

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

平兰兰 张新军 杨桦 徐国盛 裴磊 吴东升 吕虹 郑长勇 彭金花 金海红 何超 甘桂华

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

Ping Lan-Lan Zhang Xin-Jun Yang Hua Xu Guo-Sheng Chang Lei Wu Dong-Sheng Lü Hong
Zheng Chang-Yong Peng Jin-Hua Jin Hai-Hong He Chao Gan Gui-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 205201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182107

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182107>

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

低磁场下驻波对螺旋波等离子体均匀性的影响

Effect of standing wave on the uniformity of a low magnetic field helicon plasma

物理学报. 2017, 66(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.045201>

螺旋波等离子体放电三维直接数值模拟

Three-dimensional direct numerical simulation of helicon discharge

物理学报. 2017, 66(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.025201>

高功率微波作用下等离子体中的雪崩效应研究

Avalanche effect in plasma under high-power microwave irradiation

物理学报. 2017, 66(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.195202>

脉冲放电产生螺旋流注的等离子体特性研究

Plasma characteristics of helical streamers induced by pulsed discharges

物理学报. 2017, 66(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.155202>

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>

电磁波在高密度等离子体微柱腔体结构中的新传输模式

New transmission mode of electromagnetic wave in high-density rod cavity structure

物理学报. 2018, 67(1): 015202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171728>

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*

平兰兰¹⁾²⁾³⁾ 张新军^{1)†} 杨桦¹⁾ 徐国盛¹⁾ 苕磊⁴⁾ 吴东升³⁾
吕虹³⁾ 郑长勇³⁾ 彭金花³⁾ 金海红³⁾ 何超³⁾ 甘桂华⁵⁾

1) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学, 合肥 230026)

3) (安徽建筑大学电子与信息工程学院, 合肥 230601)

4) (四川大学空天科学与工程学院, 成都 610065)

5) (国防科技大学电子对抗学院, 合肥 230036)

(2018年11月28日收到; 2019年7月26日收到修改稿)

近年来, 螺旋波等离子体源在核聚变条件下等离子体与材料的相互作用方面具有十分重要的研究意义. 本文对高密度螺旋波等离子体原型实验装置 (helicon physics prototype experiment, HPPX) 中的螺旋波系统发射天线进行了优化设计, 利用 HELIC 程序, 对螺旋波的耦合和功率沉积与天线的类型、天线长度、运行频率等关键参数的相互关系作了数值模拟计算, 进而给出了天线的最佳天线结构和物理尺寸. 同时还分析了静磁场强度和轴心等离子体密度对功率沉积及其分布的影响, 发现等离子体对螺旋波的吸收功率在多个静磁场和轴心密度处有不同的峰值功率点, 且整体的耦合趋势随静磁场增大呈上升的趋势, 而随轴心密度增大是下降的趋势; 并根据这些仿真结果深入探讨了螺旋波等离子体的电离机制. 为了进一步研究 HPPX 装置中螺旋波与等离子体耦合的问题, 还给出了等离子体放电时的感生电磁场与电流密度的分布情况. 本文工作可为 HPPX 装置上螺旋波天线设计和相关物理实验提供理论依据.

关键词: 螺旋波等离子体, 天线, 静磁场强度, 轴心等离子体密度, 功率沉积

PACS: 52.50.Qt, 41.20.Jb, 52.70.Ds, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.68.20182107

1 引言

螺旋波是由射频 (radio frequency, RF) 天线激发的一种在高电导率介质中传播的低频电磁波, 使用螺旋波电离可以产生高密度的等离子体. 在轴向均匀磁场条件下, 螺旋波等离子体可通过频率介于离子和电子回旋频率间的射频波激发石英管中的介质气体得到^[1]. 在 0.1 Pa 的低气压下等离子体

密度可达 10^{13} — 10^{14} cm⁻³ 量级, 并且其电离效率高可达 100%, 这是迄今采用人工方法在低气压下所能获得的最大等离子体密度^[2]. 螺旋波等离子体因其高密度、高效率、均匀平稳、无电极污染、粒子能量可控等优点, 广泛应用于薄膜沉积^[3]、等离子体火箭推进^[4]、半导体刻蚀^[5] 和核聚变^[6] 等领域.

螺旋波等离子体的电离机制十分复杂, 其核心是波-粒能量耦合机制, 自 1960 年 Aigrain^[7] 首次提出螺旋波概念, 1970 年 Boswell^[8] 首次实现螺旋

* 国家自然科学基金 (批准号: 61471002, 61372094, 11405271)、安徽省教育厅自然科学研究项目 (批准号: KJ2016JD11, KJ2018A0510) 和安徽省自然科学基金 (批准号: 1808085MF206) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn

波等离子体放电以来,人们对螺旋波产生高密度的等离子体的物理机理、螺旋波能量耦合到等离子体中的物理方式始终没有给出最终的解释. 1991年, Chen^[9]利用朗道阻尼机制导出了均匀有界等离子体中螺旋波的色散关系,认为电子通过朗道阻尼进行加热具有很高的吸收效率. 1999年, Chen和 Blackwell^[10]又提出了螺旋波放电中朗道阻尼的限制. 朗道阻尼可以解释在一般的放电实验中的螺旋波等离子体的能量沉积,但在较大尺度实验装置中或者在天线长度大于半个波长的情况下,朗道阻尼沉积将不再成立. 通过深入研究发现,在螺旋波放电能量沉积过程中,存在着螺旋波之外的一种静电性质的表面波 Trivelpiece-Gould (TG) 波^[11]. Shamrai和 Taranov^[12]认为放电过程中 RF 功率通过两种通道转移给等离子体,即体吸收的螺旋波 (H 波) 和表面吸收的 TG 波实现的,这两种波在等离子体柱径向位置上进行耦合,而大部分的 RF 功率通过强阻尼的 TG 波转移给等离子体. 到目前为止,有关螺旋波高功率耦合到等离子体中的机理和能量沉积的机制仍在不断探索中. 因此,磁场对两种波的影响需进一步讨论,但 TG 波能量沉积机理的假设已逐渐成为主流共识^[13].

近年来,螺旋波等离子体的放电模拟取得了较大发展,促进了人们对螺旋波放电机理的认识. 如:由 Chen和 Arnush^[14-16]开发的 HELIC 代码,通过电磁场理论分析计算了螺旋波和 TG 波的能量沉积及其电场、磁场和电流的分布情况;由 Mouzouris和 Scharer^[17]开发的 ANTENA2 代码利用碰撞机制和朗道阻尼加热机制,计算了等离子体中的电磁场和功率沉积;2012年, Melazzi等^[18]开发了 SPIRES 代码,采用 FDTD 算法对圆柱等离子体中的电磁场问题和功率沉积问题进行了快速求解;2015年, Melazzi和 Lancellotti^[19]开发了 ADAMANT 代码,该代码利用 MOM 算法研究了天线几何结构及其在功率沉积方面的影响. 国内方面,成玉国等^[20]考察了径向电子数密度非均匀分布条件下,不同强度磁场对能量沉积的影响;杨雄等^[21]建立三维条件下螺旋波放电模型,充分考虑了电离过程中的粒子碰撞和电化学反应,利用漂移-扩散输运方程计算等离子体中各粒子密度及电子温度;裴磊等^[22,23]针对径向密度梯度对于螺旋波等离子体中电磁波和能量吸收进行了数值模拟.

HELIC 代码常用于射频等离子体源设计和实

验中,该程序利用特定的边界条件求解 6 个径向耦合微分方程,得到两个独立的波-螺旋波和 TG 波. 这比将非均匀等离子体划分成层并在每个界面匹配边界条件 (如 ANTENA2 代码) 要快得多,而且改变天线的几何形状也特别容易. 本文首次采用 HELIC 代码对高密度螺旋波等离子体原型实验装置 (helicon physics prototype experiment, HPPX) 中等离子体放电现象进行数值模拟,分析了 HPPX 装置中螺旋波天线种类、天线长度及运行频率等参量对功率沉积的影响,从而得到了发射天线的最佳结构和尺寸. 众所周知,忽略电子质量 m_e 的简单螺旋波理论,只有当轴向电场 E_z 消失时才成立,而实际实验中并未满足这一条件. 通过对冷等离子体方程中有限的 m_e 和 E_z 进行精确求解,预测出了 TG 波的存在,这极大改变了人们对等离子体放电的认识. 因此,在分析静磁场大小和轴心等离子体密度对波-粒耦合能量的影响时,本文对等离子体中的螺旋波和 TG 波的功率沉积机理做了进一步探讨,进而,研究了等离子体放电时的感生电磁场与电流密度等参数. 本文所研究的成果对 HPPX 装置上螺旋波天线设计和今后相关物理实验开展具有一定的指导意义.

2 理论公式与计算模型

2.1 理论分析

为了研究 RF 天线产生的螺旋波耦合到等离子体中的功率沉积,从麦克斯韦方程出发,得到电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{B} 满足的法拉第定律和安培定律:

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

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

其中,电位移矢量 $\mathbf{D} = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$, $\tilde{\epsilon}$ 为“冷”等离子体的介电张量,

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中,

$$S = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega + iv_{\alpha}}{\omega} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\omega + iv_{\alpha})^2 - \omega_{c\alpha}^2}, \quad (4)$$

$$D = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{c\alpha}}{\omega} \frac{\omega_{p\alpha}}{(\omega + i\nu_{\alpha})^2 - \omega_{c\alpha}}, \quad (5)$$

$$P = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + i\nu_{\alpha})}, \quad (6)$$

式中下标 α 表示粒子种类 (如电子和离子), ω 为波的频率, $\omega_{p\alpha}$ 是等离子体频率, $\omega_{c\alpha}$ 是等离子体回旋频率, ν_{α} 为粒子间的有效碰撞频率. 考虑在圆柱体坐标 (r, φ, z) 下, 外加静磁场 B_0 与 z 轴平行, 等离子体的扰动与轴向波数 k_z 和周向波数 m 有关, 可表示为 $\exp[i(k_z z + m\varphi - \omega t)]$, 为了方便, 使用 $k = k_z$, 采用 $\partial/\partial z \rightarrow ik$, $\partial/\partial\varphi \rightarrow im$, $\partial/\partial t \rightarrow i\omega$ 进行傅里叶变换, (1) 式和 (2) 式可转化成以下 6 个微分方程组形式^[14]:

$$\frac{\partial E_{\varphi}}{\partial r} = \frac{im}{r} E_r - \frac{E_{\varphi}}{r} + i\omega B_z, \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = ikE_r - i\omega B_{\varphi}, \quad (8)$$

$$i \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial r} = \frac{m}{r} \frac{k}{\omega} E_{\varphi} - \frac{iB_{\varphi}}{r} + \left(P - \frac{m^2}{k_0^2 r^2} \right) \frac{\omega}{c^2} E_z, \quad (9)$$

$$i \frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{\omega}{c^2} i D E_r + (k^2 - k_0^2 S) \frac{E_{\varphi}}{\omega} + \frac{m}{r} \frac{k}{\omega} E_z, \quad (10)$$

$$B_r = \frac{1}{k_0 c} \left(\frac{m}{r} E_z - k E_{\varphi} \right), \quad (11)$$

$$E_r = \frac{D}{S} i E_{\varphi} + \frac{kc}{k_0 S} B_{\varphi} - \frac{m}{r} \frac{c}{k_0 S} B_z, \quad (12)$$

其中 $k_0 = \omega/c$ 为真空中的波数; E_r , E_{φ} , E_z , B_r , B_{φ} , B_z 分别为径向、角向、轴向感生电磁场. 公式 (7)–(12) 给出了螺旋波等离子体中波场理论模型, 对上述 6 个方程进行编程求解, 生成基函数 b_r , b_z , e_r 和 e_z . 如果等离子体是均匀的, 在圆柱体坐标中, 基函数是贝塞尔函数, 即 $b_{n,z}(r) = J_m(T_n r)$ ($n = 1, 2$), 根据螺旋波理论有

$$ST_{1,2}^4 + T_{1,2}^2 [k^2(S + P) - k_0^2(SP + RL)] + P(k^2 - k_0^2 R)(k^2 - k_0^2 L) = 0, \quad (13)$$

其中 $R, L = (S \pm D)/2$, 根据边界条件, 对于 T^2 值, 方程 (13) 有两个根, 一个是位于轴上频率较低的 H 波, 另一个是位于等离子体边界处频率较高的 TG 波. 当等离子体非均匀时, 靠近原点处表现为贝塞尔函数 $J_m(r)$ 的波被识别为 H 波, 另一个根为 TG 波.

假设天线是一个半径 $r = R_0$ 的无限薄的薄片, 厚度可忽略不计, 其上的表面电流 J 满足 $\nabla \cdot J = 0$,

因此传送到天线上的功率为

$$P_{\text{ant}}(k) = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{J}_{\text{antenna}} d^3 r \right). \quad (14)$$

从时间平均能量流的角度来看, 天线终端的输入功率 P_{ant} 主要由天线材料中的电阻损耗 P_{copper} , 等离子体吸收的功率 P_{abs} , 以及天线辐射到真空中的功率损耗 P_{space} 组成, 即

$$P_{\text{ant}} = P_{\text{copper}} + P_{\text{abs}} + P_{\text{space}}. \quad (15)$$

本文所研究的螺旋波放电是在密封的真空腔内. (15) 式中最后一项为零, 因为任何逃逸粒子都会被这个边界条件反射回来. 此外, 螺旋波天线被认为是理想的导体, 因此 $P_{\text{copper}} = 0$. 在这些条件下, 天线输入的时间平均功率等于等离子体吸收的时间平均功率, 即 $P_{\text{ant}} = P_{\text{abs}}$.

对于等离子体的吸收功率, 定义特定的等离子体功率谱函数 $S_p(k')$ ^[14],

$$S_p(k') = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{J}_{\text{plasma}} d^3 r \right). \quad (16)$$

等离子体电流密度可用冷等离子体张量形式给出^[15]:

$$\mathbf{J}_{\text{plasma}} = -i\omega\varepsilon_0 \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_r \\ E_{\varphi} \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (17)$$

这里等离子体电场及电流密度是由频谱为 $K_{\varphi}(k') = \delta(k - k')$ 的天线激励, 由于 $S_p(k')$ 是一个偶函数, 可以用天线功率谱函数 $p_A(k) = |K_{\varphi}(k)|^2 + |K_{\varphi}(-k)|^2$ 简化计算. 在 k 到 $k + dk$, 及 $-k$ 到 $-(k + dk)$ 之间, 对于电流为 1 A 的等离子体的功率谱函数 $P_p(k)$, 有

$$P_p(k) = S_p(k) p_A(k) = \frac{\omega\varepsilon_0}{2} \int_0^{r_a} \text{Im} \left\{ S \left(|E_r|^2 + |E_{\varphi}|^2 \right) + P |E_z|^2 + 2D \text{Re} \{ E_r^* E_{\varphi} \} \right\} r dr. \quad (18)$$

则总吸收功率为

$$P_{\text{abs}} = 2 \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}}} P_p(k) dk = R_p. \quad (19)$$

因此当电流为 1 A 时, 等离子体吸收功率数值上等于等离子体负载阻抗 $R_p = P_{\text{abs}}/I^2$.

2.2 计算模型

HPPX 是 2016 年中国科学院合肥等离子体研

究所自主研发的螺旋波放电装置. 该装置采用高功率射频源和模块化的设计, 束流密度高达 $10^{23} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级, 可产生高密度高能等离子体, 是用于研究核聚变的新型材料装置 (图 1). 该装置总长度为 4 m, 分为 4 个腔室, 其径向中心处是等离子体, 等离子体外有个法拉第屏蔽罩, 缠绕在屏蔽罩外是螺旋波天线, 放置在等离子体轴向中心处 ($z = 0 \text{ m}$), 用以产生螺旋波来激发等离子体, 最外面是一个真空腔. 等离子体参数和边界条件如表 1 所列.



图 1 HPPX 装置结构图

Fig. 1. The structure of HPPX.

表 1 HPPX 装置参数及等离子体参数

Table 1. HPPX device parameters and plasma parameters.

参数	数值
等离子体半径 R_a/m	0.075
天线半径 R_b/m	0.2
真空腔半径 R_c/m	0.25
工质粒子种类	Ar^+
射频天线运行频率 f/MHz	13.56
射频天线长度 L_A/m	0.4
中心轴处等离子体密度 n_{e0}/cm^{-3}	4×10^{12}
轴向静磁场强度 B_0/T	0.04
电子温度 T_{e0}/eV	5
中性轴压强 P_{g0}/mTorr	10
步长 N	49
碰撞因子	1

磁场密度沿轴向为均匀的, 粒子的密度分布沿轴向也是均匀的, 径向密度可以由下面函数确定:

$$\frac{n}{n_0} = \left[1 - \left(\frac{r}{w} \right)^s \right]^t, \quad w = \frac{R_a}{\left[1 - f_a^{1/t} \right]^{1/s}}, \quad (20)$$

其中 s 和 t 是常量, f_a 表示 $r = R_a$ 处的相对密度 n/n_{e0} , n_{e0} 是等离子体中心处的密度. 如果 $f_a = 0$, 则 $w = R_a$, 密度函数就只有两个参数, 如果 $f_a \neq 0$, 密度函数可以设置为各种密度形式, 例如抛物面函数

和高斯函数等类型.

3 结果与讨论

本文基于上述的理论公式和计算模型, 对 HPPX 装置进行数值模拟. 构建 2 种径向密度结构: 抛物面分布 ($s = 2, t = 1, f_a = 0.1$) 和高斯分布 ($s = 2, t = 6, f_a = 0.01$), 如图 2 所示. 这两种密度分布虽然在轴向上有相同的峰值, 但径向上却有不同的密度梯度, 这对螺旋波与 TG 波的非共振模式转换和能量吸收有着非常重要的影响. 在 HPPX 装置的相关物理实验中可以通过调节磁场位型等参数, 获得所需要的等离子体径向密度分布, 文献 [24] 显示, 较强的磁场对等离子体密度产生较好的约束, 其特征半径较小. 将朗缪尔探针测得的数据进行拟合便可确定实验中加载的等离子体密度结构. 抛物面分布和高斯分布是螺旋波等离子体源实验中非常重要的径向密度结构, 用以分析天线与等离子体间的功率耦合过程, 它对 HPPX 这种大功率的螺旋波等离子体装置的实验设计, 有着非常重要的指导价值.

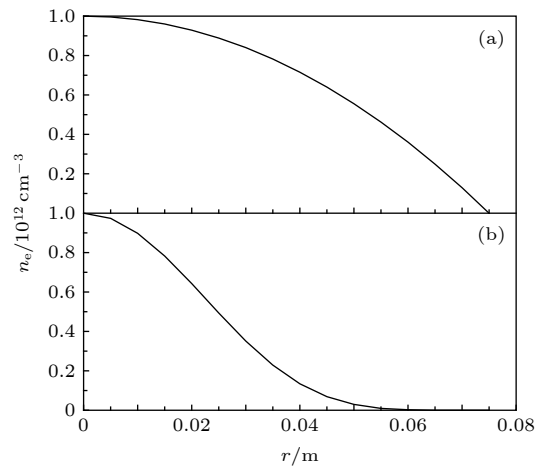


图 2 等离子体径向密度分布 (a) 抛物面分布; (b) 高斯分布

Fig. 2. Radial profiles of plasma density: (a) Parabolic density profile; (b) Gaussian density profile.

螺旋波属于哨声波, 对于绝缘介质为边界、半径为 R_a 的等离子体中产生的 $m = 1$ 螺旋波, 有如下关系成立 [25]:

$$mkJ_m(k_{\perp}R_a) + k_zJ'_m(k_{\perp}R_a) = 0, \quad (21)$$

$$kk_z = \frac{\epsilon\mu_0 n_e \omega}{B}, \quad (22)$$

其中, $k^2 = k_z^2 + k_\perp^2$; k_z , k_\perp 分别为平行和垂直于轴方向的波数; e 为电子电荷量; μ_0 为真空磁导率; n_e 为电子密度; B 为磁场强度; J_m 为 m 阶第一类贝塞尔函数; J'_m 为 m 阶第一类贝塞尔函数的一阶导数. 从色散关系和边界条件可以解出螺旋波波长 λ_z 与 k_z , R_a , n_e , B 等参数之间的关系:

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} = \frac{3.83}{R_a} \cdot \frac{B}{e\mu_0 n_e f}. \quad (23)$$

由此可见, 对于 HPPX 装置中天线的设计除了与等离子体的半径有关, 还与 RF 源运行频率 f , 电子密度 n_e , 磁场强度 B 等参数有关. 接下来, 本文将从以下这几个方面来分析.

3.1 螺旋波天线种类

螺旋波通过 TG-H 耦合模式将能量传输给电子, 要求天线能很好地将射频源供给的能量耦合传递给螺旋波, 因此天线的选择至关重要. 目前, 用于直线磁约束产生等离子体的螺旋波天线主要有 3 种, 即 Nagoya III 型^[26]、Boswell 型^[27] 和 Half helix 型^[28]. 这 3 种天线可有效激发 $m = +1$ 的波动, 其能量沉积主要是角向模式^[29]. 因其结构简单, 可激发高效螺旋波, 因此逐渐应用于各类螺旋波等

离子体实验装置中. 从图 3(a) 中可以看出, 在抛物面密度分布下, Half helix 型天线在等离子体中心及边缘处较 Nagoya III 型、Boswell 型天线有较高的径向相对吸收功率, 且 Nagoya III 型天线和 Boswell 型天线在等离子体中耦合的效果差不多. 沿轴向的相对吸收功率 (图 3(c)) 更能明显地看出各种天线的吸收功率大小, Half helix 型天线产生的电磁波在等离子体中的相对吸收功率最高, 其次是 Nagoya III 型天线, 最差的是 Boswell 型天线.

图 3(b) 和图 3(d) 是高斯密度分布下的相对吸收功率, 从径向及轴向上都可以看出, 吸收效果最好的是 Half helix 型天线, 最差的仍是 Boswell 型天线. 而且在这两种密度分布下, 除了 Half helix 型天线外, 其余两种天线都关于天线的中心处对称. 这种非轴对称的能量耦合主要与 Half helix 天线自身结构和静磁场的方向有关, 在很多螺旋波设备中^[23] 都被观察到过, 且高斯密度分布下的径向相对功率沉积高于抛物面下的.

通过以上分析, 可以得出, Half helix 天线产生的是非轴对称的射频能量耦合, 较其他两种天线能激发产生出更高的电子密度. 因此, 在 HPPX 装置中选用 Half helix 型天线作为激励天线.

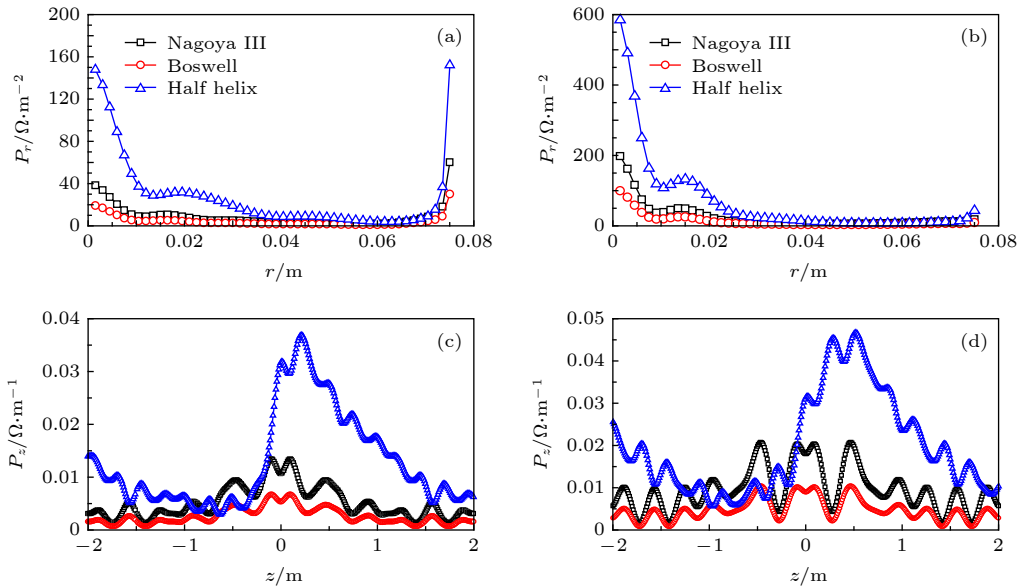


图 3 3 种典型的螺旋波天线的径向 ($z = 0.2$ m) 和轴向 ($r = 0.02$ m) 相对吸收功率 (a) 抛物面密度分布下 3 种天线的径向相对吸收功率; (b) 高斯密度分布下 3 种天线的径向相对吸收功率; (c) 抛物面密度分布下 3 种天线的轴向相对吸收功率; (d) 高斯密度分布下 3 种天线的轴向相对吸收功率

Fig. 3. Relative power absorption in radial ($z = 0.2$ m) and axial ($r = 0.02$ m) directions for three typical helicon wave antennas: (a) Radial relative absorption power of three antennas under parabolic density distribution; (b) radial relative absorption power of three antennas under Gaussian density distribution; (c) axial relative absorption of power of three antennas under parabolic density distribution; (d) axial relative absorption of power of three antennas under Gaussian density distribution.

3.2 天线长度

天线的长度也是 HPPX 装置中天线设计的一项重要指标. 在密度均匀的等离子体中, 轴向螺旋波的波长由 (23) 式得到: $\lambda_z \approx 0.1862 \text{ m}$, 由文献 [30] 可知, 天线和螺旋模式耦合较好时, $k_z \approx \pi/L_A$, $3\pi/L_A$ 等, 对应的波长为 $\lambda_z \approx 2L_A$, $2L_A/3$, $2L_A/5$ 等. 根据 HPPX 装置尺寸, 取 $\lambda_z \approx 2L_A/5$, 则天线长度为 $L_A \approx 5\lambda_z/2 \approx 0.4655 \text{ m}$, 考察不同天线长度下的吸收功率, 如图 4 所示.

从图 4(a) 可以看出, 在抛物面密度分布下等离子体在中心及边缘的相对吸收功率比中间的要高很多, 并且随着天线长度的增大, 径向相对吸收功率也慢慢变大, 当天线长度等于 0.4 m 时, 相对吸收功率达到最大, 但之后天线长度再增大, 相对吸收功率却随之减小. 为了更清楚地看清天线长度对吸收功率的影响, 利用公式 $P = 2 \int_0^{R_a} Pr(r)rdr$, 将每一个天线长度对应的相对吸收功率沿径向进行积分得到总的径向吸收功率 (图 4(c)), 可明显看出天线长度在 0.4 m 时吸收功率最大, 基本上和计算所得的理论值吻合.

在 Gaussian 密度分布下, 等离子体的径向相对吸收功率在等离子体中心处且 $L_A = 0.5 \text{ m}$ 时较强些

(图 4(b)). 同样利用公式 $P = 2 \int_0^{R_a} Pr(r)rdr$ 可得到图 4(d), 从图 4(d) 中可以更加清晰地看出天线长度在 0.5 m 时吸收功率最好. 总体来说, 高斯分布下的吸收功率比抛物线分布时的吸收功率要好, 但在实际 HPPX 实验中, 常用的是抛物面形式的密度分布, 因此 HPPX 装置中天线长度选择 0.4 m.

3.3 运行频率

天线的运行频率是一个非常重要的参数, 它影响着天线发射出的螺旋波在等离子体中的耦合效果. 选择 6 种典型的射频频率仿真对比它们的相对吸收功率 (图 5). 从图 5(a) 可以看出, 随着频率的增大, 相对吸收功率在等离子体边缘和中心处都逐渐减小, 而中心处的相对吸收功率降低更为明显, 说明 TG 波比 H 波在高频处能吸收更多的功率, 这可能是由于运行频率增加导致快速的电子运动和强烈的静电加热造成的. 减少径向压力, 使碰撞阻尼增大从而增加电子自由路径, 可能有助于将能量吸收从等离子体边缘重新分配到中心处. 图 5(b) 显示, 随着频率增加, 总体上等离子体中心处的径向吸收明显降低, 而边缘处变化不大, 这是由于高斯型密度分布下边缘处密度梯度变化较抛物面型分布平缓许多. 从这 2 幅图中可以看出, 并不是运

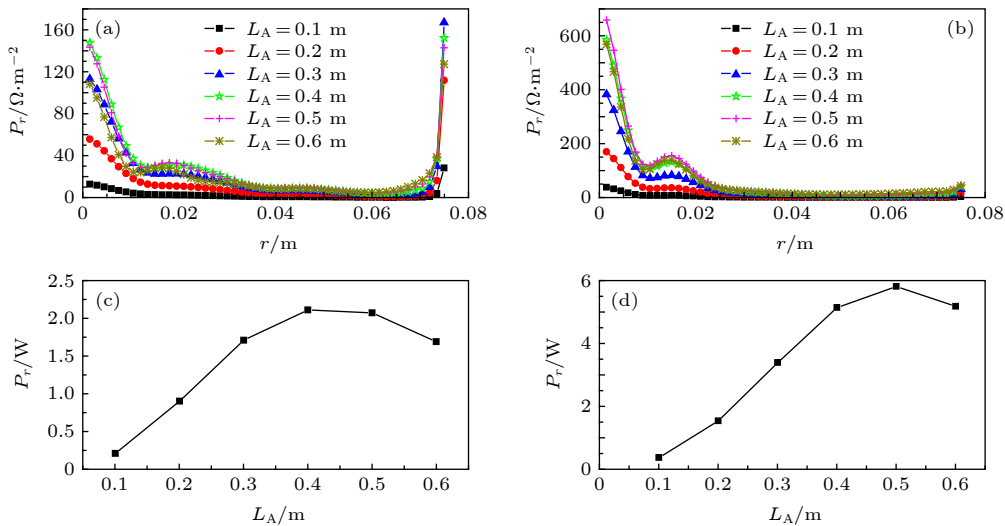


图 4 不同天线长度下的径向 ($z = 0.2 \text{ m}$) 吸收功率 (a) 抛物面密度分布下天线长度对径向相对吸收功率的影响; (b) 高斯密度分布下天线长度对径向相对吸收功率的影响; (c) 抛物面密度分布下径向吸收功率随天线长度的变化曲线; (d) 高斯密度分布下径向吸收功率随天线长度的变化曲线

Fig. 4. Relative power absorption in radial ($z = 0.2 \text{ m}$) directions for different antenna lengths: (a) Effect of antenna length on radial relative absorption power under parabolic density distribution; (b) effect of antenna length on radial relative absorption power under Gaussian density distribution; (c) radial relative absorption power of different antennas lengths under parabolic density distribution; (d) radial relative absorption power of different antennas lengths under Gaussian density distribution.

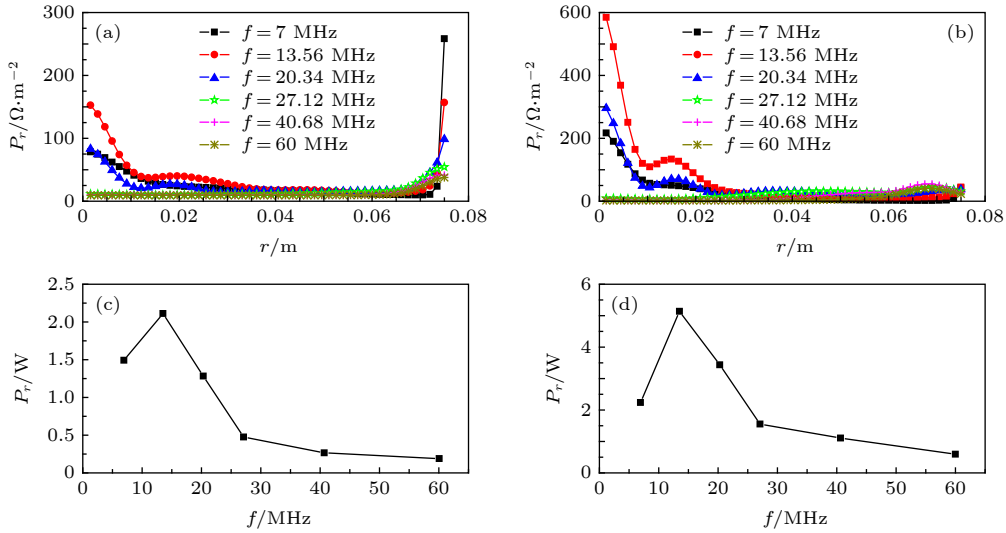


图 5 不同运行频率下的径向 ($z = 0.2 \text{ m}$) 吸收功率 (a) 抛物面密度分布下天线运行频率对径向相对吸收功率的影响; (b) 高斯密度分布下天线运行频率对径向相对吸收功率的影响; (c) 抛物面密度分布下径向吸收功率随运行频率的变化曲线; (d) 高斯密度分布下径向吸收功率随运行频率的变化曲线

Fig. 5. Relative power absorption in radial ($z = 0.2 \text{ m}$) directions for various operating frequencies: (a) Effect of various operating frequencies on radial relative absorption power under parabolic density distribution; (b) effect of various operating frequencies on radial relative absorption power under Gaussian density distribution; (c) radial relative absorption power of various operating frequencies under parabolic density distribution; (d) radial relative absorption power of various operating frequencies under Gaussian density distribution.

行频率越高, 相对吸收功率就越高. 在径向吸收功率上, $f = 13.56 \text{ MHz}$ 时的吸收最好, 之后随着运行频率的增加, 相对吸收功率下降得很快, 这从图 5(c) 和 (d) 中也可以明显地看出来. 因此, 在 HPPX 实验中 13.56 MHz 是螺旋波等离子体常用的频率^[31]. 再次, 从图 5 中可以看出高斯分布下的等离子体的相对吸收功率要比抛物面时的大, 这和前面提到的基本一致.

3.4 静磁场强度

等离子体中引入外部约束静磁场, 使得螺旋波深入等离子体柱中传播, 获得了高的功率耦合效率. 静磁场大小的改变对带电粒子的运动轨迹产生影响, 改变了各种粒子间的碰撞频率, 从而致使等离子体介电张量随之变化. 同时静磁场对电子与离子绕磁力线的回旋尺度的影响导致带电粒子的能量吸收区域发生改变, 从而产生波在等离子体中能量沉积的不均匀性问题, 可见磁场对等离子体的影响比较大. 设定磁场值从 100 Gs ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$) 到 1000 Gs 之间变化, 采样间隔为 50 Gs , 计算得到等离子体的相对径向吸收功率 (图 6).

不同的磁场条件下, 螺旋波和 TG 波的径向波长不同且所受阻尼不同, 其在等离子体中沿径向的

传播距离或者功率耦合范围就会有较大的差异. 在磁场很低时, 由于磁场太小, 从色散关系上分析 TG 波被禁止传播, 此时不存在 TG 波 (图 6(a)). 随着磁场强度增大, 在等离子体边缘处的相对吸收功率迅速增大, 这是由于在强磁场下 TG 波所受的阻尼较大, 径向波长较短, 很难在等离子体柱中传播, 所以 TG 波影响范围由径向全场缩减至边界的极小范围^[20], 同时能量的吸收逐渐集中于等离子体-真空边界处, 说明外加稳恒磁场较大不利于 TG 波的深入传播, 较高的磁场限制 TG 波的传播, 从而造成径向能量分布的严重不均. 与抛物面分布不同的是, 在高斯分布中 (图 6(b)), H 波所受阻尼小, 在等离子体内的穿透能力强, 可沿径向传播距离远, 等离子体中的功率沉积主要发生在等离子体中心位置. 随着磁场的增大, TG 波和 H 波耦合模式发生转变, TG 波会被抑制, H 波可以在磁化等离子体柱内部进行传播, 将能量耦合给等离子体.

从图 6(c) 和图 6(d) 中可以看出, 在某些磁场强度处有一些功率峰值点, 说明该处天线和等离子体有较强的耦合, 而总体的耦合程度在上升. 在 HPPX 装置的实验设计中, 可以参考仿真结果, 选择合适的磁场值, 获得更高的等离子体吸收功率.

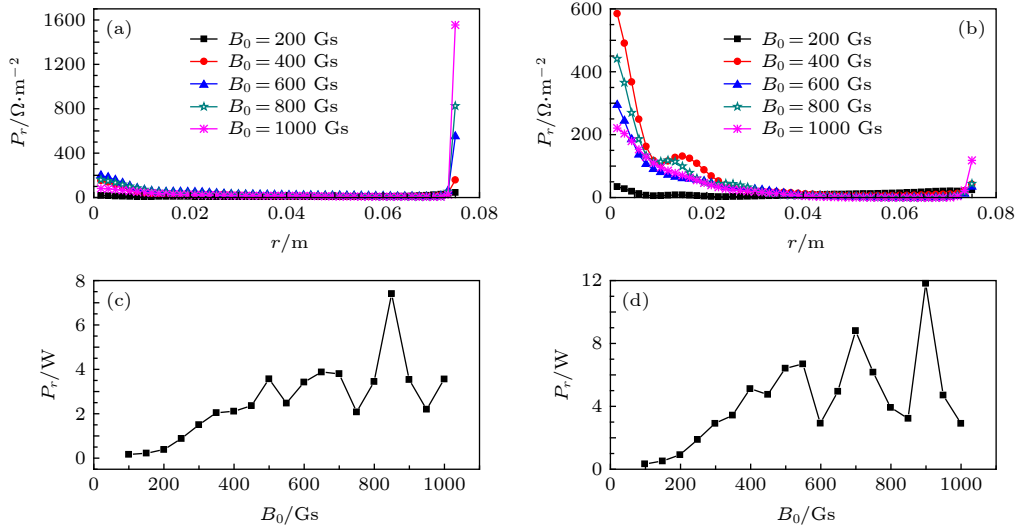


图 6 不同静磁场下的径向 ($z = 0.2$ m) 吸收功率 (a) 抛物面密度分布下磁场对径向相对吸收功率的影响; (b) 高斯密度分布下磁场对径向相对吸收功率的影响; (c) 抛物面密度分布下径向吸收功率随磁场强度的变化曲线; (d) 高斯密度分布下径向吸收功率随磁场强度的变化曲线

Fig. 6. Relative power absorption in radial ($z = 0.2$ m) directions for various static magnetic intensity: (a) Effect of various magnetic intensity on radial relative absorption power under parabolic density distribution; (b) effect of various magnetic intensity on radial relative absorption power under Gaussian density distribution; (c) radial relative absorption power of various magnetic intensity under parabolic density distribution; (d) radial relative absorption power of various magnetic intensity under Gaussian density distribution.

3.5 轴心等离子体密度

同样, 径向等离子体密度的非均匀性导致径向扰动电场的产生, 造成带电粒子的径向漂移, 从而改变了各种粒子间的碰撞频率, 进而使等离子体色

散方程中介电张量也随之改变, 最终对等离子体的径向功率沉积产生影响. 设定密度值从 1×10^{12} 到 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 之间变化, 每隔 $0.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 进行一次采样, 计算得到等离子体吸收功率 (图 7).

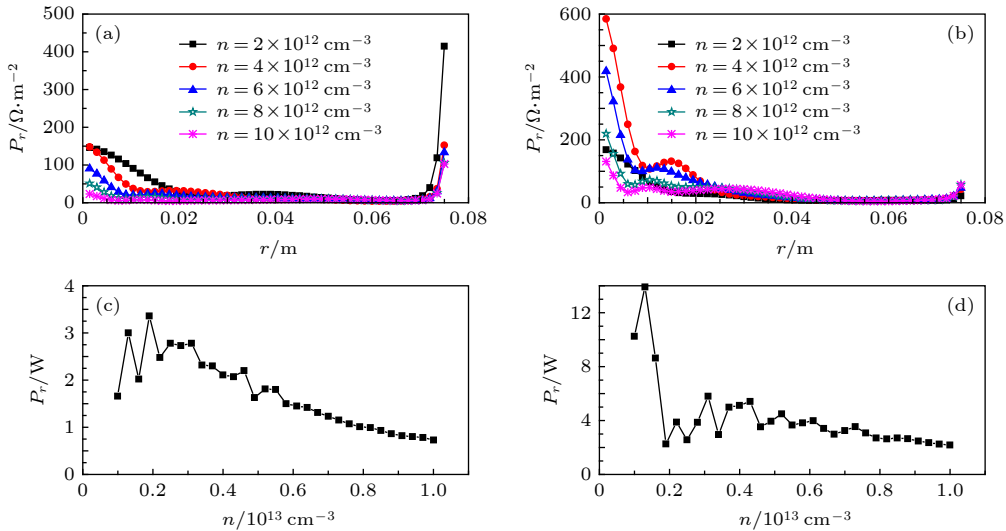


图 7 不同密度下的径向 ($z = 0.2$ m) 吸收功率 (a) 抛物面密度分布下密度对径向相对吸收功率的影响; (b) 高斯密度分布下密度对径向相对吸收功率的影响; (c) 抛物面密度分布下径向吸收功率随密度大小的变化曲线; (d) 高斯密度分布下径向吸收功率随密度大小的变化曲线

Fig. 7. Relative power absorption in radial ($z = 0.2$ m) directions for various density: (a) Effect of various density on radial relative absorption power under parabolic density distribution; (b) effect of various density on radial relative absorption power under Gaussian density distribution; (c) radial relative absorption power of various density under parabolic density distribution; (d) radial relative absorption power of various density under Gaussian density distribution.

在抛物面密度分布下 (图 7(a)), 当密度较低时, 等离子体中心处的吸收功率较低, 大部分功率集中在等离子体边缘部分. 这是由于 TG 波强烈的边缘加热, TG 波是短波长准静电波, 当波在等离子体中向中心运动时, TG 迅速衰减, 而 H 波只有微弱的阻尼, 能够深入等离子体中心处, 因此边缘处 H 波功率转换到 TG 波中. 但是随着密度逐渐变大, 等离子体中心的吸收有所下降. 在高斯密度分布下 (图 7(b)), 密度低时等离子体中心处的相对吸收功率较高, 但随着密度的逐渐增大, 中心处的吸收功率也慢慢变小, 边缘处变化不大明显.

从图 7(c) 和 (d) 可以看出, 在径向上某些密度处有一些功率峰值点, 而总体的耦合程度在下降, 这意味着并不是密度越大, 等离子体吸收波的情况越好, 而是在某一特定的密度下吸收效果最好. 同样地, 等离子体在高斯分布下比抛物面分布下有着更高的相对吸收功率. 因此通过对等离子体中不同密度下的吸收功率模拟, 能为 HPPX 实验指导提供良好的理论依据.

3.6 感生电磁场与电流密度

为了进一步研究 HPPX 装置中螺旋波与等离子体的耦合, 图 8 给出了螺旋波等离子体的电场强度、感应磁场及电流密度的分布. 从图 8(a) 中可以看出, 在 $r < 0.07$ m 时抛物面下的电场强度和 Gauss 分布下的电场强度相差不大, 越靠近边缘处 Gauss 分布下的电场值越大, 这是因为两种密度分布下等离子体边缘处电子密度较小, 边缘处趋肤效应较小, 使得电子与离子碰撞几率增加, 相对于边缘处的电阻增大, 必然造成边缘处负载电压增大, 进而感生电场显著增大. 总体来说 Gauss 分布下的电场强度径向分布较抛物面密度分布下的要大. 从图 8(b) 和图 8(c) 中可以看出在, 等离子体中心处 Gauss 分布下的感生磁场和电流密度比抛物面下的分布大很多, 而靠近边缘处的磁场和电流逐渐变小, 这是因为从密度分布位型上看, Gauss 分布时中心处电子密度最高, H 波能够深入中心处传播引起电子运动速度加大进而导致电流密度增大, 从中心至 $r = 0.05$ m 处 Gauss 分布下密度梯度变化较大, 由电流密度公式 $J = en_e v_e$ (其中 e 为电子电荷量, n_e 为电子密度, v_e 为电子速度) 可以看出, 随着密度的降低, 磁感应强度及电流大小逐渐变小的趋势较为明显, 抛物面分布情况下, 磁感应强度及电流变化趋势相对

平缓些, 说明场能量较均匀地分布在等离子体中.

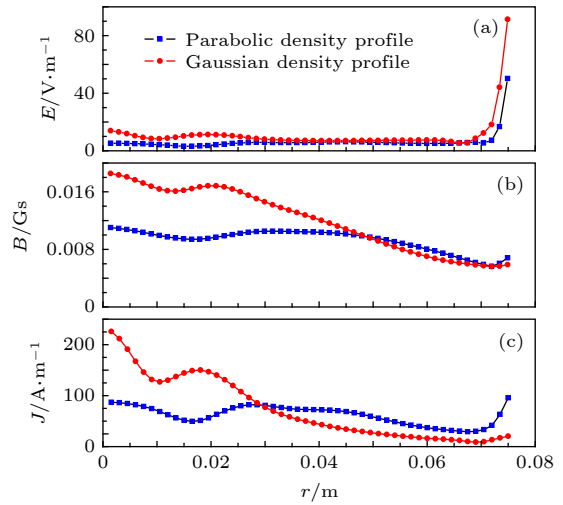


图 8 不同密度分布下的等离子体径向 ($z = 0.2$ m) 感应电场、感应磁场及电流密度分布

Fig. 8. Radial profiles ($z = 0.2$ m) of wave electric field, magnetic field and current density in parabolic density profile and Gaussian density profile.

4 总结

本文针对最新高密度螺旋波等离子体原型实验装置 HPPX, 基于 HELIC 软件计算了在抛物面密度和高斯密度分布下的天线类型、天线长度、运行频率、静磁场强度、轴心等离子体密度等参数对螺旋波的功率沉积的影响. 计算结果表明:

1) Half helix 螺旋波天线能够产生非轴对称的射频能量耦合, 较 Nagoya III 型天线和 Boswell 型天线可激发出更高的电子密度; 通过理论分析及仿真计算, 得出天线长度为 0.4 m, 运行频率为 13.56 MHz 时等离子体与天线有着较好的能量耦合, 从而得到了 HPPX 装置中螺旋波系统发射天线的最优设计;

2) 外加稳恒的静磁场时, 螺旋波天线在等离子体中激发出两种不同的性质的波, 即 H 波和 TG 波, 在抛物面密度分布下, 随着磁场的增大, TG 波所受的阻尼大, 很难在等离子体柱中传播, 能量的吸收逐渐集中于等离子体-真空边界处, 说明较高的磁场限制了 TG 波向中心处的传播; 而在高斯分布中, 随着磁场增加, TG 波会被抑制, H 波所受的阻尼小, 可以在磁化等离子体柱内部进行传播, 将能量耦合给等离子体; 通过对径向积分计算可以看

出, 吸收功率在多个磁场处有不同的峰值功率点, 且整体的耦合趋势是在上升的;

3) 当轴心等离子体密度增加时, 在抛物面密度和高斯密度分布下, H 波所受的阻尼增大, 限制了 H 波的传播, H 波的功率转换到 TG 波中; 同样, 通过积分可发现吸收功率在多个密度处有不同的峰值功率点, 但整体的耦合趋势却是在下降的;

4) 总体上高斯密度分布下感应电场、感应磁场及电流大小较抛物面密度时要大, 但由于抛物面密度梯度变化较小, 等离子体中各场值和电流值较为平缓, 所以能量较均匀地分布在等离子体中, 此特点在之前计算功率沉积时已有体现.

以上这些分析可为 HPPX 装置的螺旋波天线设计及相关物理实验提供参考, 同时也能为螺旋波等离子体的放电机理研究提供一定的技术支持.

参考文献

- [1] Carter M D, Baity F W, Barber G C, et al. 2002 *Phys. Plasmas* **9** 5097
- [2] Batishchev O V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1563
- [3] Goulding R H, Caughman J B O, Rapp J, et al. 2017 *Fusion Sci. Technol.* **72** 588
- [4] Shinohara S, Nishida H, Tanikawa T, et al. 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 1245
- [5] Lee M J, Jung Y D 2018 *Phys. Plasmas* **25** 044501
- [6] Gallo A, Fedorczak N, Elmore S, et al 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 014007
- [7] Aigrain P 1960 *Proceedings of the International Conference on Semiconductor Physics* Prague, Czech Republic, 1960 p224
- [8] Boswell R W 1970 *Phys. Lett.* **33A** 457
- [9] Chen F F 1991 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **33** 339
- [10] Chen F F, Blackwell D D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2677
- [11] Krmer M, Enk T, Lorenz B 2000 *Phys. Scripta* **T84** 132
- [12] Shamrai K P, Taranov V B 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 474
- [13] Afsharmanesh M, Habibi M 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 105403
- [14] Arnush D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3042
- [15] Chen F F, Arnush D 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3411
- [16] Arnush D, Chen F F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1239
- [17] Mouzouris Y, Scharer J E 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 152
- [18] Melazzi D, Curreli D, Manente M, et al. 2012 *Com. Phys. Comm.* **183** 1182
- [19] Melazzi D, Lancellotti V 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 25024
- [20] Cheng Y G, Cheng M S, Wang M G, et al. 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 035203 (in Chinese) [成玉国, 程谋森, 王墨戈, 等 2014 物理学报 **63** 035203]
- [21] Yang X, Cheng M S, Wang M G, et al. 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 025201 (in Chinese) [杨雄, 程谋森, 王墨戈, 等 2017 物理学报 **66** 025201]
- [22] Chang L, Li Q C, Zhang H J, et al. 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 848
- [23] Chang L, Hu X Y, Gao L, et al. 2018 *AIP ADVANCES* **8** 045016
- [24] Chang L, Hole M J, Corr C S 2011 *Phys. Plasmas* **18** 042106
- [25] Boswell R W 1984 *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 1147
- [26] Chen R T S, Breun R A, Gross S, et al. 1995 *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 337
- [27] Charles C, Boswell R W, Lieberman M A 2003 *Phys. Plasmas* **10** 891
- [28] Chi K K, Sheridan T E, Boswell R W 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 421
- [29] Jung H D, Park M J, Kim S H, et al 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1878
- [30] Michael A L, Allan J L 2007 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Beijing: Science Press) pp291, 292, 350-352, 374-379, 392-399
- [31] Chen F F 2012 *Phys. Plasmas* **19** 093509

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

Ping Lan-Lan¹⁾²⁾³⁾ Zhang Xin-Jun^{1)†} Yang Hua¹⁾ Xu Guo-Sheng¹⁾
 Chang Lei⁴⁾ Wu Dong-Sheng³⁾ Lü Hong³⁾ Zheng Chang-Yong³⁾
 Peng Jin-Hua³⁾ Jin Hai-Hong³⁾ He Chao³⁾ Gan Gui-Hua⁵⁾

1) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

2) (*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*School of Electronics and Information Engineering, Anhui Jianzhu University, Hefei 230601, China*)

4) (*School of Aeronautics and Astronautics, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

5) (*School of Electronic Engineering, National University of Defense Technology, Hefei 230036, China*)

(Received 28 November 2018; revised manuscript received 26 July 2019)

Abstract

Recently, helicon plasma sources have aroused the great interest particularly in plasma-material interaction under fusion conditions. In this paper, the helicon wave antenna in helicon physics prototype experiment (HPPX) is optimized. To reveal the effect of the radial density configuration on wave field and energy flow, Maxwell's equations for a radially nonuniform plasma with standard cold-plasma dielectric tensor are solved. Helicon wave coupling and power deposition are studied under different types of antennas, different antenna lengths and driving frequencies by using HELIC. Through the numerical simulation, the optimal antenna structure and size are obtained, that is, half helix antenna, which works at 13.56 MHz and has a length of 0.4 m, can generate nonaxisymmetric radio frequency energy coupling to excite higher electron density.

The influences of different static magnetic fields and axis plasma densities on power deposition are also analyzed. It is found that the absorbed power of the plasma to the helicon wave has different peak power points in a multiple static magnetic field and axial plasma densities, and the overall coupling trend increases with static magnetic field increasing, but decreases with axis plasma density increasing. According to the simulation results, the ionization mechanism of helicon plasma is discussed. In order to further study the coupling of helicon wave with plasma in HPPX, the induced electromagnetic field and current density distribution are given when the plasma discharges. Under parabolic density distribution, the field intensity of the induced electric field at the edge is large, while neither the induced magnetic field nor current density changes much along the radial direction, the energy is distributed evenly in the whole plasma. Under the Gaussian density distribution, the induced electric field intensity is higher at the edge, while the induced magnetic field and current density in the center are much higher than at the edge.

In this paper studied are the structure and size of helicon wave antenna, the influences of static magnetic field and axial plasma density on plasma power deposition and the distribution of induced electromagnetic field and current density during plasma discharge under different density distributions. This work will provide important theoretical basis for helicon wave antenna design and relevant physical experiments on HPPX.

Keywords: helicon plasma, antenna, static magnetic field, axial plasma density, power deposition

PACS: 52.50.Qt, 41.20.Jb, 52.70.Ds, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.68.20182107

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61471002, 61372094, 11405271), the Natural Science Foundation of Education Office Anhui Province, China (Grant Nos. KJ2016JD11, KJ2018A0510), and the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1808085MF206).

† Corresponding author. E-mail: xjzhang@ipp.ac.cn