

高气压空气环状感性耦合等离子体实验研究和参数诊断

魏小龙 徐浩军 李建海 林敏 宋慧敏

Experimental investigation and parameter diagnosis of air high-pressure ring-shaped inductively coupled plasma

Wei Xiao-Long Xu Hao-Jun Li Jian-Hai Lin Min Song Hui-Min

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 175201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.175201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.175201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电磁波在非磁化等离子体中衰减效应的实验研究

Experimental investigation on attenuation effects of electromagnetic waves in an unmagnetized plasma

物理学报.2015, 64(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.055201>

光抽运多层石墨烯太赫兹表面等离子体增益特性的研究

Study on the gain characteristics of terahertz surface plasma in optically pumped graphene multi-layer structures

物理学报.2014, 63(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.075201>

N₂ 微空心阴极放电特性及其阴极溅射的 PIC/MC 模拟

Simulation of N₂ microhollow cathode discharge and cathode sputtering by using a PIC/MC model

物理学报.2013, 62(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.075201>

微波阶梯阻抗变换器低气压电晕放电粒子模拟

Particle-in-cell simulation of corona discharge in low pressure in stepped impedance transformer

物理学报.2013, 62(2): 025201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025201>

太赫兹波在非磁化等离子体中的传输特性研究

Studies of terahertz wave propagation in non-magnetized plasma

物理学报.2012, 61(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.245202>

高压空气环性感性耦合等离子体实验研究和参数诊断*

魏小龙^{1)†} 徐浩军¹⁾ 李建海²⁾ 林敏¹⁾ 宋慧敏¹⁾

1)(空军工程大学航空等离子体动力学国防科技重点实验室, 西安 710038)

2)(空军工程大学航天航空工程学院, 西安 710038)

(2015年1月18日收到; 2015年3月26日收到修改稿)

等离子体的电子密度分布, 电子碰撞频率分布, 覆盖面积, 厚度是影响其覆盖目标电磁散射特征的关键属性. 对此, 本文开展了在 $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 7\text{ cm}$ 石英腔内感性耦合等离子体 (ICP) 的放电实验, 观察了在高气压条件下, 空气 ICP 的环形放电形态, E-H 模式跳变现象和分层结构, 测量了其电负性核心区和电正性边缘区宽度和厚度随功率、气压的变化趋势, 并通过 COMSOL Multiphysics 对平板线圈磁场强度分布的分析和电负性气体扩散理论给予上述现象合理的解释, 同时, 利用微波透射干涉法测量了核心区域的电子密度随功率和气压的变化曲线, 利用理论模型计算了边缘区域的电子密度分布, 最后通过辅助气体 Ar 发射谱线的玻尔兹曼图形法得到了核心区和边缘区的电子激发温度.

关键词: 电感耦合等离子体, 石英腔体, 电子密度, 激发温度

PACS: 52.25.-b, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.64.175201

1 引言

在封闭环境中产生的大面积高密度等离子体, 可用于降低高速飞行器的局部目标散射特性. 感性耦合作为一种较为成熟的放电方式, 可以在较高气压环境中, 产生大面积高密度的等离子体, 且具有无需直流磁场, 放电结构简单, 天线形式多样等优点, 成为在等离子体隐身工程领域一个重要方向^[1]. 感性耦合等离子体 (ICP) 用于吸收雷达波时, 其反应腔体多选取适合电磁波穿透的石英玻璃等材料, 放电环境不同于传统的 ICP 刻蚀不锈钢反应室, 在放电过程中也缺少如法拉第屏蔽、大面积接地金属和多级磁场约束等条件, 同时为了降低工程难度, 其气体不使用高纯度的刻蚀气体, 气压范围也不只局限在低气压 (小于 25 mTorr , $1\text{ Torr} = 1.33 \times 10^2\text{ Pa}$), 可根据需要增加至几十至

数百帕, 上述多项原因将导致其放电形态和参数的分布与传统刻蚀 ICP 有较大不同^[2]. 大量的文献研究表明, 覆盖目标等离子体的微波衰减效果受其电子密度 (n_e) 分布、碰撞频率 (ν_m) 分布、覆盖面积、厚度等特性的影响较大^[3], 因此, 对石英腔 ICP 上述特征的诊断是研究其覆盖目标散射特性的重要基础.

在 ICP 的放电形态和参数诊断方面, 国内外学者已经开展了一定数量的数值模拟和实验研究, 但其中大多数集中在对低气压, 刻蚀气体 ICP 方面, 参考价值有限. 文献^[4]研究了 ICP 在放电过程中的模式跳变现象, 在低气压条件下, E 模式中 n_e 较低, 均匀性较差, H 模式中 n_e 较高, 均匀性较好. 文献^[5]研究了平面型大面积氩气 ICP 的 n_e , ν_m 、碰撞自由程与气压和功率的关系趋势. 相比, 石英腔内 ICP 放电的相关研究较少, 文献^[6]通过微波干涉法获得了高压条件下, 类天线罩形状的石英夹层

* 国家自然科学基金 (批准号: 11472306) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 18991965625@163.com

ICP的平均 n_e 范围, 试验中发现在高压条件下, ICP的均匀性被破坏, 并且在H模放电中, 等离子体集中在电极附近. 当前, 对ICP特性参数的诊断方法主要有探针法、微波干涉法和光谱法, 在高压碰撞等离子体中, 由于电子平均自由程远小于探针尺寸, 探针理论模型失效^[7], 文献^[8]中, 将微波干涉法测量的 n_e 结果与探针方法进行了比较, 认可微波法的结果更加稳定可靠, 文献^[9, 10]中, 通过Ar的发射谱线玻尔兹曼图形法测量了ICP的电子激发温度(T_{exc})或电子温度(T_e).

针对上述问题, 本文设计并开展了高压条件下, 石英腔内空气平面型ICP的放电实验, 用于其放电现象的研究和特征参数的诊断. 实验结果发现在H模状态下, 空气等离子体呈环状形状, 其结构分层为电负性核心区和电正性边缘区, 核心区的宽度和厚度随射频功率的增加而增加, 随气压增加而减小; 利用微波透射干涉法测量了核心区域的 n_e 随功率和气压的变化曲线, 利用理论模型计算了边缘区域的 n_e 分布, 最后通过辅助气体Ar发射谱线的玻尔兹曼图形法得到了核心区和边缘区的电子激发温度(T_{exc}).

2 实验设计

ICP放电系统和诊断系统如图1所示. ICP放电系统主要由射频功率源和匹配电路、平面型ICP天线、真空抽气系统、石英矩形腔体组成. 石英腔体采用一体熔接技术制作, 壁厚为0.8 cm, 空腔体大小20 cm × 20 cm × 7 cm. 油旋片真空泵(GLD-N051)、薄膜真空计(ZDF-5227B)、高纯氦气通过前后侧面的密封管连接石英腔体, 通过真空计监控腔室气压, 通过涡街流量计(WJG)控制气体流量. 射频功率源(MSY-1)的频率为13.56 MHz, 通过自动匹配电路(SP-1)调节匹配, 使反射功率达到最小. ICP天线由直径8 mm的空心黄铜管制成, 圈数为4圈, 最大直径约等于19 cm, 最小约为4 cm, 为了提高放电过程的稳定性, 黄铜管连接水冷系统.

由于探针理论模型在高压环境中测量误差较大, 本实验采取微波透射干涉法对 n_e 进行测量, 微波诊断系统由矢量网络分析仪(安立-37347C)和喇叭天线组成, 工作频率为12 GHz, 极化方式为垂

直线极化, 喇叭天线对称固定在石英腔室左右两侧, 距石英板距离为0.3 m, 接收天线后侧安置半开放吸波暗箱. 采用光谱仪(Avaspec-2048-M)同步测量波长范围为200—1100 nm的发射光谱谱线强度, 测量精度 10^{-2} nm, 将光纤探头垂直固定于采光点进行采光, 由计算机采集储存数据.

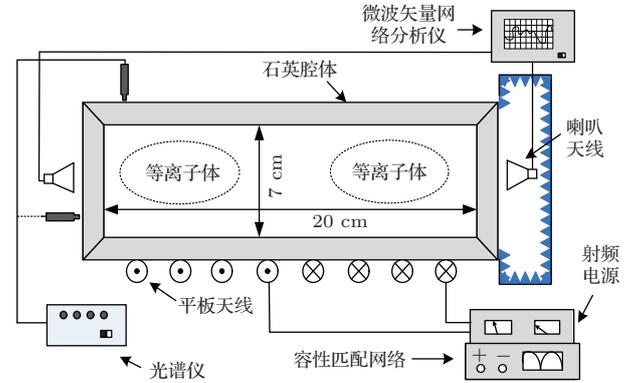


图1 ICP反应腔的设计和参数诊断系统

Fig. 1. The ICP generator and diagnostic systems.

3 诊断原理和结果分析

3.1 放电现象和分析

空气ICP的放电现象如图2所示, 其放电过程分为两个典型阶段. 第一阶段为E模放电, 如图2(a), (b)所示, 在100 Pa气压下, 当放电功率增加至75 W时, 腔室内开始起辉, 产生稀薄的等离子体, 近似均匀地充满整个腔体, 同时随着功率的增加, 氮分子337.1 nm谱线的相对光谱强度变化显示其亮度缓慢增强, 如图3所示, 此时ICP由耦合在不锈钢接口处的容性高压和线圈间的高压驱动. 第二阶段为H模放电, 如图2(c), (d)所示, 在100 Pa, 当射频功率增加至300 W时, 腔体内形成稳定的环状ICP, 亮度出现跳变式增强, 受高压下扩散和射频电场限制, ICP不能充满整个腔体, 其厚度小于腔体厚度, 射频电场不能穿透等离子体区域, 此时ICP由线圈的感应电场驱动, ICP的结构出现分层, 形成一个电负性的核心区域和电正性环绕边缘晕. 对比图2(c)—(f)发现随着功率的增加, ICP环状区域的宽度大幅增加, 随着气压的升高, 电负性区域宽度大幅减小, 电正性区域宽度增加, 变化曲线如图4所示, 核心区厚度随功率和气压的变化同其宽度的趋势相同, 如图5所示.

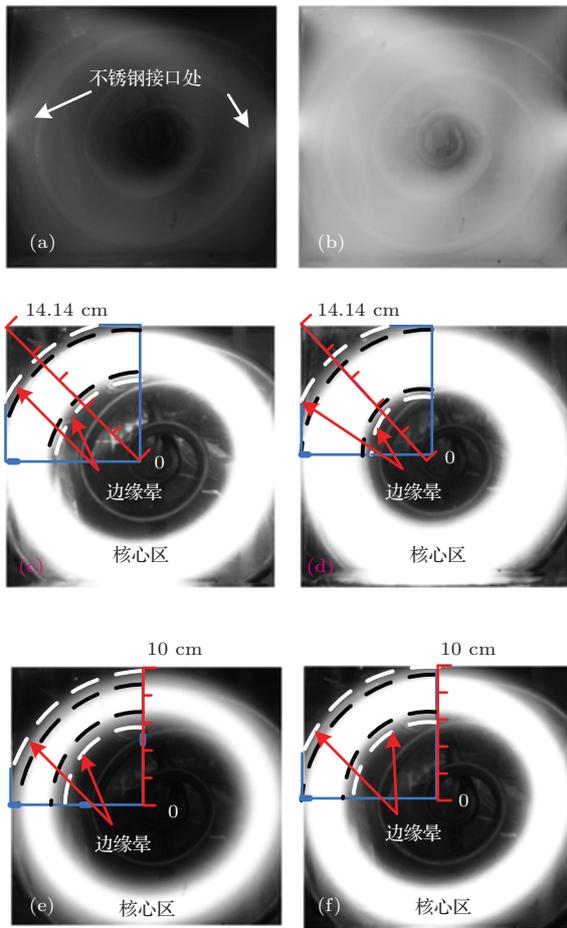


图2 (网刊彩色) 空气ICP随功率和气压变化的结构和形态, (a) 100 Pa, 75 W; (b) 100 Pa, 225 W; (c) 100 Pa, 300 W; (d) 100 Pa, 600 W; (e) 200 Pa, 300 W; (f) 200 Pa, 600 W

Fig. 2. (color online) The shape and structure of plasma changed versus pressures and input power: (a) 100 Pa, 75 W; (b) 100 Pa, 225 W; (c) 100 Pa, 300 W; (d) 100 Pa, 600 W; (e) 200 Pa, 300 W; (f) 200 Pa, 600 W.

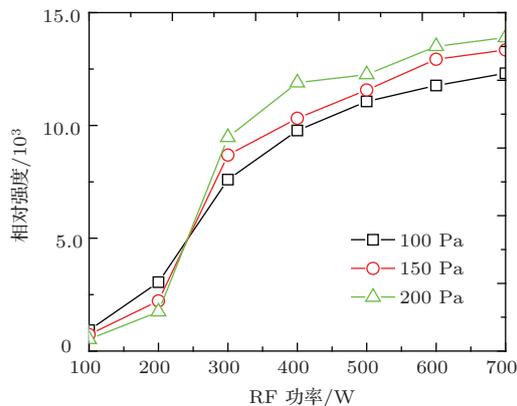


图3 氮分子 337.1 nm 谱线相对光谱强度随功率和气压的变化

Fig. 3. The relative spectral intensities of nitrogen 337.1 nm spectral lines varied from power and pressure.

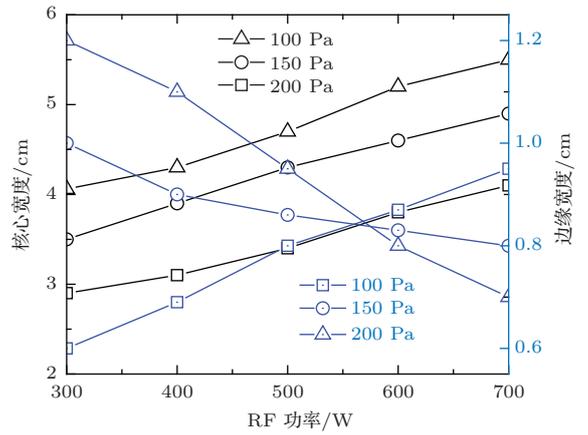


图4 (网刊彩色) ICP 核心区域和边缘区域的宽度随功率和气压的变化

Fig. 4. (color online) The width of core and halo of ICP versus RF power and air pressure.

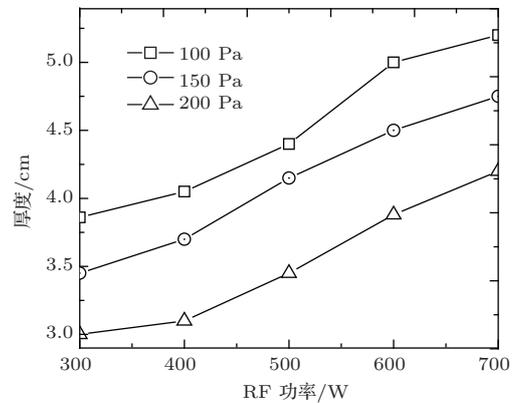


图5 ICP 核心区厚度随功率和气压的变化

Fig. 5. The thickness of core region versus with RF power and air pressure.

下文利用ICP源理论对上述现象产生的原因进行分析. 首先, 本文的放电腔室和ICP天线构成一个典型的轴对称放电系统, 其感应磁场包含远离轴心的径向分量和接近轴心处的轴向分量^[11], 通过COMSOL Multiphysics对该线圈的径向磁感应强度 $|B_r(r, z)|$ 的分布进行数值计算, 如图6所示. 通过碰撞效应, 感应角向电场 $E_\theta(r, z)$ 在等离子体中激发出相应的感应电流 $J_\theta(r, z) \propto r$, 那么, 在接近轴心处, $J_\theta(r, z)$ 为零.

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\tilde{E}_\theta^* \tilde{J}_\theta \right). \quad (1)$$

据(1)式, 吸收功率密度 P_{abs} 呈环状的空间分布, 意味着平板天线可以在其上方激发出单匝的环形等离子体电流 J_θ , 其方向与线圈电流方向相反, 并且被限制在厚度为趋肤深度的表层内, 形成一个稳定环状离子源.

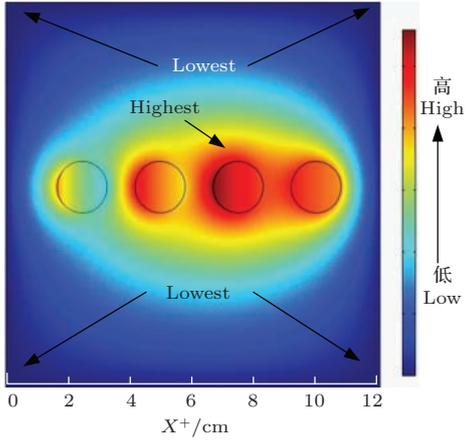


图6 (网刊彩色) 径向磁感应强度 $|B_r|$ 的分布
Fig. 6. (color online) The distribution of radio frequency magnetic induction amplitude $|B_r|$.

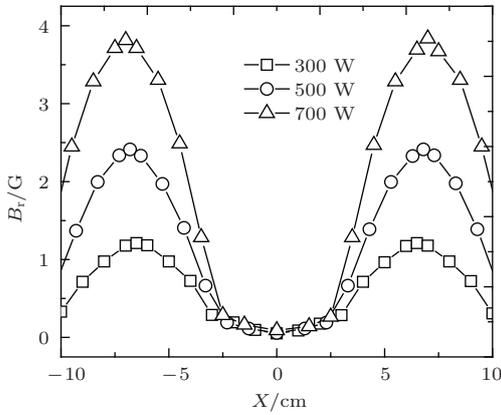


图7 天线上方距离 1 cm 处的 $|B_r|$ 随功率的变化 ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$)
Fig. 7. The $|B_r|$ at 2 cm above the window versus power.

第二, 在高气压空气 ICP 中含有大量氧负离子, 此时离子和电子的扩散主要受双极性电场的约束^[12], 电负性气体的双极性扩散系数为^[13]

$$D_a = \gamma D_+ \frac{1 + \gamma^{-1} + 2\alpha}{1 + \gamma\alpha}, \quad (2)$$

其中 $\gamma = T_e/T_-$, $\alpha = n_-/n_e$, γD_+ 为不含负离子时的双极性扩散系数, 在低温等离子体中有 $\gamma \gg 1$, 在 ICP 核心区域内, 由于存在较高的离子密度, (2) 式可近似为 $D_a \approx 2D_+ \ll \gamma D_+$, 意味着负离子的存在大幅度降低了扩散, 增强了等离子体的约束特性. 据上述两个原因, 导致实验中观察到的空气 ICP 呈环状. ICP 宽度和厚度随功率的增加而增加, 主要是由于射频电场的增强导致趋肤层宽度增加导致, 天线上方距离 1 cm 处的 $|B_r|$ 分布随功率的变化, 如图 7 所示, 表明 $|B_r|$ 的变化趋势和 ICP 核

心区宽度变化趋势一致, 另外电离度随功率的增加也直接提高了 ICP 的扩散.

离子密度随着扩散而不断减小, 当 α 减小至 $1/\gamma < \alpha < 1$ 范围内时, 在核心区的边界出现过渡区, 根据 (2) 式, 扩散系数从 $2D_+$ 快速过渡至 γD_+ , 而电负性核心区和电正性边界区交界处离子流的变化却是连续的, 导致了等离子体结构出现明显分层. 根据扩散系数和 ν_m 关系 $D_a \propto \nu_m^{-1}$ ^[14], 可知 ν_m 随着气压的升高而升高, 导致宽度和厚度与气压明显成反比.

3.2 电子密度的诊断

由于空气 ICP 中存在大量氧负离子, 因此环状等离子体的电负性核心区域和电正性边界区域的 n_e 分别满足不同的扩散模型. 在核心区内, 负离子和电子的漂移扩散方程^[15] 为

$$\Gamma_- = -D_- \nabla n_- - N_- \mu_- E, \quad (3a)$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e - N_e \mu_e E, \quad (3b)$$

其中 Γ_x 是粒子通量, μ_x 为输运系数, E 为双极性电场的场强. 在高气压核心区域, 电子的迁移率高, 可认为满足电子的波尔兹曼假设^[16], 因此满足 $\Gamma_e \approx 0$, 将爱因斯坦关系式 $D_e = \mu_e T_e$ 和等式 $E = -\nabla\Phi$ 代入 (3b) 式可得 (4) 式, 对其积分得到 n_e 的分布模型 (5), 其中 Φ 是等离子体电势, n_{e0} 为最高电子密度. 考虑到负离子不处于波尔兹曼平衡状态, (3a) 式计算的 n_- 负离子密度分布使用含有修正项 $A(r)$ 的分布模型 (6) 描述^[17], 联立 (5) 和 (6) 式消去 Φ , 可得 (7) 式.

$$\nabla (n_e \Phi - T_e \ln n_e) = 0, \quad (4)$$

$$n_e = n_{e0} \times e^{\frac{\Phi}{T_e}}, \quad (5)$$

$$n_- = n_{-0} \times e^{A(r)\Phi/T_-}, \quad (6)$$

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{n_-}{n_{-0}} \right)^{\frac{A(r)T_-}{T_e}}. \quad (7)$$

在高气压条件下, 负离子分布向平顶模型^[18] 过度, 即 $n_- \approx n_{-0}$, 同时在核心区域内有 $T_e \gg T_-$, 那么根据 (7) 式, 其 n_e 分布可近似为均匀分布, 即 $n_e = n_{e0}$.

在气压 100—200 Pa 的条件下, 根据经验公式 (8)^[19], 取气压为 200 Pa, 最大 T_e 为 1.5 Ve 可知, 空气 ICP 的 ν_m 不大于 1.86 GHz, 远小于微波干涉仪频率 ω , 因此在忽略碰撞效应的条件下, 等离子体

的波矢量 k 可以近似为 (9) 式, 其中 ω_P 是等离子体振荡频率 (10) 式.

$$\nu_m = 1.52 \times 10^7 P [\text{Pa}] \sqrt{T_e [\text{eV}]}, \quad (8)$$

$$k = \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \frac{\omega}{c}, \quad (9)$$

$$\omega_P = \left(\frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

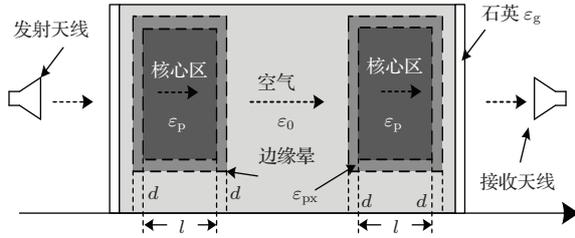


图8 线极化电磁波穿过 ICP 区域传播路径模型

Fig. 8. The model of electromagnetic wave propagation in the ICP generator.

实验中垂直线极化波穿过 ICP 区域的传输路径如图 8 所示, 电磁波从发射天线发出, 穿过石英壁和等离子体内部后被接收天线接收, 微波的相移被矢量网络分析仪记录, 图中将等离子体的二维剖面近似为矩形, 同时对应试验, 将电负性核心区的边缘环绕电正性晕. 在等离子体内部, 电负性核心区有均匀且较高的 n_e , 而电正性边缘晕内的 n_e 衰减很快, 因此, 矢量分析仪测量的相移量 $\Delta\phi$ 主要是由核心区 n_e 引起的, 相比之下, 电正性晕引起的微波相移可以忽略, 那么对于 n_e 分布均匀的核心区域来说, 其引起的微波相移量可由波动方程的 Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) 解 (11) 得出 [20], 将 (9) 式代入 (11) 式可得 (12) 式, l 为 ICP 核心区域的宽度, 据此电负性核心区内的 n_e 可由 (13) 式求出.

$$\Delta\phi \approx \int_0^l k(x) dx, \quad (11)$$

$$\Delta\phi \approx \frac{k_0 e^2}{2\varepsilon_0 m \omega^2} \int_0^l n_e(x) dx, \quad (12)$$

$$n_e = \frac{2\varepsilon_0 m c \omega}{e^2 l} \Delta\phi. \quad (13)$$

在 H 模状态下, n_e 随功率升高的变化如图 9 所示, 在气压为 100 Pa 时, n_e 从 $0.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增加至 $2.57 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 气压为 200 Pa 时, 其 n_e 从 $1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增加至 $3.71 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, n_e 的增加和功率呈近似正比关系, 这是由于随着射频功

率的增加, 等离子体电流密度 J_θ 随之快速增加, 将 (14) 式代入 (1) 式, 可得 (15) 式, 其中 σ_P 是等离子体等效介电常数, 在 $\omega_{\text{ICP}} \ll \omega_P$ 的条件下, (15) 式可以近似为 (16), (16) 式指出, 趋肤层内的 J_θ 随吸收功率增加而增加, 即 n_e 随吸收功率的增加而增加, 此外高功率也导致更加剧烈的电子-中性离子碰撞 [21], 此过程产生更多的自由电子.

$$E_\theta = \frac{J_\theta}{(\sigma_P + j\omega\varepsilon_0)}, \quad (14)$$

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} |\tilde{J}_\theta|^2 \text{Re} \left(\frac{1}{\sigma_P + j\omega\varepsilon_0} \right), \quad (15)$$

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} |\tilde{J}_\theta|^2 \frac{\nu_m}{\varepsilon_0 \omega_P^2}. \quad (16)$$

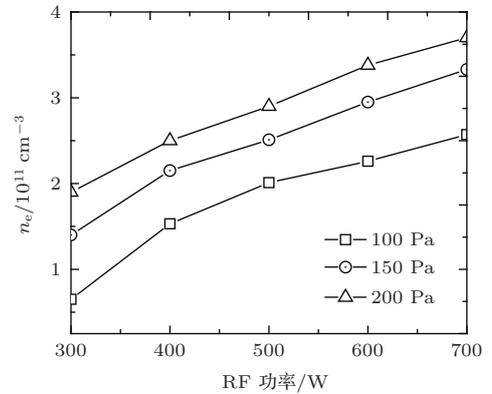


图9 核心区 n_e 随功率的变化

Fig. 9. Power-dependent n_e of core region varied from pressure.

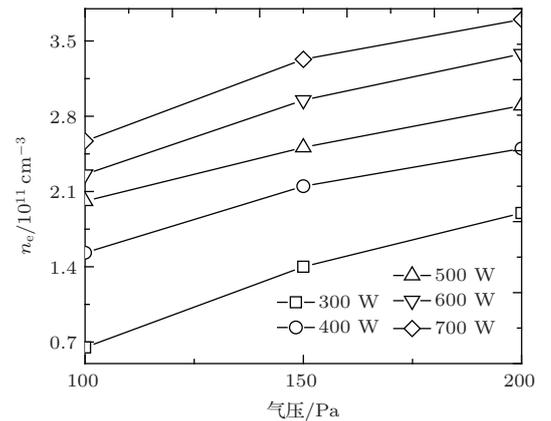


图10 核心区 n_e 随气压的变化

Fig. 10. Pressure-dependent n_e of core region varied from power.

n_e 随功率升高的变化如图 10 所示, n_e 随着空气气压的增高而增大, 在 300 W 时, n_e 从 $0.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增加至 $1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 在 500 W 时, n_e 从 $2.01 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增加至 $2.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 在

700 W时, n_e 从 $2.57 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增加至 $3.71 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 分析原因认为, 一方面ICP的体积随气压的升高而减小, 意味着在相同功率条件下, 单位体积的等离子体吸收的能量更多, 根据(16)式, 单位体积内的 n_e 更高, 另一方面, 气压的增加也加剧了碰撞, 提高了电离度.

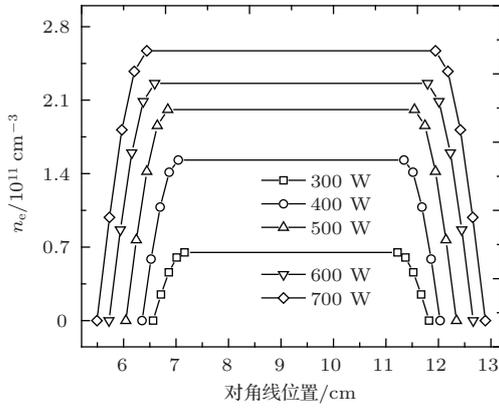


图 11 100 Pa 条件下 n_e 在对角线上随功率变化的分布曲线

Fig. 11. The n_e distribution of ICP varied from power versus diagonal radius in 100 Pa.

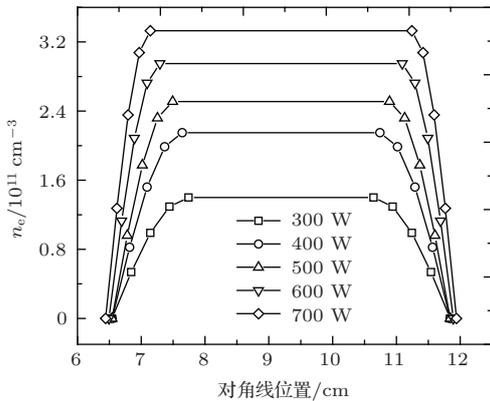


图 12 200 Pa 条件下 n_e 在对角线上随功率变化的分布曲线

Fig. 12. The n_e distribution of ICP varied from power versus diagonal radius in 200 Pa.

在电正性边界内, 没有稳定的等离子体源, 其 n_e 分布主要受扩散机理的影响, 扩散系数跳变至 γD_+ , 少数负离子的存在对扩散影响很小. 那么核心区域的边界可看成是一个稳定向外扩散电子的平板源, 其扩散方程满足亥姆霍兹方程形(17)式[22], 该式的解在高气压条件下近似为余弦函数(18)式[23], 其中 d 为电正性晕的宽度, n_{eb} 为电负性边界电子密度. 计算结果如图 11 和图 12 所示. 在 100 Pa 条件下, 边缘区的 n_e 衰减速度受功率影

响较小, 在 200 Pa 条件下, n_e 的衰减速度随功率增长而加快, 造成这一现象可能的原因是在较高气压中, 功率的升高导致了 α 的升高, 从而电正性区域宽度减小, n_e 衰减速度加快.

$$\nabla^2 n_e + \frac{\nu_{iz}}{D_+} n_e = 0, \quad (17)$$

$$n_e = n_{eb} \cos\left(\frac{\pi}{d} x\right). \quad (18)$$

3.3 激发温度的诊断

ICP 核心区和边缘区的平均 T_{exc} 使用较为成熟发射谱线玻尔兹曼图法进行诊断测量, 为了提高测量精度, 使用跃迁数据较为可靠的 Ar 作为辅助测量气体. 在高气压的条件下, 当 ICP 内重粒子内部电子能态满足玻尔兹曼分布时, 平均 T_{exc} 可通过(19)式进行测量[24]:

$$\log \frac{I\lambda}{gA} = -\frac{E}{kT_{exc}} + C, \quad (19)$$

其中, A 是激发态 Ar 原子的自发跃迁系数, I 是相应谱线的相对光谱强度, g 为上能级统计权重, E 是上能级激发能量, λ 是相应发射谱线波长, C 是与谱线选择无关的常数, k 是玻尔兹曼常数. 可以把(19)式看成是 $(\log(I\lambda/gA), E)$ 的直线方程, 平均 T_{exc} 可以通过求解直线斜率的方式获得.

在空气中充入 25% 的氩气, 选取两组相隔较近, 且自发跃迁系数较高的 Ar 谱线进行测量, 第 I 组: 这 6 条谱线波长分别为 696.5 nm, 703.0 nm, 706.7 nm, 第 II 组: 750.4 nm, 751.4 nm, 763.5 nm, A, g, λ, E, k 等谱线数据参见 NIST.

ICP 核心区域 T_{exc} 随功率的变化如图 13 所示, 曲线显示 T_{exc} 随功率的增加而增大, 随气压的增大而减小, 在 100 Pa 条件下, T_{exc} 的变化范围为 4201—4826 K, 在 200 Pa 条件下, T_{exc} 的变化范围为 4055—4390 K. 分析原因认为, 一方面随着功率的增加, 碰撞加剧, 导致重粒子中的电子跃迁加剧, T_{exc} 升高; 另一方面, 气压的增加, 减少了每单位摩尔数粒子的平均吸收功率, 导致 T_{exc} 减小. 实验还发现, 随着功率的增长, 高气压条件下 ICP 的 T_{exc} 增长更快, 可能的原因是由于高气压有利于提高功率耦合效率. ICP 边缘区域 T_{exc} 随功率的变化如图 14 所示, 边缘区的 T_{exc} 明显低于核心区域, 这也证实了随着电子密度的降低, 碰撞减少, 边缘区的激发态重粒子的能量明显降低.

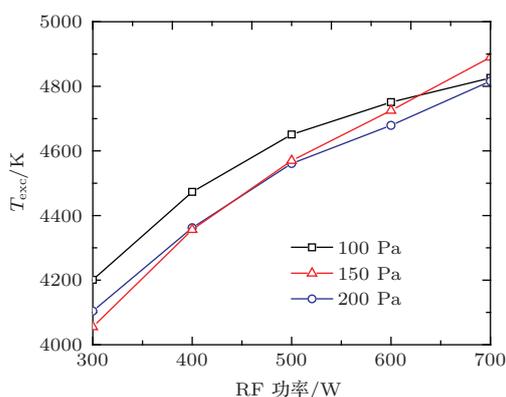


图 13 核心区 T_{exc} 随功率和气压的变化曲线

Fig. 13. The T_{exc} of core region varied from power and pressure.

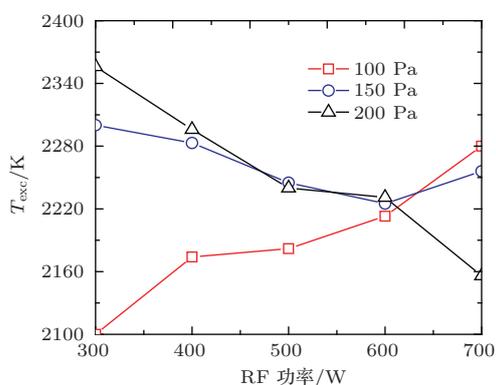


图 14 边缘区 T_{exc} 随功率和气压的变化曲线

Fig. 14. The T_{exc} of halo region varied from power and pressure.

4 结 论

对本文实验的工作和分析总结如下:

1) 在缺少法拉第屏蔽、大面积接地金属和多级磁场约束等条件下, 开展了石英腔内的 ICP 放电实验, 得到了不同于刻蚀 ICP 的高气压空气环状 ICP 源.

2) 观察了空气 ICP 的环形放电形态和分层结构(电负性核心区和电正性边缘区), 测量了其宽度和厚度随功率、气压的变化趋势, 通过氮分子 337.1 nm 谱线的相对光谱强度值直观的观察 E-H 模式跳变现象, 并通过 ICP 源理论对上述现象的产生原因进行分析, 给出了合理解释.

3) 利用微波透射干涉法得到了 ICP 核心区域的 n_e 随功率和气压的变化曲线, 利用理论模型计算了边缘区域的 n_e 分布, 其 n_e 范围可达到 $0.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ — $3.71 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. 通过辅助气体 Ar 的发射谱线玻尔兹曼图图形法分别对核心区和边缘

区的 T_{exc} 进行了测量.

4) 实验中得到的等离子体 n_e , T_{exc} 的分布, 覆盖面积, 厚度的变化可作为分析其覆盖目标电磁散射特征的关键参数.

参考文献

- [1] Yang M, Li X P, Xie K, Liu Y M, Liu D L 2013 *Physics of Plasmas* **20** 012101
- [2] Anurag Mishra A, Geun Young Yeom. 2013 *Surface & Coatings Technology* **237** 2549
- [3] Lin M, Xu H J, Su C, Liang H, Wei X L 2014 *Spectroscopy and Spectral Analysis*. **34** 1594 (in Chinese) [林敏, 徐浩军, 苏晨, 梁华, 魏小龙 2014 光谱学与光谱分析 **34** 1594]
- [4] Lee M H, Chung C W 2006 *Physics of Plasmas*. **13** 063510
- [5] Di X L, Xin Y, Ning Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5311 (in Chinese) [狄小莲, 辛煜, 宁兆元 2006 物理学报 **55** 5311]
- [6] Du Y C, Cao J X, Wang J, Zheng Z, Liu Y, Meng G, Ren A M, Zhang S J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 195206 (in Chinese) [杜寅昌, 曹金祥, 汪建, 郑哲, 刘宇, 孟刚, 任爱民, 张生俊 2012 物理学报 **61** 195206]
- [7] Berndt J, Kovačević E, Selenin I V, Stefanović I, Winter J 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 18
- [8] Andrasch M, Ehlbeck J, Foest R, Weltmann K D 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 055032
- [9] Zhao W H, Li J Q, Yang J D 1997 *IEEE Transactions on Plasma Science* **25** 828
- [10] Khan A W, Janc F, Saeed A, Zaka-ul-Islam M, Abrar M, Khattak N A D, Zakaullah M 2013 *Current Applied Physics* **13** 1241
- [11] Hopwood J, Guarnieri C R, Whitehair S J, Cuomo J J 1993 *Journal of Vacuum Science & Technology A* **11** 152
- [12] Vender D, Stoffels W W, Stoffels E, Kroesen G M W, de Hoog F F 1995 *Phys. Rev. E* **51** 2436
- [13] Thomson B J 1959 *Proc. Phys. Soc.* **73** 818
- [14] Huang M, Lehn S A, Andrews E J, Hieftje G M 1997 *Spectrochimica Acta Part B* **52** 1173
- [15] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Hoboken, New Jersey) p340–360
- [16] Lee Y W, Lee H L, Chung T H 2011 *Journal of Applied Physics* **109** 113302
- [17] Bereznoj S V, Shin C B, Buddemeier U, Kaganovich I 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 800
- [18] Stoffels E, Stoffels W W, Vender D, Kroesen G M W, de Hoog F J 1994 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22** 116
- [19] Liu M H, Hu X W, Jiang Z G, Zhang S, Lan C H 2007 *Journal of Applied Physics* **101** 053308
- [20] Pereda J A, Vegas A, Prieto A 2002 *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **50** 1689
- [21] Lee H C, Lee J K, Chung C W 2010 *Physics of Plasmas* **17** 033506

- [22] Materer N, Goodman Rory S, Leone S R 1998 *Journal of Applied Physics* **83** 1917
 [23] McDaniel E W 1964 *Collision Phenomena in Ionized*

- Gases* (New York: Wiley) p203
 [24] Scott A Lehn, Kelly A Warner, Mao Huang, Gary M Hieftje. 1997 *Spectrochimica Acta Part B* **57** 1739

Experimental investigation and parameter diagnosis of air high-pressure ring-shaped inductively coupled plasma*

Wei Xiao-Long¹† Xu Hao-Jun¹ Li Jian-Hai² Lin Min¹ Song Hui-Min¹

1) (Science and Technology on Plasma Dynamics Laboratory, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

2) (College of Aeronautics and Astronautics Engineering, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

(Received 18 January 2015; revised manuscript received 26 March 2015)

Abstract

The variable parameters like electron density (n_e), electron collision frequency, covered-area and thickness have been regarded as the key factors for the electromagnetic scattering characteristics of the covering target. Therefore, an air inductively coupled plasma (ICP) generator of all-quartz chamber of 20 cm × 20 cm × 7 cm without magnetic confinement and grounded metal surface of substantial area is designed and conducted to study the discharge process and diagnose the parameters in this paper. The shape, E-H mode transition, and structure of inductively coupled plasma are observed, and the width and thickness change due to change of power and pressure are measured in experiments. Results show that the plasma is nearly uniformly full of the chamber in E-mode, while the shape of plasma rapidly changes to a ring in H-mode and the structure of inductively coupled plasma stratified into an electronegative core and an electropositive halo. It is observed clearly that the luminance of plasma increases slowly with the RF power in E-mode, but increases significantly in H-mode, which are proved through the relative spectral intensity variation of nitrogen 337.1 nm spectral lines due to the change of power and pressure. The width and thickness of the core region increase significantly with power, while decrease apparently with increasing pressure, which could be logically explained by the variation of RF magnetic induction amplitude distribution with power and by the theoretical diffusion analyses of electronegative gas. Since a mass of oxygen electronegative ion exists in the air inductively coupled plasma, the electron density (n_e) diffusion models are different for the electronegative core and the electropositive halo. It is proved also by the theoretical drift-diffusion analyses that the electron density is distributed nearly uniformly in the electronegative core and decreased sharply in the electropositive halo. The model of electromagnetic wave propagation in the ICP generator is given and the microwave interferometry is discussed in detail. The electron density in the core region under different discharge conditions is diagnosed by microwave interferometer and the electron density of edge halo is calculated by using the high-pressure diffusion model. And the electron density increases with increasing power and pressure, which range from 0.65×10^{11} to 3.71×10^{11} cm⁻³. But decay rate of electron density in the halo is less affected by the power at 100 Pa, while the rate is accelerated with increasing pressure. Finally, the electronic excitation temperature of the electronegative core and the electropositive halo are diagnosed by Boltzmann graphic method using emissive spectrum of auxiliary Ar. Results show that the electronic excitation temperature of the core, which ranges from 4201 to 4390 K, increases with increasing power, but decreases with increasing pressure.

Keywords: ICP, all-quartz chamber, electron density, electronic excitation temperature

PACS: 52.25.-b, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.64.175201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11472306).

† Corresponding author. E-mail: 18991965625@163.com