

两种螺旋波天线对非均匀等离子体波场结构的影响

张 磊^{1,2}, 徐晓枫³, 张百灵¹, 李益文¹, 段朋振¹

(1. 空军工程大学等离子体动力学重点实验室, 西安, 710038; 2. 96874 部队, 陕西宝鸡, 721004;

3. 西安应用光学研究所, 西安, 710065)

摘要 基于气体工质电离后被射频加热的稳态过程, 在石英管中等离子体沿径向不均匀分布条件下, 研究分析了 1 Loop 型和 Boswell 型等 2 种螺旋波天线激发出的射频波功率对波场结构的影响情况。运用 Helic 程序求解管内电磁场相关的 4 个径向微分方程, 得到波电场和波磁场的分布情况。通过分析两型天线对螺旋波等离子体波场结构的影响, 对比 2 种天线的性能。结果发现: L 型天线激发的波场属于强静电弱磁场, B 型天线激发波场则属于强静电强磁场; B 型天线相比 L 型天线能够在天线覆盖范围内产生强波电场, 该天线更多功率耦合进了等离子体中。L 天线激发波电场受密度梯度影响显著, L 天线对靠近壁面处等离子体影响范围大于 B 天线, B 型天线激发波场能量更强。

关键词 螺旋波天线; 螺旋波等离子体; 波电磁场; 波场结构

DOI 10.3969/j.issn.1009-3516.2018.04.003

中图分类号 V439 **文献标志码** A **文章编号** 1009-3516(2018)04-0014-06

Different Effect of Two Kinds of Antennas on Wave Field in Radial Non-Uniform Helicon Plasma

ZHANG Lei^{1,2}, XU Xiaofeng³, ZHANG Bailing¹, LI Yiwen¹, DUAN Pengzhen¹

(1. Plasma-Dynamic Laboratory, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China;

2. Unit 96874, Baoji 721004, Shaanxi, China; 3. Xi'an Applied Optics Institute, Xi'an 710065, China)

Abstract: Based on the steady-state process of the gas with RF heating after being ionized in the plasma density Non-uniform distribution conditions in quartz tube, the effect of two kinds of antennas, includes 1 Loop and Boswell, on wave fields analyzed in this paper. Helic program is used to solve four coupled radial differential equations for each kz to obtain the wave field along different direction. The result shows that antenna L motivates a strong electrostatic weak magnetic wave field, antenna B motivates a strong electrostatic strong magnetic wave field; within the antenna range, the antenna B motivates the electric field more strongly than L, and the more power is coupled into plasma. The antenna L is more sensitive to the density gradient, and the affect scope of the plasma near the antenna is greater than that of the B. The wave field motivated by the antenna B is more strong.

Key words: helicon antenna; helicon plasma; wave field; field structure

螺旋波等离子体对高科技产业的发展 and 传统工业的改造有着极大影响, 在磁约束核聚变、等离子体

收稿日期: 2017-06-17

基金项目: 国家自然科学基金(51306207)

作者简介: 张 磊(1990—), 男, 陕西咸阳人, 工程师, 硕士生, 主要从事电推进技术研究. E-mail: 245260242@qq.com

引用格式: 张磊, 徐晓枫, 张百灵, 等. 两种螺旋波天线对非均匀等离子体波场结构的影响[J]. 空军工程大学学报(自然科学版), 2018, 19(4): 14-19. ZHANG Lei, XU Xiaofeng, ZHANG Bailing, et al. Different Effect of Two Kinds of Antennas on Wave Field in Radial Non-Uniform Helicon Plasma[J]. Journal of Air Force Engineering University (Natural Science Edition), 2018, 19(4): 14-19.

材料加工、空间推进器等前沿科技的发展中发挥重要作用^[1-5]。螺旋波具有高效产生等离子体和高电离率的特性,可比容性和感应等离子体源获得更高的密度^[6]。螺旋波等离子体以其高密度的优异特性得到广泛关注,一直是国际研究的热点和难点。但到目前为止,高频功率耦合能量到等离子体中的物理机制和功率吸收机理仍然还在不断探索中,螺旋波等离子体高电离率的物理机制尚没有统一的认识^[7]。

由于改变天线的结构会改变螺旋波的相速度,这在一定程度上会对电子能量分布产生一定影响。从而造成螺旋波等离子体电场结构和磁场结构发生变化,对功率沉积及能量耦合过程产生影响^[8]。国内外在功率耦合和沉积影响因素方面有大量研究,Breizman 和 Arefiev^[9]提出径向密度梯度在射频天线与等离子体的能量耦合过程中起到了关键的作用^[9];成玉国等^[10]针对磁场对螺旋波等离子体波和能量吸收过程中的影响情况进行了数值研究;裴磊等人^[11]对密度梯度对螺旋波功率沉积和波场的影响进行了数值分析;张磊等人^[12]提出径向压力和温度梯度对螺旋波功率沉积和波场结构有一定影响。但是对于不同天线构型下,对激发等离子体的波场影响尚未有专门研究。本文通过调节等离子体的径向密度分布参数,通过比较不同天线对波场结构的影响,得到2种螺旋波天线类型对径向密度不均匀分布磁化射频等离子体中电磁场结构的影响规律,进一步理解径向波场结构对能量耦合的作用机理。

1 物理模型

1.1 控制方程

本文采用麦克斯韦方程组表示石英管内波电场和波磁场:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1) \quad \nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} \quad (2)$$

式中: \mathbf{E} 为电场; \mathbf{B} 为磁场; $\mathbf{H}=\mathbf{B}/\xi_0$; $\mathbf{Q}=\tau_0 \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{E}$; t 为时间项; ξ_0 为实验段内磁导率; τ_0 为腔体内介电常数; $\boldsymbol{\tau}$ 为低温等离子体介电张量。

$$\tilde{\boldsymbol{\tau}} = \begin{pmatrix} S & iD & 0 \\ -iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

式中: $S = 1 - \sum_a \frac{i\nu_a + \omega}{\omega} \frac{\omega_{pa}^2}{(i\nu_a + \omega)^2 - \omega_{ca}^2}$; $D = -\sum_a \frac{\omega_{ca}}{\omega} \frac{\omega_{pa}^2}{(i\nu_a + \omega)^2 - \omega_{ca}^2}$; $P = 1 - \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega(i\nu_a + \omega)}$; 下标 a 为粒子种类(即电子和离子); ω 为等离子体激发角频率。已知等离子体频率 ω_{pa} 为:

$$\omega_{pa} = \sqrt{n_a q_a^2 / \tau_0 m_a}$$

式中: n_a 为粒子密度; q_a 为粒子电量; m_a 为粒子质

量。静磁场强度 B_0 的情况下,粒子的回旋频率为: $\omega_{ca} = q_a B_0 / m_a$, ν_a 为粒子间的碰撞频率。等离子体中感应电流为: $\mathbf{j} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}$, $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$ 为电导率张量; $\tilde{\boldsymbol{\tau}} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}} / i\omega\tau_0$, $\tilde{\mathbf{1}}$ 为单位张量, i 为虚部单元。柱坐标系下,管中等离子体扰动与轴向波数 k_z 和周向波数 k_φ 有关,为 $\exp[i(k_z z + k_\varphi \varphi - \omega t)]$ 。可以得到以下4个微分方程:

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = \frac{im}{r} E_r - \frac{E_\varphi}{r} + i\omega B_z \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = ik E_r - i\omega B_\varphi \quad (4)$$

$$i \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} = \frac{m}{r} \frac{k}{\omega} E_\varphi - \frac{iB_\varphi}{r} + \left(P - \frac{m^2}{k_0^2 r^2} \right) \frac{\omega}{c^2} E_z \quad (5)$$

$$i \frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{\omega}{c^2} i D E_r + (k^2 - k_0^2 S) \frac{E_\varphi}{\omega} + \frac{m}{r} \frac{k}{\omega} E_z \quad (6)$$

式中: $k_0 = \omega/c$, c 为光速。方程(3)~(6)描述了螺旋波等离子体中波的传播情况,通过求解4个方程可以算出等离子体中的波电场、波磁场、电流密度。 S 、 D 、 P 项可以体现等离子体中压力梯度情况。

运用 Helic^[13-14]程序对上述微分方程进行求解。此程序对每个 K_z 解1个4次微分方程得到2个相互独立的波,通过引入边界条件将这些值组合起来。相比将不均匀的等离子体分层并在每层引入边界条件计算,这种方法快得多。其基本的限制条件是:①直流电磁场必须是均匀的;②不考虑等离子体的产生和消散。因此,Helic并不是建立等离子体源的装置模型,而是射频场和磁场耦合的过程计算。这里假设等离子体是对称的圆筒形,而磁场 B_0 、等离子体密度 $n(r)$ 、电子温度 $T_e(r)$ 和中间压力 $p_0(r)$ 由使用者设定,用该程序对应每个轴向波数 k_z 解上述4个方程,得出2种模式的波,即螺旋波(H模式)和 Trivelpiece-Gould(T模式)波。

1.2 边界条件

模型结构见图1。

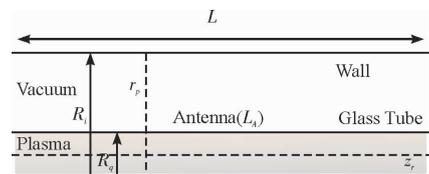


图1 计算域

Fig. 1 Computation feild

管状等离子体存在于石英管中,管外是导电金属隔离套筒。由石英管外的射频天线激发出等离子体,在管内径向 r_p 位置和轴向 z_r 位置分别置入1个用来测量该截面处电磁场的探针。天线厚度忽略不计, R_o 、 R_i 分别指石英管内半径和金属隔离套筒半径, L_A 指天线轴向长度。

本文计算中工质气体采用氩气 Ar,管中等离子

体 100% 电离, 因此只存在电子和 Ar^+ 。由于实验中的等离子体不存在均匀分布, 理想条件下粒子分布沿轴向均匀, 沿径向密度分布不均匀, 因此计算中认为等离子体分布成常见的抛物线结构; 粒子碰撞因子设置为 1。相关参数见表 1。

表 1 边界条件

Table. 1 Boundary condition

等离子体柱半径/mm	50
隔离套筒半径/mm	150
等离子体柱轴向长度/mm	1 260
工质粒子种类	Ar^+
射频电源频率/MHz	13.56
波数/m	1
中心轴处等离子体密度/ m^{-3}	10^{18}
轴向磁场强度/T	0.2
碰撞因子	1

等离子体密度由 f_a, s, t 决定, 石英管内径向等离子体密度为:

$$\frac{n}{n_0} = \left[1 - \left(\frac{r}{\omega} \right)^s \right]^t \quad (7) \quad \omega = \frac{a}{[1 - f_a^{1/t}]^{1/s}} \quad (8)$$

为获得不同梯度的等离子体密度条件, 令 $s=2, t=1, f_a$ 由 0 变化到 1 时, 等离子体径向密度分布为:

$$n(r) = 1 - (r/0.05)(1 - f_a) \quad (9)$$

f_a 是 $r=a$ 时的相对密度 n/n_0 。当 f_a 为 0, 式 (9) 是一个满足 $\omega=a$ 的两参数函数, 相对密度由 s 和 t 确定, 这里固定 s 和 t 的值不变, f_a 由 0.1 到 0.9, 表示密度沿径向分布曲线从平滑直线到中心处密度出现峰值的变化, 涵盖了足够宽的密度分布类型和范围。

1.3 2 种天线构型

本文在管中心到管壁建立计算域, 在管内等离子体径向温度梯度和压力梯为 0 的情况下, 选用图 2 所示的 2 种构型的螺旋波天线。

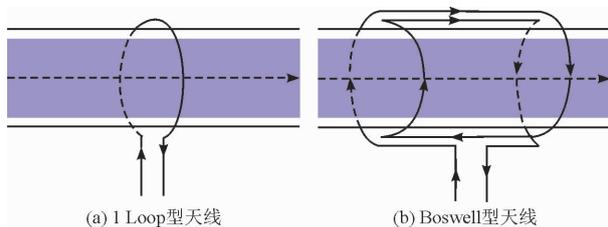


图 2 2 种天线构型

Fig. 2 Two kinds of antenna configuration.

2 结果和分析

根据上述等离子体参数、边界条件和构建的计算区域, 分别对 2 种螺旋波天线螺旋波等离子体管内波电场、波磁场进行数值模拟计算, 运用 mathematic 得出电场和磁场矢量图。本文认为管中等离子体密

度分布呈实验室中常见的抛物线结构, 管中心处最高, 靠近管壁位置最低, 计算了不同的密度分布状态下的电场磁场结构, 认为管中压力和温度分布均匀, 针对 1 Loop 天线 (简称 L 型天线) 和 Boswell 天线 (简称 B 型天线) 对电磁场的影响情况进行了分析。

2.1 对波电场结构的影响分析

本文计算中设置等离子体中压力为 10 mTorr, 温度为 3 eV。图 3 为 2 种天线对应的电场强度图。研究发现, 在 $r \leq 0.025$ m 的位置, L 型天线激发的波电场强度弱于 B 型天线激发的波电场强度; 这是由于 L 型天线结构类似于单圈螺旋管, 沿径向对称, B 型天线结构沿轴向对称而沿径向不对称, L 型天线和 B 型天线均主要受径向电场影响, 电子分布受径向电场约束大。0.025 m $\leq r \leq 0.04$ m 段, L 型天线的电场分布均匀, B 型电场分布出现非常微弱的波谷, 这与 B 型天线径向和周向电场的减少有关; 在 $r \geq 0.04$ m 后, L 型天线电场即开始明显增长, $r \geq 0.045$ m 后, B 型天线电场开始明显增长, 说明 L 型天线对靠近壁面处等离子体影响范围大于 B 型天线, 这是由于靠近天线电场增大的缘故, 也说明波在边界位置离开天线迅速衰减。在 $r \geq 0.045$ m 段, L 型天线在不同密度结构下均出现了一个拐点, 而后继续明显增大, 可以看出不同密度下电场增大幅度有一定差距, 密度梯度大的电场弱, 密度梯度小的电场强度大。B 型天线激发电场单调增大, 在边界处达到最大值, 且电场在不同密度梯度下的分布变化响应没有 L 型天线剧烈。图中显然可见对电场分布和大小起决定作用的为径向电场, 这与天线模式有关。L 型天线的周向和轴向分量对其影响微弱, B 型天线的周向分量对其有一定影响, 这是由于 2 种天线激发的 TG 波数不同导致在边界处能量耦合情况不一致引起。

2.2 波电场矢量图分析

为了更清楚地表现径向密度及梯度对电场结构的影响, 用 Mathematica 软件画出了径向的电场矢量图。由于用 Helic 软件计算出的电场结构是离散的数据, 首先用 Mathematica 软件将这些数据应用最小二乘法拟合, 得到径向电场分量 E_r 和 E_p 的函数, 再将 E_r 和 E_p 进行坐标变换, 得到截面上直角坐标系中的电场分量 E_x 和 E_y , 最后画出电场结构的矢量图。图 4 为电场矢量图, 由于 2 种类型天线的电场矢量图随密度变化基本没有变化, 篇幅有限, 这里只给出 $f_a = 0.5$ 密度结构下电场矢量图进行分析比较。由图可见, L 型天线波电场结构与 B 型天线的波电场结构相差较大, 这是由于 L 型天线激发的是 $m=0$ 模式的螺旋波, 即 $m=1$ 和 $m=-1$ 模式的波共存, 对等离子体共同作用下产生的电场结构; 而 B 型天线只能激发 $x=1$ 模式的螺旋波, 其激发的波电场具有右旋特性。

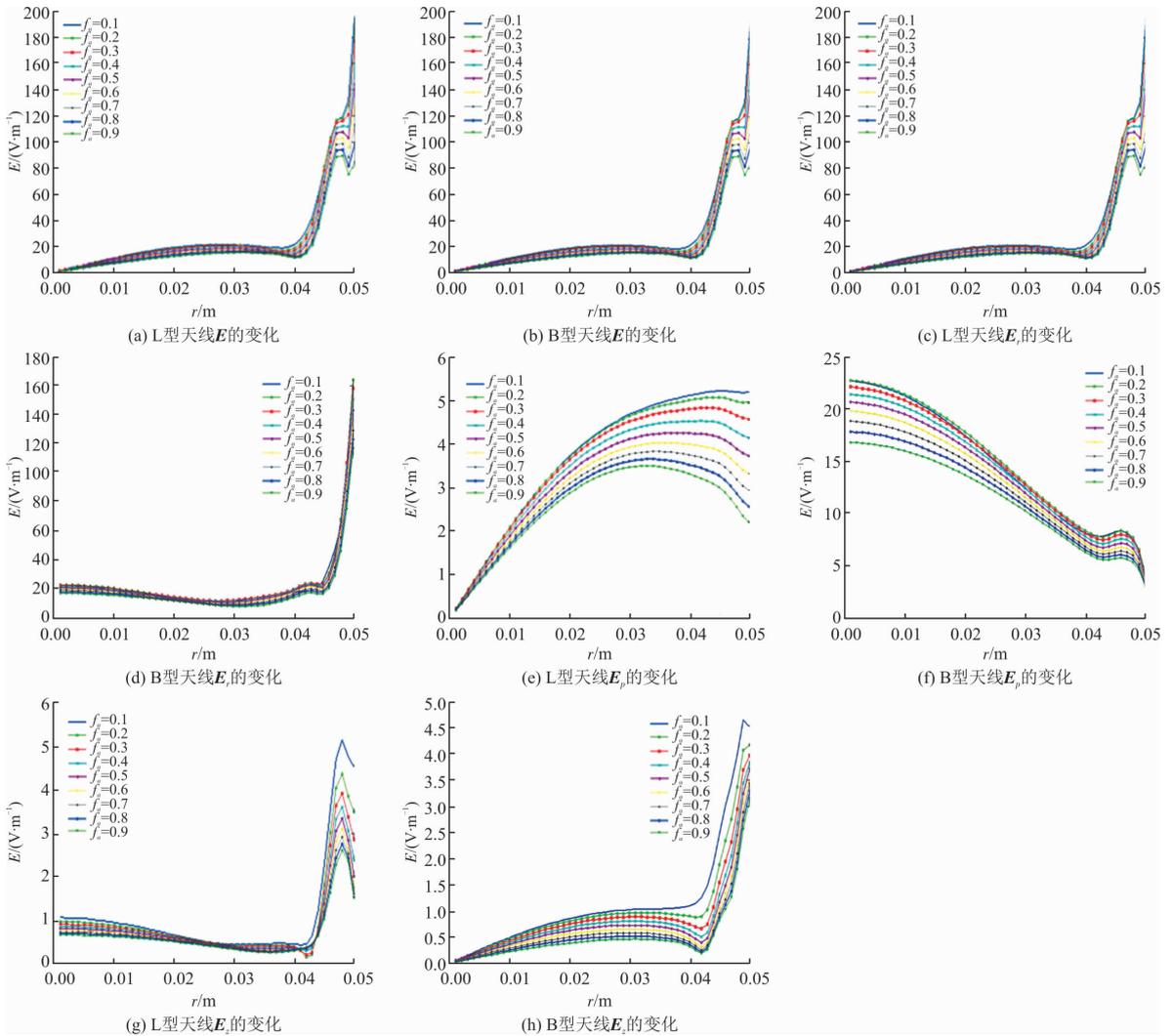


图 3 电场强度及沿各向分量变化情况

Fig. 3 The intensity of the electric field and its variation in each direction

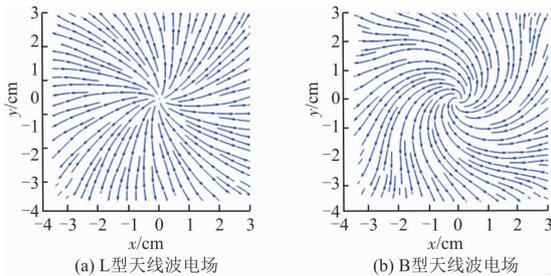


图 4 电场矢量图

Fig. 4 Electricfield vector

2.3 轴向波电场的影响分析

通过求解方程,得到 2 种天线波电场沿轴向位置的分布情况,见图 5,该过程保持同一径向位置进行计算。右图红线以内区域为天线覆盖范围。可以发现,2 种天线下波轴向电场均关于天线几何中心对称。L 型天线激发的波电场受密度影响较 B 型天线大,密度梯度越大,激发的轴向波电场越大。B 型天线在轴向中心位置,波电场为 0,靠近轴向中心位置天线覆盖区域电场较大,天线外侧电场随着离轴中心距离增大而减小。B 型天线相比 L 型天线能够在天线覆盖范围内产生强波电场。

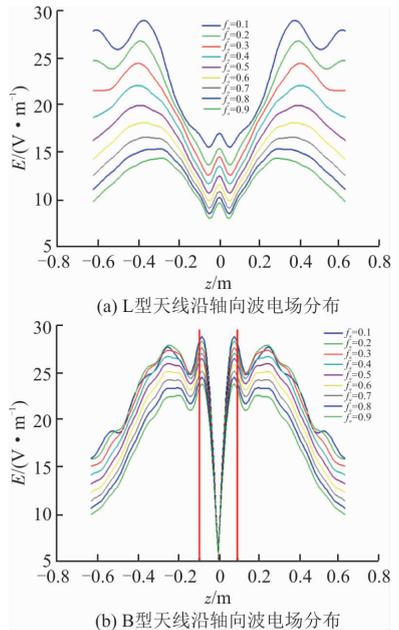


图 5 轴向波电场分布

Fig. 5 The configuration of electricfield in axial direction

2.4 对磁场结构的影响分析

通过求解方程得到波磁场分布情况,不难发现,

L型和B型天线激发的波磁感应强度 B 随着 r 的增大逐渐减小,在靠近管壁天线附近有所增大,见图6。对于L型天线, $0.044\text{ m} \leq r \leq 0.048\text{ m}$ 区域,取0.7以下数值时,随着密度梯度的增大波磁场强度减小, f_a 取0.8以上数值时,磁场先增大后减小;在靠近天线附近,磁场强度增大;这说明L型天线在

靠近天线位置能量吸收受密度影响较大,B型天线波磁场比较稳定,在边界位置基本不受密度影响。径向波磁场分量对L型天线的波磁场影响不大,周向和轴向波磁场分量影响较为显著,这与天线模式有关。不同模式的B型天线3个方向的波磁场分量对波磁场都有较显著影响。

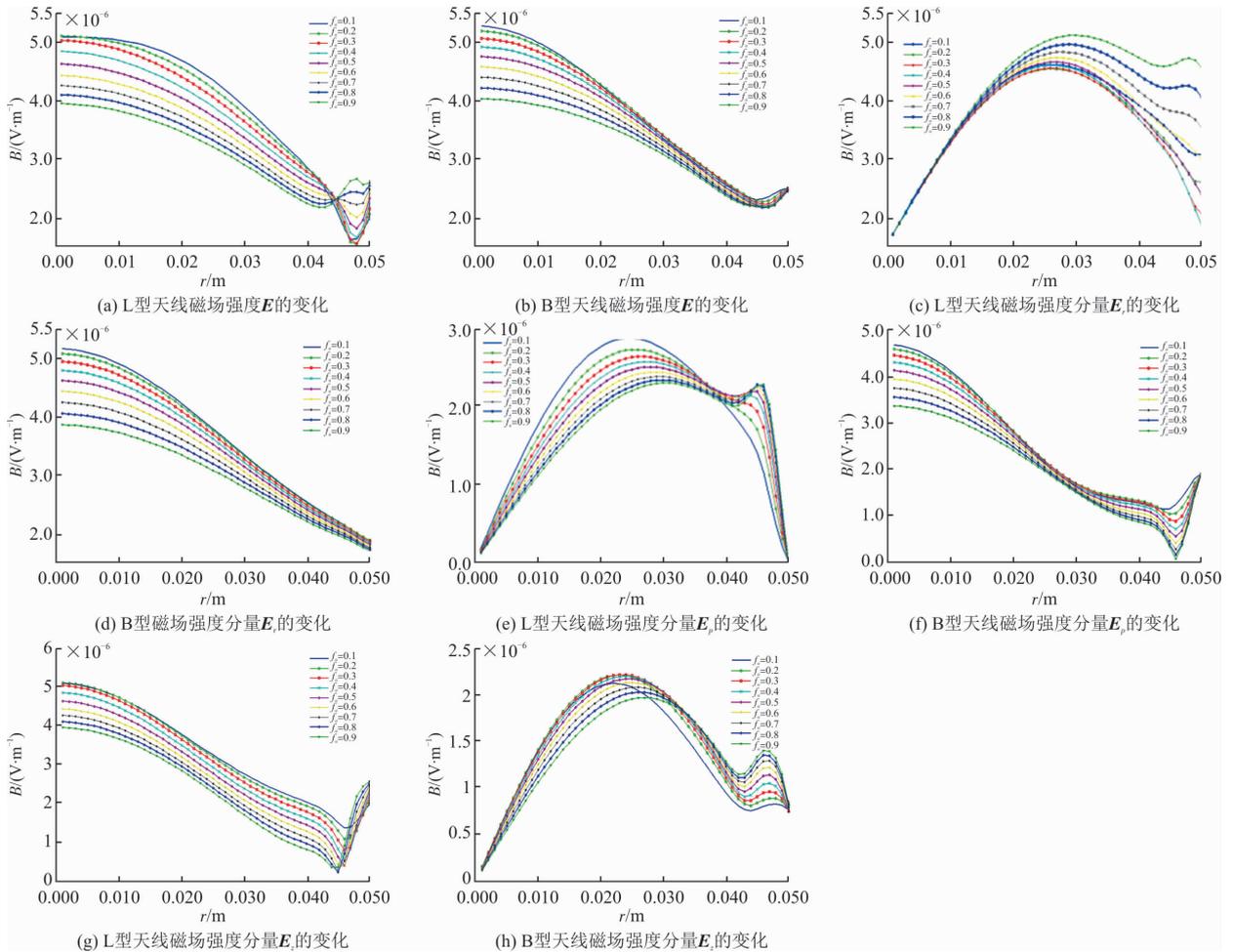


图6 磁场强度及沿各向分量变化情况

Fig. 6 The intensity of the magnet field and its variation in each derection

2.5 波磁场矢量图分析

同波电场矢量图得到波磁场矢量图。同样,由于随密度梯度变化,2种天线的波磁场矢量图基本没有变化,因此,取 $f_a = 0.5$ 时波磁场矢量图进行对比分析,见图7。容易看出,2种天线下的波磁场结构完全不同,这与天线激发的波模式有关,L型天线激发出 $m=0$ 模式的螺旋波,B型天线激发 $m=1$ 模式的螺旋波,前者激发的波中仅 $m=1$ 模式的波可以激发出螺旋波等离子体。结合波电场矢量图,L型天线激发的波场属于强静电弱磁场, B型波则属于电磁波场。

2.6 轴向波磁场结构分析

同轴向波电场方法得到轴向波磁场分布,见图8。右图红线以内区域为天线覆盖范围。L型磁场

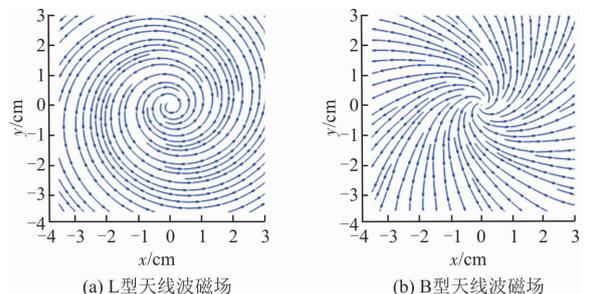


图7 磁场矢量图

Fig. 7 Magnetfield vector

轴向天线几何中心位置激发波磁场强度最大,远离中心波磁场逐渐减小,这是由于在天线几何中心位置等离子体密度最大的缘故,激发的波磁场强度最大,相比天线外,B型天线在天线覆盖范围内波磁场

受密度梯度影响不大。

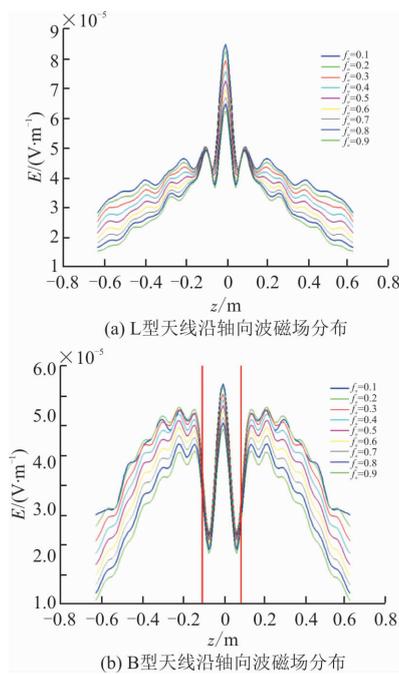


图8 轴向波磁场分布

Fig. 8 The configuration of electricfield in axial direction

3 结论

1) L型天线激发的波场属于强静电弱磁波场, B型天线激发波场则属于强静电强磁波场。

2) B型天线相比L型天线能够在天线覆盖范围内产生强波电场,说明更多功率耦合进了等离子体中。

3) L天线激发波电场受密度梯度影响显著, B天线则响应微弱; L天线对靠近壁面处等离子体影响范围大于B天线, B天线激发波场能量更强。

因此,在工程应用中,采用B型天线可以获得高的离子体功率耦合效率。

参考文献(References):

- [1] CHEN F F. Physics of Helicon Discharges[J]. Physics of Plasmas, 1996, 3(5): 1783-1793.
- [2] CARTER M D, BAITY F W, BARBER G C, et al. Comparing Experiments with Modeling for Light Ion Helicon Plasma Sources [J]. Physics of Plasmas, 2002, 9(12): 5097-5110.
- [3] BLACKWELL D D, CHEN F F. Two-Dimensional Imaging of a Helicon Discharge[J]. Plasma Sources Science and Technology, 1997, 6(4): 569-576.
- [4] BOSWELL R W. Plasma Production Using a Standing

Helicon Wave[J]. Physics Letters A, 1970, 33(7): 457-458.

- [5] KEESEE A M, SCIME E E. Remote Measurements of Ion Temperatures in the Terrestrial Magnetotail [J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2008, 113(3): 437-451.
- [6] BATISHCHEV O V. Minihelicon Plasma Thruster [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2009, 37(8): 1563-1571.
- [7] 柏洋, 赵岩, 金成刚. 高密度螺旋波等离子体源的应用进展[J]. 微纳电子技术, 2011, 48(11): 739-743.
BAI Y, ZHAO Y, JIN C G. Application Progresses of High-Density Helicon Wave Plasma Sources [J]. Micronanoelectronic Technology, 2011, 48(11): 739-743. (in Chinese).
- [8] 房同珍. 螺旋波激发等离子体源的原理和应用[J]. 物理, 1999, 28(3): 162-167.
FANG T Z. Principle and Applications of Helicon Wave Excited Plasma Sources [J]. Physics, 1999, 28(3): 162-167. (in Chinese)
- [9] BREIZMAN B N, AREFIEV A V, FOMYTSKYI M V. Nonlinear Physics of Laser-Irradiated Microclusters [J]. Physics of Plasmas, 2005, 12(5): 3379.
- [10] 成玉国, 程谋森, 王墨戈. 磁场对螺旋波等离子体波和能量吸收影响的数值研究[J]. 物理学报, 2014, 63(3): 316-323.
CHENG Y G, CHENG M S, WANG M G. Numerical Study on the Effects of Magnetic Field on Helicon Plasma Waves and Energy Absorption [J]. Chinese Journal of Physics, 2014, 63(3): 316-323. (In Chinese).
- [11] CHANG L, LI Q H, ZHANG H J, et al. Effect of Radial Density Configuration on Wave Field and Energy Flow in Axially Uniform Helicon Plasma [J]. Plasma Science and Technology, 2016, 18(8): 849-854.
- [12] 张磊, 张百灵, 李益文, 等. 离子体径向压力分布对射频波功率吸收影响研究[J]. 空军工程大学学报(自然科学版), 2017, 18(4): 13-18.
ZHANG L, ZHANG B L, LI Y W, et al. An Effect of Radial Pressure Configuration on Wave Field and Energy Flow in Helicon Plasma [J]. Journal of Air Force Engineering University (Natural Science Edition), 2017, 18(4): 13-18. (in Chinese)
- [13] ARNUSH D, CHEN F F. Generalized Theory of Helicon Waves II Excitation and Absorption [J]. Physics of Plasmas, 1998, 5(5): 1239-1254.
- [14] ARNUSH D. The Role of Trivelpiece-Gould Waves in Antenna Coupling to Helicon Waves [J]. Physics of Plasmas, 2000, 7(7): 3042-3050.

(编辑: 姚树峰)