v_p \tau} d\tau, \end{aligned} \quad (7)$$

对积分项进行积分处理后可到

$$\begin{aligned} J_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = & e^{-v_p \Delta t} J_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{(1 - e^{-v_p \Delta t})}{v_p} \varepsilon_0 \omega_p^2 E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ & + \frac{(e^{-v_p \Delta t} - 1 + v_p \Delta t)}{v_p^2 \Delta t} \left[\varepsilon_0 \omega_p^2 E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - \varepsilon_0 \omega_p^2 E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

利用中心差分展开 (2) 式中的电场, 可以得到:

$$E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} (\nabla \times \mathbf{H})_x^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} \left[J_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + J_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right], \quad (9)$$

将 (8) 式代入 (9) 式有:

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) &= \frac{1}{1+\frac{\omega_p^2}{2v_p^2}(\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t)} \left\{ \left[1 - \frac{\Delta t\omega_p^2}{2v_p} (1-\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) + \frac{\omega_p^2}{2v_p^2} (\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t) \right] \right. \\
&\times E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\Delta y} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k\right) \right] \right. \\
&\left. \left. - \frac{1}{\Delta z} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}\right) \right] \right\} - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} (1+\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) J_x^n \right\}. \quad (10)
\end{aligned}$$

同理对于 y 和 z 方向的离散分量有:

$$\begin{aligned}
J_y^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) &= \mathrm{e}^{-v_p\Delta t} J_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) + \frac{(1-\mathrm{e}^{-v_p\Delta t})}{v_p} \varepsilon_0 \omega_p^2 E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) \\
&+ \frac{(\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t)}{v_p^2\Delta t} \left[\varepsilon_0 \omega_p^2 E_y^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) - \varepsilon_0 \omega_p^2 E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) \right], \quad (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_z^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) &= \mathrm{e}^{-v_p\Delta t} J_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) + \frac{(1-\mathrm{e}^{-v_p\Delta t})}{v_p} \varepsilon_0 \omega_p^2 E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) \\
&+ \frac{(\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t)}{v_p^2\Delta t} \left[\varepsilon_0 \omega_p^2 E_z^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) - \varepsilon_0 \omega_p^2 E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) \right], \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) &= \frac{1}{1+\frac{\omega_p^2}{2v_p^2}(\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t)} \left\{ \left[1 - \frac{\Delta t\omega_p^2}{2v_p} (1-\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) + \frac{\omega_p^2}{2v_p^2} (\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t) \right] \right. \\
&\times E_y^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right) \right] \right. \\
&\left. \left. - \frac{1}{\Delta x} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) \right] \right\} - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} (1+\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) J_y^n \right\}, \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) &= \frac{1}{1+\frac{\omega_p^2}{2v_p^2}(\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t)} \left\{ \left[1 - \frac{\Delta t\omega_p^2}{2v_p} (1-\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) + \frac{\omega_p^2}{2v_p^2} (\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}-1+v_p\Delta t) \right] \right. \\
&\times E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) \right] \right. \\
&\left. \left. - \frac{1}{\Delta y} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) \right] \right\} - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} (1+\mathrm{e}^{-v_p\Delta t}) J_z^n \right\}. \quad (14)
\end{aligned}$$

由于等离子体的电磁参数表现在介电常数上, 因此磁场的迭代公式保持不变. 建模时只需将每个离散点上的电子浓度和温度转化为等离子体频率和碰撞频率插值到电磁场离散单元上便可.

2.3 模型设计及计算流程

本文旨在分析施加静态强磁场对临近空间高超声速飞行器上北斗天线辐射特性的影响, 模型示意如图 3 所示. 在仿真建模过程中, 首先利用等离子体流场仿真软件 CFD-FASTRAN^[30] 获取特定

飞行状态下的等离子鞘套参数. 将天线附近区域的电子浓度提取出来, 利用 2.1 节介绍的施加强磁场削弱电子浓度的方法进行“吹散”效应仿真. 假定其余区域的磁场较小对电子浓度没有影响, 结合其余区域的等离子体分布便可获得静态磁场作用下的等离子鞘套参数, 利用电子、离子浓度分布和温度分布便可转化为等离子频率 ω_p 和碰撞频率 v_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0}} + \sqrt{\frac{e^2 n_i}{m_i \varepsilon_0}}, \quad (15)$$

$$v_p = 6.3 \times 10^{-9} n_e \sqrt{\frac{T}{300}}, \quad (16)$$

其中, n_e 和 n_i 分别为电子和离子密度, m_e 和 m_i 分别为电子和离子的质量, T 为电子温度, e 为单位电荷量. 最后利用时域有限差分方法对施加强磁场对天线辐射特性改善情况进行仿真分析.

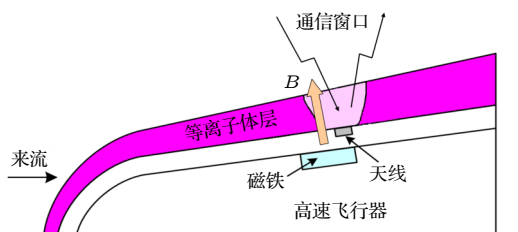


图 3 施加强磁场的临近空间高超声速飞行器示意图

Fig. 3. Schematic diagram of the hypersonic vehicle with static magnetic field.

3 数值算例

本节首先给出飞行器上加载天线辐射特性及静态强磁场削弱等离子鞘套电子浓度的仿真验证, 然后分析施加强磁场对不同飞行状态下的高超声速飞行器上的北斗天线辐射特性的影响, 有效增大了天线辐射电磁波穿过等离子鞘套的能量, 大大提升了天线辐射方向图.

3.1 静态强磁场削弱等离子鞘套电子浓度仿真分析

首先, 采用时域谱元法仿真分析了强磁场对等离子鞘套电子浓度的削弱效果. 仿真参数参考文献 [19], 模型尺寸为 $3 \text{ cm} \times 6 \text{ cm} \times 0.03 \text{ cm}$, 流场初始条件设置为 $V_x = 1000 \text{ m/s}$, 大气压强 $P = 5 \text{ Pa}$, 初始的电子密度 $n = 1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 如图 2 所示沿 Z 轴正方向施加 0.1 T 的均匀磁场. 给出了电子浓度在运动稳定后的分布, 如图 4 所示. 可以看出在外加磁场情况下, 磁场会对等离子鞘套中电子密度产生“吹散”的作用. 由于洛伦兹力的作用, 电子会做螺旋运动, 沿着 X 方向运动的电子将会向 Y 轴负方向聚集, 而在 Y 轴正方向的地方出现了削弱效果, 这与文献 [19] 中的报道结果一致.

3.2 飞行器上加载天线的辐射特性分析

为验证本文计算电磁辐射特性的方法准确性, 分析了飞行器模型上加载北斗卫星导航天线的辐

射特性. 选取的天线为参考文献 [31] 中设计的圆极化天线, 其结构尺寸如图 5(a) 所示. 其中 $L = 2.4 \text{ mm}$, $L_1 = 8.3 \text{ mm}$, $W = 1.5 \text{ mm}$, 介质基板的厚度为 1 mm , 相对介电参数为 $\epsilon_r = 2.65$, 同轴馈点在 $x = 0 \text{ mm}$, $y = 5.9 \text{ mm}$ 处. 由于介质基板很薄, 在仿真中将同轴馈电等效成电流丝馈电, 即在同轴馈点位置处的 Yee 元胞间加 Z 方向的电场. 所加辐射源为调制高斯脉冲, 中心频率为 $f_0 = 2.492 \text{ GHz}$. 将该天线放置在一个缩比飞行器的尾部, 计算该模型的辐射特性. 飞行器参数如下: 半径为 0.1 m , 长度为 0.6 m , 模型如图 5(b) 所示.

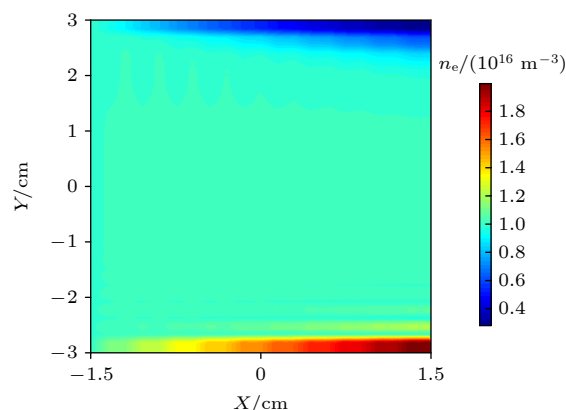


图 4 施加 0.1 T 静磁场后稳定的电子密度分布情况

Fig. 4. Distribution of electron density with static magnetic field of 0.1 T .

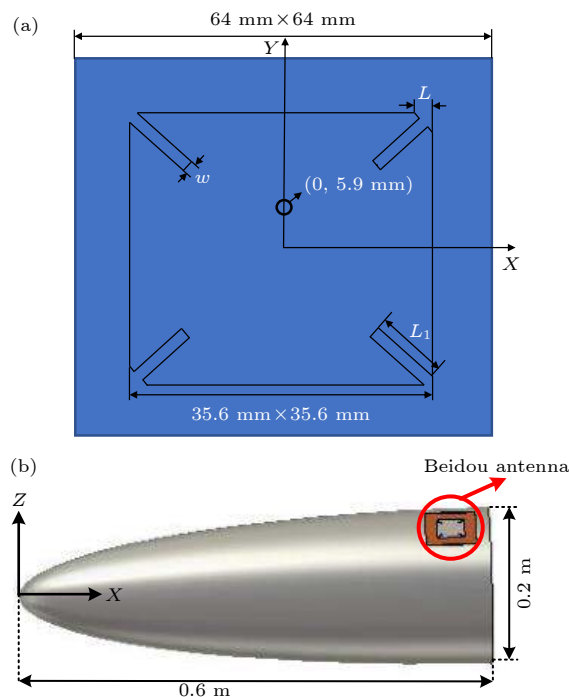


图 5 飞行器加载北斗天线模型示意

Fig. 5. Schematic diagram of vehicle with Beidou antenna.

利用 FDTD 仿真该模型的辐射特性并与 CST 对比, Yee 元胞的剖分尺寸为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ mm}$, 采用 PML 边界条件进行截断, 总的网格数为 $664 \times 264 \times 264$, 计算频率为 2.492 GHz 时该模型的归一化辐射方向图, 其观察平面为 $\theta = 0^\circ - 360^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ 和 90° . 辐射方向图与 CST 的比较如图 6 所示, 结果吻合良好, 验证了算法的准确性.

3.3 施加磁场对天线辐射性能的影响

利用上述方法对施加静态强磁场下的临近空间高超声速飞行器上北斗天线辐射特性的影响进

行分析比较. 首先利用计算流体力学仿真软件 CFD-FASTRAN 获取如图 5(b) 所示的飞行器在

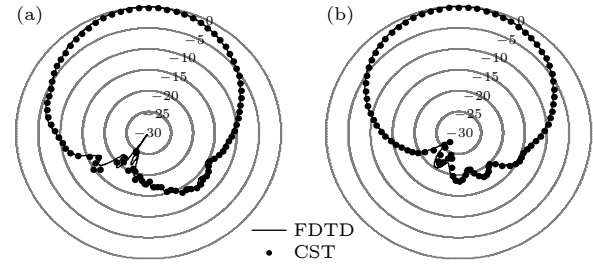


图 6 2.492 GHz 的辐射方向图比较 (a) E 面; (b) H 面
Fig. 6. Comparisons of radiation patterns of 2.492 GHz: (a) E plane; (b) H plane.

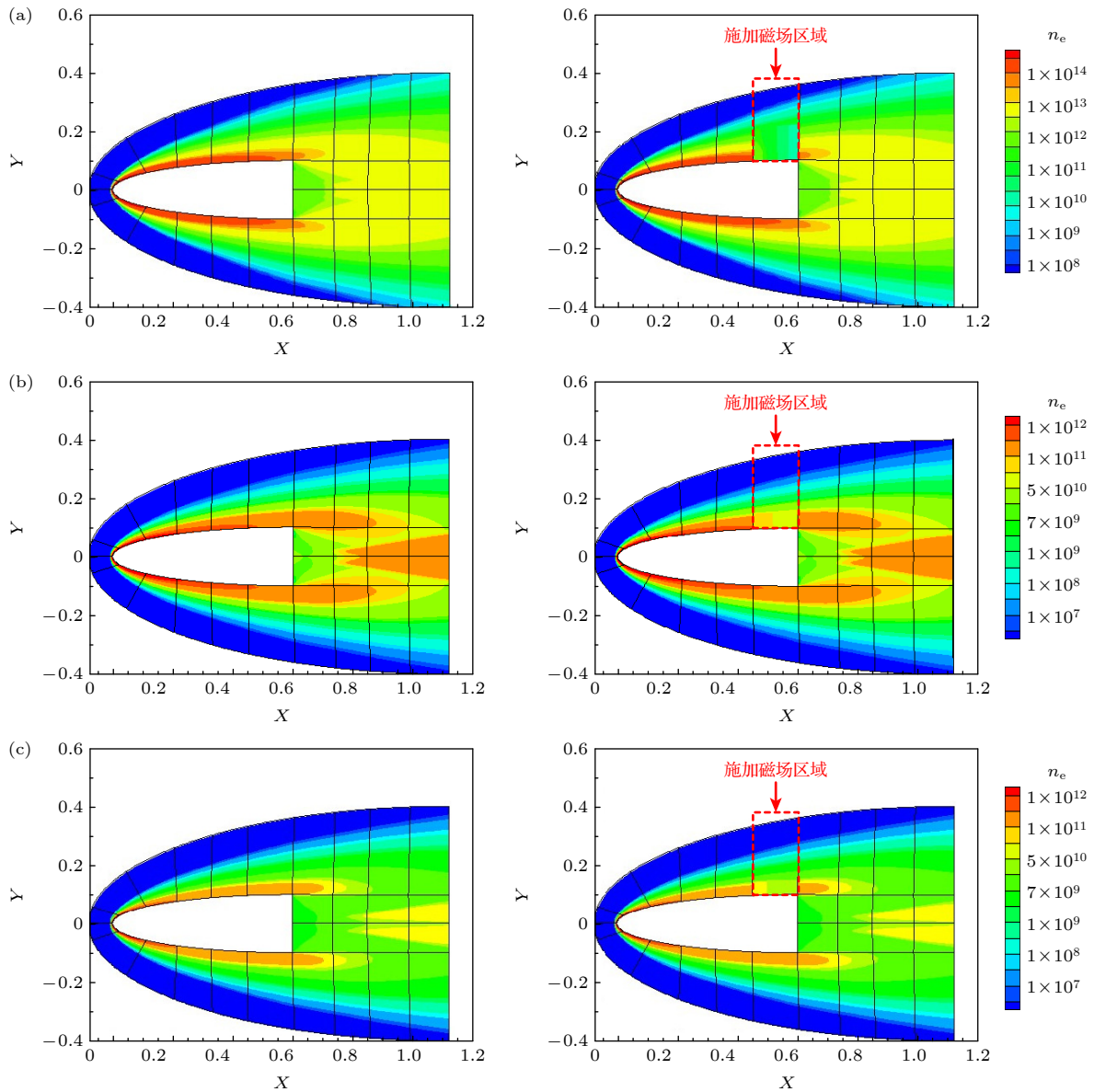


图 7 施加 0.5 T 磁场前后的电子浓度分布 (a) 30 km, 10Ma; (b) 30 km, 12Ma; (c) 35 km, 10Ma

Fig. 7. Distribution of electron density with or without magnetic field of 0.5 T in different situations: (a) 30 km, 10Ma; (b) 30 km, 12Ma; (c) 35 km, 10Ma. .

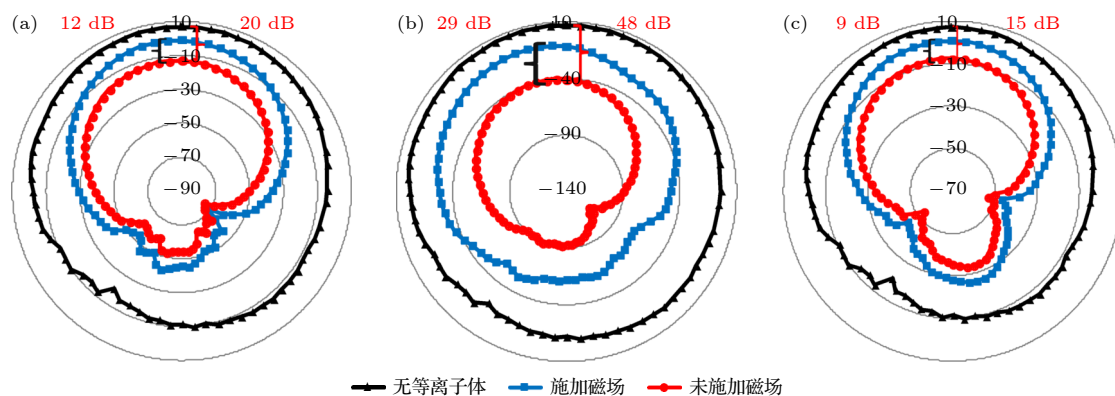


图 8 不同情况下的辐射方向图比较 (a) 30 km, 10Ma; (b) 30 km, 12Ma; (c) 35 km, 10Ma

Fig. 8. Comparisons of radiation patterns in different situations: (a) 30 km, 10Ma; (b) 30 km, 12Ma; (c) 35 km, 10Ma.

不同飞行状态下的流场信息, 然后施加 0.5 T 的静态磁场, 截取天线周围区域的等离子体进行削弱效果仿真, 最终进行天线辐射特性的分析比较。

首先由流体软件分别计算了不同飞行状态下的电子浓度分布情况, 如图 7 左栏 3 幅图所示. 临近空间飞行器飞行速度越快, 飞行器与空气之间的摩擦越剧烈, 因此产生的等离子体浓度越高; 同时随着飞行高度的增大, 空气越来越稀薄, 因此相同速度下产生的等离子体浓度会相对较低. 对红色虚线方框内的电子浓度施加 0.5 T 的静态强磁场进行吹散, 待稳定后的电子浓度再替换掉方框内初始电子浓度, 便可近似认为是施加静态强磁场后的等离子鞘套电子浓度分布, 如图 7 右栏 3 幅图所示. 将等离子鞘套的电子、离子浓度和温度分布代入转换公式中获取等离子体电磁特性参数, 利用共形时域有限差分方法分析整个模型的天线辐射特性. 本文具体比较了不同飞行状态下有无等离子体和是否施加磁场吹散等离子体的天线辐射方向图. 选取 3.2 节中的北斗天线, 观察频率为 2.942 GHz^[31], $\theta = 0^\circ \sim 360^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ 的天线辐射方向图, 如图 8 所示. 可以直观地发现由于等离子鞘套的产生, 电磁波的传输会发生严重的衰减, 对天线辐射特性造成极大的影响. 特别是飞行速度较快、等离子体浓度较高时, 如 30 km, 12Ma 的情况下, 等离子鞘套对天线辐射方向图造成了 48 dB 左右的减弱. 而当施加静态强磁场对天线处电子浓度削弱后, 天线辐射性能能够得到有效的改善. 同样也是电子浓度较高的情况下, 比如 30 km, 12Ma 的情况下, 施加磁场对其削弱效果较好, 对天线辐射特性的改善达到 29 dB. 对初始电子浓度本就较低的情况, 如 35 km, 10Ma, 天线辐射性能也能达到 9 dB 左右的改善.

4 结 论

为了缓解“黑障”效应对电磁波辐射性能的影响, 本文从数值仿真角度出发研究了施加静态强磁场对临近空间高超声速飞行器上北斗天线的辐射特性. 首先对施加静态强磁场情况下的等离子体“吹散”现象利用具有谱精度的时域谱元法进行精确建模, 再对临近空间高超声速飞行器及北斗天线进行了一体化时域有限差分方法仿真, 具体比较了有无等离子鞘套和施加强磁场前后的天线辐射方向图. 通过多物理场仿真分析, 直观地描述了等离子鞘套对天线辐射性能的影响, 并且通过施加静态强磁场, 能够有效地缓解等离子鞘套“黑障”效应对电磁波辐射特性的负面影响, 为改善临近空间高超声速飞行器的通信环境提供理论支撑.

参考文献

- [1] Rybak J P, Churchill R J 1971 *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* **7** 879
- [2] Bai B, Li X P, Xu J, Liu Y M 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2588
- [3] Xu J, Bai B, Dong C X, Zhu Y T, Dong Y Y, Zhao G Q 2017 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **16** 1056
- [4] Yang M, Li X P, Liu Y M, Shi L, Xie K 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 085201 (in Chinese) [杨敏, 李小平, 刘彦明, 石磊, 谢楷 2014 *物理学报* **63** 085201]
- [5] Wang R S 1995 *J. Telemetry, Tracking Command* **5** 10 (in Chinese) [王仁寿 1995 *遥测遥控* **5** 10]
- [6] Wang J S, Yang X Q, Jing Y X, You S 2014 *Spacecr. Eng.* **23** 6 (in Chinese) [王家胜, 杨显强, 经姚翔, 游晟 2014 *航天器工程* **23** 6]
- [7] Zhang F Y 1986 *Aerosp. Mater. Technol.* **5** 47 (in Chinese) [张凤友 1986 *宇航材料工艺* **5** 47]
- [8] Chen W, Guo L X, Li J T, Dan L 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 084102 (in Chinese) [陈伟, 郭立新, 李江挺, 淡磊 2017 *物理学报* **66** 084102]

- [9] Chen K, Xu D G, Li J N, Zhong K, Yao J Q 2021 *Results Phys.* **24** 104109
- [10] Podolsky V, Semnani A, Macheret S O, 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 3524
- [11] Liu J F, Ma H Y, Jiao Z H, Bai G H, Xi X 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 2706
- [12] Lemmer K M, Gallimore A D, Smith T B, Davis C N, Peterson P 2009 *J. Spacecr. Rockets* **46** 1100
- [13] Sun Y F, Dang F C, Yuan C W, He J T, Zhang Q, Zhao X H 2020 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 7580
- [14] Kim M, Boyd I D 2010 *J. Spacecr. Rockets* **47** 29
- [15] Zou X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1907 (in Chinese) [邹秀 2006 物理学报 **55** 1907]
- [16] Cao Y, Fatemi V, Fang S A, Watanabe K J, Taniguchi T, Kaxiras E, Jarillo-Herrero P 2018 *Nature* **556** 43
- [17] Qian C, Ding D Z, Fan Z H, Chen R S 2015 *Phys. Plasmas* **22** 032111
- [18] Yan S, Greenwood A D, Jin J M 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 1882
- [19] Liu D L 2015 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [刘东林 2015 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [20] Liu Q H, Cheng C, Massoud H Z 2004 *IEEE T COMPUT AID D* **23** 1200
- [21] Bao H G, Ding D Z, Chen R S 2017 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **16** 2244
- [22] Ding D Z, Cheng A Q, Wang L, Zhang T C, Chen R S 2020 *Chin. J. Radio Sci.* **35** 93 (in Chinese) [丁大志, 成爱强, 王林, 张天成, 陈如山 2020 电波科学学报“计算电磁学”专刊邀稿 **35** 93]
- [23] Wang L, Ding D Z, Chen R S, Cui W Z, Wang R 2020 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 4894
- [24] Zhang T C, Bao H G, Ding D Z, Chen R S 2021 *Phys. Plasmas* **28** 083504
- [25] Wang L, Bao H G, Ding D Z, Chen R S 2021 *Phys. Plasmas* **28** 093512
- [26] Gei D B, Yan Y B 2005 *Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Waves* (Vol. 2) (Xi'an: Xidian University Press) p14 (in Chinese) [葛德彪, 闫玉波 2005 电磁波时域有限差分方法 (第二版) (西安: 西安电子科技大学出版社) 第14页]
- [27] Sarkar D, Srivastava K V 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 3798
- [28] Bao H G, Chen R S 2017 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **65** 1490
- [29] Cox S M, Matthews P C 2002 *J. Comput. Phys.* **176** 430
- [30] Zhang B, Han J L 2011 *Acta Aeronaut. et Astronaut. Sin.* **32** 400 (in Chinese) [张兵, 韩景龙 2011 航空学报 **32** 400]
- [31] Wu S Q, Liu S B, Guo Z 2010 *2010 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology* Chengdu, China, May 8–11, 2020 p8

Influence of static strong magnetic field on antenna radiation in hypersonic vehicle^{*}

Zhang Tian-Cheng¹⁾ Cheng Ai-Qiang²⁾ Bao Hua-Guang^{1)†} Ding Da-Zhi¹⁾

1) (*Department of Communication, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*)

2) (*Nanjing Electronic Devices Institute, Nanjing 210094, China*)

(Received 4 November 2021; revised manuscript received 29 December 2021)

Abstract

To enhance the radiation performance of the Beidou antenna in the near-space hypersonic vehicle, the static strong magnetic field is used to weaken the electron density in plasma surrounding the antenna. In order to demonstrate the effect of this program, a time-domain multi-physical method is proposed. In the proposed method, what is first analyzed is the reduction of electron concentration in plasma sheath by static strong magnetic field with the spectral element time domain (SETD) method, which has spectral accuracy. Then, the electron density after mitigation is extracted to replace the original electron concentration around the antenna. Hence, the distribution of the manipulated plasma sheath can be obtained. Finally, the radiation characteristics of BeiDou antenna installed in the vehicle are analyzed by the conformal finite difference time domain (CFDTD) method. The simulation results exhibit radiation patterns under different conditions. With the plasma sheath, the radiated electromagnetic waves are greatly attenuated, which will significantly affect the transmission of communication signals. Importantly, the radiation patterns are effectively improved with the external static magnetic field, confirming that it provides an effective tool to mitigate the influence of plasma sheath on the radiation performance of antenna in hypersonic vehicle.

Keywords: plasma sheath, static magnetic field, transient multi-physical simulation, electromagnetic radiation

PACS: 52.40.Kh, 83.60.Np, 02.60.Cb, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.71.20212044

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62025109, 62001231, 61931021), the National Key Laboratory on Electromagnetic Environment Effects, China (Grant No. JCKYS2019DC4), the National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China (Grant No. 2020SSFNKLSMT-12), and the Jiangsu Province Natural Science Foundation, China (Grant No. BK20200467).

[†] Corresponding author. E-mail: hgbao@njust.edu.cn