



THz波在不同角度磁化的非均匀磁化等离子体中的传输特性分析

李郝 杨鑫 张正平

Analysis of transmission characteristics of THz waves magnetized at different angles in non-uniform magnetized plasma

Li Hao Yang Xin Zhang Zheng-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 075202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201450

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201450>

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

时空非均匀等离子体鞘套中太赫兹波的传播特性

Propagation characteristics of terahertz waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath

物理学报. 2017, 66(8): 084102 <https://doi.org/10.7498/aps.66.084102>

非磁化冷等离子体柱中的模式辐射特性分析

Analysis of mode radiation characteristics in a non-magnetized cold plasma column

物理学报. 2017, 66(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.055201>

基于平行磁控的磁化等离子体光子晶体THz波调制器

Parallel magnetic-controlled THz modulator based on two-dimensional magnetized plasma photonic crystal

物理学报. 2017, 66(5): 054210 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054210>

高温等离子体中太赫兹波的传输特性

Transmission characteristics of terahertz wave in high temperature plasma

物理学报. 2018, 67(17): 174101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180647>

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>

基于多重查找表的太赫兹波段卷云微物理参数的反演方法

Retrieval method of cirrus microphysical parameters at terahertz wave based on multiple lookup tables

物理学报. 2017, 66(5): 054102 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054102>

THz 波在不同角度磁化的非均匀磁化等离子体中的传输特性分析*

李郝¹⁾ 杨鑫¹⁾²⁾³⁾ 张正平^{1)2)3)†}

1) (贵州大学大数据与信息工程学院, 贵阳 550025)

2) (半导体功率器件可靠性教育部工程研究中心, 贵阳 550025)

3) (贵州省微纳电子与软件技术重点实验室, 贵阳 550025)

(2020 年 9 月 1 日收到; 2020 年 11 月 24 日收到修改稿)

为利用太赫兹波解决飞行器再入过程遇到的“黑障”问题, 以散射矩阵方法为基础, 分别以非均匀磁化等离子体的磁化方向、电子密度、外加磁场强度和碰撞频率为变量, 研究了垂直入射情形下它们对太赫兹波传输行为的影响. 结果表明: 这些参数对太赫兹波传输性能影响明显, 例如按某一方向改变磁化角度对左极化和右极化太赫兹波的传输功率有相反的影响; 降低磁化强度能一定程度地避开等离子体对右极化波的吸收; 而降低碰撞频率能缩小等离子体对右极化波的吸收频带. 通过调整这些参数, 有望在一定程度上缓解黑障现象.

关键词: 太赫兹波, 非均匀磁化等离子体, 散射矩阵法, 磁化角度

PACS: 52.40.Db, 52.25.Fi, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.70.20201450

1 引言

高超音速飞行器再入大气过程中会与空气发生摩擦, 在产生大量热量的同时飞行器表面的空气会发生电离, 生成一层薄等离子体鞘套^[1]. 飞行器的天线窗口被等离子体覆盖后, 其发射和接受信号的能力大大下降, 严重的时候通信会完全中断, 产生“黑障”现象^[2].

为了解决“黑障”问题, 大量的科研人员对等离子体特性^[3]和电磁波在等离子体中的传播行为进行了研究. 研究人员发现: 电磁波频率低于等离子体频率是导致“黑障”问题的重要原因之一, 因而就连高频段的毫米波也无法完全穿透飞行器表面形成的高电子密度等离子体鞘套. 近年来 THz 波技

术不断进步, 其优秀的穿透性和抗干扰性使得“黑障”问题有了解决的可能, 因此, 研究 THz 波在等离子体鞘套中的传播有着重要意义. 另外, 研究人员开发了多种算法来分析电磁波与等离子体的相互作用, 如时域有限差分法 (FDTD)^[4-7]、解析法^[8]、温泽尔-克莱默-布里渊法 (WKB)^[9,10] 以及散射矩阵法 (SMM)^[11,12] 等. 本文采用 SMM 方法进行研究分析, SMM 方法较好地运用了分层思想来实现对等离子体不均匀性的体现, 能直接高效地计算出总的反射、透射和吸收率, 相较于 FDTD 方法也不需要大量的网格化操作, 所以对于飞行器表面等离子体鞘套的分析, SMM 方法具有较高的效率和较低的算法复杂度. 正因如此, Chen 等^[13] 用 SMM 方法研究了时变等离子体鞘层对雷达回波信号的影响, Guo 和 Guo^[14] 用 SMM 方法分析了 THz 波在

* 半导体功率器件可靠性教育部工程研究中心开放基金 (批准号: ERCMEKFJJ2019-(05))、贵州大学自然科学基金 (批准号: (2019)62) 和贵州省 MEMS 传感器及系统应用科技创新人才团队 (批准号: QKHPTRC[2018]5616) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zpzhang@gzu.edu.cn

非均匀磁化热等离子体中的传输特性, Zhang 等^[15]用 SMM 方法研究了 THz 波在右极化并且外加磁场角度与入射角度平行时, 在非均匀磁化等离子体中的传输特性. 我们发现, 这些研究大多只是基于固定的外加磁场角度对传输特性进行研究, 没有考虑外加磁场方向的变化对 THz 波传输的影响. 一些论文也只是基于单一极化方向的分析, 然而不同的极化方向也是影响 THz 波传输性能的因素. 所以, 为了更全面地探究磁化角度的改变对左极化和右极化 THz 波在非均匀磁化等离子体中传输的影响, 本文加入磁化角度作为分析传输特性的变量之一, 使用 SMM 方法分别研究了左极化和右极化 THz 波与等离子体之间不同的作用特点.

2 SMM 理论

对于分布不均匀的等离子体可以设定为图 1 所示的分层模型, 将等离子体平板平均分成 n 层等离子体薄片, 每一薄片中的电子密度都视为均匀分布, 总的等离子体层电子密度按给定的密度函数分布. 电磁波垂直入射等离子体表面, 入射区 (0) 和透射区 (p) 都为自由空间.

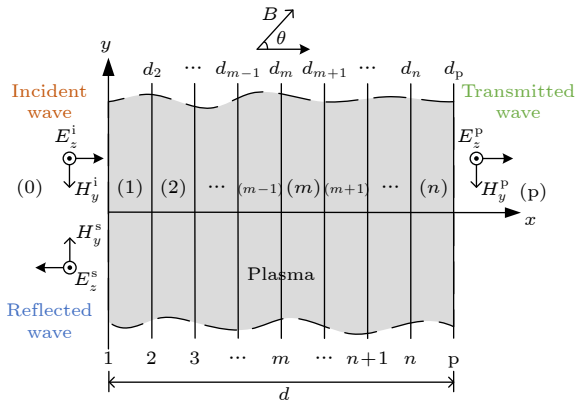


图 1 太赫兹波在分层等离子体中传播的模型图
Fig. 1. Model diagram of THz waves propagation in the layered plasma.

在此模型中每一层薄片等离子体中都有其传播常数 $k^{(m)}$:

$$k^{(m)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r^{(m)}}, \quad (1)$$

其中, $\epsilon_r^{(m)}$ 为第 m 层薄片中的相对介电常数, c 为真空中的光速, ω 为入射电磁波角频率. 由于飞行器表面形成的等离子体在不同的高度或状态下有

不同的形式^[16], 十分复杂, 而冷等离子体模型在一些情况下能够近似描述等离子体鞘套, 这也是当前研究鞘套的主要模型之一^[17,18]. 在这种情况下, 鞘套的相对介电常数用 Appleton 公式^[19]表示:

$$\epsilon_r^{(m)} = 1 - \frac{Z}{X - \frac{Y \sin^2 \theta}{2(X-Z)} \pm \left[\frac{Y^2 \sin^4 \theta}{4(X-Z)^2} + Y \cos^2 \theta \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

其中, 正负号代表左极化或者右极化, θ 是波传播方向与磁化方向的夹角, $X = 1 - iv/\omega$, v 是碰撞角频率, $Y = \omega_{ce}^2/\omega^2$, ω_{ce} 是电子回旋角频率, $Z = \omega_{p,m}^2/\omega^2$, $\omega_{p,m}$ 是第 m 层的等离子体角频率并由 (3) 式表示^[20]:

$$\omega_{p,m} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (3)$$

其中 N_e 为自由电子密度, e 和 m_e 分别为电子电荷量和电子质量, ϵ_0 为真空中的介电常数.

将图 1 中入射区域 (0) 和薄层 (1) 的电磁场, 用入射 (透射) 电场 E_z^i 、反射电场 E_z^s 、入射 (透射) 磁场 H_y^i 和反射磁场 H_y^s 表示, 并分别写为以下形式:

$$\begin{cases} E_z^{i(0)} = E_0 e^{-ik^{(0)}x}, \\ E_z^{s(0)} = A E_0 e^{ik^{(0)}x}, \\ H_y^{i(0)} = -\frac{E_0}{\eta_0} e^{-ik^{(0)}x}, \\ H_y^{s(0)} = A \frac{E_0}{\eta_0} e^{ik^{(0)}x}, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} E_z^{i(1)} = B_1 E_0 e^{-ik^{(1)}x}, \\ E_z^{s(1)} = C_1 E_0 e^{ik^{(1)}x}, \\ H_y^{i(1)} = -B_1 \frac{E_0}{\eta_1} e^{-ik^{(1)}x}, \\ H_y^{s(1)} = C_1 \frac{E_0}{\eta_1} e^{ik^{(1)}x}, \end{cases} \quad (5)$$

其中 A 是射入到第一个等离子层表面的反射系数, B_1 和 C_1 为电磁波从区域 (0) 射入等离子体薄层 (1) 的透射系数和薄层 (2) 反射回薄层 (1) 的反射系数, $k^{(0)}$ 是自由空间的波数. 这样可以确定入射区域 (0) 和薄层 (1) 的总电磁场关系, 通过匹配 $x = 0$ 处分界面的边界条件能得到矩阵关系:

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ C_1 \end{pmatrix} = \mathbf{S}_1 \begin{pmatrix} A \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中

$$\mathbf{S}_1 = \frac{1}{2k_x^{(1)}} \begin{pmatrix} k_x^{(1)} - k_x^{(0)} & k_x^{(1)} + k_x^{(0)} \\ k_x^{(1)} + k_x^{(0)} & k_x^{(1)} - k_x^{(0)} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

和上面相同, 继续匹配第 2 到 n 个分界面能得到矩阵关系:

$$\begin{pmatrix} B_m \\ C_m \end{pmatrix} = \mathbf{S}_m \begin{pmatrix} B_{m-1} \\ C_{m-1} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_m &= \begin{pmatrix} e^{-ik_x^{(m)} d_m} & e^{ik_x^{(m)} d_m} \\ k_x^{(m)} e^{-ik_x^{(m)} d_m} & -k_x^{(m)} e^{ik_x^{(m)} d_m} \end{pmatrix}^{-1} \\ &\times \begin{pmatrix} e^{-ik_x^{(m-1)} d_m} & e^{ik_x^{(m-1)} d_m} \\ k_x^{(m-1)} e^{-ik_x^{(m-1)} d_m} & -k_x^{(m-1)} e^{ik_x^{(m-1)} d_m} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

在最后一个分界面的左右是薄层 (n) 和自由空间 (p), 在区域 (p) 中只有透射电磁波, 没有反射电磁波, 所以匹配 $x = d$ 处的边界条件能得到矩阵关系:

$$\begin{pmatrix} B_n \\ C_n \end{pmatrix} = \mathbf{V}_p \cdot \mathbf{D}, \quad (10)$$

其中

$$\mathbf{V}_p = \frac{1}{2k_x^{(n)}} \begin{pmatrix} (k_x^{(n)} + k_x^{(p)}) e^{i(k_x^{(n)} - k_x^{(p)}) d_p} \\ (k_x^{(n)} - k_x^{(p)}) e^{-i(k_x^{(n)} + k_x^{(p)}) d_p} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

通过上面的 (6) 式、(8) 式和 (10) 式可以递归变换得到:

$$\mathbf{S}_g \begin{pmatrix} A \\ 1 \end{pmatrix} = \mathbf{V}_p \cdot \mathbf{D} \quad (12)$$

其中

$$\mathbf{S}_g = \mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n-1} \cdot \mathbf{S}_{n-2} \cdots \mathbf{S}_1 = \left(\prod_{m=n}^2 \mathbf{S}_m \right) \mathbf{S}_1. \quad (13)$$

接着将 \mathbf{S}_g 表示为 $\mathbf{S}_g = (\mathbf{S}_{g1}, \mathbf{S}_{g2})$, 其中 \mathbf{S}_{g1} 和 \mathbf{S}_{g2} 表示 \mathbf{S}_g 的第一列和第二列向量, 所以 (12) 式可以变换为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{S}_{g1} & -\mathbf{V}_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ D \end{pmatrix} = -\mathbf{S}_{g2}. \quad (14)$$

最后解得系数 A 和 D 的矩阵:

$$\begin{pmatrix} A \\ D \end{pmatrix} = -(\mathbf{S}_{g1} \quad -\mathbf{V}_p)^{-1} \cdot \mathbf{S}_{g2}. \quad (15)$$

在接下来的分析中将电磁波功率归一化处理, 归一化反射功率表示为 $|\mathbf{A}|^2$, 归一化透射功率表示为 $|\mathbf{D}|^2$, 那么归一化吸收功率为 $1 - |\mathbf{A}|^2 - |\mathbf{D}|^2$.

3 结果与分析

根据 NASA 钝头 RAM 飞行器的公开数据 [16], 在不同高度下有不同的电子密度分布, 并且通常来说可以用指数分布、高斯分布、抛物分布等模型来模拟等离子体中的电子密度分布 [21]. 但单一的分布模型不能模拟实际分布的非对称性, 所以本文采用双高斯分布模型来模拟计算以更好地贴近实际分布情况, 分布函数表示如 (16) 式, 函数图像如图 2 所示.

$$N_e = \begin{cases} N_0 \exp[-100(x - x_0)^2], & 0 \leq x < x_0, \\ N_0 \exp[-500(x - x_0)^2], & x_0 \leq x < d. \end{cases} \quad (16)$$

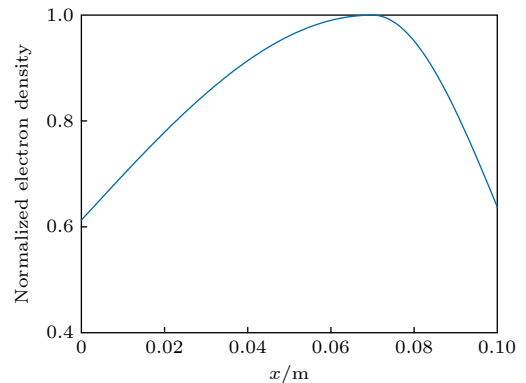


图 2 电子密度分布与等离子体厚度的关系

Fig. 2. Electron density profile versus plasma thickness.

3.1 外加磁场方向对左极化和右极化 THz 波传输功率的影响

根据现有飞行器表面形成的等离子体鞘套的公开数据和流场计算 [22], 在此设置等离子体平板的厚度为 0.1 m, 为保证计算收敛性将其分成 50 层薄片, 碰撞频率 $f_0 = 0.1$ THz, 最大电子密度 $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 外加磁场强度 $B = 5$ T. 根据 (2) 式, 可以对外加磁场的角度进行分析.

由图 3 可以看出, 随着磁场角度由 0° 增加到 90° 时, 右极化 THz 波传输功率基本逐渐升高, 同

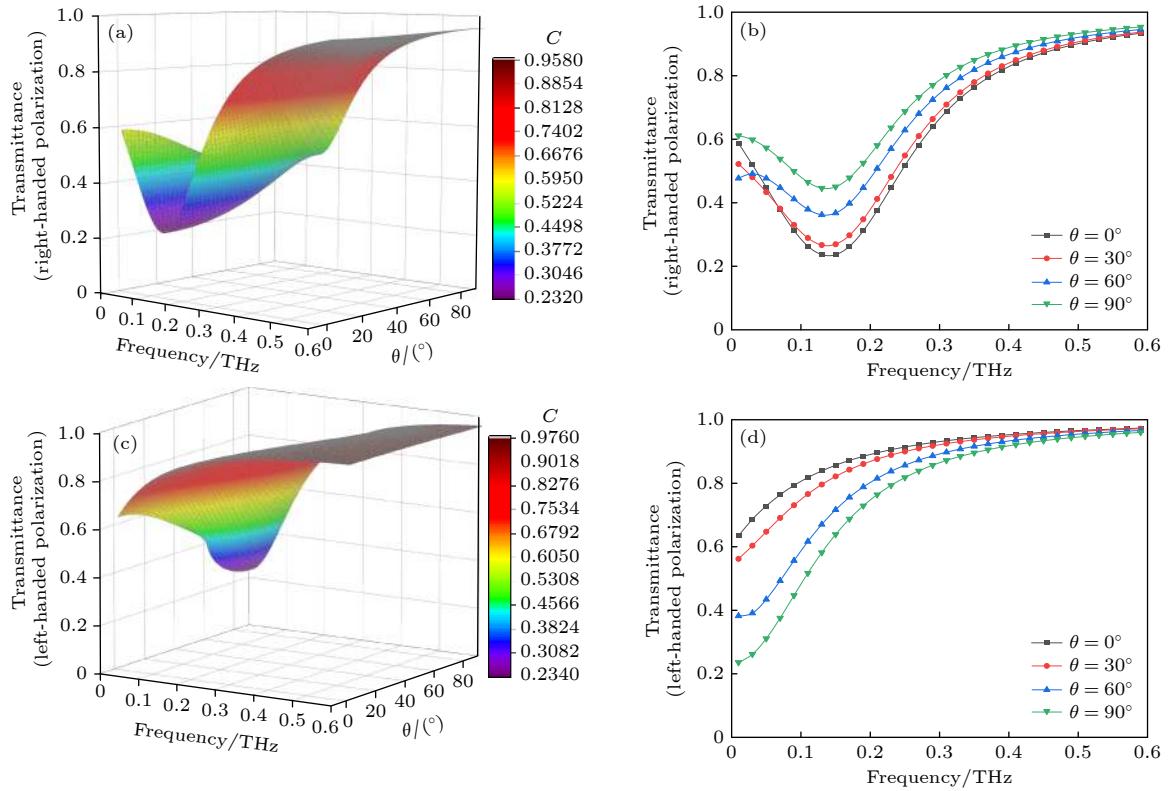


图 3 THz 波归一化传输功率与外加磁场角度的关系 (a), (b) 右极化; (c), (d) 左极化

Fig. 3. Relationship between normalized transmission power of THz wave and external magnetic field angle: (a), (b) Right-handed polarization; (c), (d) left-handed polarization.

时左极化 THz 波的传输功率基本逐渐降低. 由此可以看出, 当磁场方向与波的传播方向垂直时, 最有利于右极化太赫兹波信号的接收; 当磁场方向与波的传播方向平行时, 最有利于左极化太赫兹波信号的接收. 另外, 当电磁波在外加静态磁场的等离子体中传播时, 等离子体中的电子将受到磁场作用做回旋运动, 而右极化波会与回旋运动的电子同步旋转形成回旋共振, 导致能量吸收. 所以在相同磁化角度情况下, 左极化波和右极化波的传输功率曲线产生了不同的变化趋势.

那么以磁化角度分别为 90° 和 0° 来分析右极化太赫兹波和左极化太赫兹波在非均匀磁化等离子体中的传输特性. 当磁化角度 $\theta = 90^\circ$ 且为右极化时相对介电常数如 (17) 式; 当磁化角度 $\theta = 0^\circ$ 且为左极化时相对介电常数如 (18) 式.

$$\varepsilon_r^{(m)} = 1 - \frac{\omega_{p,m}^2/\omega^2}{1 - i\nu/\omega - \frac{\omega_{ce}^2/\omega^2}{1 - \omega_{p,m}^2/\omega^2 - i\nu/\omega}}, \quad (17)$$

$$\varepsilon_r^{(m)} = 1 - \frac{\omega_{p,m}^2}{\omega^2 - \omega(i\nu + \omega_{ce})}. \quad (18)$$

在这两种条件下就可以进一步分析在不同电子密度、碰撞频率和外加磁场强度条件下右极化和左极化 THz 波在等离子体中的传输特性.

3.2 电子密度对右极化和左极化 THz 波反射、传输、吸收功率的影响

图 4(a)—图 4(c) 分别给出了右极化 THz 波在不同最大电子密度下的反射、透射和吸收功率. 其中等离子体平板的总厚度 $d = 10 \text{ cm}$, 碰撞频率 $f_\nu = 0.1 \text{ THz}$, 外加磁场强度为 $B = 5 \text{ T}$, 最大电子密度的值分别为 $N_0 = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $N_0 = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 和 $N_0 = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 可以看出, 较高电子密度的等离子体对太赫兹波的反射能力非常弱. 随着电子密度的增加, THz 波传输功率相应降低, 且吸收功率增加, 在电子密度为 $N_0 = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 时出现了传输阻带, 阻带内几乎所有的电磁波功率都被等离子体层吸收. 另外, 当电子密度 $N_0 < 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 时, 右极化电磁波的吸收功率在 $0 - 0.6 \text{ THz}$ 内先增加后减少, 在 $0.1 - 0.2 \text{ THz}$ 间出现一个突起峰值, 此时外加磁场条件下的电子回旋频率 $f_{ce} = 0.14 \text{ THz}$, 正好在峰值区

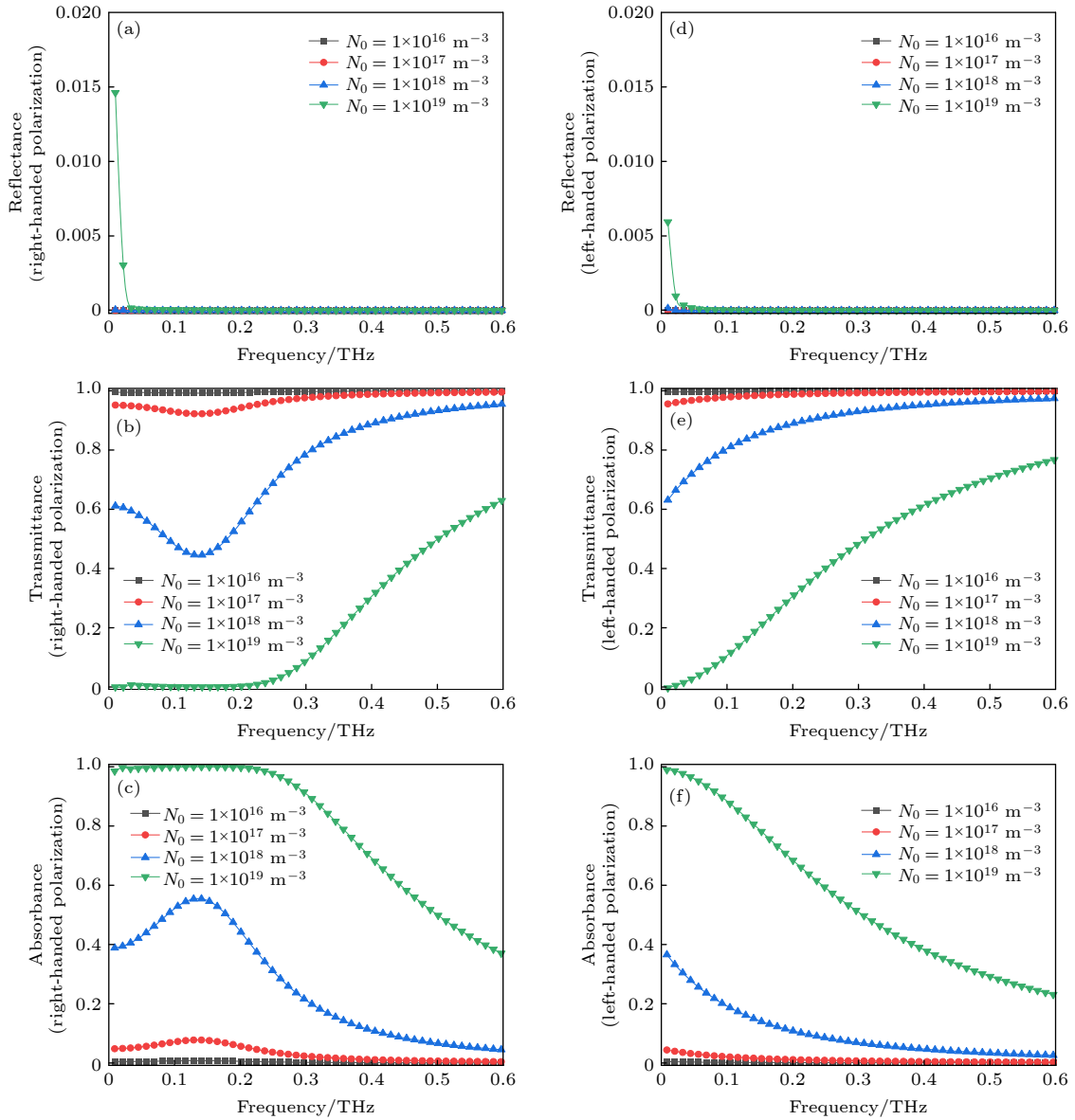


图4 THz波归一化反射、传输、吸收功率与电子密度最大值的关系 (a), (b), (c) 右极化; (d), (e), (f) 左极化

Fig. 4. Relationship between normalized reflection, transmission, and absorption power of the THz wave and the maximum value of electron density: (a), (b), (c) Right-handed polarization; (d), (e), (f) left-handed polarization.

域, 所以可以推断由于右旋波的偏振方向与电子回旋方向相同, 引起了电子回旋共振, 导致能量吸收增强, 并形成了突起峰值. 而电子密度的增加也引起了吸收峰值的升高, 这是因为电子密度的增加意味着等离子体中电子数量的增加, 从而导致电子从电磁波中吸收的能量增加. 图 4(d)—图 4(f) 分别给出了左极化 THz 波在不同最大电子密度下的反射、透射和吸收功率, 参数与右极化 THz 波保持一致. 可以看到的是, 由于左旋波的偏振方向与电子回旋方向不同, 左极化 THz 波相对于右极化 THz 波最大的差异在于没有了电子回旋共振的影响, 并

且在相同的电子密度下左极化 THz 波对等离子体有更好的穿透性能.

由于 THz 波在等离子体中的反射功率非常低, 传输功率和吸收功率的变化规律相反, 但传输功率在一定程度上能更好地体现信号传输的能力, 所以接下来主要对传输功率进行分析.

3.3 外加磁场强度对右极化和左极化 THz 波传输功率的影响

图 5(a) 和图 5(b) 以及图 5(c) 和图 5(d) 分别给出了外加磁场强度对右极化和左极化 THz 波

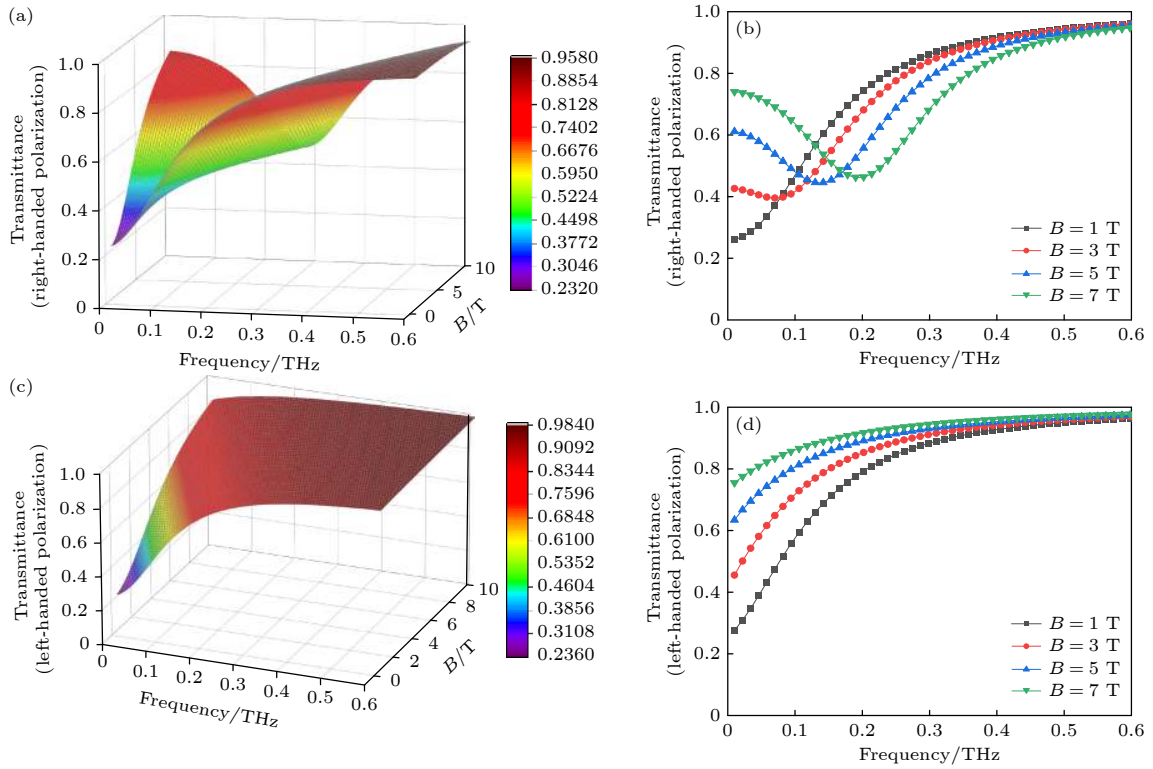


图 5 THz 波归一化传输功率与外加磁场强度的关系 (a), (b) 右极化; (c), (d) 左极化

Fig. 5. Relationship between normalized transmission power of THz wave and applied magnetic field intensity: (a), (b) Right-handed polarization; (c), (d) left-handed polarization.

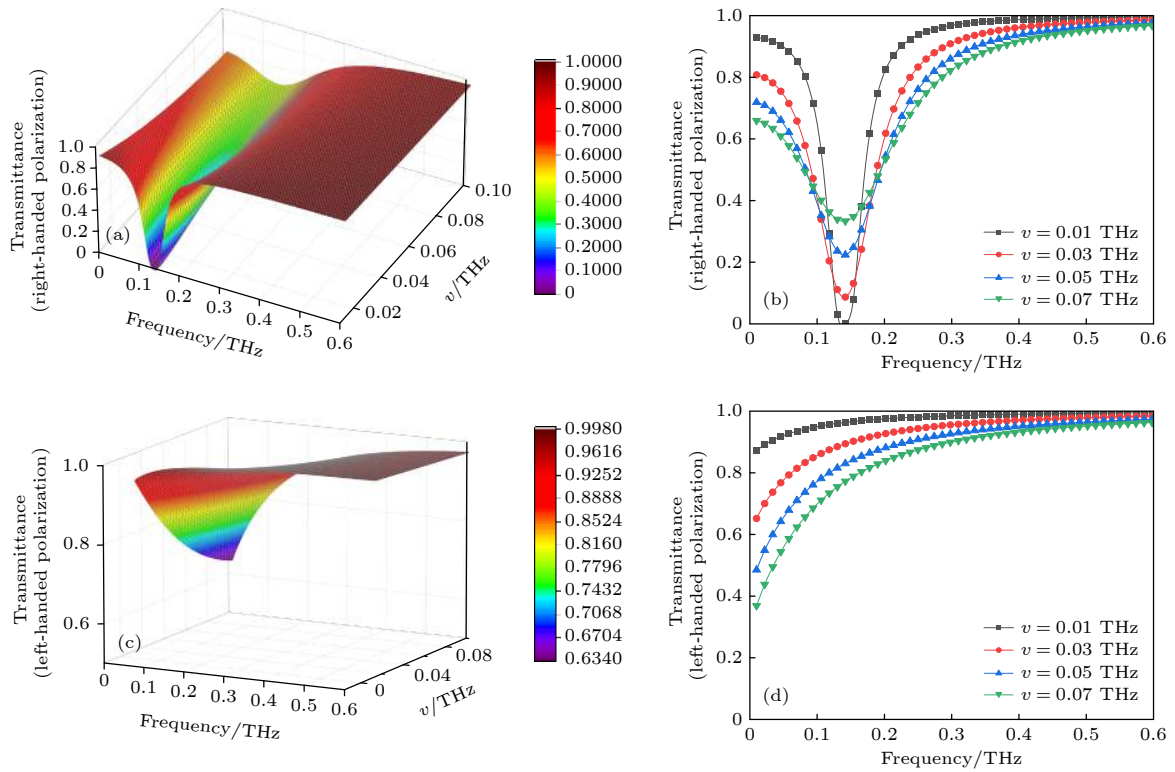


图 6 THz 波归一化传输功率与碰撞频率的关系 (a), (b) 右极化; (c), (d) 左极化

Fig. 6. Relationship between normalized transmission power of THz wave and collision frequency: (a), (b) Right-handed polarization; (c), (d) left-handed polarization.

传输功率的影响, 此时等离子体平板的总厚度 $d = 10 \text{ cm}$, 碰撞频率 $f_\nu = 0.1 \text{ THz}$, 最大电子密度的值 $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. 从图 5(a) 和图 5(c) 可以看出, 左极化波传输功率在整个频带上随外加磁场强度的增加而增加. 而右极化波传输功率随着外加磁场强度的增加在低频端和高端有着不同的变化趋势: 在低频端右极化波传输功率随外加磁场强度的增加而增加, 但由于磁场强度的增加引起回旋共振的频带向高频端偏移, 进而在高频端产生更多的能量吸收, 所以在高频端右极化波传输功率会随外加磁场强度的增加而降低.

3.4 碰撞频率对右极化和左极化 THz 波传输功率的影响

图 6(a) 和图 6(b) 以及图 6(c) 和图 6(d) 分别给出了碰撞频率对右极化和左极化 THz 波传输功率的影响, 此时等离子体平板的总厚度 $d = 10 \text{ cm}$, 外加磁场强度为 $B = 5 \text{ T}$, 最大电子密度的值 $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. 可以看出, 右极化波传输功率的最小值随碰撞频率的增加而减小, 但吸收频带增大. 左极化波传输功率随着碰撞频率的增大而减少. 总体来说左极化波更能穿透磁化冷等离子体, 有助于更好地改善飞行器再入“黑障”问题.

4 结 论

本文以 NASA 钝头 RAM 实验数据为基础, 研究了左极化和右极化太赫兹波在非均匀磁化冷等离子体中的传输特性. 结果表明, 外加磁场的角度对左右极化太赫兹波的影响有所不同, 在磁场方向与波传输方向垂直时最有利于右极化太赫兹波的传输; 在磁场方向与波传播方向平行时最有利于左极化太赫兹波的传输. 另外, 随着等离子体最大电子密度的增加, 等离子体对太赫兹波的能量吸收增强, 电磁波在右极化时会发生回旋共振, 在回旋频率附近产生吸收峰, 并且外加磁场的强度会改变吸收峰在频谱上的左右位置, 此外碰撞频率大小也会影响太赫兹波的传输. 总的来说左极化太赫兹波在非均匀磁化等离子体中的传输性能要优于右极化太赫兹波. 这些结果可为改善和解决再入飞行

“黑障”问题提供理论参考.

参考文献

- [1] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A, Lee K P 1990 *A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K* (Hampton: Langley Research Center) NASA-RP-1232
- [2] Yao B 2019 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [姚博 2019 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [3] Yang N, Du H W 2014 *J. Infrared Millimeter Waves* **33** 237 (in Chinese) [杨楠, 杜海伟 2014 红外与毫米波学报 **33** 237]
- [4] Huang S J, Li F 2004 *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **25** 815
- [5] 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, 淡荔 2017 物理学报 **66** 084102]
- [6] Chen W, Guo L X, Li J T, Liu S H 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 3235
- [7] Cheng G X, Liu L 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 3109
- [8] Jazi B, Rahmani Z, Shokri B 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 290
- [9] Cao J Z, Li J Z, Chen G R 2002 *Chin. J. Radio Sci.* **17** 125 (in Chinese) [曹建章, 李景镇, 陈国瑞 2002 电波科学学报 **17** 125]
- [10] Lin M, Xu H J, Wei X L, Liang H, Zhang Y H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 055201 (in Chinese) [林敏, 徐浩军, 魏小龙, 梁华, 张艳华 2015 物理学报 **64** 055201]
- [11] Helaly A, Soliman E A, Megahed A A 1997 *IEE Proc. Microw. Antennas Propag.* **144** 61
- [12] Hu B J, Wei G, Lai S L 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 1131
- [13] Chen X, Li K, Liu Y, Zhou Y, Li X, Liu Y 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 3166
- [14] Guo L X, Guo L J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 112119
- [15] Zhang Y Y, Xu G J, Zheng Z Q 2019 *Optik* **182** 618
- [16] Dunn M G, Kang S W 1973 *Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas* (Washington: National Aeronautics and Space Administration) NASA-CR-2232
- [17] Liu J F, Xi X L, Wang L L 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 852
- [18] Tian Y X, Yan W Z, Gu X L, Jin X L, Li J Q, Li B 2017 *AIP Adv.* **7** 125325
- [19] Heald M A, Wharton C B, Furth H P 1965 *Phys. Today* **18** 72
- [20] Yeh C, Rusch W V T 1965 *J. Appl. Phys.* **36** 2302
- [21] Sun P F 2019 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [孙鹏飞 2019 硕士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [22] Bo Y, Zhao Q, Luo X G, Liu Y, Chen Y X, Liu J W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 035201 (in Chinese) [薄勇, 赵青, 罗先刚, 刘颖, 陈禹旭, 刘建卫 2016 物理学报 **65** 035201]

Analysis of transmission characteristics of THz waves magnetized at different angles in non-uniform magnetized plasma*

Li Hao¹⁾ Yang Xin¹⁾²⁾³⁾ Zhang Zheng-Ping^{1)2)3)†}

1) (*College of Big Data and Information Engineering, Guizhou University, Guiyang 550025, China*)

2) (*Semiconductor Power Device Reliability Engineering Research Center of Ministry of Education, Guizhou University, Guiyang 550025, China*)

3) (*Key Laboratory of Micro-Nano-Electronics and Software Technology of Guizhou Province, Guiyang 550025, China*)

(Received 1 September 2020; revised manuscript received 24 November 2020)

Abstract

When a hypersonic vehicle flies, it will have friction with the atmosphere, ionizing the surrounding air, and producing a plasma sheath containing a large number of free electrons. The plasma sheath will cause the electromagnetic wave to seriously attenuate, which will result in communication interruption and other problems. With the gradual realization of terahertz wave technology, its high penetrability and anti-interference performance provides an important way to solve the blackout problem. Thus, the using of the terahertz wave to solve the blackout problem encountered during vehicle reentry is of great significance to studying the transmission performance of terahertz wave in the plasma sheath. This article refers to the public data of the plasma sheath during the reentry of the RAM vehicle. Considering the asymmetry of the sheath density distribution, a double Gaussian distribution is used to simulate the longitudinal electron density distribution. Based on the SMM algorithm, the article uses the magnetization direction, electron density, external magnetic field strength, collision frequency of the non-uniformly magnetized plasma as variables, and their effects on left-hand and right-hand polarized terahertz wave under normal incidence are studied. The results show that these parameters have obvious effects on the transmission performance of terahertz wave in high-density plasma sheath. The right-hand polarized terahertz wave will produce a power absorption peak near the cyclotron frequency due to cyclotron resonance. Changing the magnetization angle in a certain direction will bring an opposite effect on the transmission rate to left-hand polarized and right-hand polarized terahertz wave. Reducing the magnetization intensity can avoid the absorption peak of the right-hand polarized wave by the plasma to a certain extent. Increasing the magnetization can increase the transmission power of the left-hand polarized wave to a certain extent. Moreover, reducing the collision frequency can narrow the absorption band of the right-hand polarized wave in the plasma and increase the transmission power of left-hand polarized wave. In general, the transmission performance of left-hand polarized terahertz wave in non-uniformly magnetized plasma is better than that of right-hand polarized terahertz wave. These results provide a theoretical basis for investigating the blackout phenomenon. The adjusting of these parameters studied in the article is expected to be able to alleviate the blackout problem to a certain extent.

Keywords: terahertz wave, non-uniform magnetized plasma, scattering matrix method, magnetization angle

PACS: 52.40.Db, 52.25.Fi, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.70.20201450

* Project supported by the Open Foundation of Semiconductor Power Device Reliability Engineering Research Center of Ministry of Education, China (Grant No. ERCMEKFJJ2019-(05)), the Natural Science Foundation of Guizhou University, China (Grant No. (2019)62), and MEMS Sensor and System Application Technology Innovation Talent Team of Guizhou Province, China (Grant No. QKHPTRC[2018]5616).

† Corresponding author. E-mail: zpzhang@gzu.edu.cn