

气压对低磁场密度峰值中 Trivelpiece-Gould 波能量沉积特性的影响*

李文秋^{1)†} 唐彦娜¹⁾ 刘雅琳¹⁾ 王刚¹⁾²⁾

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2026 年 5 月 8 日收到; 2026 年 6 月 1 日收到修改稿)

揭示低磁场密度峰值现象背后的物理机制, 对实现简洁、低成本及高性能射频等离子体源至关重要. 本文借助温等离子体介电张量模型和带电粒子温度各向异性假设, 利用磁化等离子体中电磁波本征模色散关系, 理论分析了低磁场 ($B_0 \leq 100$ G, 1 G = 10^{-4} T)、中等密度 ($n_0 = 1 \times 10^{12}$ cm $^{-3}$)、低气压 ($p \leq 5$ mTorr, 1 mTorr = 0.133 Pa) 条件下螺旋波与 Trivelpiece-Gould(TG) 波之间的波数耦合关系及两种波前三个角向模 ($m = 0, -1, +1$) 的能量沉积特性. 研究结果表明: 在 $\omega/(2\pi) = 13.56$ MHz、 $T_{i,z}/T_{e,z} = 0.1$ 参量条件下, 气压变化对螺旋波与 TG 波之间的模式耦合特性、模式耦合层位置及横向波数幅值具有显著影响; 在低气压情形下, 随着气压的增大, 螺旋波能量沉积减弱而 TG 波能量沉积增强; TG 波 $m=0$ 模在整个能量沉积中扮演主导作用, 存在一个气压阈值 p_{cr} , $p < p_{cr}$ 时朗道阻尼主导能量沉积, $p > p_{cr}$ 时碰撞阻尼主导能量沉积.

关键词: 电磁波, 色散特性, 磁化等离子体, 能量沉积

DOI: 10.7498/aps.75.20260500

CSTR: 32037.14.aps.75.20260500

1 引言

低磁场密度峰值现象一直是螺旋波等离子体放电中的一个研究热点, 因其在无电极射频电推进系统^[1-4]、低成本 (更低的射频频率、更低的约束静磁场) 高性能 (更好的等离子体均匀性) 电子回旋共振等离子体源^[5-7]、半导体材料刻蚀与沉积^[8-10]及先进聚变概念^[11-13]等领域的巨大应用潜力而备受关注. 1992 年, Chen^[7]在进行射频功率 (2 kW) 激发螺旋波电离产生高密度 (约 3×10^{13} cm $^{-3}$) 螺旋波等离子体源实验中出乎意料地在低磁场 (50 G, 1 G = 10^{-4} T) 处观测到局部密度峰值 (约 1.7×10^{12} cm $^{-3}$) 现象, 并将其出现的原因解释为 Trivelpiece-Gould(TG) 电子回旋波, 但未进一步

进行详细的理论分析. 1997 年, 在低磁场 (< 100 G) 情形下, Chen 等^[8]在实验中观测到约 10^{12} cm $^{-3}$ 量级的等离子体密度, 同时指出没有证据表明这和螺旋波与 TG 波之间的耦合相关. 2004 年, 在低磁场 (< 100 G) 条件下, Sato 等^[14]采用三种可以激发螺旋波的 $|m| = 1$ 角向模天线进行了射频放电实验, 结果发现只可激发螺旋波 $m = +1$ 角向模的相控天线在几十高斯磁场条件下能够产生最显著的密度峰值, 同时利用色散关系解释了这一密度峰值现象. 2007 年, Sato 等^[15]在实验中观测到小于 100 G 情形下的低磁场密度峰值现象, 发现天线激发的一种慢波通过朗道阻尼 (Landau damping) 机制产生等离子体, 指出此时慢波的相速接近电子热速度, 同时发现此朗道阻尼频率高于电子-中性原子和电子-离子碰撞频率. 2019 年, 在低磁场 (< 100 G)

* 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: E4E2136301) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: beiste@163.com

情形下, Yadav 等^[16]在实验中发现天线-等离子体耦合效率随着磁场非均匀性的增大而增强; 在 25 G 情形下, 当磁场非均匀性由低到高变化时, 天线-等离子体耦合效率从 60% 增大到 80%. 国内, 2015 年, 采用 Boswell 天线, Wang 等^[17]在实验中观测到当射频功率从 100 W 增大到 250 W 时分别在 40—55 G 与 110—165 G 处出现双密度峰值现象, 并通过 HELIC 代码模拟计算将其归因于具有强阻尼特性的 TG 波的激发. 2017 年, 采用双马鞍型天线, 牛晨等^[18]在低磁场 (100 G) 条件下通过实验证实等离子体的角向不均匀功率吸收是由于驻波螺旋波引发的. 2024 年, 采用 $m = 0$ single-loop 天线, 在低磁场 (< 100 G) 条件下, Xia 等^[19]在氩等离子体实验中观测到双密度峰值现象, 利用色散关系分析表明第一个密度峰值是螺旋波-TG 波耦合加热导致. 2025 年, Li 等^[20]在低磁场 (< 100 G)、低密度 ($1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) 以及低气压 (0.5 mTorr, 1 Torr = 133 Pa) 条件下, 理论分析发现对于 TG 波 $m = 0$ 角向模, 电子温度各向异性因子 $\chi_e \ll 1$ 时朗道阻尼主导功率沉积, 而 $\chi_e \gg 1$ 时碰撞阻尼主导功率沉积.

由上面的详述可以看到, 对低磁场密度峰值现象的解释至今没有统一性的共识, 仍待在理论和实验两方面作进一步研究. 本文在低磁场密度峰值典型参数基础上, 借助温等离子体介电张量模型和波模色散关系, 在之前 Chen^[7]的实验研究和 Li 等^[20]的理论研究工作基础上, 更进一步在理论层面研究了螺旋波和 TG 波前三个角向模 ($m = 0, -1, +1$) 在低磁场密度峰值中扮演的角色, 分析结果表明 TG 波 $m = 0$ 角向模在整个波能量沉积中占据主导地位, 更详细地, 气压值决定了朗道阻尼和碰撞阻尼何者在典型螺旋波等离子体电子纵向温度范围内主导能量沉积. 此研究结果为我们更全面地理解低磁场密度峰值现象提供了新的线索.

2 理论模型

螺旋波放电产生的等离子体柱浸没在纵向静磁场 $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$ 中, 等离子体柱被内径 $r = a$ 的绝缘玻璃管包裹. 假定等离子体中离子携带单位正电荷, 径向等离子体密度均匀分布, 电子和离子均有有限温度. 整个系统的示意图如图 1 所示.

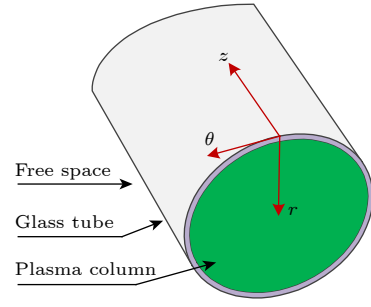


图 1 等离子体柱横向截面示意图

Fig. 1. Cross section of plasma column.

采用圆柱坐标系 (r, θ, z) , 假设电磁场场量具有形式 $\mathbf{e}^{j(m\theta + k_z z - \omega t)}$, 基于麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

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

得到关于电磁场横向分量的波动方程:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp}^2) (\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp}^2) \begin{pmatrix} E_z \\ B_z \end{pmatrix} = 0, \quad (3)$$

其中 m 为角向模数; ω 为波频率; k_z 为纵向波数; $k_{\perp}$ 为横向波数, 符号 $\perp$ 表示垂直于纵向静磁场的横向方向; $\mathbf{K}$ 为广义等离子体介电张量^[21]:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & j\kappa_{\angle} & 0 \\ -j\kappa_{\angle} & \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_z \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\kappa_{\perp}$, $\kappa_{\angle}$ 及 κ_z 分别为介电张量的横向、交叉向及纵向元素^[20].

在无界、均匀等离子体中, 电磁波的一般色散关系可表示为^[22]

$$\kappa_{\perp} k_{\perp}^4 + k_{\perp}^2 [k_z^2 (\kappa_{\perp} + \kappa_z) - k_0^2 (\kappa_{\perp} \kappa_z + RL)] + \kappa_z (k_z^2 - k_0^2 R) (k_z^2 - k_0^2 L) = 0, \quad (5)$$

其中 $k_0 = \omega/c$ 为真空波数, c 为光速; $R = \kappa_{\perp} + \kappa_z$, $L = \kappa_{\perp} - \kappa_z$. 在螺旋波等离子体放电频率范围内, 即 $\omega_{ci} \ll \omega < \omega_{ce}$, (5) 式演化为 Whistler 波色散关系^[22]:

$$(k/k_0)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega (\omega + j\nu_e - \omega_{ce} \cos \theta)}, \quad (6)$$

其中 $\cos \theta = k_z/k$, $k = \sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2}$ 为总波数. 求解 (6) 式, 得到关于总波数 k 的两个解, 它们分别对应 Whistler 波的两个波模式分支:

$$k_{EM,ES} = \frac{k_z}{2c} \left[1 \mp \sqrt{1 - 4 \frac{\omega_{pe}^2}{k_z^2 \delta_p^2}} \right], \quad (7)$$

表 1 本征模色散关系元素
 Table 1. Elements of eigenmode dispersion relation.

$Q_{\lambda l}$	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$
$\lambda = 1$	$J_m(k_{\perp, H}a)$	$J_m(k_{\perp, TG}a)$	$-jk_{\perp, v}H_m^{(1)}(k_{\perp, v}a)$
$\lambda = 2$	$k_{\perp, TG}^2[mk_z J_m(k_{\perp, H}a) + k_H k_{\perp, H} J_m'(k_{\perp, H}a)]$	$k_{\perp, H}^2[mk_z J_m(k_{\perp, TG}a) + k_{TG} k_{\perp, TG} J_m'(k_{\perp, TG}a)]$	$jk_{\perp, H}^2 k_{\perp, TG}^2 m H_m^{(1)}(k_{\perp, v}a)$
$\lambda = 3$	$k_{\perp, TG}^2[mk_H J_m(k_{\perp, H}a) + k_z k_{\perp, H} J_m'(k_{\perp, H}a)]$	$k_{\perp, H}^2[mk_{TG} J_m(k_{\perp, TG}a) + k_z k_{\perp, TG} J_m'(k_{\perp, TG}a)]$	$jk_{\perp, H}^2 k_{\perp, TG}^2 k_{\perp, v} a H_m^{(1)'}(k_{\perp, v}a)$

其中 $\varsigma = (\omega + j\nu_e)/\omega_{ce}$, $\varsigma_0 = \omega/\omega_{ce}$, $\delta_p = c/\omega_{pe}$ 为等离子体趋肤深度.

考虑到包裹等离子体的极薄绝缘玻璃管对电磁波相位的影响可以忽略, 故在分析中我们仅考虑等离子体区域和外界自由空间中的电磁波场分布, 求解 (3) 式, 得到等离子体区域和自由空间区域的场型分布 [22,23].

a) 等离子体区域

$$B_{z,p} = f_m J_m(k_{\perp, H}r) + g_m J_m(k_{\perp, TG}r), \quad (8)$$

$$B_{\theta,p} = -\frac{f_m}{k_{\perp, H}^2} \left[\frac{mk_z}{r} J_m(k_{\perp, H}r) + k_H k_{\perp, H} J_m'(k_{\perp, H}r) \right] - \frac{g_m}{k_{\perp, TG}^2} \left[\frac{mk_z}{r} J_m(k_{\perp, TG}r) + k_{TG} k_{\perp, TG} J_m'(k_{\perp, TG}r) \right], \quad (9)$$

$$B_{r,p} = \frac{jf_m}{k_{\perp, H}^2} \left[\frac{mk_H}{r} J_m(k_{\perp, H}r) + k_z k_{\perp, H} J_m'(k_{\perp, H}r) \right] + \frac{jg_m}{k_{\perp, TG}^2} \left[\frac{mk_{TG}}{r} J_m(k_{\perp, TG}r) + k_z k_{\perp, TG} J_m'(k_{\perp, TG}r) \right], \quad (10)$$

其中 f_m 与 g_m 为场幅值系数; 横向波数 $k_{\perp, H} = \sqrt{k_{EM}^2 - k_z^2}$ 和 $k_{\perp, TG} = \sqrt{k_{ES}^2 - k_z^2}$; $J_m(\cdot)$ 为 m 阶第一类贝塞尔函数.

b) 自由空间区域

$$B_{z,v} = jh_m k_{\perp, v} H_m^{(1)}(k_{\perp, v}r), \quad (11)$$

$$B_{\theta,v} = jh_m \frac{m}{r} H_m^{(1)}(k_{\perp, v}r), \quad (12)$$

$$B_{r,v} = h_m k_{\perp, v} H_m^{(1)'}(k_{\perp, v}r), \quad (13)$$

其中 h_m 为场幅值系数; 横向波数 $k_{\perp, v} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$; $H_m^{(1)}(\cdot)$ 为 m 阶第三类贝塞尔函数.

接着, 利用边界条件, 磁场在分界面 $r = a$ 处连续 [23]:

$$B_{z,p}|_{r=a} = B_{z,v}|_{r=a}, \quad (14)$$

$$B_{\theta,p}|_{r=a} = B_{\theta,v}|_{r=a}, \quad (15)$$

$$B_{r,p}|_{r=a} = B_{r,v}|_{r=a}. \quad (16)$$

得到关于角向模数为 m 的本征模的色散关系 [23]:

$$|Q_{\lambda l}| = 0, \quad (\lambda, l = 1, 2, 3), \quad (17)$$

其中元素 Q_D 由表 1 给出.

最后, 利用 (17) 式, 得到的横向波数, 得到角向本征模的场分布, 再根据下式求得螺旋波等离子体中的功率沉积 [24]:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} \text{Im} \left[\kappa_{\perp} (|E_{r,p}|^2 + |E_{\theta,p}|^2) + 2\kappa_{\angle} \text{Re}(E_{r,p} E_{\theta,p}^*) + \kappa_{//} |E_{z,p}|^2 \right] r dr d\theta, \quad (18)$$

其中 $E_{r,p}$, $E_{\theta,p}$ 和 $E_{z,p}$ 分别为等离子体区域电场的径向、角向和纵向分量 (此三个电场分量可根据 (2) 式求得), $E_{\theta,p}^*$ 为 $E_{\theta,p}$ 的共轭.

本文分析中, 统一采用如下参数进行计算: 等离子体柱内径 $a = 3 \text{ cm}$, 中性气体为氩气 (即原子质量数 $A = 40$), 等离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 波频率 $f = 13.56 \text{ MHz}$, 离子与电子纵向温度比值 $T_{i,z}/T_{e,z} = 0.1$.

3 数值计算与结果分析

在无界、磁化等离子体中传播的 Whistler 波通常存在两个分支: 具有电磁特性的电磁分支 (electromagnetic branch, EM branch) 和具有静电特性的静电分支 (electrostatic branch, ES branch), 在有界情形下, 电磁分支演化为螺旋波, 静电分支演化为 TG 波, 图 2 为 $T_e = 3 \text{ eV}$, $B_0 = 24 \text{ G}$ 参量条件下不同气压值对应的 Whistler 波色散关系. 当气压 $p = 1 \text{ mTorr}$ 时, 由图 2 可知, 在当前气压条件下, Whistler 波的 EM 分支与 ES 分支均存在, 且两个分支在模式耦合层 (mode coupling surface, MCS) 发生模式耦合, 此 MCS 处对应的临界纵向/横向波数为 ($k_{z,cr} = 0.77 \text{ cm}^{-1}$, $k_{\perp,cr} = 1.7 \text{ cm}^{-1}$); 随着气压值的增大 ($1 \rightarrow 3 \rightarrow 5 \text{ mTorr}$), 可以看到临界模式耦合层的位置发生了显著变化, 临界纵向波数 $k_{z,cr}$ 逐渐变大, 临界横向波数逐渐变小, 这表明气压的变化显著改变了 Whistler 波两个模式分

支的传播特性和场分布结构, 导致这种变化的原因可能是气压的变化改变了带电粒子间/带电粒子与中性原子间的碰撞频率, 进而使得电磁波模式的传播环境发生了改变.

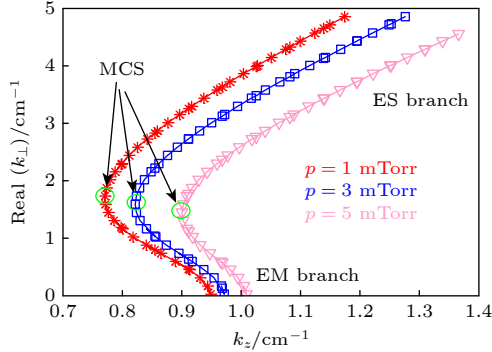


图 2 气压对 Whistler 波色散关系的影响

Fig. 2. Impact of neutral gas pressure on the dispersion relation of Whistler waves.

上面的分析提到, 在有界受约束条件下, Whistler 波的电磁分支和静电分支会分别演化为螺旋波和 TG 波, 在 $k_z = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $\chi_e = 1$ 参量条件下, 图 3 给出了不同气压值条件下螺旋波和 TG 波的横向波数随纵向静磁场的变化特性 (图中实线代表 $p = 0.5 \text{ mTorr}$ 的情形, 虚线代表 $p = 1 \text{ mTorr}$ 的情形), 由图 3 可知, TG 波的横向波数实部大于螺旋波的横向波数实部, 这一波数特性与两种波在等离子体中的能量沉积特性相一致, 即相较于螺旋波, TG 波类似于一种表面波, 其在向等离子体柱内部传播过程中振幅剧烈衰减, 将波的绝大部分能量沉积在等离子体柱边缘区域; 而螺旋波则表现出体波的特性, 其可以渗入等离子体柱核心区域传播, 将波的大部分能量沉积在中心区域. 其次, 从图 3 中可以发现, 存在一个临界磁场值 $B_{0,\text{cr}}$, 螺旋波与 TG 波在 $B_0 = B_{0,\text{cr}}$ 处发生模式耦合, 在忽略碰撞效应情形下, Cho^[25] 指出此临界磁场值为 $B_{0,\text{cr}} \simeq 2k_0(n_0 m_e / \epsilon_0)^{1/2} / k_z$. 最后, 对比不同气压值对应的横向波数实部幅值可以发现, 气压的变化对螺旋波与 TG 波的横向波数影响显著, 随着气压 p 的增大, 螺旋波的横向波数实部 $\text{Re}(k_{\perp,\text{H}})$ 变小, 而 TG 波的横向波数实部 $\text{Re}(k_{\perp,\text{TG}})$ 变大. 这些结论表明气压的改变可以明显改变等离子体中电磁波波模式的场分布轮廓, 进而影响其能量沉积特性.

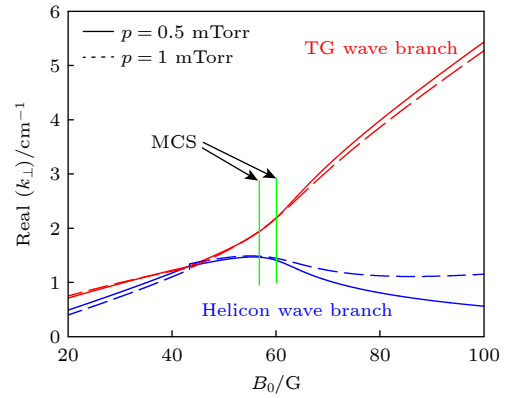


图 3 螺旋波与 TG 波横向波数的实部随纵向静磁场的变化特性. 气压 $p = 0.5 \text{ mTorr}$ (实线); 气压 $p = 1 \text{ mTorr}$ (虚线)
Fig. 3. Dependence of real part of the perpendicular wave number of helicon and TG waves on axial static magnetic field for different neutral gas pressure: $p = 0.5 \text{ mTorr}$ (solid line) and $p = 1 \text{ mTorr}$ (dot line).

朗道阻尼作为螺旋波等离子体中最重要的阻尼机制之一, 其在典型波模式能量沉积过程中扮演着核心作用. 根据理论计算公式 $\nu_{\text{LD}} = (\omega / \zeta_e^2) \times \text{Re}[-j/Z'(\zeta_e)]$ (其中 ν_{LD} 表示朗道阻尼频率, $\zeta_e = v_p / v_{\text{the},z}$, $v_p = \omega / k_z$)^[26], 图 4 给出了低纵向静磁场 $B_0 = 48 \text{ G}$, $\chi_e = 1$ 参量条件下相速度与电子纵向热速度之比 $v_p / v_{\text{the},z}$ 和朗道阻尼频率 ν_{LD} 随电子纵向温度的变化特性. 从图 4(a) 可以看到, 在电子纵向温度 $T_{e,z} \in (0.1, 10) \text{ eV}$ 范围内, 随着电子纵向温度的增大, $v_p / v_{\text{the},z}$ 先增大后减小, 即存在一个电子纵向温度临界值 $T_{e,z,\text{cr}}$, 在此临界值处, 波相速度与电子纵向热速度之比取得最大值; 接着, 从图 4(b) 可以看到, 在相同的电子纵向温度范围内, 随着 $T_{e,z}$ 的增大, 朗道阻尼频率 ν_{LD} 呈现先增大然后减小最后再增大的特点, 同样, 存在一个电子纵向温度临界值 $T_{e,z,\text{cr}}$, 在此临界值处, 朗道阻尼频率 ν_{LD} 取得最小值. 联合图 4(a) 与图 4(b) 可以发现, $v_p / v_{\text{the},z}$ 幅值出现最大值与 ν_{LD} 幅值出现最小值时两者对应的电子纵向温度临界值相近, 这是因为波的传播速度越大于电子纵向热速度, 波与电子之间共振作用导致的波能量沉积就越弱; 其次, 还可以看到, 当 $T_{e,z}$ 超过几个电子伏特并逐渐增大至十电子伏特, 即 $v_p / v_{\text{the},z}$ 单调减小时, 朗道阻尼频率显著单调增大, 这说明当波的传播速度逐渐接近电子纵向热速度时, 波与电子之间的共振作用导致波能量被电子吸收的愈加明显; 最后, 从图 4(b) 可以看到, 气压的变化对朗道阻尼频率具有显著的影响, 随着气压的增大, 朗道阻尼频率逐渐增强.

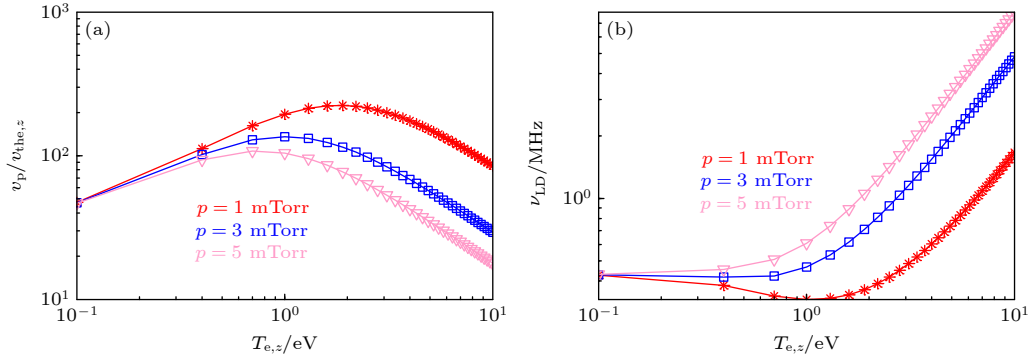


图 4 (a) 相速度与电子纵向热速度之比和 (b) 朗道阻尼频率随电子纵向温度的变化特性

Fig. 4. Dependence of the (a) ratio of phase velocity to electron longitudinal thermal velocity and (b) Landau damping frequency on the electron longitudinal temperature.

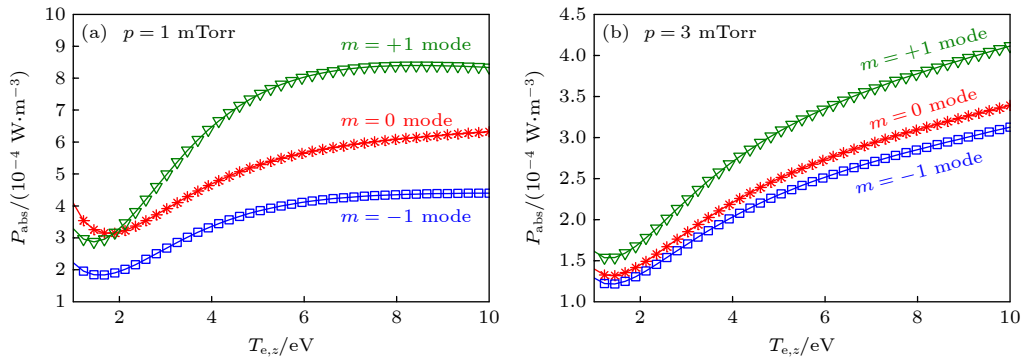

 图 5 螺旋波 $m = 0, -1, +1$ 角向模的功率沉积随电子纵向温度的变化关系 (a) 气压 $p = 1$ mTorr; (b) 气压 $p = 3$ mTorr

Fig. 5. Dependence of power deposition of the $m = 0, -1, +1$ azimuthal modes of helicon wave on the electron longitudinal temperature: (a) Neutral gas pressure $p = 1$ mTorr; (b) neutral gas pressure $p = 3$ mTorr.

基于以上分析, 在低纵向静磁场 $B_0 = 48$ G, $\chi_e = 0.1$ 参量条件下, 图 5 给出了螺旋波 $m = 0, -1, +1$ 三个角向模的功率沉积随电子纵向温度的变化特性. 从图 5 中可以看到, 在电子纵向温度 $T_{e,z} \in (1, 10)$ eV 范围内, 随着电子纵向温度的增大, 三个角向模的功率沉积均先减小后增大, 在 $T_{e,z} \approx 1.5$ eV 附近存在最小值, 在 $T_{e,z} = 10$ eV 处取得最大值; 其次, 在典型螺旋波等离子体电子温度 $T_{e,z} \in (3, 8)$ eV 范围内, 由图 5 可以看到, $m = +1$ 模在功率沉积中占据主导地位; 当气压增大时 ($1 \rightarrow 3$ mTorr), 联合图 5(a) 与图 5(b) 可以发现三个角向模的功率沉积均减小, 且气压的变化并未改变 $m = +1$ 模主导功率沉积这一特性.

接着上面的分析, 在与图 5 相同参量条件下, 图 6 给出了 TG 波 $m = 0, -1, +1$ 三个角向模的功率沉积随电子纵向温度的变化特性. 从图 6(a) 中可以看到, 随着电子纵向温度的增大, 三个角向模中, $m = 0, -1$ 角向模的功率沉积先减小后增大最后再

减小, 而 $m = +1$ 角向模的功率沉积则先增大后减小; 其次, 在 $T_{e,z} \in (3, 8)$ eV 范围内, 可以看到 $m = 0$ 模在功率沉积中占据主导地位; 当气压增大时 ($1 \rightarrow 3$ mTorr), 图 6(b) 显示随着电子纵向温度的增大, $m = 0, -1$ 角向模的功率沉积先减小后增大, 而 $m = +1$ 角向模的功率沉积则单调增大. 更进一步, 图 7 给出了 TG 波 $m = 0, -1, +1$ 三个角向模的功率沉积占比随电子纵向温度的变化特性, 从图 6 中可以看到, 在 $T_{e,z} = 1$ eV 处, $m = 0$ 模的功率沉积占比取得峰值, 约占整个功率沉积的 51.5% ($P_{\text{abs},m=0}/P_{\text{abs}} \approx 0.515$), 随着 $T_{e,z}$ 的增大, $P_{\text{abs},m=0}/P_{\text{abs}}$ 逐渐减小, 并最终稳定维持在 44%; 而 $m = -1, +1$ 两个角向模的功率沉积占比较小, 在 $T_{e,z} \in (3, 8)$ eV 范围内, $m = +1$ 角向模的功率沉积占比约维持在 32%, $m = -1$ 角向模的功率沉积占比约维持在 24%. 这些结果表明, 气压的变化虽然可以改变 TG 波 $m = 0, -1, +1$ 三个角向模随电子纵向温度的变化特性, 但并未改变 $m = 0$ 模主导功率沉积这一特性.

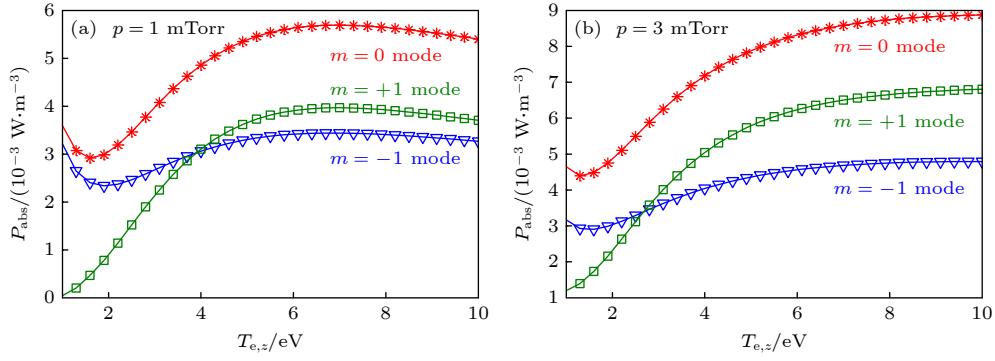

 图 6 TG 波 $m=0, -1, +1$ 角向模的功率沉积随电子纵向温度的变化关系 (a) 气压 $p = 1$ mTorr; (b) 气压 $p = 3$ mTorr

Fig. 6. Dependence of power deposition of the $m = 0, -1, +1$ azimuthal modes of TG wave on the electron longitudinal temperature: (a) Neutral gas pressure $p = 1$ mTorr; (b) neutral gas pressure $p = 3$ mTorr.

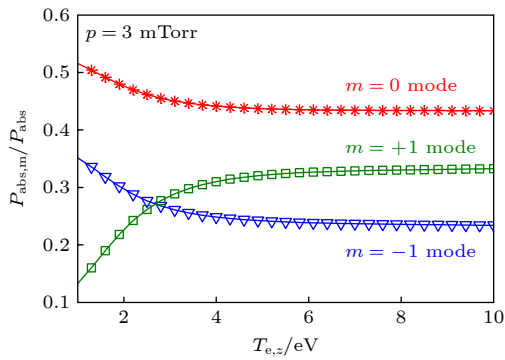

 图 7 气压 $p = 3$ mTorr 条件下 TG 波 $m = 0, -1, +1$ 角向模的功率沉积占比随电子纵向温度的变化关系

Fig. 7. Dependence of power deposition ratio of the $m = 0, -1, +1$ azimuthal modes of TG wave on the electron longitudinal temperature for neutral gas pressure $p = 3$ mTorr.

为了更加清晰地了解螺旋波 $m = +1$ 角向模和 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积特性, 在与图 5 和图 6 相同参量条件下, 图 8 和图 9 分别给出了螺旋波 $m = +1$ 角向模与 TG 波 $m = 0$ 角向模的径向能量沉积特性, 计算结果表明: 随着气压的增大, 螺旋波 $m = +1$ 角向模和 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积峰值区域逐渐从等离子体中心区域向边缘区域移动; 两者的区别是螺旋波 $m = +1$ 角向模的能量沉积呈现角向非对称性, 而 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积具有角向对称性. 对于螺旋波 $m = +1$ 角向模, 对比图 8 中电子温度各向异性 ($\chi_e = 0.1$) 和电子温度各向同性 ($\chi_e = 1$) 两种情形下的计算结果, 可以发现 χ_e 值的变化显著改变了螺旋波

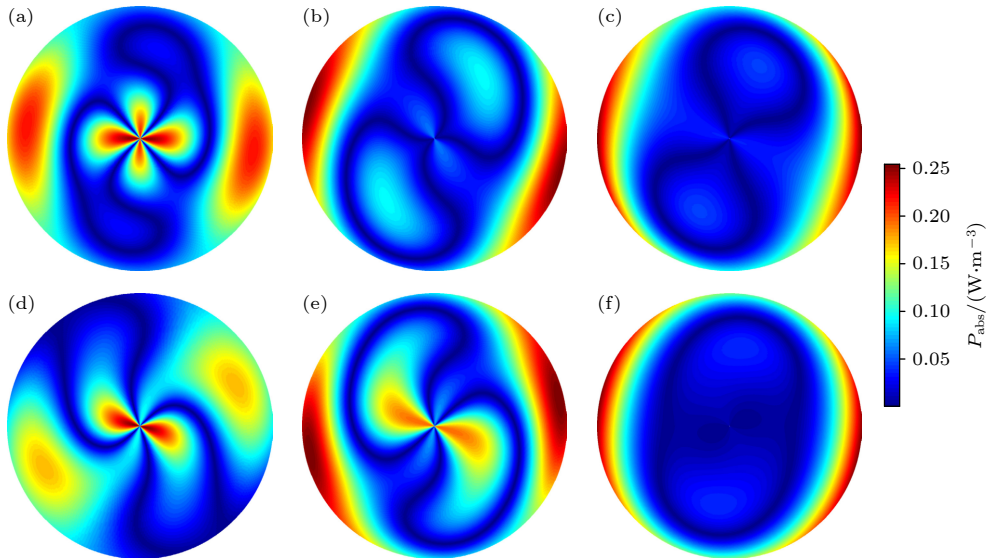

 图 8 螺旋波 $m = +1$ 角向模功率沉积径向分布 (a) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (b) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (c) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (d) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 1$; (e) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 1$; (f) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 1$

Fig. 8. Radial profile of power deposition for the $m = +1$ azimuthal mode of helicon wave: (a) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (b) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (c) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (d) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 1$; (e) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 1$; (f) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 1$.

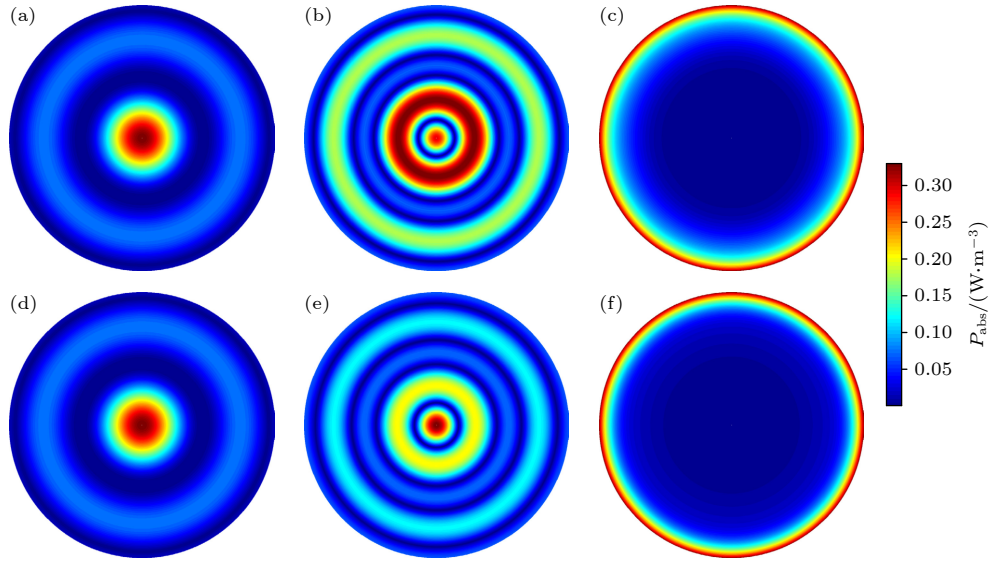


图9 TG波 $m=0$ 角向模功率沉积径向分布 (a) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (b) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (c) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (d) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 1$; (e) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 1$; (f) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 1$

Fig. 9. Radial profile of power deposition for the $m = 0$ azimuthal mode of TG wave: (a) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (b) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (c) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 0.1$; (d) $p = 1$ mTorr, $\chi_e = 1$; (e) $p = 3$ mTorr, $\chi_e = 1$; (f) $p = 5$ mTorr, $\chi_e = 1$.

$m = +1$ 角向模在径向和角向的能量沉积轮廓; 而对于 TG 波 χ_e 角向模, 图 9 表明电子温度各向异性因子 χ_e 值的变化仅仅改变了波能量沉积在径向的强度. 以上这些结论暗示气压的改变对于解螺旋波 $m = +1$ 角向模和 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积特性具有显著的影响, 在实际放电过程中可以通过改变气压值来调节螺旋波等离子体中电磁波的能量沉积分布.

联合图 5 和图 6 可以发现, 在当前低磁场 ($B_0 = 48$ G)、电子温度各向异性 ($\chi_e = 0.1$) 参量条件下, TG 波 $m = 0$ 模在能量沉积中占据主导地位. 为了更加详细地了解 TG 波 $m = 0$ 模的能量沉积特性, 图 10 给出了由碰撞阻尼和朗道阻尼引起的能量沉积对比结果 (图中虚线代表朗道阻尼致使的能量沉积, 由于计算朗道阻尼过程中不考虑碰撞效应 ($\nu_\ell = 0$), 故朗道阻尼致使的能量沉积曲线只有一条; 图中红/绿/蓝三条实线代表不同气压值条件下碰撞阻尼致使的能量沉积), 由图 10 可知, 在电子纵向温度 $T_{e,z} \in (1, 10)$ eV 范围内, 碰撞阻尼和朗道阻尼致使的能量沉积在不同的电子纵向温度范围内占据主导地位, 即存在一个电子纵向温度阈值 $T_{e,z,cr}$, 低于此阈值, 碰撞阻尼主导能量沉积, 高于此阈值, 朗道阻尼主导能量沉积; 随着气压 p 的增大, 此阈值 $T_{e,z,cr}$ 也随之增大, 当气压从 2.5 mTorr 增大到 3.5 mTorr 时, 此电子纵向温度阈值 $T_{e,z,cr}$ 从

2.4 eV 增大到 3.4 eV; 更为重要的是, 由图 10 中蓝色曲线可以看到, 存在一个临界气压阈值 p_{cr} (当前参量条件下此临界气压阈值 $p_{cr} = 4.5$ mTorr), 当气压大于此阈值时, 碰撞阻尼致使的能量沉积在整个电子纵向温度范围内占据主导地位, 同时也可以发现, 随着气压从 2.5 mTorr 增大到 4.5 mTorr, 碰撞阻尼致使的能量沉积逐渐增强, 这可能是因为随着气压的增大, 电子与中性工质原子之间的碰撞频率不断增大, 导致更多的波能量通过电子与中性原子之间碰撞效应沉积入等离子体中.

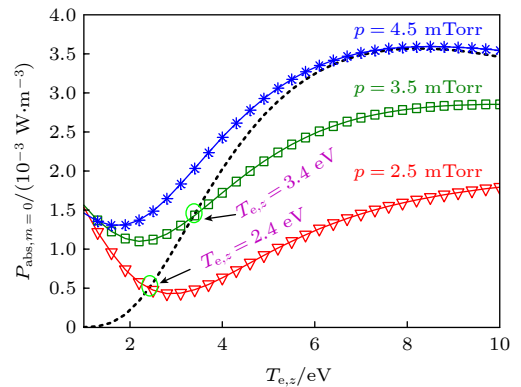


图 10 TG 波 $m=0$ 角向模功率沉积随电子纵向温度的变化关系. 碰撞阻尼 (标记实线); 朗道阻尼 (虚线)

Fig. 10. Dependence of power deposition of the $m=0$ azimuthal mode of TG wave on the electron longitudinal temperature. Collisional damping (marked solid line) Landau damping (dot line).

为了更全面地理解 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积特性, 在低气压 ($p = 1$ mTorr)、电子温度各向异性 ($\chi_e = 0.1$) 参量条件下, 图 11 给出了由碰撞阻尼和朗道阻尼致使的波能量沉积在 $(B_0, T_{e,z})$ 参量空间的分布特性, 计算结果表明, 磁场强度和电子纵向温度均对波能量沉积特性有显著影响. 由图 11 可知, 在整个电子纵向温度 $T_{e,z} \in (1, 10)$ eV 范围内, 波能量沉积幅值依赖于磁场值, 在 $B_0 \geq 60$ G 范围内, 随着 $T_{e,z}$ 的增大, 波能量沉积先减弱, 后逐渐增强; 而在 $B_0 < 60$ G 范围内, 随着 $T_{e,z}$ 的增大, 波能量沉积先减弱, 再逐渐增强, 最后又逐渐减弱, 可以看到, 波能量沉积在 $(B_0 = 50$ G, $T_{e,z} = 7.6$ eV) 处取得峰值, 这与图 10 中得到的结果近似一致 (图 10 中黑色虚线代表的朗道阻尼致使的能量沉积在 $T_{e,z} \approx 8$ eV 处取得峰值), 并未完全一致的原因在于磁场值有微小差异 (图 9 中 $B_0 = 48$ G, 图 10 中 $B_0 = 50$ G) 以及碰撞阻尼导致的能量沉积是否被包含 (图 11 中的波能量沉积 P_{abs} 包含碰撞阻尼导致的部分), 同时, 这一近似一致的结果表明此时朗道阻尼致使的能量沉积占据主导地位. 最后, 从图 11 中还可以发现, 存在一个曲线型区域 (这一曲线区域起于 $(B_0 = 50$ G, $T_{e,z} = 2$ eV) 点, 终于

$(B_0 = 100$ G, $T_{e,z} = 8$ eV) 点), 这是因为在这一区域朗道阻尼和碰撞阻尼效应最为微弱, 导致波能量沉积强度最小. 这些理论分析结果表明, 在低磁场情形下, 可以通过优化磁场强度来调节 TG 波 $m = 0$ 模能量沉积峰值对应的电子纵向温度.

4 结 论

低磁场密度峰值现象一直是螺旋波等离子体中的一个核心研究热点, 对其在理论层面的解释有助于从根本上揭示螺旋波等离子体的放电演化过程. 本文借助一般性温等离子体介电张量模型和等离子体中电磁波的一般色散关系, 理论分析了电子温度各向异性 ($\chi_e = 0.1$)、低磁场、中等密度条件下螺旋波和 Trivelpiece-Gould (TG) 波的模式耦合特性, 重点分析了 TG 波 $m = 0$ 角向模的能量沉积特性. 1) 气压的变化对 Whistler 波的电磁分支与静电分支之间的模式耦合特性具有显著影响, 亦改变了螺旋波与 TG 波之间的模式耦合特性、模式耦合层位置及横向波数幅值. 2) 对于螺旋波和 TG 波的前三个角向模 ($m = 0, -1, +1$ 模), 在低气压条件下随着气压的增大, 螺旋波的能量沉积逐渐减弱, 而 TG 波的能量沉积逐渐增强; 螺旋波中, $m = +1$ 模主导能量沉积, 而在 TG 波中, $m = 0$ 模能量沉积占据主导地位; 螺旋波 $m = +1$ 模和 TG 波 $m = 0$ 模的能量沉积峰值区域均随气压的增大向等离子体柱边缘区域移动; TG 波 $m = 0$ 模在整个能量沉积中扮演主导作用, 其碰撞阻尼和朗道阻尼致使的能量沉积在不同电子纵向温度范围内占据主导地位, 且随着气压的增大, 碰撞阻尼导致的能量沉积逐渐增强, 直至超过某一临界阈值, 碰撞阻尼彻底主导能量沉积. 3) 对于 TG 波 $m = 0$ 模, 在低气压情形下, 由碰撞阻尼和朗道阻尼引起的能量沉积在磁场约为 50 G、电子纵向温度约为几个电子伏特附近出现峰值. 这些分析结果为理解低磁场密度峰值现象提供了理论支持, 也为更全面地探究螺旋波放电过程给出了新的证据.

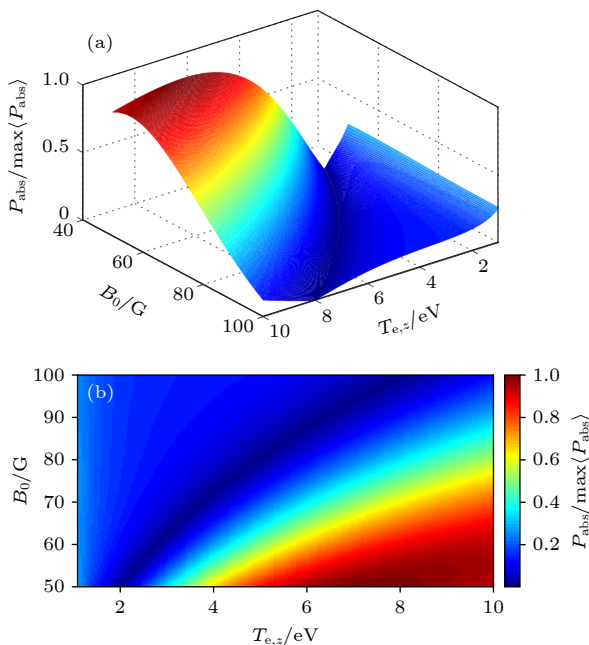


图 11 TG 波 $m = 0$ 角向模归一化功率沉积在 $(B_0, T_{e,z})$ 参量空间的分布 (a) 三维分布; (b) 二维分布

Fig. 11. Normalized power deposition profile of the $m = 0$ azimuthal mode of TG wave in the $(B_0, T_{e,z})$ parameter space: (a) Three dimensional; (b) two dimensional.

参考文献

- [1] Shinohara S, Nishida H, Tanikawa T, et al. 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 1245
- [2] Bathgate S N, Bilek M M M, McKenzie D R 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 083001
- [3] Shinohara S, Kuwahara D, Furukawa T, et al. 2019 *Plasma*

- Phys. Controlled Fusion* **61** 014017
- [4] Papavramidis K, Vogt C, Gutierrez E, et al. 2025 *J. Electr. Propul.* **4** 60
- [5] Tarey R D, Ganguli A, Sahu D, et al. 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 015009
- [6] Sudit I D, Chen F F 1996 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **5** 43
- [7] Chen F F 1992 *J. Vac. Sci. Technol.*, A **10** 1389
- [8] Chen F F, Jiang X, Evans J D, et al. 1997 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **39** A411
- [9] Sarra-Bournet C, Charles C, Boswell R 2011 *Surf. Coat. Technol.* **205** 3939
- [10] Voronin S, Vallée C 2024 *IEEE Trans. Mater. Electron Devices* **1** 49
- [11] Soltani B, Habibi M 2017 *J. Fusion Energy* **36** 152
- [12] Del Valle J I, Chang Diaz F R, Granados V H 2022 *Front. Phys.* **10** 856221
- [13] Baldwin M J, Nishijima D, Patino M I, et al. 2023 *Nucl. Mater. Energy* **36** 101477
- [14] Sato G, Oohara W, Hatakeyama R 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4007
- [15] Sato G, Oohara W, Hatakeyama R 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 734
- [16] Yadav S, Barada K K, Ghosh S, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 082109
- [17] Wang Y, Zhao G, Liu Z W, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093507
- [18] Niu C, Liu Z W, Yang L Z, Chen Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 045201 (in Chinese) [牛晨, 刘忠伟, 杨丽珍, 陈强 2017 物理学报 **66** 045201]
- [19] Xia Z, Zhang T, Cui Y, et al. 2024 *Phys. Plasmas* **31** 083504
- [20] Li W Q, Tang Y N, Liu Y L, Wang G 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 155201 (in Chinese) [李文秋, 唐彦娜, 刘雅琳, 王刚 2025 物理学报 **74** 155201]
- [21] Swanson D G 1989 *Plasma Waves* (New York: Academic Press) p155
- [22] Chen F F, Arnush D 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3411
- [23] Li W Q, Zhao B, Wang G 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 215201 (in Chinese) [李文秋, 赵斌, 王刚 2020 物理学报 **69** 215201]
- [24] Shamrai K P, Shinohara S 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4659
- [25] Cho S 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033504
- [26] Loewenhardt P K, Blackwell B D, Boswell R W, et al. 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2792

Impact of neutral gas pressure on Trivelpiece-Gould wave energy deposition characteristics in low magnetic field density peak^{*}

LI Wenqiu^{1)†} TANG Yanna¹⁾ LIU Yalin¹⁾ WANG Gang¹⁾²⁾

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

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 8 May 2026; revised manuscript received 1 June 2026)

Abstract

Full understanding of the basic physical mechanism behind the low magnetic field density peak phenomenon is crucial for realizing a simple, low-cost, and high-performance radio frequency helicon plasma source. Although research on this nonlinear phenomenon has continued for many years, there is still no unified explanation, and further theoretical and experimental research is needed.

As a further theoretical attempt to clarify the basic physical picture behind the low magnetic field density peak phenomenon, this paper investigates the influence of neutral gas pressure on Trivelpiece-Gould (TG) wave energy deposition characteristics in this context. Within the typical parameter range of low magnetic field density peak phenomenon, *i.e.*, wave frequency $\omega/(2\pi) = 13.56$ MHz, low magnetic field ($B_0 \leq 100$ G, $1\text{ G} = 10^{-4}$ T), moderate plasma density ($n_0 = 1 \times 10^{12}$ cm⁻³), low neutral gas pressure ($p \leq 5$ mTorr, $1\text{ mTorr} = 0.133$ Pa), ratio of axial ion temperature to axial electron temperature ($T_{i,z}/T_{e,z} = 0.1$), by employing the general warm plasma dielectric tensor model and the eigenmode dispersion relationship of electromagnetic waves in magnetized plasma, the mode coupling characteristic between helicon and Trivelpiece-Gould (TG) waves, and

^{*} Project supported by the Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technology, Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences (Grant No. E4E2136301).

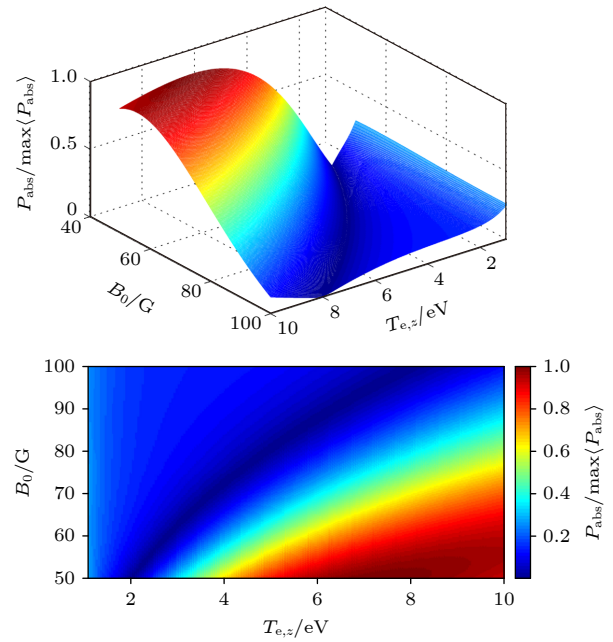
[†] Corresponding author. E-mail: beiste@163.com

the power deposition properties of helicon and TG waves for the first three azimuthal modes ($m = 0, -1, +1$) are theoretically analyzed. Analytical results suggest that: 1) The intensity of neutral gas pressure significantly impacts the mode coupling between the electromagnetic and electrostatic branches of Whistler waves, as well as between the helicon wave and TG wave. It also alters the position of the mode coupling surface (MCS) and the amplitude of the perpendicular wave numbers of helicon and TG waves. 2) For the first three azimuthal modes ($m = 0, -1, +1$) of helicon and TG waves, under low-pressure conditions, as pressure increases, energy deposition by the helicon wave gradually weakens while that by the TG wave increases; the $m = +1$ mode dominates energy deposition for the helicon wave, while the $m = 0$ mode dominates for the TG wave. As pressure increases, the peak energy deposition regions for both the $m = +1$ mode of the helicon wave and the $m = 0$ mode of the TG wave shift toward the edge of the plasma column. The $m = 0$ mode of TG wave plays a dominant role in overall energy deposition, with collisional and Landau damping dominating at different electron temperature ranges. As pressure increases, collisional damping induced energy deposition intensifies until a critical pressure threshold is exceeded beyond which collisional damping becomes the absolutely dominant mechanism. 3) For the $m = 0$ mode of the TG wave, under low neutral gas pressure conditions, energy deposition resulting from collisional and Landau damping peaks at a magnetic field of approximately 50 G and an electron temperature of a few electron-volts. These results provide theoretical support for understanding the low magnetic field density peak phenomenon and offer new evidence for a more comprehensive understanding of the helicon discharge process.

Keywords: electromagnetic waves, dispersion characteristics, magnetized plasma, energy deposition

DOI: [10.7498/aps.75.20260500](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260500)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260500](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260500)



气压对低磁场密度峰值中Trivelpiece-Gould波能量沉积特性的影响

李文秋 唐彦娜 刘雅琳 王刚

Impact of neutral gas pressure on Trivelpiece-Gould wave energy deposition characteristics in low magnetic field density peak

LI Wenqiu TANG Yanna LIU Yalin WANG Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 200501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260500

CSTR: 32037.14.aps.75.20260500

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260500>

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

低磁场螺旋波等离子体中Trivelpiece-Gould波的功率沉积特性

Analysis of power deposition characteristics of Trivelpiece-Gould wave in low magnetic field helicon plasma

物理学报. 2025, 74(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250303>

电子温度各向异性对螺旋波等离子体中电磁模式的传播及功率沉积特性的影响

Influence of electron temperature anisotropy on wave mode propagation and power deposition characteristics in helicon plasma

物理学报. 2023, 72(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222048>

电子温度各向异性对螺旋波 $m = 1$ 角向模功率沉积特性的影响

Influence of electron temperature anisotropy on the $m = 1$ helicon mode power deposition characteristic

物理学报. 2024, 73(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231759>

高能离子在稠密等离子体中的能量沉积和电子离子能量分配

Energy deposition and electron-ion energy partition of high-energy ions in dense plasmas

物理学报. 2025, 74(9): 093401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241763>

等离子体-光子晶体阵列结构波导模型的电磁特性

Electromagnetic characteristics of waveguide model of plasma-photon crystal array structure

物理学报. 2024, 73(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241300>

低磁场峰螺旋波等离子体的波传播和功率耦合特性

Wave propagation and power coupling characteristics of low-field peak helicon plasma

物理学报. 2026, 75(9): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260190>