

# 径向温度和压强分布对螺旋波等离子体能量分布和场型的影响

何超<sup>1</sup>, 吴东升<sup>1</sup>, 平兰兰<sup>1,2,3</sup>

(1. 安徽建筑大学电子与信息工程学院, 安徽合肥 230601; 2. 中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽合肥 230031;  
3. 中国科学院等离子体物理研究所, 安徽合肥 230031)

**摘要:** 针对射频波加热等离子体的稳态过程, 考虑等离子体径向密度呈抛物线分布和高斯分布, 分析讨论了径向压强和温度分布对两种密度分布的螺旋波等离子体内功率沉积以及电场和电流密度的分布影响. 考虑正梯度、负梯度和零梯度三种梯度模型. 通过研究表明: 正温度梯度更有利于等离子体中心处的功率的吸收; 正压强梯度增大了等离子体边缘处感应电场, 减小了中心处电流密度, 并减弱了边缘处功率沉积, 波能量耦合深度加深, 更有利于中心处功率的耦合吸收; 等离子体径向密度为高斯分布时, 等离子体边缘处电场强度较高, 电流密度较小, 射频波在边缘处沉积能量较少且变化不大, 进而造成波能量的耦合深度大大增加; 等离子体径向密度为抛物线分布时, 等离子体中心处和边缘处功率沉积较大, 其中边缘处附近功率沉积尤为突出且明显高于高斯分布时的. 三种温度和压强分布对两种密度结构的等离子体中电场强度与电流密度分布与变化趋势影响基本相似, 由此证明  $m=1$  模式的稳定性.

**关键词:** 螺旋波等离子体; 功率吸收; 密度分布; 压强梯度; 温度梯度

**中图分类号:** TK123; O53      **文献标识码:** A      doi: 10.3969/j.issn.0253-2778.2019.12.005

**引用格式:** 何超, 吴东升, 平兰兰. 径向温度和压强分布对螺旋波等离子体能量分布和场型的影响[J]. 中国科学技术大学学报, 2019, 49(12): 985-994.

HE Chao, WU Dongsheng, PING Lanlan. Effects of radial temperature and pressure distribution on energy distribution and wave field in helicon plasma [J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2019, 49(12): 985-994.

## Effects of radial temperature and pressure distribution on energy distribution and wave field in helicon plasma

HE Chao<sup>1</sup>, WU Dongsheng<sup>1</sup>, PING Lanlan<sup>1,2,3</sup>

(1. School of Electronic and Information Engineering, Anhui Jianzhu University, Hefei 230601, China;  
2. Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei 230031, China;  
3. Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

**Abstract:** The steady-state process of RF-heated plasma was studied. Under the conditions of parabolic distribution and Gaussian distribution of plasma density, the radial pressure and temperature gradient were analyzed for the influence of power deposition and electric field and the distribution of current density in the two-density distribution of helicon plasma. Three gradient models were considered: positive gradient, negative gradient and zero gradient. Studies have shown that positive temperature gradients are more conducive to the absorption of power at the center of the plasma. The positive pressure gradient increases

收稿日期: 2019-06-05; 修回日期: 2019-07-02

基金项目: 国家自然科学基金(61471002), 安徽省教育厅自然科学基金项目(KJ2016JD11)资助.

作者简介: 何超, 男, 1994年生, 硕士. 研究方向: 微波与等离子体物理数值计算. E-mail: 2859242297@qq.com

通讯作者: 吴东升, 博士/教授. E-mail: dongsheng\_w@sohu.com

the induced electric field at the edge of the plasma, reduces the current density at the center, and weakens the power deposition at the edge. The wave energy coupling depth is deepened, which is more conducive to the coupling absorption of power at the center. Under the Gaussian density distribution, the electric field intensity is higher at the edge of the plasma, and the current density is smaller. The deposition energy of the radio frequency wave at the edge position is less and the change is not large, and the coupling depth of the wave energy is greatly increased. Under the parabolic density distribution, the power deposition at the center and the edge of the plasma is large, and the power deposition near the edge is particularly prominent and significantly higher than that under the Gaussian density distribution. It was found that the three temperature and pressure distributions have similar effects on the electric field strength and current density distribution and the change trend in the plasma of the two density structures, thus demonstrating the stability of the  $m=1$  mode.

**Key words:** helicon plasma; power absorption; density distribution; pressure gradient; temperature gradient

## 0 引言

实验室中螺旋波等离子体通常是采用右旋圆极化螺旋波激发磁化等离子体得到。螺旋波等离子体具有很多其他类型的等离子体所不具备的优势,其在低温甚至超低气压下仍然具有超高的电离特性,电离效率理论上最高能达到 100%<sup>[1]</sup>,现在采用人工方式获得的螺旋波等离子体密度能达到  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \sim 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  量级<sup>[2]</sup>。螺旋波等离子体以其高密度、高效率、污染小、利于控制等优点著称,广泛应用于火箭推进<sup>[3]</sup>、薄膜沉积<sup>[4]</sup>、半导体<sup>[5]</sup>、天线<sup>[6]</sup>、核聚变<sup>[7]</sup>等领域。

螺旋波等离子体有着复杂的电离机制,研究发现主要是波-粒能量耦合机制<sup>[8]</sup>,自 1960 年 Aigrain<sup>[9]</sup> 提出螺旋波的概念以及 1970 年 Boswell<sup>[10]</sup> 开展螺旋波等离子体实验以来,人们一直对产生高密度、高电离度的螺旋波等离子体的物理机理没有完美的理论解释。Chen 和 Blackwell<sup>[11]</sup> 提出朗道阻尼机制,认为朗道阻尼的存在导致了电子吸收大量能量,又因为碰撞阻尼的存在,使得电子能量传递给周围离子和中性粒子,从而实现波能量向等离子体中转化,进而导致了能量沉积。后来他们发现螺旋波放电中朗道阻尼加速的电子有限,并不能导致螺旋波等离子体有如此高的电离效率,从而猜想除了朗道阻尼加热机制,肯定还有其他机制能够导致了高电离效率<sup>[12]</sup>。Shamrai 和 Taranov<sup>[13]</sup> 对此研究发现,螺旋波激发等离子体过程中,除了产生螺旋波之外,在等离子体-真空边界处还产生了 Trivelpiece-Gould(TG)波(一种带有静电性质的表面波),因此认为 RF 功率是通过螺旋波(H波)和 TG 波两种渠道转移给等离子体的。现在研究结果

表明,在不同的外部条件下,H波和 TG 波所受阻尼不同,在等离子体内的传播距离和功率沉积也有很大差异。如在高磁场作用下,TG 波所受阻尼大且径向波长短,很难传播到等离子体的深处,主要耦合在等离子体边界处<sup>[14]</sup>;H 波所受阻尼小,因此高磁场会削弱 TG 波在等离子体中的传播能力而对 H 波影响不大。

彻底理解螺旋波等离子体电离、功率沉积等机制已被所有研究者视为一个巨大难题,其中的各种物理机理仍在不断揭晓。螺旋波等离子体源(helicon plasma source, HPS)在大规模半导体加工、高功率等离子体推进以及聚变材料相互作用等许多方面具有特殊的应用价值。因此,螺旋波等离子体的数值模拟对于理解表征电离气体(例如电参数)的不同物理量的行为是至关重要的。目前研究发现,柱状螺旋波等离子体内径向密度、压强和温度都存在不均匀分布。Chen 等<sup>[11]</sup> 和裴磊等<sup>[16,22]</sup> 针对关于等离子体径向密度的不均匀分布影响等离子体对射频波能量的吸收已进行不少的数值模拟研究。现阶段国内外就压强和温度分布对螺旋波等离子体能量分布和场型的影响研究十分稀少,并且针对径向压强和温度分布对不同密度结构的等离子体的影响尚未开展对比研究。研究探索影响螺旋波等离子体电离的物理机理,对螺旋波和 TG 波以及其他可能影响螺旋波等离子体中某些物理量变化的机理需做进一步探讨,本文采用 HELIC 程序<sup>[15-16]</sup> 模拟了等离子体放电现象,通过调节压强和温度分布参数,进一步分析影响径向密度分布分别为抛物线分布和高斯分布时的螺旋波等离子体中功率沉积、电场及电流密度分布的众多因素。工程实验可参考本文的研究,通过控制 HPS 等装置中的压强和温度分布来获得

相对更高的电离和能量吸收效率等。

## 1 理论模型

麦克斯韦方程可以用来表示等离子体内的电场和磁场,即:

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

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

式中,  $\bar{D}$  是电位移矢量, 表示为  $\bar{D} = \epsilon_0 \cdot \tilde{\epsilon} \cdot \bar{E}$ ,  $\epsilon_0$  是真空中介电常数,  $\tilde{\epsilon}$  表示冷等离子体的介电张量, 表达式为

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

式中,

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

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

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

$\omega_{p\alpha}$  是等离子体频率,  $\omega_{c\alpha}$  是粒子回旋频率,  $\nu_{\alpha}$  为粒子间的有效碰撞频率, 下标  $\alpha$  代表粒子种类;  $\omega$  为波的频率. 考虑在圆柱体坐标下  $(r, \varphi, z)$ , 石英管中等离子体扰动受轴向波数  $k$  和角向波数  $m$  影响, 可表示为  $\exp[i(kz + m\varphi - \omega t)]$ , 另外式(1)和(2)可利用傅里叶变换转化为如下六个方程来求解冷等离子体中的各分量:

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

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

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

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

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

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

式中,  $B_r$ ,  $B_{\varphi}$ ,  $B_z$ ,  $E_r$ ,  $E_{\varphi}$ ,  $E_z$  分别为径向、角向、轴向感生磁场和感生电场;  $k_0$  为真空中的波数,

$k_0 = \omega/c$ ,  $c$  是真空中光速, 电流密度  $\bar{j} = \tilde{\sigma} \cdot \bar{E}$ ,  $\tilde{\sigma}$  是电导率张量. 在冷等离子体近似条件下, 方程(7)~(12)描绘了螺旋波等离子体中波场理论模型, 利用 HELIC 程序快速求解上述方程组, 可以求出等离子体中的波电场、波磁场、电流密度和相对能量沉积等物理量. HELIC 程序通过一个标准子程序来求解上述方程的每一个  $k$  值, 每次计算中  $m$  保持不变.

HELIC 程序是一个常用于研究设计射频等离子体源和解释实验数据的 C++ 程序. 该程序利用特定的边界条件求解六个径向耦合微分方程, 得到两个独立的波—螺旋波和 TG 波<sup>[16,20-21]</sup>, 并通过代数方法应用边界条件将它们结合起来. 这比 ANTENA 代码将非均匀等离子体划分成层并在每个界面匹配边界条件的运算方法更为简便. 它的基本限制是: ①静磁场必须是恒定均匀的, ②不考虑等离子体电离产生和传输过程. 因此 HELIC 程序不是用来模拟实际设备的, 而是常用于研究静磁场中射频波激发和传播的物理现象. 由于电场、电流密度等分布也会影响到径向电子温度和压强分布, 因此本文仅限于研究后者对前者的单向作用. 而对于二者复杂的相互影响, 留待以后再探讨研究等离子体中多物理场的相互作用机理.

螺旋波通常是用射频天线激发, 它是一种可在高电导率介质中传播的低频电磁波. Nagoya III 型, Boswell 型和 half-helix 型天线<sup>[17-19]</sup> 是现在主流使用产生螺旋波的 3 种天线(见图 1). Nagoya III 型是一种标准型的螺旋天线, 它两侧的圆环是采用直线连接方式. 而 Boswell 型是在 Nagoya III 型的基础上做了改进, 其相当于将 Nagoya III 型天线顶端和底端的电流路径分别分成两条独立的路径. half-helix 型天线与前两者有较大区别, 它具有方向性的能量耦合, 能实现轴向的不对称放电, 这是因为 half-helix 天线在磁化等离子体柱内激发射频波过程中, 通常是优先激发沿着磁力线正方向传播右旋

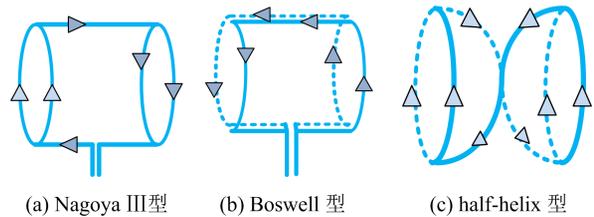


图 1 螺旋波天线结构

Fig. 1 The structure of helical wave antenna

螺旋波,而激发左旋螺旋波相对较少,甚至观察不到. half-helix 型天线与前两款天线相比能激发产生更高的电子密度,因此本文选用 half-helix 型天线激发产生螺旋波等离子体.

采用氩气(Ar)作为工质气体,管中只存在电子和 Ar<sup>+</sup>,轴向磁场密度分布均匀,假设轴向粒子密度分布也是均匀的,径向密度可以由下面函数来确定:

$$\frac{n}{n_0} = \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^s\right]^t, \omega = \frac{a}{[1 - f_a^{1/t}]^{1/s}} \quad (13)$$

式中,  $s$  和  $t$  是常量,  $f_a$  表示  $r = a$  处的相对密度  $n/n_0$ ,  $n_0$  是等离子体中心处的密度. 如果  $f_a = 0$ , 则  $\omega = a$ , 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, 例如抛物线函数和高斯函数等.

$$\frac{T}{T_0} = f_a + (1 - f_a) \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^{s_t}\right]^{t_t}, f_a = \frac{T_a}{T_0} \quad (14)$$

式(14)用来确定等离子体内温度分布, 其中  $s_t, t_t$  是调节温度梯度的参数,  $T_0$  是等离子体中心温度,  $T_a$  是等离子体边缘温度.

$$\frac{p}{p_0} = f_a + (1 - f_a) \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^{s_p}\right]^{t_p}, f_a = \frac{p_a}{p_0} \quad (15)$$

式(15)用来确定等离子体内压强分布, 其中  $s_p, t_p$  是调节压强梯度的参数,  $p_0$  为等离子体中心压强,  $p_a$  为等离子体边缘压强.

假设等离子体存在于半径为  $a$  的石英管中, 天线缠绕在半径为  $b$  的圆柱体套筒上, 天线厚度忽略不计, 半径为  $c$  的导电壁围绕系统. 在等离子体内径向  $r_p$  位置和轴向  $z_p$  位置分别置入两个探针, 用来测量该截面处电磁场. 模型结构如图 2 所示, 具体参数设置如表 1 所示.

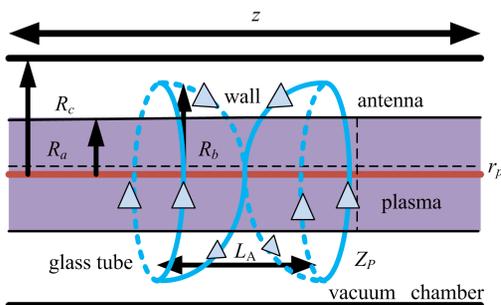


图 2 几何计算模型

Fig. 2 Geometric calculation model

表 1 边界条件

Tab. 1 Boundary condition

items and parameters	value
plasma radius, $R_a$	0.075 m
antenna radius, $R_b$	0.2 m
vacuum chamber radius, $R_c$	0.25 m
ion species	Ar <sup>+</sup>
frequency, $f$	13.56 MHz
wave number, $m$	1
antenna type	half-helix
antenna length, $L_A$	0.4 m
on-axis density, $n_0$	$2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
axial magnetic field, $B_0$	400 G
collision factor	1

对于 half-helix 型天线, 天线位于表面  $r = r_a$  处, 由于其几何形状, 其波能矢量主要沿磁场方向传播, 则轴向电流密度  $j_z$  的表达式为<sup>[20]</sup>

$$j_z^{(l,m)}(r) = \frac{2I_a \cos(\beta) \delta(r - r_a)}{\pi L (m^2 \sin^2 \beta - \left(\frac{L \pi r_a}{L}\right)^2 \cos^2(\beta))} \cdot [im \sin \beta (\cos(k_l(z_a + a)) \exp(-2imn\pi) - \cos(k_l(z_a - a))) - k_l r_a \cos \beta (\sin(k_l(z_a + a)) \exp(-2imn\pi) - \sin(k_l(z_a - a)))] \quad (16)$$

式中,  $n$  是螺旋线圈的匝数 ( $n = 0.5$ ),  $\beta = a \tan(n\pi r_a/a)$  代表螺旋的角度. 特别地, 当  $n = 0$  时, Nagoya III 型天线的电流密度  $j_z$  也可由式(16)计算得到.

我们假设天线是一个半径  $r = b$  的无限薄的薄片, 其上的电流  $J$  满足  $\nabla \cdot J = 0$ , 天线为理想导体, 电阻损耗功率为零, 密闭空间内真空辐射损耗也为零, 天线发射所有功率都被吸收在等离子体中. 传送到天线上的功率为

$$P_{\text{ant}}(k) = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \int E^* \cdot J_{\text{ant}} d^3r \right) \quad (17)$$

吸收功率取决于等离子体负载电阻, 可以表示为

$$P_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} R_p I_a^2 \quad (18)$$

式中,  $R_p$  是总载荷电阻, 它是通过对等离子体中  $E \cdot J$  的体积分计算得到<sup>[21]</sup>.

对于求解的相对功率吸收, 在  $z = 0.2 \text{ m}$  处测量的径向图中, 结果已经从轴向  $-0.63 \text{ m}$  到  $0.63 \text{ m}$  积分. 值得注意的是对于不同的积分尺寸, 径向图中的功率吸收是不同的.

基于上述的理论公式和计算模型, 采用 HELIC

程序进行数值模拟. 我们构建了两种不同的径向密度分布—抛物线分布 ( $s = 2, t = 1, f_a = 0.1$ ) 和高斯分布 ( $s = 2, t = 6, f_a = 0.01$ )—来计算比较温度和压强梯度对螺旋波等离子体吸收功率、电场和电流密度的影响, 密度分布结构如图 3 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.

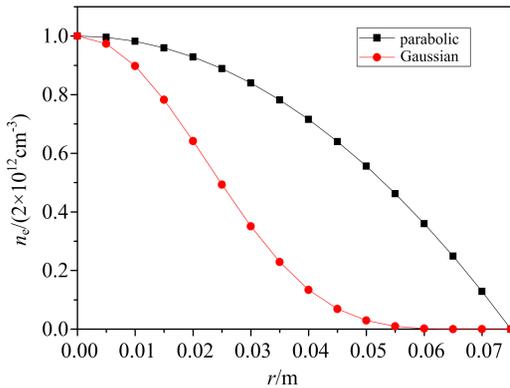


图 3 等离子体径向密度分布  
Fig. 3 Plasma radial density distribution

## 2 结果和分析

### 2.1 温度梯度

在管中压强设置为 10 mTorr 的条件下, 改变管内温度分布, 设置电子温度最高为 5 eV, 最低温度为 3 eV, 模型分别考虑正温度梯度、负温度梯度和零温度梯度三种不同的条件, 研究比较两种密度分布的螺旋波等离子体相对应的功率沉积、电场及电流密度. 图 4 是三种温度梯度类型示意图.

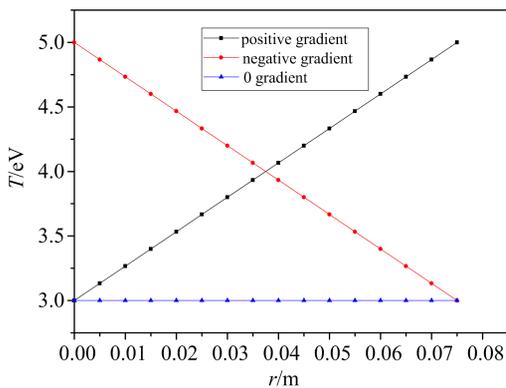
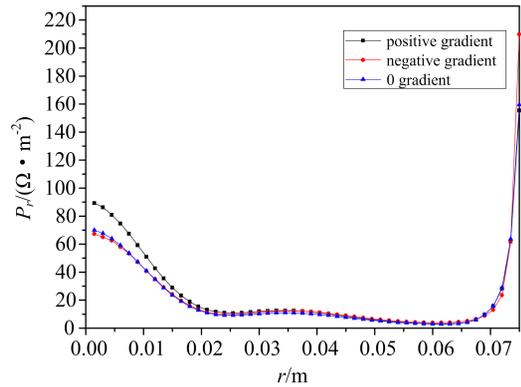


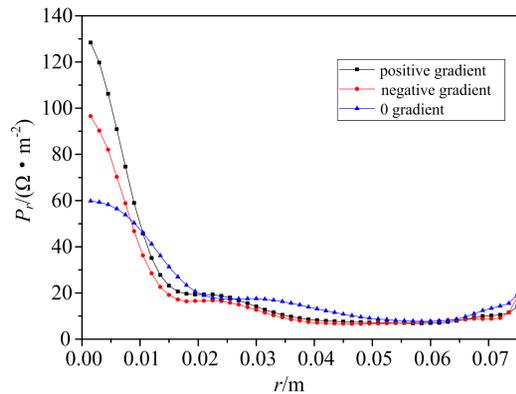
图 4 三种温度梯度类型  
Fig. 4 Three types of temperature gradient

#### 2.1.1 温度梯度对功率沉积的影响

图 5 是三种温度梯度相对应的功率沉积情况. 由文献[14]可知, 温度对电子与离子以及电子与中



(a) 抛物线密度分布



(b) 高斯密度分布

图 5 三种温度梯度下的射频波功率沉积  
Fig. 5 RF wave power deposition under three temperature gradients

性粒子等碰撞频率量级影响较小, 因此本文忽略温度不均匀性对碰撞频率造成的影响. 等离子体径向密度呈抛物线密度分布时(图 5(a)), 在中心处, 正梯度下的功率沉积比负梯度下的高约 32.99%, 零梯度下的比负梯度下的略高, 约为 4%. 负温度梯度下等离子体中心处功率沉积小于正梯度和零梯度下的, 这是因为负温度梯度条件下, 较多能量衰减在边缘处, 因此中心处的能量耦合微弱. 另外可以看出正梯度下的边缘温度高于负梯度下的, 而正梯度下边缘处功率沉积小于负梯度下的, 说明提高边缘处温度可能不利于边缘处的功率吸收而导致射频波耦合深度增加进而更有利于中心处等离子体对射频波功率的吸收. 在抛物线密度分布中, 三种温度梯度条件下, 等离子体边缘处功率沉积较高, 中心处功率沉积也明显高于其他位置, 这主要是因为 TG 波是短波长准静电波, 它同时也是一种可以被很容易吸收和加热电子的慢波. 由于表面转换或体模转换的存在下, TG 模式可以很容易被激发. 当波在等离子体中向中心运动时, TG 波迅速衰减, 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,故而边缘处 TG 波的强烈耗散和较小的趋肤深度 ( $\delta = c/\omega_{pe} \propto 1/\sqrt{n_e}$ )<sup>[22]</sup>增大了边缘处功率的吸收;较高磁场下,H 波比 TG 波更能深入中心处传播,中心处电子密度较高,对 H 波耦合进中心附近也起到了一定作用,其主要通过 TG-H 模耦合共振模式和粒子间碰撞阻尼机制将能量耦合给等离子体。

等离子体呈高斯密度分布时(图 5(b)),在中心处,正温度梯度下的功率沉积比负梯度下的高 32.69%,比零梯度下的高约为 115%。正梯度下中心处功率沉积高于负梯度和零梯度下的,原因与等离子体呈抛物线密度时功率沉积的情况类似。另外,零梯度条件下,波在远离中心位置处衰减程度比正梯度下略高,因此导致耦合进中心处的能量减少很多。三种温度梯度下,中心处功率沉积比其他位置的吸收功率高,因为靠近等离子体中心处的等离子体密度最大,H 波在中心处对功率吸收起重要作用,这是影响中心处吸收功率的主要因素。靠近边缘处,功率沉积有微小增长,这也是主要受边缘处 TG 波的强烈耗散以及趋肤效应的影响。

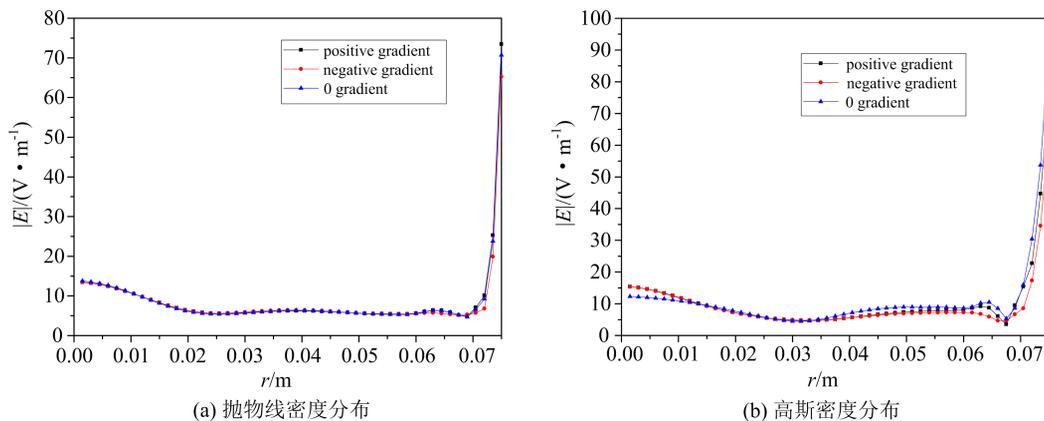


图 6 三种温度梯度下的感应电场

Fig. 6 Induced electric field under three temperature gradients

图 7 是不同温度梯度下对应的电流密度。两种等离子体径向密度分布中,中心处电流密度相比其他位置都较高,由电流密度公式  $J = n_e q_e v_e$  可以看出,这主要是由于中心处电子密度较大且 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的缘故,但随着越来越远离中心位置,电子密度逐渐下降,且高能电子与附近低能粒子碰撞会导致能量损耗,由于能量交换,电子运动速度下降,因此电流密度从中心开始呈现下降趋势。抛物线密度分布中,其边缘处电流密度较大,这是主要是因为 TG 波强烈的边缘加热和较小的趋肤深度引起的

由此看来,中心处电子数目较高,电子温度能够影响螺旋波与 TG 波模式耦合,且可能会对中心处的波模转换及耦合影响较大。在边缘处,抛物线密度分布的功率沉积明显大于高斯密度分布的,其他位置的吸收功率情况相差并不大。高斯密度分布中,射频波在边缘处位置衰减能量较少,而造成波能量的耦合深度大大增加,其边缘处等离子体密度低且变化较为平缓,因而边缘处功率沉积受其他因素影响并不大。

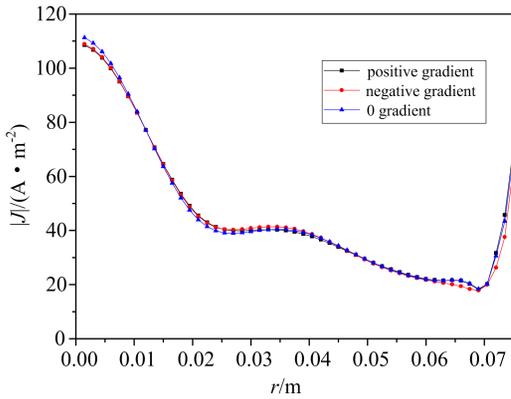
### 2.1.2 温度梯度对电场强度和电流密度的影响

图 6 是三种温度梯度下对应的感应电场。可以看出在两种密度分布中,三种温度梯度下,边缘处感应电场都较大,这主要是因为两种密度分布的等离子体在靠近边缘处粒子密度都较小,相当于增大了边缘处电阻,必然造成边缘电压增大,故电场强度显著增大。可以看出,高斯密度分布中,边缘处的感应电场高于抛物线密度分布下的,这是由于高斯密度分布中边缘处粒子密度低且变化缓慢,其靠近边缘处的电子密度比抛物线密度分布下的更低的缘故。对比发现,三种温度梯度对电场分布的大小和变化趋势影响不大。

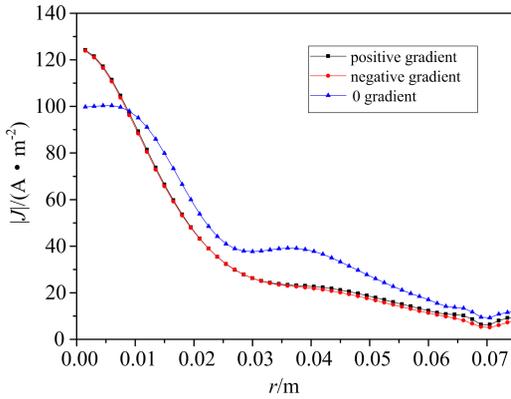
边缘处电子能量增加进而电流密度增大。高斯密度分布中,其边缘处粒子密度低且变化缓慢,因而其电流密度较低且变化不大,温度梯度对其边缘处电流密度影响较小,但发现在远离边缘位置处,温度梯度对电流密度大小影响增大,原因是随着远离边缘处电子密度上升较快,温度梯度对波能量吸收影响有所增大,且温度梯度对电子运动速度影响有所增加。对比三种温度梯度下的分布发现,电流密度的分布构型受温度分布影响基本不大,变化趋势基本相似。

### 2.2 压强梯度

在管中电子温度设置为 5 eV 的条件下,改变管



(a) 抛物线密度分布



(b) 高斯密度分布

图 7 三种温度梯度下的电流密度

Fig. 7 Current density under three temperature gradients

内压强分布, 设置压强最高为 10 mTorr, 最低为 0.1 mTorr, 模型分别考虑正压强梯度、负压强梯度和零压强梯度三种不同的条件, 研究比较两种密度分布的螺旋波等离子体相对应的功率沉积、电场及电流密度. 图 8 是三种压强梯度类型示意图.

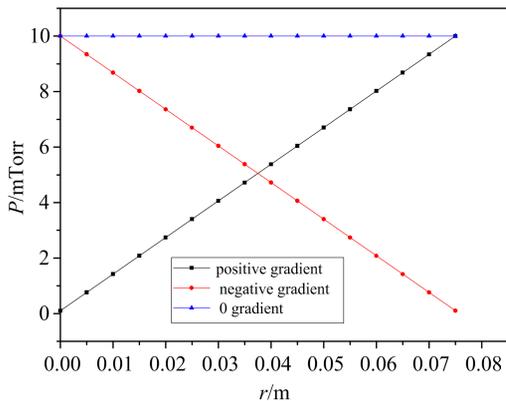
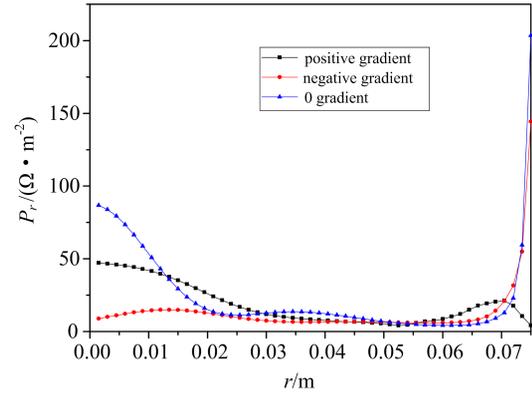


图 8 三种压强梯度类型

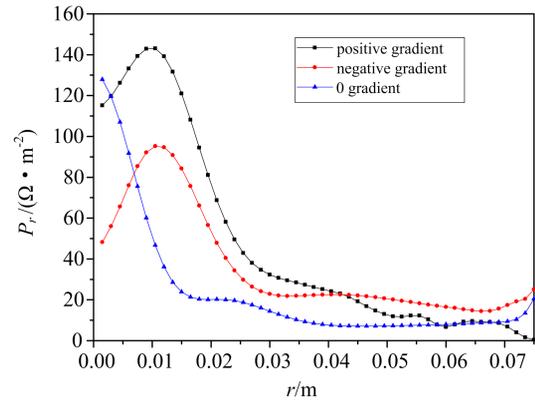
Fig. 8 Three types of pressure gradient

### 2.2.1 压强梯度对功率沉积的影响

图 9 是三种压强梯度相对应的功率沉积情况. 等离子体呈抛物线密度分布中, 在压强为负梯度和



(a) 抛物线密度分布



(b) 高斯密度分布

图 9 三种压强梯度下的射频波功率沉积

Fig. 9 RF wave power deposition under three pressure gradients

零梯度条件下, 功率沉积主要集中在边缘处, 这是由于边缘加热、趋肤效应和边缘处 TG 波的沉积使得靠近边缘处吸收功率加大. 而正压强梯度条件下, 吸收功率主要集中在中心处, 这是因为中心处压强较小, 减小了粒子间的碰撞频率, 能量损失较低, 且 H 波可深入等离子体传播, 对功率吸收起主导作用的缘故. 在靠近边缘位置处, 吸收功率出现了一个小凸起, 这是由于 TG 波强烈的边缘加热和较小的趋肤深度会增大边缘处的功率耦合, 而越靠近边缘处压强越大大会加大能量损耗, 耦合大于损耗则功率沉积会增加, 反之则会减小, 可以看出在边缘处减少到仅为  $4.23 \Omega \cdot \text{m}^{-2}$ . 在负压强梯度下, 边缘处的吸收功率明显高于中心处, 这主要是由于边缘处压强小, 粒子碰撞率低, 能量损失较小, 再加上 TG 波强烈的边缘加热以及较小的趋肤深度导致了边缘处的吸收功率明显增大.

高斯密度分布中, 正压强和负压强梯度条件下, 整体上吸收功率主要集中在中心处, 可以看出 H 波对中心处功率吸收起到很大作用, 吸收功率从中心处开始先逐渐增大, 在  $r \geq 0.01$  处开始逐渐减小, 这

是因为中心处粒子密度高,碰撞损耗大,功率耦合大于耗损则总体功率沉积的效果会呈增大趋势,反之则减小.在中心处,负梯度构型的功率沉积小于正梯度构型的,这是因为负压强梯度下,中心处压强大,导致碰撞造成的损耗增多,必然减小了功率沉积.正梯度构型下边缘处附近受压强逐渐增大的影响,功率沉积有微小波动,并不明显.在零压强梯度条件下,吸收功率从中心处逐渐下降而在靠近边缘处吸收功率有微小增强,这也主要是因为边缘处 TG 波的强烈加热和趋肤效应会增大边缘处的功率耦合.

由此看来,气体压强对中心和边界处 H 波和 TG 波的耦合具有一定影响.压强增大,径向边界附近 TG 波阻尼增强,一定范围内适当减少中心附近压强,可能更有利于提高波模耦合效率<sup>[23-24]</sup>.零梯度条件下,在靠近边缘位置处,抛物线密度分布的吸收功率比高斯密度分布的大得多,其余位置的吸收功率对比并不明显.正压强和负压强梯度条件下,在

边缘处,抛物线密度分布的吸收功率高于高斯密度分布的,其他位置的吸收功率是高斯分布的高于抛物线分布的.同样观察到,高斯密度分布下边缘处功率沉积受压强和波模转换及耦合等因素影响并不大.

2.2.2 压强分布对电场强度和电流密度的影响

图 10 是不同压强梯度下的感应电场.两种密度分布中,三个压强梯度下对应的边缘处感应电场依然很大.正梯度条件下,边缘处的感应电场高于负梯度和零梯度时的,这是因为正压强梯度下,压强逐渐增大,粒子碰撞概率增大,相当于增大了边缘处电阻,进而导致电压增大,感应电场随边缘处电压增大而增加.在靠近边缘处,两种密度分布下的电场强度幅值均出现波动,这是受功率沉积在边缘处出现较小波动的影响,说明此处电场受波能量沉积影响较大.总体看来,在边缘处,高斯分布下的感应电场仍然高于抛物线密度分布下的感应电场.

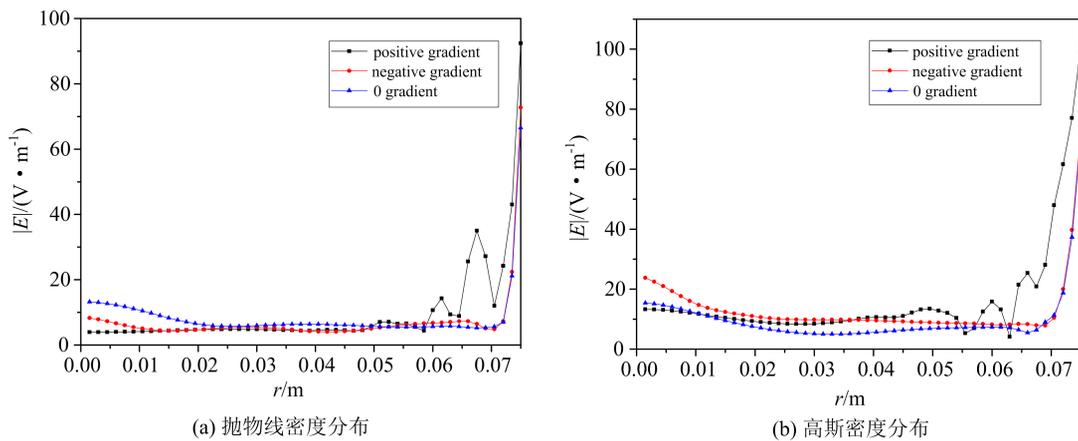


图 10 三种压强梯度下的感应电场

Fig. 10 Induced electric field under three pressure gradients

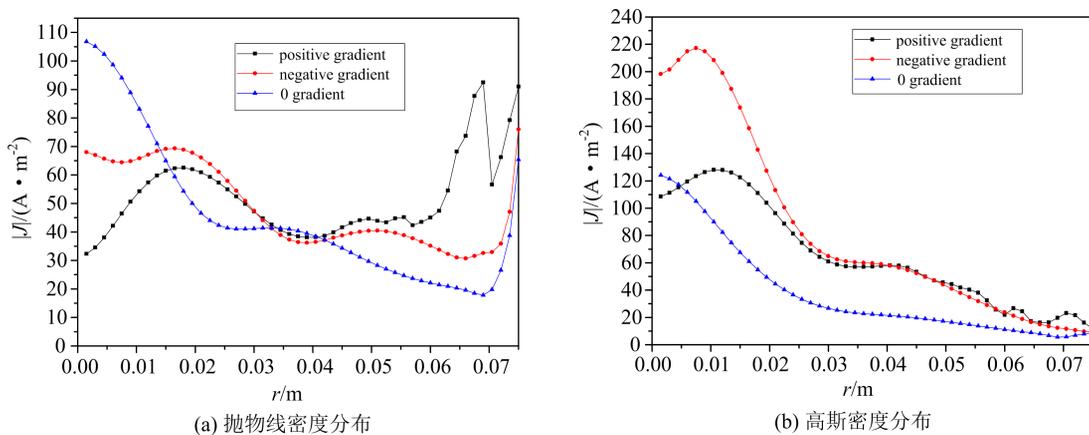


图 11 三种压强梯度下的电流密度

Fig. 11 Current density under three pressure gradients

图 11 是三种压强梯度下对应的电流密度. 抛物线密度分布中, 正梯度条件下, 边缘附近电流密度大小出现波动, 这可能跟天线正下方驻波对电子的能量影响以及波的径向反射作用有关. 在约  $r \leq 0.013$  处, 零梯度时的电流密度下降明显, 这跟零梯度下此处功率沉积下降速度比正和负梯度下的较快有关. 高斯密度分布中, 正压强和负压强梯度下, 中心处电流密度呈现先增大后减小趋势, 这跟此处功率沉积变化的原理类似. 正梯度下同样可以看到边缘处附近电流密度波动. 在约  $r \leq 0.01$  处, 同样看到, 零梯度下的电流密度下降较正梯度和负梯度下的明显, 原因同样可从高斯密度分布下零梯度下的此处功率沉积下降明显看出. 其边缘处粒子浓度低且变化缓慢, 造成边缘电流密度微小且变化不大, 压强梯度对其边缘电流密度影响小, 边缘电流密度低于抛物线密度分布的, 而能量耦合深度增加, 造成中心处电流密度高于抛物线密度分布下的.

### 3 结论

本文利用了麦克斯韦方程组和冷等离子体色散方程, 研究比较了径向密度分别为抛物线分布和高斯分布的螺旋波等离子体温度分布和压强分布对等离子体中功率吸收、电场强度及电流密度分布的影响, 结果表明:

(I) 温度分布为正梯度时更有利于等离子体中心处的功率的吸收, 温度梯度类型对电场强度和电流密度影响不大.

(II) 压强分布为正梯度时增大了等离子体边缘处感应电场, 减小了中心处电流密度, 并减弱了边缘处功率沉积, 波能量耦合深度加深, 更有利于中心处功率的耦合吸收.

(III) 等离子体径向密度呈抛物线分布时, 等离子体中心处和边缘处功率沉积较大, 其中边缘处功率沉积尤为突出且明显高于高斯密度分布时的; 径向密度呈高斯分布时, 等离子体边缘处电场强度较高, 电流密度较小, 射频波在边缘位置处沉积能量较少且变化不大, 进而造成波能量的耦合深度大大增加.

(IV) 三种温度和压强分布对两种密度结构的等离子体中电场强度与电流密度分布与变化趋势影响基本相似, 由此证明  $m=1$  模式的稳定性.

由此说明我们在工程实验中还可以通过控制等离子体中温度和压强的分布来提高相关装置的利用

效率. 今后我们将继续加强与相关研究所的合作, 开展相关实验研究, 进一步验证上述结论. 同时本文结果可为现有螺旋波等离子体源的优化及今后螺旋波等离子体源的设计等相关物理实验提供参考. 以上功率沉积等机理的研究能够解释一些在实践中发生的局部现象或情况, 然而功率沉积和等离子体与波相互作用等一般原理仍未得到完全证实, 因此未来需要在理论和实验技术方面有更多的探索和发展.

#### 参考文献(References)

- [1] 江南, 王珏, 凌一鸣. 螺旋波等离子体的实验研究[J]. 真空科学与技术, 2000, 20(3): 207-209.  
JIANG Nan, WANG Yu, LING Yiming. Experimental studies of helicon plasma[J]. Vacuum Science and Technology, 2000, 20(3): 207-209.
- [2] BATISHCHEV O V. Minihelicon plasma thruster[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2009, 37(8): 1563-1571.
- [3] SHINOHARA S, NISHIDA H, TANIKAWA T, et al. Development of electrodeless plasma thrusters with high-density helicon plasma sources [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, 42(5): 1245-1254.
- [4] GOULDING R H, CAUGHMAN J B O, RAPP J. Progress in the development of a high power helicon plasma source for the materials plasma exposure experiment[J]. Fusion Science & Technology, 2017, 72(4): 588-594.
- [5] LEE M J, JUNG Y D. Collisional spin-oriented Sherman function in electron-hole semiconductor plasmas; Landau damping effect [J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(4): 044501.
- [6] SQUIRE J P, CHANG-DÍAZ F R, GLOVER T W, et al. High power light gas helicon plasma source for VASIMR[J]. Thin Solid Films, 2004, 506: 579-582.
- [7] MAURIZIO R, ELMORE S, FEDORCZAK N, et al. Divertor power load studies for attached L-mode single-null plasmas in TCV [J]. Nuclear Fusion, 2018, 58: 016052.
- [8] 段朋振, 李益文, 张百灵, 等. 磁场作用下螺旋波与 TG 波耦合模式数值模拟研究[J]. 推进技术, 2018, 39(8): 1897-1904.  
DUAN Pengzhen, LI Yiwen, ZHANG Bailing, et al. Numerical simulation on coupling mode of helicon wave and TG wave in magnetic field [J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(8): 1897-1904.
- [9] AIGRAIN P. The helicons in the semiconductors[C]// Proc Int Conf Semiconductor Physics, Prague. New

- York: Academic, 1960: 224.
- [10] BOSWELL R W. Plasma production using a standing helicon wave[J]. *Physics Letters A*, 1970, 33(7): 457-458.
- [11] CHEN F F, BLACKWELL D D. Upper limit to Landau damping in helicon discharges [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(13): 2677-2680.
- [12] BLACKWELL D D, CHEN F F. Time-resolved measurements of the electron energy distribution function in a helicon plasma[J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 2001, 10(2): 226.
- [13] SHAMRAI K P, TARANOV V B. Volume and surface RF power absorption in a helicon plasma source [J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 1996, 5(3): 474-491.
- [14] 成玉国,程谋森,王墨戈,等. 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): 35203.  
CHENG Yuguo, CHENG Mousen, WANG Moge, et al. Numerical study on the effects of magnetic field on helicon plasma waves and energy absorption[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(3): 35203.
- [15] ARNUSH D. The role of Trivelpiece-Gould waves in antenna coupling to helicon waves [J]. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(7): 3042-3050.
- [16] CHANG L, LI Q, ZHANG H, 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): 848-854.
- [17] CHEN R T S, BREUN R A, GROSS S, et al. Experimental studies of multimode helicon plasma waves [J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 1995, 4(3): 337-344.
- [18] CHARLES C, BOSWELL R W, LIEBERMAN M A. Energy balance in a low pressure capacitive discharge driven by a double-saddle antenna [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, 10(3): 891-899.
- [19] CHI K K, SHERIDAN T E, BOSWELL R W. Resonant cavity modes of a bounded helicon discharge [J]. *Plasma Sources Science & Technology*, 1999, 8(8): 421-431.
- [20] TIAN B, AHEDO E, NAVARRO-CAVALLE J. Analysis of plasma impedance in helicon antenna thrusters[C]// Joint Conference of 30th ISTS, 34th IEPC and 6th NSAT, Hyogo-Kobe. Fairview Park, OH: Electric Rocket Propulsion Society, 2015; IEPC-2015-326/ISTS-2015-b-326
- [21] AFSHARMANESH M, HABIBI M. Directional power absorption in helicon plasma sources excited by a half-helix antenna[J]. *Plasma Science and Technology*, 2017, 19(10): 105403.
- [22] CHANG L, HU X, GAO L, et al. Coupling of RF antennas to large volume helicon plasma [J]. *AIP Advances*, 2018, 8(4): 045016.
- [23] CHEN F F. A compact permanent-magnet helicon thruster[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(1): 195-197.
- [24] CHEN F F. Ion ejection from a permanent-magnet mini-helicon thruster[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(9): 093511.