

等离子体径向压力分布对射频波功率吸收影响

张 磊¹, 张百灵¹, 李益文^{1,2}, 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. 西北工业大学航天学院燃烧、流动和热结构重点实验室, 西安, 710072)

摘要 为建立高效稳定的螺旋波等离子体源, 提高离子风暴发动机推进效率, 需要对射频波在等离子体中的能量耦合机理进行研究。基于气体工质电离后被射频加热的稳态过程, 在管中等离子体密度呈抛物线分布条件下, 研究了等离子体对 Nagoya III 型射频天线激发出的射频波功率吸收情况。运用 Helic 程序对应每个轴向波数 k_z 求解管内电磁场相关的 4 个径向耦合微分方程, 得到能量吸收、波电磁场和电流密度沿不同方向分布情况。通过分析不同压力构型对螺旋波等离子体内能量沉积、波电磁场和电流密度的影响, 结果发现: 正压力梯度下, 射频波透入等离子体径向距离增加, 但功率沉积减少, 波磁场强度沿各向分量均有所增大。压力梯度的存在使得波电场和电流密度在管壁附近显著增大。

关键词 等离子体; 压力梯度; 螺旋波; 功率耦合

DOI 10.3969/j.issn.1009-3516.2017.04.003

中图分类号 V215; TK123 **文献标志码** A **文章编号** 1009-3516(2017)04-0013-06

An Effect of Radial Pressure Configuration on Wave Field and Energy Flow in Helicon Plasma

ZHANG lei¹, ZHANG Bailing¹, LI Yiwen^{1,2}, DUAN Pengzhen¹

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

2. Combustion, Flow and Thermal-Structure Laboratory, Astronautics Institute, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: In order to construct effective and steady plasma source, and to improve the propulsion efficiency of hydronium storm engine, this paper studies the power coupling mechanism of RF wave in the plasma. Based on the steady-state process of the gas with RF heating after being ionized under condition of the plasma density parabolic distribution, the paper studies the power absorbed from RF wave motivated by Nagoya III. The HELIC program is used to solve four coupled radial differential equations for each k_z to obtain the energy absorption, wave field and current density along different direction. After analyzing the effect of the radial pressure configuration on the power deposition wave field and current density in the plasma, the result shows that under condition of the positive pressure gradient, the power deposition near the boundary of the plasma weakens, but the penetration depth of the RF wave increases, The distribution of

收稿日期: 2016-11-15

基金项目: 国家自然科学基金(51306207; 11372352)

作者简介: 张 磊(1990—), 男, 陕西咸阳人, 硕士生, 主要从事电磁推进技术研究. E-mail: zl_plasma@126.com

引用格式: 张磊, 张百灵, 李益文, 等. 等离子体径向压力分布对射频波功率吸收影响[J]. 空军工程大学学报(自然科学版), 2017, 18(4): 13-18. ZHANG lei, ZHANG Bailing, LI Yiwen, et al. An Effect of Radial Pressure Configuration on Wave Field and Energy Flow in Helicon Plasma Motivated by Nagoya III under Uniform Magnet Field[J]. Journal of Air Force Engineering University (Natural Science Edition), 2017, 18(4): 13-18.

electric field along different direction increases. Different pressure gradient makes the electric field and current density increase remarkably near the boundary of the plasma.

Key words: plasma; radial pressure gradient; helicon wave; power deposition

螺旋波等离子体是一种低温低气压下的高密度等离子体,由右旋圆极化螺旋波激发^[1-3]。实验室常见的螺旋波等离子体是在轴向均匀磁场条件下,由射频天线发射频率介于离子和电子回旋频率间的射频波激发石英管中介质气体得到^[4-5]。近些年来,由于螺旋波等离子体密度高的特性,其应用于等离子体火箭推进、阿尔芬波传播、激光等离子体源、激光加速、无电极束源、薄膜沉积和半导体刻蚀等领域有广泛前景。在推进动力应用方面,包括可变比冲磁等离子体火箭、螺旋波双层推力器、双阶段四层栅格离子发动机和口袋火箭等^[6-9]。螺旋波等离子体源作为推力器的等离子体产生部分,迫切需要对其进行专门的单独研究,分析等离子体高密度形成机理。而自1970年Rod Boswell首次实现螺旋波等离子体放电以来,虽然全世界对螺旋波等离子体的研究已有四十余年的历史,但人们对于螺旋波电离工质气体的物理机理、螺旋波能量耦合到等离子体中的物理方式始终没有最终的解释。实验发现,螺旋波等离子体在磁场强度一定时,柱状等离子体密度、压力和温度等参数的分布存在径向梯度^[10-13]。这在国内外已有相关研究,如国防科技大学成玉国等针对磁场对螺旋波等离子体波和能量吸收影响进行了数值研究;空军工程大学聂磊等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研究^[14-15]。而径向压力梯度对螺旋波等离子体波长影响研究则较少。

本文采用实验中常见的抛物线型等离子体密度分布^[18]以及Nagoya III型射频天线激发射频波条件,引入包含三参数的压力函数,分别把压力分布表征为均匀压力构型、正梯度构型、负梯度构型3种。通过麦克斯韦方程组建立物理模型,运用Helic^[12-13,16-18]程序对管内波电磁场方程进行数值求解,通过数据分析,得到径向压力梯度对等离子体波电磁场和电流密度的影响情况,并基于以前对同类天线进行的研究,分析Nagoya III型射频天线激发射频功率沉积效果。

1 物理模型

本文采用麦克斯韦方程组表示管内波电场和波磁场:

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

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

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

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} L & iG & 0 \\ -iG & L & 0 \\ 0 & 0 & K \end{pmatrix}$$

式中:

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

$$G = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}}{\omega} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\nu_{\alpha} + \omega)^2 - \omega_{\alpha}^2}$$

$$K = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\nu_{\alpha} + \omega)}$$

式中: α 为粒子类别; ω 为等离子体激发角频率, ν_{α} 为粒子间的碰撞频率。已知等离子体频率 $\omega_{p\alpha}$ 可表示为:

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{n_{\alpha} q_{\alpha}^2 / \tau_0 m_{\alpha}}$$

式中: n_{α} 为粒子密度; q_{α} 为粒子电量; m_{α} 为粒子的质量。

轴向磁场强度 B_0 的条件下,粒子回旋频率为: $\omega_{\alpha} = q_{\alpha} B_0 / m_{\alpha}$ 。等离子体中感应电流: $\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \tilde{\mathbf{E}}$, $\boldsymbol{\sigma}$ 为电导率张量; $\boldsymbol{\tau} = \tilde{\mathbf{I}} - \frac{\boldsymbol{\sigma}}{i\omega\tau_0}$, $\tilde{\mathbf{I}}$ 为单位张量, i 为虚部单元。等离子体的扰动与轴向波数 k_z 和周向波数 k_{φ} 有关,可表示为 $\exp[i(k_z z + k_{\varphi} \varphi - \omega t)]$ 。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。

通过求解式(3)~(6)可以算出等离子体中的波电场、波磁场、电流密度。采用Helic程序对上述微分方程进行求解。Helic是一个设计射频等离子体源和实验,并编译实验数据的C++程序^[12-13,16-18]。

代入表1等离子体参数和边界条件,用该程序对应每个轴向波数 k_z 解上述4个径向微分方程。

表1 边界条件

Tab. 1 Boundary condition

参数	数值
石英管内半径(R_i)/m	0.05
隔离套筒半径(R_g)/m	0.15
工质粒子种类	Ar ⁺
射频电源频率(f)/MHz	13.56
波数/m	1
射频天线类型	Nagoya III
射频天线长度(LA)/m	0.2
中心轴处等离子体密度(n_{e0})/m ⁻³	10 ¹⁹
轴向磁场强度(B_0)/T	0.2
碰撞因子	1

计算域见图1,天线在石英管中激发出等离子体,石英管外是同轴的导电金属隔离套筒。在石英管内径向 r_p 位置和轴向 z_r 位置分别置入一个用来测量电磁场的探针。

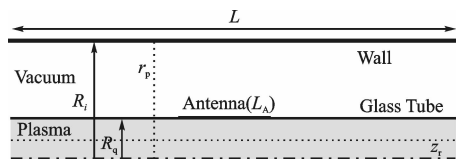


图1 计算域

Fig. 1 Computation field

计算中气体工质采用氩气,管中只存在电子和Ar⁺,粒子分布沿轴向均匀,径向等离子体密度分布呈抛物线结构。具体参数设置见表1。引入关于压力分布的三参数函数(f_a, s_p, t_p)^[12-13,18]:

$$\frac{p}{p_0} = f_a + (1 - f_a) \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^{s_p} \right]^{t_p}, f_a = \frac{p_a}{p_0} \quad (7)$$

式中: s_p, t_p 为管内等离子体压力梯度的调节参数, s_p, t_p 分别能改变压力分布在边界处和整体上的梯度大小; p_0 为管径向中心处压力; p_a 为管径向壁面处压力^[18]。

2 结果和分析

根据上述等离子体参数,分别对等离子体管内功率沉积、波电场、波磁场和电流密度进行数值模拟计算。

在管内等离子体径向温度分布均匀(3 eV)的情况下,研究不同压力梯度下等离子体波场和能量流动。图2为3种梯度类型的压力构型。当 $p_0 = p_a$ 时,压力分布均匀;当 $p_0 > p_a$ 时,压力分布为负

梯度;当 $p_0 < p_a$ 时,压力分布为正梯度。

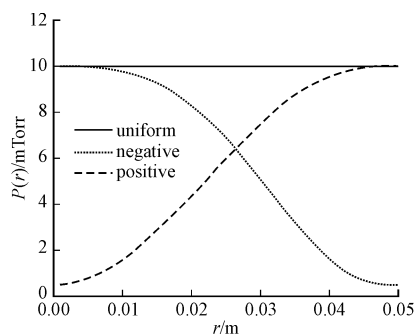


图2 3种压力构型

Fig. 2 Three kinds of pressure configuration

2.1 对功率吸收情况的影响

文中计算分析了3种压力构型下,射频波在等离子体中的功率沉积情况,其中设置等离子体中压力最高为10 mTorr,最低为0.1 mTorr。图3为对应的相对吸收功率。

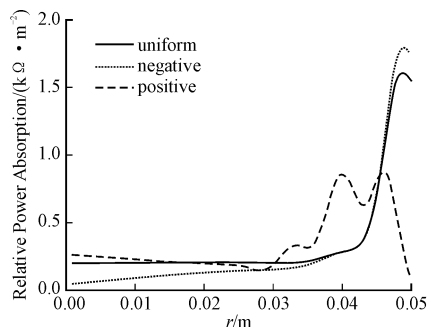


图3 相对吸收功率

Fig. 3 Relative Power Absorption

研究发现,在 $r \geq 0.03$ m的位置,负梯度构型和均匀压力分布对功率沉积的影响情况一致;正梯度构型下, $r \geq 0.046$ m处开始功率沉积急剧降低,然而径向功率沉积深度有所增加, $r \geq 0.03$ m处直至边界出现剧烈震荡。通过分析,这是因为压强影响粒子间的碰撞频率,从管中心到管壁气体压强逐渐增大,碰撞功率损耗逐渐增大,电子平均能量减小。在 $r \geq 0.03$ m段能量耦合过程中出现功率沉积震荡分析是由于靠近边界处粒子碰撞频率较高,能量交换频繁,造成射频波耦合进粒子的能量很快耗散。而在射频波能量不断馈入等离子体的情况下,耦合大于耗损则能量沉积呈增加趋势,耦合小于耗损则能量沉积呈衰减趋势。但由于等离子体密度成抛物线分布,靠近管壁处等离子体密度较低。总体而言,射频波在沿径向单位长度能量衰减较少,造成波能量耦合深度增加。在 $0.028 \text{ m} \leq r \leq 0.04 \text{ m}$ 段功率沉积整体上呈增大趋势。负梯度构型下,靠近管中心处功率沉积小于正梯度构型和均匀压力分布功率沉积,这是由于靠近管中心位置气压和离子体密度都比较大,由粒子碰撞造成的功率耗损较大。此外,

由图可以看出波在靠近管边界位置能量衰减较多,从而耦合给等离子体的能量也必然减少,可以看到,在管中心轴处功率沉积几乎降为零。

2.2 对射频波感应电场沿各向分布的影响

图4为求出的射频波感应电场沿径向、周向以及轴向分量的分布。

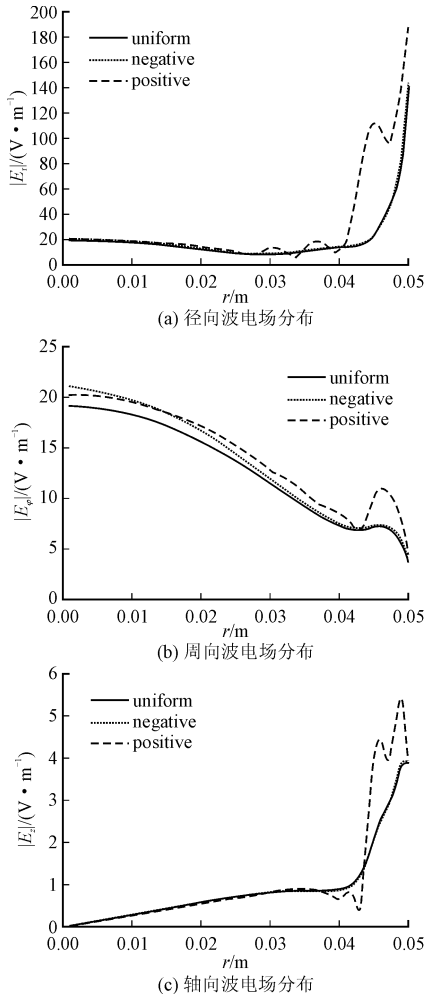


图4 沿不同方向波电场分布

Fig. 4 The distribution of electric feild along different direction

图中可以看出,径向电场强度比轴向和周向电场强度大的多,周向和轴向电场强度可以忽略不计。因此,本文主要分析压力构型对径向射频波感应电场的影响。正梯度分布构型下 $r \geq 0.03$ m 处电场的径向分量在靠近管壁边界处均出现震荡。在 $r < 0.03$ m 段电场较为平稳,在 $r = 0.03$ m 处开始,电场发生波动,这显然与图3中功率沉积波动情况一致,而沿轴向和周向影响不大,说明等离子体吸收波能量后对径向射频波电场影响较为明显。可以看到,在 $r = 0.044$ m 的位置的径向电场强度约为负梯度构型和均匀构型下电场强度的6倍。这是因为压强增大,粒子间碰撞频率增大,电阻增大,区间内等离子体可负载电压增大,电场强度随之增大。

2.3 对射频波感应磁场沿各向分布的影响

图5为求出的射频波感应磁场沿径向、周向以及轴向分量的分布。

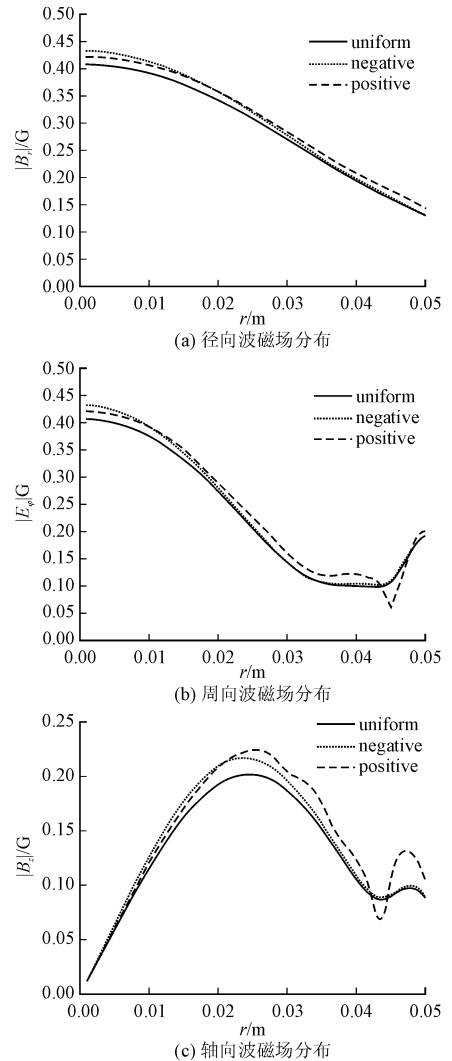


图5 沿不同方向波磁场分布

Fig. 5 The distribution of magnetic feild along different direction

由图5可见,感应磁场沿各向分布位型相差不大,基本保持一致。正梯度构型下感应磁场强度略大于负梯度和均匀分布构型,靠近管壁处周向和轴向的感应磁场强度震荡较其它分布构型大。这是因为正梯度构型下,靠近管壁附近的碰撞频率大,边界处能量耗损增强;靠近管中心轴处碰撞频率较小,靠近管中心处的能量耗损减弱;由于粒子能量的不均匀分布扩大,从而改变了等离子体波感应磁场的大小。负梯度构型在管中心轴处波磁场强度分布与正梯度构型磁场强度接近;在靠近壁面处与均匀构型吻合较好。由于管中等离子体密度呈抛物线分布,等离子体密度在靠近壁面处较小,吸收的能量较大,压力梯度构型对电子能量分布影响微弱,对波磁场影响可以忽略;等离子体密度在靠近中心处较大,吸

收能量较小,由压力梯度构型变化对电子能量分布变化的影响变得明显,波磁场有所增大。

2.4 对电流密度沿不同方向分布的影响

图6为求出的电流密度沿径向、周向以及轴向分量的分布。

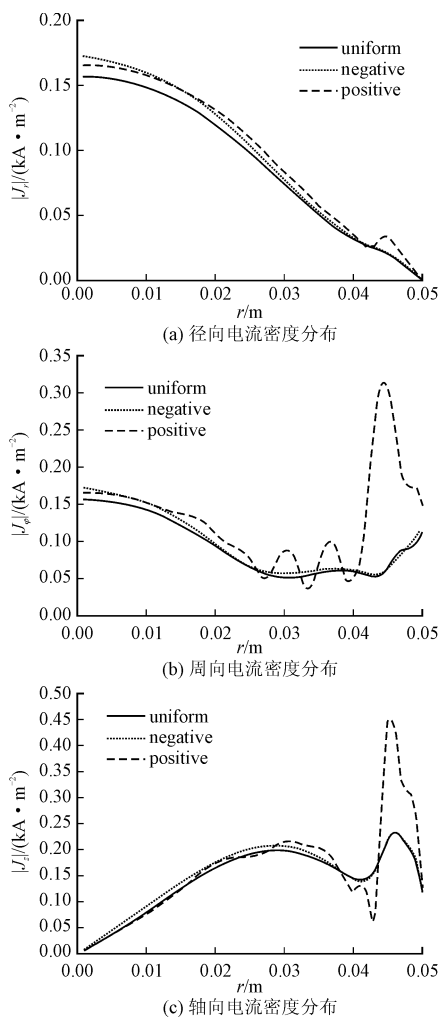


图6 沿不同方向电流密度分布

Fig. 6 The distribution of current density along different direction

观察发现,在正梯度构型下,靠近管壁位置电流密度的径向、周向和轴向分量均出现震荡,其中周向分量震荡从 $r=0.028$ m 开始,与图3中相对吸收功率波动情况类似。显然,正梯度对于周向和轴向电流密度的影响大于对径向电流密度的影响,其原因为自由电子在径向运动受轴向磁场的约束,径向电流密度基本没有变化。由于天线正下方的驻波对电子的直接加速产生的能量耦合,造成靠近壁面处的能量震荡;此外,各向电流密度的分布类似磁场分布中情形,在靠近管中心轴处,正、负梯度下电流密度分布基本相同;在靠近管壁位置负梯度和均匀构型电流密度分布基本相同,考虑这种现象是等离子体密度较低的管壁附近压力较高造成的,由于通过碰撞耦合的能量增加,射频波向内传播过程中衰减增

大,这说明正压力梯度有利于边界处能量耦合。边界处 TG 波和螺旋波发生的强烈耦合在正压力梯度下效果更为显著。压力梯度对于靠近中心轴处的等离子体能量耦合效果并不显著。

此外,根据本文 Nagoya III 型天线计算结果与参考文献中 Boswell 型和 Shoji 型两型天线计算结果对比,三者激发出射频波在等离子体中的功率耦合情况基本保持一致,说明 3 种天线激发出的波基本相同。

3 结论与展望

本文基于 Nagoya III 型射频天线激发射频波耦合给等离子体稳态过程,研究了轴向均匀螺旋波等离子体径向压力梯度对于管内功率沉积、电场、磁场和能量流动的影响。结果表明:

1) 正压力梯度相对弱化了靠近壁面处的功率沉积,但提高了能量耦合的径向距离。

2) 当压力梯度为负时,靠近中心轴处的功率沉积减小。

3) 压力梯度的存在,增大了等离子体波电场、磁场强度和电流密度,其中波电场和电流密度在管壁附近显著增大。

4) 通过其他类型天线激发的射频波对螺旋波等离子体能量耦合影响进行对比后发现功率耦合情况基本一致,说明 3 种天线激发出的波能量基本相同。

因此,在工程应用中,可通过改变压强分布构型,来提高离子体功率耦合效率,进而提高离子风暴发动机推进效率。

参考文献(References):

- [1] 柏洋, 赵岩, 金成刚. 高密度螺旋波等离子体源的应用进展 [J]. 加工、测量与设备, 2011, 48(11): 739-743.
- [2] 夏广庆, 王冬雪, 薛伟华. 螺旋波等离子体推进研究进展 [J]. 推进技术, 2011, 32(6): 857-863.
- [3] 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. Effect of Magnetic Field on Helicon Plasma Wave and Energy Absorption [J]. Chinese Journal of Physics, 2014, 63(3): 316-323. (in Chinese)
- [4] BOSWELL R W. Plasma Production Using a Standing Helicon Wave [J]. Physics Letters A, 1970, 33(7): 457-458
- [5] 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 Excited Plasma Sources [J]. Physics, 1999, 28(3): 162-167. (In Chinese)
- [6] 王俊峰, 赵华, 任琼英. 螺旋波电推进的搭载试验装置结构设计与分析 [J]. 航天器环境工程, 2014, 31(6): 594-598.
WANG J F, ZHAO H, REN Q Y. Design and Analysis of the Structure of Helicon Wave Electric Propulsion Experiment System Piggybacked on Satellite [J]. Spacecraft Environment Engineering, 2014, 31(6): 594-598. (in Chinese)
- [7] CHARLES C. Plasma for Spacecraft Propulsion [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(18): 163001-163018.
- [8] BATISHCHEV O V. Minichelicon Plasma Thruster [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2009, 37(8): 1563-1571.
- [9] CHEN F F, HSIEH M J, LIGHT M. Helicon Waves in a Non-uniform Plasma [J]. Plasma Sources Science and Technology, 1998, 3(1): 49-57.
- [10] BOSWELL R W. Very Efficient Plasma Generation by Whistler Waves Near the Lower Hybrid Frequency [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 1984, 26(26): 1147.
- [11] BOSWELL R W. Plasma Production Using a Standing Helicon Wave [J]. Physics Letters A, 1970, 33(7): 457-458.
- [12] CHEN F F, ARNUSH D. Generalized Theory of Helicon Waves. I. Normal Modes [J]. Physics of Plasmas, 1997, 4(9): 3411-3421.
- [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] 江南, 王珏, 凌一鸣. 螺旋波等离子体的实验研究 [J]. 真空科学与技术学报, 2000, 20(3): 207-209.
JIANG N, WANG J, LING Y M. Experimental Studies of Helicon Plasma [J]. Vacuum Science and Technology, 2000, 20(3): 207-209. (in Chinese)
- [15] 赵高, 熊玉卿, 马超, 等. 短管螺旋波放电中等离子体参数测量和模式转化研究 [J]. 物理学报, 2014, 63(23): 206-211.
ZHAO G, XIONG Y Q, MA C, et al. Characterization of Plasma in a Short-Tube Helicon Source [J]. Chinese Journal of Physics, 2014, 63(23): 206-211. (in Chinese)
- [16] ARNUSH D. The Role of Trivelpiece-Gould Waves in Antenna Coupling to Helicon Waves [J]. Physics of Plasmas, 2000, 7(7): 3042-3050.
- [17] CHEN F F. Physics of Helicon Discharges [J]. Physics of Plasmas, 1996, 3(5): 1783-1793.
- [18] CHANG L, LI Q C, 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.

(编辑: 姚树峰)