

## 各向同性等离子体覆盖金属天线辐射增强现象\*

李文秋<sup>1)†</sup> 唐彦娜<sup>1)</sup> 刘雅琳<sup>1)</sup> 马维聪<sup>2)</sup> 王刚<sup>1)3)</sup>

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100190)

2) (西安应用光学研究所, 西安 710065)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2023年2月27日收到; 2023年5月11日收到修改稿)

以飞行器再入大气层时面临的通信“黑障”问题为研究背景, 考虑粒子动力学效应, 采用温等离子体介电常数模型, 理论分析了各向同性等离子体覆盖圆柱金属天线构型中角向对称电磁模式的色散特性、传播特性及辐射特性. 研究表明: 在低气压、电磁波频率  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz 参量条件下, 介于金属天线表面和主等离子体层之间的鞘层厚度约为几个德拜长度; 角向对称模在天线表面的传播属于快波 (波的相速大于光速) 辐射, 且存在一个临界等离子体密度, 超过此临界值电磁波变为消逝波; 存在一个临界归一化鞘层厚度  $(\ell/\lambda_{De})_{pha}$  (或  $(\ell/\lambda_{De})_{att}$ ), 超过此临界值时, 相位常数 (或衰减常数) 幅值开始陡升 (或陡降), 即波的传播特性发生显著改变; 当金属天线半径为 3 倍等离子体趋肤深度、鞘层厚度为整个等离子体层厚度的 0.1 倍时, 电场和功率出现“椭圆形轮廓”辐射增强现象, 其可能是由等离子体频率共振和等离子体-鞘层-天线系统阻抗共振引起, 这些结论为相控阵天线的高分辨率成像等问题提供了理论思路.

**关键词:** 等离子体, 鞘层, 电磁波辐射, 色散关系**PACS:** 52.40.Fd, 52.40.Kh, 41.60.Dk, 11.55.Fv**DOI:** 10.7498/aps.72.20230101

## 1 引言

等离子体覆盖金属表面 (如金属天线) 中出现的辐射增强现象 (radiation enhanced phenomenon, REP) 在诸如飞行器再入大气层面临的通信“黑障”问题、超音速飞行器隐身 (B-2 隐身轰炸机)、电离层散射通信及等离子体激元微纳尺寸增强成像等领域一直受到极大关注<sup>[1-9]</sup>. 1965 年, 基于一种变分技术, Pinder<sup>[10]</sup> 首先对等离子体覆盖金属天线中角向对称模在等离子体层密度均匀和非均匀分布两种情形下的传播色散特性进行了比较. 1967 年, 对于等离子体层覆盖球形天线情形, Messiaen 和 Vandenplas<sup>[11]</sup> 通过理论和实验相结合的方法证实介于金属天线表面和等离子体层之间的鞘

层区域在 REP 中起着至关重要的作用. 同样在等离子体层覆盖球形天线情形下, Lin 和 Chen<sup>[12]</sup> 发现在冷等离子体条件下, 当等离子体频率增大到超过天线工作频率的 6 倍时, 即可出现 REP; 后来, 通过采用有损等离子体层模型, 他们分析了不同鞘层厚度条件下天线工作频率对辐射强度的影响<sup>[13]</sup>. 国内, 同样在等离子体层覆盖球形天线情形下, Gao 等<sup>[14]</sup> 提出辐射增强可以用等离子体鞘层与自由空间之间的共振来解释; 通过模拟仿真, Wang 等<sup>[15]</sup> 发现等离子体层可充当延伸天线辐射的作用.

至今, 关于等离子体覆盖金属天线中出现 REP 的研究, 主要是针对球形金属天线, 而针对圆柱金属天线的研究极少. 其次, 在之前的研究中, 描述等离子体层相对介电常数时通常不考虑粒子动力学效应, 这种简单的近似导致某些特殊情形 (例如

\* 中国科学院空天信息创新研究院高功率微波源与技术重点实验室 (批准号: Y9D0260H93) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: beiste@163.com

电磁波相速与电子热速度相近) 下的计算结果与真实情况相去甚远. 因此, 本文采用考虑粒子动力学效应的温等离子体介电常数模型, 借助场匹配法得到一般色散方程, 并结合电磁波功率耗散方程, 理论计算分析了各向同性等离子体覆盖圆柱金属天线情形下角向对称模的色散特性、等离子体参量及天线几何尺寸对传播常数的影响及 REP, 计算得到的结果为相关领域的应用提供了理论基础.

## 2 理论模型

如图 1 所示, 半径为  $a$  的圆柱金属天线, 被内径为  $b$ 、外径为  $d$  的非磁化等离子体层覆盖, 在天线与等离子体层之间, 存在一个具有自由空间介电常数  $\varepsilon_0$  的鞘层区域 (内径为  $a$ 、外径为  $b$ ). 等离子体层中等离子体密度径向均匀分布, 且只存在电子及携带单位正电荷的氩离子, 其中电子温度高于离子温度, 等离子体层被厚度可忽略的玻璃管包裹, 玻璃管外部为自由空间.

### 2.1 本征模色散关系

假定电磁场具有  $e^{j(m\theta+k_z z-\omega t)}$  传播形式 (其中  $m$  为角向模数,  $k_z$  为轴向波数,  $\omega$  为波频率), 利用 Maxwell 方程组, 即

$$\nabla \times \mathbf{E} = j\omega \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{j\omega}{c^2} \varepsilon_p \mathbf{E}, \quad (2)$$

得到描述鞘层区域、主等离子体层以及自由空间区域 (由于包裹等离子体层的玻璃管壁极薄, 故其对电磁场场型分布的扰动可以忽略) 电磁波传播的微分方程:

$$[\nabla_{\perp}^2 + (\varepsilon_0 k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zs} \\ B_{zs} \end{pmatrix} = 0, \quad a < r \leq b, \quad (3)$$

$$[\nabla_{\perp}^2 + (\varepsilon_p k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zp} \\ B_{zp} \end{pmatrix} = 0, \quad b \leq r \leq d, \quad (4)$$

$$[\nabla_{\perp}^2 + (\varepsilon_0 k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zv} \\ B_{zv} \end{pmatrix} = 0, \quad r > d, \quad (5)$$

其中,  $E_z$  和  $B_z$  为横向电磁场分量;  $k_0 = \omega/c$  为自由空间波数,  $c$  为光速; 横向拉普拉斯算子为

$$\nabla_{\perp}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}.$$

$\varepsilon_p$  为等离子体相对介电常数<sup>[16]</sup>:

$$\varepsilon_p = 1 - \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{k_z^2 v_{\text{th}\ell}^2 + j\nu_{\ell} k_z v_{\text{th}\ell}} Z'(\xi_{0\ell}), \quad (6)$$

其中,  $\omega_{p\ell} = \sqrt{n_0 e^2 / \varepsilon_0 m_{\ell}}$  为等离子体频率,  $n_0$  为等离子体密度 (单位为  $\text{m}^{-3}$ ),  $m_{\ell}$  为粒子质量,  $e$  为电子电量;  $\xi_{0\ell} = (\omega + j\nu_{\ell}) / k_z v_{\text{th}\ell}$  为等离子体色散函数宗量;  $v_{\text{th}\ell} = \sqrt{2eT_{\ell} / m_{\ell}}$  为粒子热速度,  $\nu_{\ell}$  为碰撞频率<sup>[17-19]</sup>:

$$\nu_{\ell} = 2.9 \times 10^{-12} \lambda_{\text{ei}} \frac{n_0}{T_e^{3/2}} + 17.7 p \nu_{\text{th}\ell}, \quad (7)$$

$$\nu_i = 4.8 \times 10^{-14} \lambda_{\text{ei}} \frac{n_0}{\sqrt{\Lambda T_i^{3/2}}}, \quad (8)$$

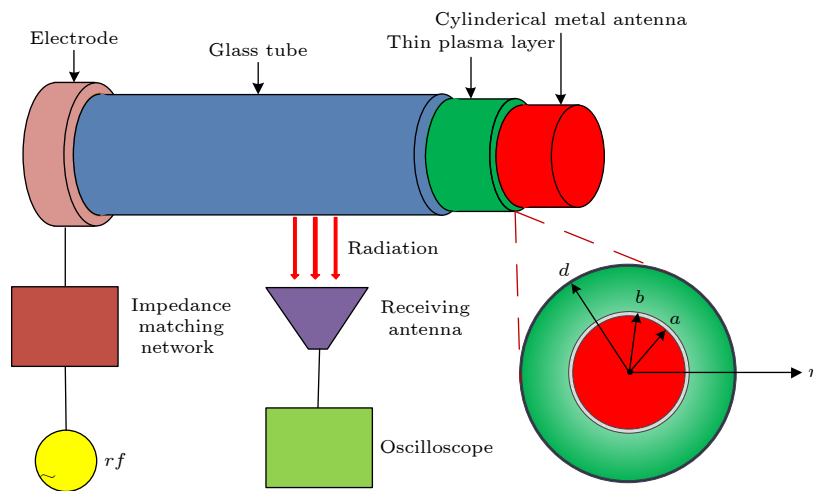


图 1 等离子体覆盖金属天线系统示意图

Fig. 1. A sketch of the plasma layer coated metal antenna system.

其中, 工质气体气压  $p$  的单位为 mTorr (1 mTorr = 0.133 Pa), 粒子温度  $T_e$  的单位为 eV,  $\lambda_{ei} = 23 - 0.5 \ln(10^{-6} n_0 / T_e^3)$  为电子-离子库仑对数<sup>[20]</sup>,  $A$  为气体原子量.  $Z(\xi)$  为等离子体色散函数<sup>[21]</sup>:

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau^2}}{\tau - \xi} d\tau, \quad \text{Im}\{\xi\} > 0, \quad (9)$$

$$Z'(\xi) = -2[1 + \xi \cdot Z(\xi)]. \quad (10)$$

求解波动方程 (3) 式—(5) 式, 分别得到鞘层区域、主等离子体层及自由空间区域的轴向电场分布<sup>[22]</sup>:

$$E_z = fJ_0(k_{\perp,p}r) + gH_0^{(1)}(k_{\perp,v}r), \quad (11)$$

其中,  $f$  和  $g$  为电磁场幅值系数, 主等离子体层区域与鞘层 (或自由空间) 区域电磁场的横向波数分别为

$$k_{\perp,p} = \sqrt{\varepsilon_p k_0^2 - k_z^2}, \quad k_{\perp,v} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}.$$

$J_0(\cdot)$  和  $H_0^{(1)}(\cdot)$  分别为零类贝塞尔函数和汉克尔函数.

利用边界条件在  $r = b$  和  $r = d$  分界面处电场、磁场切向分量连续, 借助场匹配法, 得到描述等离子体中关于本征电磁模式的色散关系:

$$\prod_{\tau=v,\kappa,\gamma,\chi} \Delta_{\tau} = 0, \quad (12)$$

其中

$$\Delta_v = k_{\perp,p}^3 J_m(k_{\perp,v}a) J_m(k_{\perp,v}b) [J'_m(k_{\perp,v}b)]^2, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\kappa} &= J_m(k_{\perp,v}b) H_m^{(1)}(k_{\perp,v}a) \\ &\quad - J_m(k_{\perp,v}a) H_m^{(1)}(k_{\perp,v}b), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\gamma} &= J'_m(k_{\perp,p}b) H_m^{(1)}(k_{\perp,p}d) \\ &\quad - J_m(k_{\perp,p}d) H_m^{(1)'}(k_{\perp,p}b), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\chi} &= H_m^{(1)}(k_{\perp,p}d) H_m^{(1)'}(k_{\perp,v}d) \\ &\quad - \varepsilon_p \frac{k_{\perp,v}}{k_{\perp,p}} H_m^{(1)'}(k_{\perp,p}d) H_m^{(1)}(k_{\perp,v}d). \end{aligned} \quad (16)$$

## 2.2 模式辐射特性

天线远场辐射可根据矢势  $\mathbf{A}$  求得<sup>[23]</sup>:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{j(k_0 r - \omega t)}}{4\pi r} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-jk_0(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{e}_r)} d^3 \mathbf{r}', \quad (17)$$

其中,  $\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \sigma_p \mathbf{E}(\mathbf{r}')$  是天线上  $\mathbf{r}'(r, \theta, z)$  点产生的感应电流,  $\mathbf{r}(r, \theta, \varphi)$  是球坐标系下场点矢量;  $\sigma_p$  为

等离子体电导率, 根据其相对介电常数的关系, 可表示为<sup>[24]</sup>

$$\begin{aligned} \sigma_p &= j\omega\varepsilon_0(1 - \varepsilon_p) \\ &= j\omega\varepsilon_0 \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{k_z^2 v_{th\ell}^2 + j\nu_{\ell} k_z v_{th\ell}} Z(\xi_{0\ell}) Z'(\xi_{0\ell}). \end{aligned} \quad (18)$$

描述介质中的能量传输方程为<sup>[25]</sup>

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} + Q = 0, \quad (19)$$

其中,  $W$  和  $\mathbf{S}$  分别是平均能量密度和平均能流密度,  $Q$  为电磁波能量损耗. 根据 (19) 式, 联合复数形式玻印亭定理  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ , 其中磁场强度  $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ ,  $\mu_0$  为真空磁导率, 得到等离子体中的电磁波功率损耗<sup>[19]</sup>:

$$\begin{aligned} P_{\text{loss}} &= \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^*\} \\ &= \frac{1}{2} \omega\varepsilon_0 \int_b^d \int_0^{2\pi} \text{Im}\left[\varepsilon_p \left(|E_{rp}|^2 + |E_{\theta p}|^2 + |E_{zp}|^2\right)\right] r dr d\theta, \end{aligned} \quad (20)$$

其中,  $E_{rp}$ ,  $E_{\theta p}$  和  $E_{zp}$  分别是等离子体层区域的电场分量.

本文研究  $m = 0$  角向对称模的能量辐射特性, 若非另作说明, 整个计算过程中采用如下计算参数: 工质气体为氩气 ( $A = 40$ ), 离子-电子温度比  $T_i/T_e = 0.1$ .

## 3 计算结果与分析

在分析天线辐射特性之前, 需要先对覆盖在金属天线表面的等离子体层物理特性进行说明, 此等离子体层包含两部分: 等离子体密度非常低的鞘层区域和等离子体密度均匀分布的主等离子体层区域. 通常情况下, 因鞘层区域的等离子体密度非常低, 故通常将其等效为自由空间, 此鞘层区域的厚度由等离子体密度和温度共同决定, 即  $\iota = Da \exp(-F\zeta_p^G)$  (其中  $\zeta_p = a/\lambda_{De}$ ,  $\lambda_{De} = \sqrt{eT_e/m_e}/\omega_{pe}$  为德拜长度;  $D$ ,  $F$  和  $G$  分别为常数,  $D = 4000$ ,  $F = 7.01$ ,  $G = 0.096$ )<sup>[26]</sup>, 此厚度通常是整个等离子体层厚度的 1/10. 不同金属天线半径条件下鞘层厚度与电子温度的依赖关系见图 2, 参数  $\delta_{pe} = c/\omega_{pe}$  为等离子体趋肤深度. 计算结果表明: 当等离子体频率  $\omega_{pe}/(2\pi) = 10$  GHz 时, 在电子温度  $T_e \in (0.01 \text{ eV}, 100 \text{ eV})$  内, 鞘层厚度约为若干个德拜长

度;且随着金属天线半径的增大,鞘层厚度逐渐减小.鞘层在等离子体-金属构型系统中扮演着重要的作用,其对整个构型系统的共振特性有本质性的影响[11].

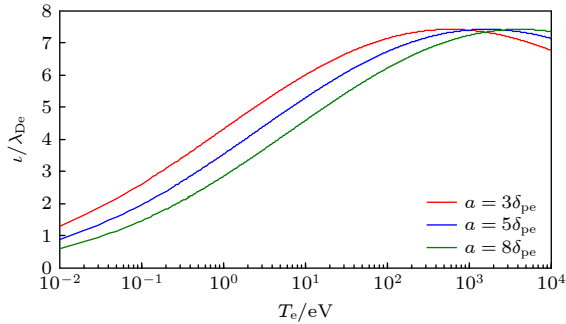


图2 等离子体频率为  $\omega_{pe}/(2\pi) = 10$  GHz 时,天线半径对鞘层厚度与电子温度依赖关系的影响  
Fig. 2. Impact of antenna radius on sheath thickness versus electron temperature relation for plasma frequency  $\omega_{pe}/(2\pi) = 10$  GHz.

在电离层散射通信中,信号的传输主要受空间等离子体密度(即等离子体频率  $\omega_{pe}$ )的影响,以传播常数(即轴向波数  $k_z$ )为信号传输特性表征参量,其在有损介质中具有复数形式,即  $k_z = \beta + j\alpha$ ,其中  $\beta$  为相位常数(单位为 Rad/m),  $\alpha$  为衰减常数(单位为 Np/m).当金属天线半径  $a = 3 \max\{\delta_{pe}\}$ ,在典型参量  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz,  $T_e = 3$  eV,  $p = 0.5$  mTorr 条件下,相位常数和衰减常数对归一化等离子体频率 ( $\omega_{pe}/\omega$ ) 的依赖特性如图3所示.计算结果表明,在  $\omega_{pe}/\omega \in (0.1, 10)$  内,随着等离子体频率的增大(即等离子体密度的增大),相位常数逐渐减小,而衰减常数逐渐增大;当等离子体频率增大至与波频率近似相等,即  $\omega_{pe} \approx \omega$  时,相位常数和衰减常数的幅值开始保持恒定,不再随着  $\omega_{pe}/\omega$  的增大而发生变化.这是因为随着等离子体密度的增大,电磁波逐渐难以穿透等离子体传播,其能量越来越多地沉积入等离子体;当等离子体密度增大到超过某一临界值时,电磁波成为消逝波,同时部分波被反射回来,从而最终无法穿透等离子体传播.

另一方面,对于给定的等离子体密度(即等离子体频率  $\omega_{pe}$ ),研究波传播的色散特性,对于选择何种频段电磁波作为传输信号至关重要.在典型参量  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3$  GHz,  $T_e = 3$  eV,  $p = 0.5$  mTorr 条件下,图4为不同金属天线半径对波色散关系的影响,为了更加直观地理解,采用  $\omega/(k_z c)\omega_{pe}/\omega$  依赖

关系表达色散关系.图4表明,在  $\omega_{pe}/\omega \in (0.1, 10)$  内,电磁波都属于快波,因为  $\omega/k_z > c$ ;随着波频率的减小(即随着  $\omega_{pe}/\omega$  的增大),波的相速逐渐增大,且存在某一临界值  $(\omega_{pe}/\omega)_{cr}$ ,在此临界值处,波的相速取得最大值,随着  $\omega_{pe}/\omega$  的进一步增大,波的相速开始逐渐减小;同时,金属天线半径对色散关系也有显著影响,随着天线半径的增大,临界值  $(\omega_{pe}/\omega)_{cr}$  也随之增大,且  $(\omega_{pe}/\omega)_{cr}$  对应的相速最大值的幅值也变大,这表明金属天线半径作为电磁波辐射的一个核心参量,应该得到精细优化.

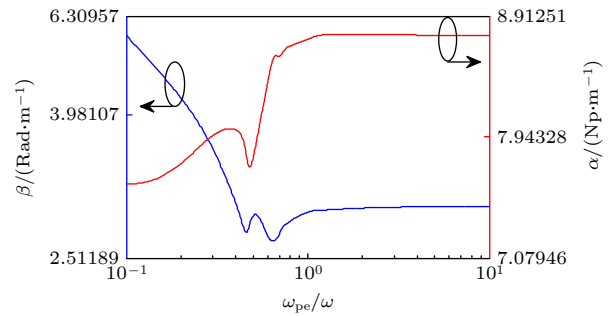


图3  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz,  $T_e = 3$  eV,  $p = 0.5$  mTorr,  $a = 3 \max\{\delta_{pe}\}$  时,相位常数和衰减常数与归一化等离子体频率的依赖关系  
Fig. 3. Phase and attenuation constant versus electron temperature for wave frequency  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz,  $T_e = 3$  eV,  $p = 0.5$  mTorr,  $a = 3 \max\{\delta_{pe}\}$ .

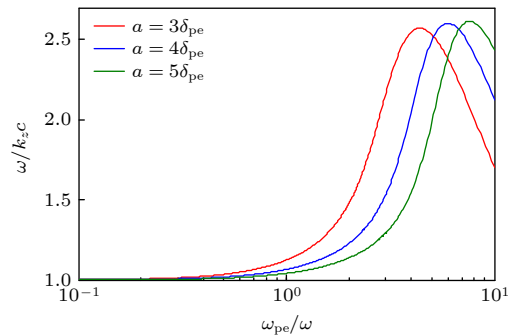


图4 等离子体频率为  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3$  GHz 时,天线半径对色散关系的影响  
Fig. 4. Impact of antenna radius on dispersion relation for plasma frequency  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3$  GHz.

上面的分析结果表明,在给定参量  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3$  GHz,  $T_e = 3$  eV,  $p = 0.5$  mTorr 条件下,辐射电磁波属于快波,为了更加全面地了解在  $\omega/k_z > c$  条件下电磁波的能量传输损耗特性,以  $\omega/k_z c$  为变量,分析在  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz 情形下,图5为在  $\omega/k_z c \in (0.985, 1.015)$  内,

电磁波的损耗变化特性, 计算结果表明,  $\omega/k_z c$  存在一个临界值 (当前参量条件下, 此临界值  $(\omega/k_z c)_{cr} \approx 0.98525$ ), 此临界值处电磁波的损耗取得最小值, 当  $\omega/k_z c < (\omega/k_z c)_{cr}$  或  $\omega/k_z c > (\omega/k_z c)_{cr}$  时, 功率损耗均逐渐增大. 这一结论说明为了尽可能减小电磁波在等离子体中的能量损耗, 必须精确设定电磁波的传播常数, 以保证电磁波能量最大限度地辐射进自由空间.

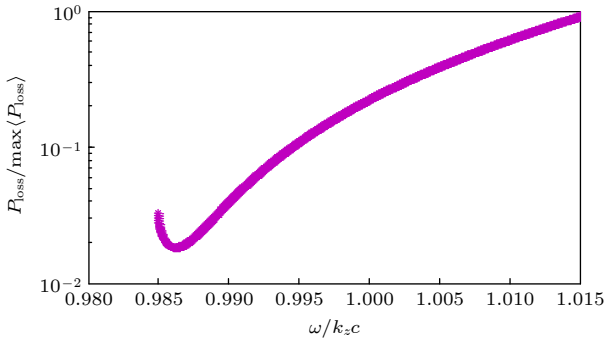


图5  $\omega/(2\pi) = 3 \text{ GHz}$ ,  $\omega_{pe} = 3\omega$ ,  $p = 0.5 \text{ mTorr}$ ,  $a = 3\delta_{pe}$  时, 电磁波在主等离子体区域的功率损耗随归一化相速的变化关系

Fig. 5. Power loss of electromagnetic waves in the main plasma region vs. the normalized phase velocity at  $\omega/(2\pi) = 3 \text{ GHz}$ ,  $\omega_{pe} = 3\omega$ ,  $p = 0.5 \text{ mTorr}$ ,  $a = 3\delta_{pe}$ .

为确定电磁波的传播常数, 首先需要分析传播常数对天线半径的依赖特性. 图6给出了相位常数和衰减常数对归一化波频率 ( $\omega_{pe}/\omega$ ) 的依赖特性. 给定参量  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3 \text{ GHz}$ ,  $T_e = 3 \text{ eV}$ ,  $p = 0.5 \text{ mTorr}$ , 在  $\omega_{pe}/\omega \in (0.1, 10)$  内, 图6表明在  $\omega_{pe}/\omega < 1$  和  $\omega_{pe}/\omega \geq 1$  两个区域天线半径对相位常数和衰减常数的影响有明显差异. 在  $\omega_{pe}/\omega < 1$  (即  $\omega > \omega_{pe}$ ) 区域, 由于电磁波可以穿透等离子体传播, 天线半径对相位常数和衰减常数的影响较为微弱, 随着天线半径的增大, 相位常数微微增大, 而衰减常数逐渐减小; 在  $\omega_{pe}/\omega \geq 1$  (即  $\omega \leq \omega_{pe}$ ) 区域, 由于电磁波无法穿透等离子体传播, 入射电磁波的大部分能量被等离子体吸收, 剩余部分能量以反射波形式折返, 可以看到, 在此种情况下天线半径对相位常数和衰减常数有明显影响, 且随着波频率的进一步减小, 这种影响愈发显著. 这表明为了获得最佳的天线辐射特性, 必须精确优化天线几何尺寸.

另外一个影响天线辐射特性的因素是鞘层厚度, 正如前面分析所述, 其是等离子体密度和温度的函数. 在给定参量  $\omega/(2\pi) = 1 \text{ GHz}$ ,  $a = 3 \max\{\delta_{pe}\}$ ,

$p = 0.5 \text{ mTorr}$  条件下, 图7为相位常数和衰减常数随归一化鞘层厚度 ( $l/\lambda_{De}$ ) 的变化特性. 需要注意的是, 此归一化鞘层厚度是给定等离子体温度条件下等离子体密度的函数, 在  $l/\lambda_{De} \in (1, 5)$  内, 电子温度对相位常数和衰减常数具有显著影响. 对于相位常数,  $l/\lambda_{De}$  存在一个临界值  $(l/\lambda_{De})_{pha}$ , 小于此临界值时, 相位常数保持不变, 大于此临界值时, 相位常数幅值开始陡升; 对于衰减常数,  $l/\lambda_{De}$  亦存在一个临界值  $(l/\lambda_{De})_{att}$ , 小于此临界值时, 衰减常数保持不变, 大于此临界值时, 相位常数幅值开始陡降; 同时, 可以发现两个临界值  $(l/\lambda_{De})_{pha}$  和  $(l/\lambda_{De})_{att}$  近似相等. 图7表明随着电子温度的增大, 两个临界值均随之增大; 相位常数随着电子温度的增大而减小, 衰减常数随着电子温度的增大而增大, 这表明电子温度的变化不仅改变了鞘层的几何尺寸, 更是从根本上改变了电磁波的传播特性, 因此可以通过精细调控等离子体温度来获得最优的辐射特性.

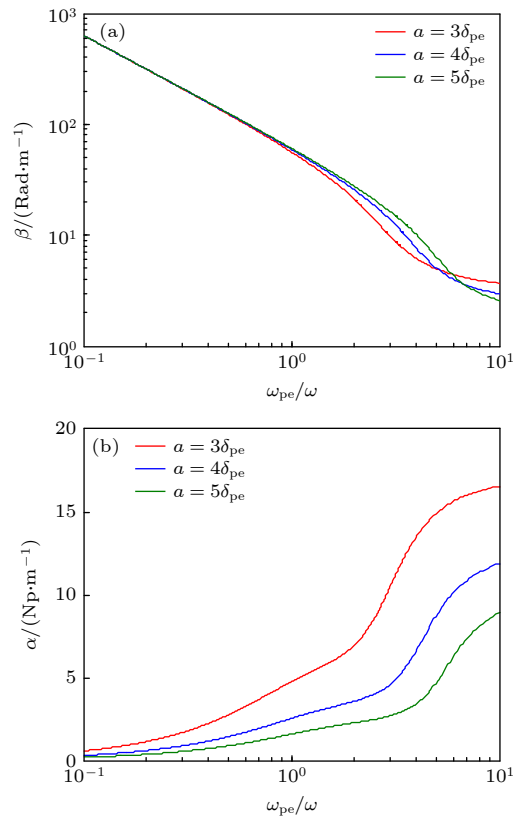


图6  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3 \text{ GHz}$  时, 天线半径对色散关系的影响 (a) 相位常数; (b) 衰减常数

Fig. 6. Impact of antenna radius on dispersion relation at  $\omega_{pe}/(2\pi) = 3 \text{ GHz}$ : (a) Phase constant; (b) attenuation constant.

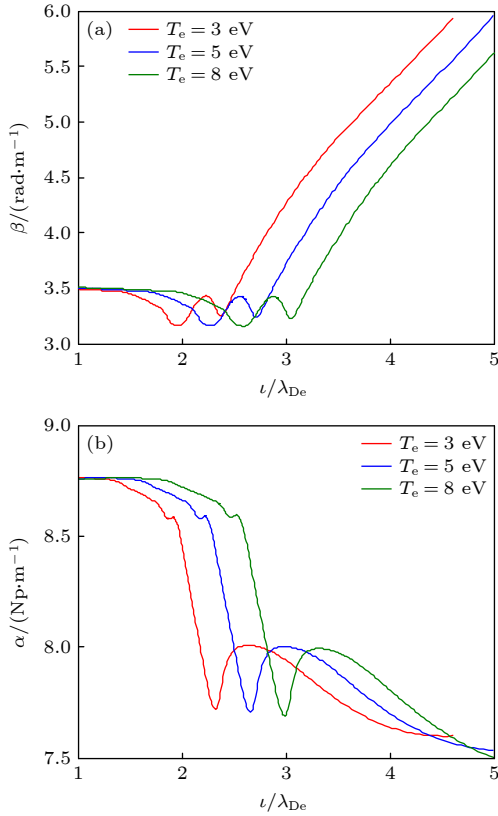


图 7  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz 时, 不同常数与归一化鞘层厚度的依赖关系 (a) 相位常数; (b) 衰减常数

Fig. 7. Dependence of different constant on normalized sheath thickness at  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz: (a) Phase constant; (b) attenuation constant.

基于以上分析, 分析了电磁波的辐射特性. 在参量  $\omega/(2\pi) = 1$  GHz,  $d - b = 9l$ ,  $a = 3 \max\{\delta_{pe}\}$ ,  $p = 0.5$  mTorr 条件下, 图 8 和图 9 分别为总电场  $|\mathbf{E}| = \sqrt{|E_{rv}|^2 + |E_{\theta v}|^2 + |E_{zv}|^2}$  和辐射功率  $P_{\text{rad}}$  在归一化等离子体频率 (即等离子体密度) 和等离子体温度空间  $(\omega_{pe}/\omega, T_e)$  的变化特性. 图 8 表明, 在适当参数条件下, 角向对称模的电场  $|\mathbf{E}|$  在参数空间中具有椭圆形的最大值, 这说明可通过精确调控等离子体密度和温度, 获得最佳的天线辐射性能. 采用与图 8 相同的参数条件, 图 9 给出了角向对称模的辐射功率  $P_{\text{rad}}$  在参数空间分布特性, 计算结果表明电场  $|\mathbf{E}|$  分布与辐射功率  $P_{\text{rad}}$  分布呈现出相似的辐射增强轮廓, 注意到辐射功率分布在  $\omega_{pe} = \omega$  和  $\omega_{pe} \approx 1.33\omega$  附近存在峰值, 这可能分别是由等离子体频率共振和构型系统 (等离子体-鞘层-天线系统) 阻抗共振所致, 这种 REP 表明对于各向同性等离子体层覆盖的圆柱金属天线, 可以通过优化等离子体密度和温度来获得最大辐射强度.

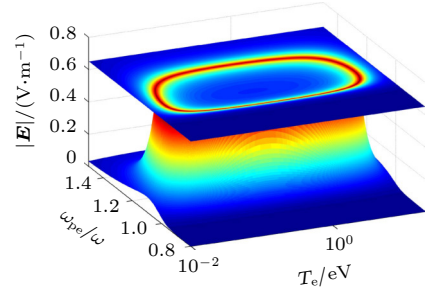


图 8 总电场  $|\mathbf{E}|$  在  $(\omega_{pe}/\omega, T_e)$  参量空间的三维分布

Fig. 8. Three-dimensional electric field distribution in the parameter space of  $(\omega_{pe}/\omega, T_e)$ .

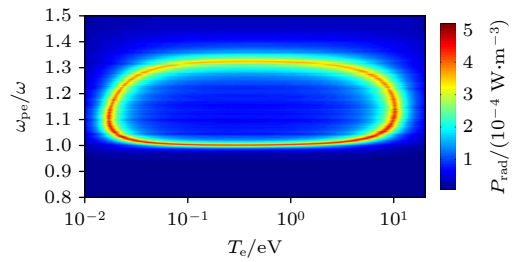


图 9 辐射功率  $P_{\text{rad}}$  在  $(\omega_{pe}/\omega, T_e)$  参量空间的分布

Fig. 9. Radiation power of electromagnetic waves in the parameter space of  $(\omega_{pe}/\omega, T_e)$ .

## 4 结 论

以飞行器再入大气层面临的通信“黑障”问题为研究背景, 建立各向同性等离子体覆盖圆柱金属天线物理模型, 通过理论分析得到了角向对称模的色散特性及 REP, 在低气压、金属天线半径为 3 倍等离子体趋肤深度、鞘层厚度为整个等离子体层厚度 1/10 条件下, 得到了一些有用的结论.

1) 覆盖圆柱金属天线的等离子体层可分为鞘层和主等离子体层两部分, 鞘层厚度约为几个德拜长度, 且随着天线半径的增大, 此鞘层厚度逐渐减小.

2) 角向对称模在天线表面的辐射属于快波 (相速大于光速) 辐射, 在  $\omega_{pe} < \omega$  情形下天线半径对波的传播常数具有显著影响, 存在一个临界等离子体密度, 超过此临界密度电磁波变为消逝波.

3) 在归一化鞘层厚度  $l/\lambda_{De} \in (1, 5)$  内, 波的相位常数和衰减常数分别对应一个临界值  $(l/\lambda_{De})_{\text{pha}}$  和  $(l/\lambda_{De})_{\text{att}}$ , 大于此临界值时, 相位常数幅值开始陡升, 而衰减常数幅值开始陡降. 同时, 等离子体温度对传播常数的幅值具有显著影响.

4) 仅在 GHz 特定频率处 (本文分析中频率为 1 GHz), 通过精细调控天线半径大小, 才能出现

“椭圆形轮廓”REP 外,而在远离 GHz 特定频率处仅出现“单点型”REP,这可能是由等离子体频率共振和等离子体-鞘层-天线系统阻抗共振引起。

综上,各向同性等离子体覆盖圆柱金属表面的分析结论可为克服或缓解飞行器再入大气层时面临的 GHz 频率通信“黑障”问题提供解决思路,这一频率范围对于电离层通信至关重要.可应用于超低轨卫星上旨在获取高分辨率的相控阵天线,为当下正迅猛发展的手机直连卫星技术提供了理论支持。

## 参考文献

- [1] Kumar N, Vadera S R 2017 *Aerospace Materials and Material Technologies* (Singapore: Springer) p519
- [2] Ananth P B, Abhiram N, Krishna K H, et al. 2021 *Mater. Today Proc.* **47** 4872
- [3] Ghayekhloo A, Abdolali A, Armaki S H M 2017 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **65** 3058
- [4] Dong B, Ma Y, Ren Z, et al. 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 213001
- [5] Koya A N, Cunha J, Guerrero-Becerra K A, Garoli D, Wang T, Juodkazis S, Zaccaria R P 2021 *Adv. Funct. Mater.* **31** 2103706
- [6] Li P 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 146201 (in Chinese) [李盼 2019 物理学报 **68** 146201]
- [7] Lu Y Q, Hu S L, Lu Y, Xu J, Wang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 077303 (in Chinese) [陆云清, 呼斯楞, 陆懿, 许吉, 王瑾 2015 物理学报 **64** 077303]
- [8] Webb B A, Ziolkowski R W 2020 *Photonics* **7** 88
- [9] Kim M, Boyd I D, Keidar M 2010 *J. Spacecr. Rockets* **47** 29
- [10] Pinder D N 1965 *Electron. Lett.* **10** 291
- [11] Messiaen A M, Vandenplas P E 1967 *Electron. Lett.* **1** 26
- [12] Lin C C, Chen K M 1970 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **18** 831
- [13] Freeman E M, Lin C C, Chen K M 1971 *Proc. Inst. Electr. Eng.* **118** 1748
- [14] Gao X T, Wang C S, Jiang B, Zhang Z L 2014 *Phys. Plasmas* **21** 093301
- [15] Wang C S, Li X, Jiang B 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 102901
- [16] Mouzouris Y, Scharer J E 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4253
- [17] Virko V F, Kirichenko G S, Shamrai K P 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 10
- [18] Niemi K, Krämer M 2008 *Phys. Plasmas* **15** 073503
- [19] Shamrai K P, Shinohara S 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4659
- [20] Huba J D 2016 *NRL Plasma Formulary* (Washington: Naval Research Laboratory) p34
- [21] Fried B D, Conte S D 2015 *The Plasma Dispersion Function: The Hilbert Transform of the Gaussian* (New York: Academic Press) p1
- [22] Glaude V M M, Moisan M, Pantel R, Leprince P, Marec J 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 5693
- [23] Jackson J D 1999 *Classical Electrodynamics* (New York: John Wiley & Sons) p176
- [24] Swanson D G 1989 *Plasma Waves* (New York: Academic Press) p155
- [25] Stix T H 1992 *Waves in Plasmas* (New York: Springer Verlag) p72
- [26] Chen F F, Arnush D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5051

# Radiation enhancement phenomenon of isotropic plasma layer coated cylindrical metal antenna<sup>\*</sup>

Li Wen-Qiu<sup>1)†</sup> Tang Yan-Na<sup>1)</sup> Liu Ya-Lin<sup>1)</sup>  
Ma Wei-Cong<sup>2)</sup> Wang Gang<sup>1)3)</sup>

1) (*Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Xi'an Institute of Applied Optics, Xi'an 710065, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 27 February 2023; revised manuscript received 11 May 2023 )

## Abstract

The blackout problem suffered by hypersonic vehicles as they re-enter the atmosphere is essential for effective communication of hypersonic vehicles. Aiming to solve this problem, in this paper, we proposed an antenna-sheath-plasma layer configuration, in which a thin plasma layer covered cylindrical metal antenna model is employed to investigate the radiation enhancement phenomenon by solving the dispersion equation of electromagnetic mode under optimized parameter conditions. Analytical results show that when the neutral gas pressure is low ( $p = 0.5$  mTorr) and the antenna radius is triple the plasma skin depth, the thickness of the sheath between the surface of metal cylindrical antenna and plasma layer is about several Debye lengths, the azimuthally symmetric wave ( $m = 0$  mode) that propagates along the antenna surface belongs to the fast wave (the phase velocity is greater than the light speed), there exists a critical plasma frequency  $\omega_{pe}$  (or plasma density  $n_0$ ), above which the propagating mode becomes evanescent wave; for the propagation characteristic, there exists a critical normalized sheath thickness  $(t/\lambda_{De})_{pha}$  (or  $(t/\lambda_{De})_{att}$ ), above which the phase constant (or the attenuation constant) begins to increase (or decrease) sharply, which indicates a significant change in the propagation property of the propagating mode; most importantly, when the wave frequency  $\omega/2\pi = 1$  GHz, sheath thickness is one tenth of the whole plasma layer thickness, owing to the electron plasma frequency resonance and antenna-sheath-plasma resonance effect, the maximum radiation intensity of the symmetric wave exhibits an elliptical-like profile near  $\omega_{pe}/\omega = 1$  and  $\omega_{pe}/\omega \approx 1.33$ , respectively, while only a single-point radiation enhancement occurs at frequencies far from GHz range. These conclusions not only provide a method to solve or alleviate the blackout problem of GHz frequency communication faced by the hypersonic vehicles when they re-enter the atmosphere, but also have potential applications in high-resolution imaging induced by plasmonic micro-nano sized enhanced radiation and high-resolution phased array antennas.

**Keywords:** plasma, sheath, electromagnetic wave radiation, dispersion relation

**PACS:** 52.40.Fd, 52.40.Kh, 41.60.Dk, 11.55.Fv

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230101

<sup>\*</sup> Project supported by the Key Laboratory of Science and Technology on High Power Microwave Sources and Technologies, Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. Y9D0260H93).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [beiste@163.com](mailto:beiste@163.com)



## 各向同性等离子体覆盖金属天线辐射增强现象

李文秋 唐彦娜 刘雅琳 马维聪 王刚

### Radiation enhancement phenomenon of isotropic plasma layer coated cylindrical metal antenna

Li Wen-Qiu Tang Yan-Na Liu Ya-Lin Ma Wei-Cong Wang Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 135202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230101>

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

电子的非广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射的影响

Effects of  $q$ -nonextensive distribution of electrons on secondary electron emission in plasma sheath

物理学报. 2019, 68(18): 185204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225>

具有非广延分布电子的碰撞等离子体磁鞘的结构

Structure of collisional magnetized plasma sheath with non-extensive distribution of electrons

物理学报. 2021, 70(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200794>

S-Ka频段电磁波在等离子体中传输特性的实验研究

Experimental study of electromagnetic wave transmission characteristics in S-Ka band in plasma

物理学报. 2018, 67(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20170845>

电子温度对螺旋波等离子体中电磁模式能量沉积特性的影响

Effects of electron temperature on energy deposition properties of electromagnetic modes propagating in helicon plasma

物理学报. 2020, 69(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201018>

强碰撞磁化尘埃等离子体中的漂移波

Drift wave in strong collisional dusty magnetoplasma

物理学报. 2020, 69(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200468>

螺旋波等离子体中螺旋波与Trivelpiece-Gould波模式耦合及线性能量沉积特性参量分析

Parametric analysis of mode coupling and liner energy deposition properties of helicon and Trivelpiece-Gould waves in helicon plasma

物理学报. 2020, 69(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200062>