

悬浮型微波共振探针在电负性容性耦合等离子体中电子密度的测量*

邹帅 唐中华 吉亮亮 苏晓东 辛煜†

(苏州大学物理科学与技术学院, 江苏省薄膜材料重点实验室, 苏州 215006)

(2011年6月7日收到; 2011年7月19日收到修改稿)

本文首先利用悬浮型微波共振探针测量了 Ar 等离子体的电子密度, 并与朗缪尔双探针的测量结果进行了比较, 表明了微波共振探针在低密度等离子体测量的可行性. 对 40.68 MHz 单射频容性耦合 Ar/SF₆ 和 SF₆/O₂ 等离子体的测量结果表明: 电负性气体 SF₆ 掺入 Ar 等离子体显著降低了等离子体电子密度, 但随着增加 SF₆ 的流量, 电子密度表现为缓慢下降; 而 O₂ 掺入 SF₆ 等离子体中, 电子密度则随着 O₂ 流量的增加表现为持续的下降. 另外, 40.68 MHz/13.56 MHz 双频激发的 SF₆/O₂ 容性耦合离子体的电子密度并不随低频功率的变化而变化. 本文对上述的实验现象进行了初步的解释.

关键词: 电负性等离子体, 微波共振探针, 电子密度

PACS: 52.27.Cm, 52.70.Ds, 52.70.Nc

1 引言

较为精确的测量出等离子体的电子密度和温度是了解低温等离子体的放电特性及其应用的一个重要环节. 目前, 比较成熟的低温等离子体密度和温度的测量方法是采用静电探针法, 因为静电探针的结构简单、使用方便且具有较好的空间分辨率. 但传统的静电探针广泛应用于电正性(如 Ar 等)等离子体的测量中^[1,2], 在电负性或反应性等离子体中, 负离子或者沉积性反应基团对探针表面的影响严重干扰了探针的电阻特性^[3,4], 加重了探针 $I-V$ 特性曲线的解读难度, 从而按常规程序得到的测量结果难以如实反应等离子体的真实特性. 为了准确测量这一类等离子体电子密度, 一些新颖的基于网络分析仪微波诊断方法被开发出来, 包括微波截止方法^[5,6]、等离子体吸收探针^[7,8]、等离子体传输探针^[9]和微波共振探针^[10-24]. 微波共振探针是利用微波测量理论中的二端口谐振腔原理^[10], 探针产生的共振频率与周围介质的介电常

数密切相关, 当共振探针处于等离子体中时, 其共振频率相对于真空中的共振频率发生了偏移, 这个偏移反映了等离子体介电常数的变化, 同时也反映了等离子体密度的变化.

微波共振探针首先由 Stenzel 于 1975 年提出, 并用于弱磁性等离子体的局部电子密度测量^[11]. 1995 年, 曹金祥等利用微波共振探针测量了阴极放电等离子体电子密度的径向分布^[10]. 2002 年, Kondrat'ev 等人从共振探针的理论模型和实验两方面进行了分析, 表明这种测量方式不仅能测量等离子体密度, 还能用来测量等离子体电子温度^[12]. 2004 年, Piejak 采用了发夹形探针的工作模式, 提出了传输型发夹共振探针和反射型发夹共振探针, 提高了输出信号的信噪比, 使测量更加精确可靠, 并使用流体模型对探针进行了鞘层修正^[13]. 次年, Piejak 小组又利用发夹探针射频频离子体进行了测量^[14]. 2007 年, Sands 小组对发夹探针进行了较为系统的研究, 分析了鞘层和粒子碰撞对探针测量的影响并提出修正系数, 使微波共振

* 江苏省前瞻性产学研联合研究项目 (批准号: BY2010125) 资助的课题.

† E-mail: xylzf_1999@suda.edu.cn

探针的应用范围得到了扩展^[15]. 近年来, Karkari 小组对微波共振探针的应用进行了更为的广泛研究, 2006 年, 他们利用悬浮性微波共振探针测量了 Ar/O₂/C₄F₈ 混合气体等离子体电子密度^[16]; 2007 年, 他们又将其分别应用于直流脉冲放电^[17]和射频脉冲放电^[18]中电子密度的测量; 2008 年, 他们将其应用于激光诱导等离子体电子密度的测量中^[19]; 2010 年, 他们又将其应用于强磁化等离子体电子密度的诊断中, 并给出了强磁化等离子体中电子密度的计算公式^[20,21]; 同年, 他们利用微波共振探针结合脉冲光致分离技术对 O₂ 等离子体中负离子进行了测量^[22]. 另外, 国内徐金洲等人利用微波共振探针对高压等离子体诊断进行了较为系统的研究^[23,24].

氟-氧基等离子体已广泛应用于多晶硅太阳能电池片表面制绒的研究中, 放电功率、反应气压和源气体的流量比率等是影响表面制绒形貌的重要参量^[25-27], 然而, 有关氟-氧基等离子体电特性至今仍少有报道. 本文基于网络分析仪采用反射型微波共振探针测量了 40.68 MHz 激发的容性耦合 Ar 等离子体的电子密度, 并与双探针的测量结果进行了比较. 利用该方法测量了 Ar/SF₆ 和 SF₆/O₂ 等离子体电子密度随放电参量的变化, 且对实验结果做了初步的解释.

2 悬浮型微波共振探针对等离子体电子密度的测量方法

常规的微波共振探针采用 U 形发夹结构, 它实际上是一段开路、一端短路的四分之一微波共振波长的平行传输线, 探针的共振频率表述为

$$f_r = \frac{c}{4L\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (1)$$

其中, c 为真空中的光速, L 为 U 形探针的长度, ϵ_r 为探针周围介质的相对介电常数. 在真空中 $\epsilon_r = 1$, 所以其共振频率 $f_{r0} = \frac{c}{4L}$.

对于均匀弱磁化等离子体而言, 其相对介电常数^[28]可表示为

$$\epsilon_r = 1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2, \quad (2)$$

式中, f 为入射波频率, 等离子体频率 $f_p = (e^2 n_e / \pi m)^{1/2}$.

由 (1), (2) 式可得出, 探针在等离子体中的共振频率为

$$f_r^2 = f_{r0}^2 + f_p^2, \quad (3)$$

其中, e 和 m 分别是电子的电荷和质量.

所以, 等离子体密度可由等离子体存在前后探针的共振频率得出

$$n_e = \frac{f_r^2 - f_{r0}^2}{0.81} \times 10^{10} \text{ (cm}^{-3}\text{)}, \quad (4)$$

式中, f_r 和 f_{r0} 的单位为 GHz.

与等离子体相接触的发夹探针与外部电路组成回路时通常会在探针表面产生电子或离子鞘层, 由于发夹探针表面波信号主要在鞘层边界处发生等离子体的共振吸收, 因而鞘层厚度直接影响了发夹探针的共振频率点. 将发夹探针悬浮于等离子体中, 避免外界回路对探针鞘层厚度的干扰, 同时, 探针的悬浮一定程度上保证了探针表面电位能够追随等离子体电位的变化, 尤其是在射频激发的等离子体中.

为使发夹探针的测量结果更趋于真实, 通常需要根据探针表面的射频等离子体鞘层对从 (4) 式获得的电子密度进行修正^[13]. 修正后的电子密度如下所示:

$$n'_e = \frac{f_r^2 - f_{r0}^2}{0.81} \times \frac{1}{1 - (f_{r0}/f_r)^2 \cdot \Lambda}, \quad (5)$$

式中, $\Lambda = \frac{\ln(b/a)}{\ln(2h/a)}$, 其中 a 为探针的半径, b 为探针鞘层的外半径 ($b = a + s$, s 为鞘层的厚度), $2h$ 为探针之间距离. 假设等离子体和探针表面形成无碰撞直流电压鞘层, 由蔡尔德-朗缪尔定律得^[28]

$$s = 0.585 \left(\frac{2V_0}{T_e}\right)^{3/4} \lambda_D, \quad (6)$$

式中, V_0 为鞘层上的压降, T_e 为电子温度 (单位为 V). 鞘层压降可表示为^[28]

$$V_0 = \frac{T_e}{2} \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right), \quad (7)$$

式中 m_i 和 m_e 分别为离子质量和电子质量.

3 实验装置

实验中使用的容性耦合等离子体反应装置如图 1 所示. 反应腔器的内径为 350 mm, 内部装有两个平行板电极, 上电极直径为 220 mm, 下电极直径

为 250 mm. 施加的射频电源由一个信号源和一个功率放大器组成, 通过一个阻抗匹配器连接到通有水循环的上、下电极. 匹配网络是 ‘L’ 形的, 包括两个可调电容和一个固定电感. 所有的射频传输线都采用镀银的同轴电缆并尽可能短, 这样可以减少射频功率在传输过程中的损耗. 上极板输入频率为 40.68 MHz 的射频功率, 单频容性耦合放电中下电极直接接地, 双频容性耦合放电中下极板接频率为 13.56 MHz 的射频源. 两个电极之间的间距固定在 45 mm. 实验中使用高纯的 Ar 气 (99.995%), 电负性气体为 SF₆ (99.99%) 和 O₂ (99.99%), 分别通过质量流量计输入到反应腔室中. 腔室的抽气系统由分子泵和机械泵联合组成, 本底真空为 5×10^{-3} Pa.

在等离子体密度的测量过程中, 朗缪尔双探针或微波共振探针通过法兰放置在放电腔室的中心并位于两平行电极板的中平面上. 本实验将采

用悬浮的反射型微波共振探针, 图 2(a) 是反射型微波共振探针的几何结构示意图. 主传输线采用的是阻抗值为 50 Ω 的 RG223 型同轴电缆线, 直径为 1 mm 传输芯线弯曲成两匝中心半径为 1.75 mm 的感应线圈. U 形发夹探针采用直径为 0.15 mm 的镀银钨丝制作而成, 间距为 2.2 mm, 长度为 20 mm 左右, 通过 AB 环氧树脂胶密封在同轴电缆线的聚四氟乙烯绝缘层末端, U 形探针平面离开感应线圈一端平面约 1 mm 左右, 以保证合适的感应电位, 从而在测量 S₁₁ 参量信号时能得到较高的信噪比. 图 2(b) 是 U 形结构的截面图. 其中 a 为探针的半径, b 为探针鞘层的外半径, s 为鞘层的厚度, $2h$ 为探针之间距离. 本实验采用安捷伦公司生产的 N5230A 型矢量网络分析仪, 其扫描频率范围为 300 kHz—20 GHz.

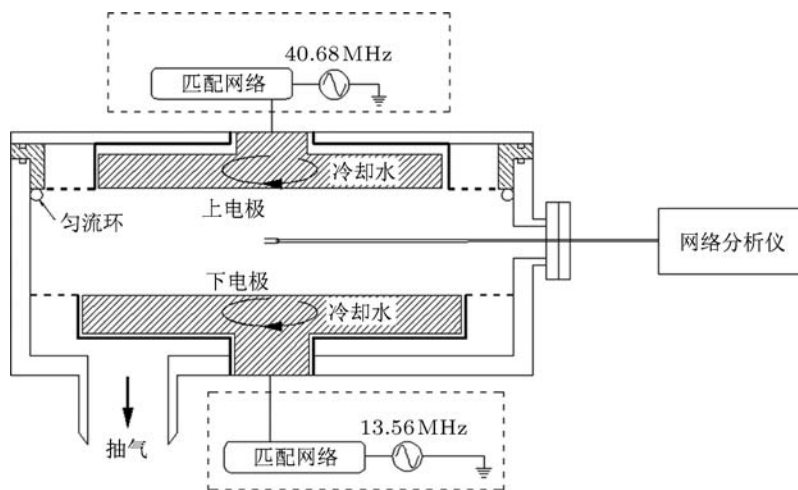


图 1 容性耦合等离子体实验装置示意图

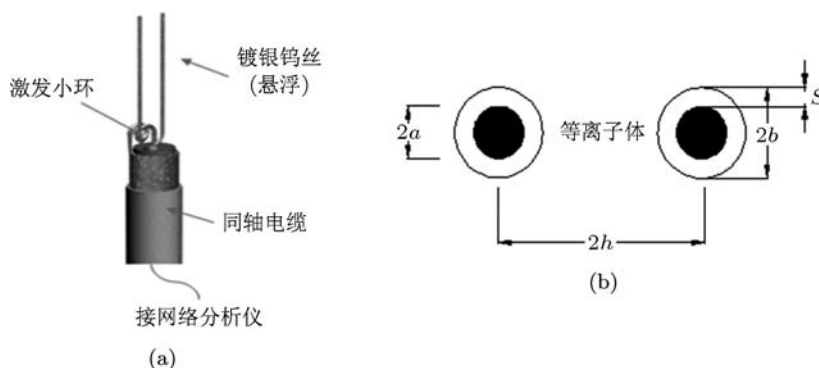


图 2 (a) 反射型微波共振探针的几何结构示意图; (b) U 形结构的截面图

4 测量结果与分析

4.1 微波共振探针与朗缪尔双探针对 Ar 等离子体密度的测量结果比较

图 3 是典型的微波共振探针在真空和 Ar 等离子体中反应在网络分析仪上的共振吸收信号 (S_{11} 通道). 其中 Ar 等离子体是由 40.68 MHz 射频源容性耦合激发产生的, 射频输入功率为 150 W, 下电极接地, 氩气流量为 50 sccm, 放电气压为 4.0 Pa. 根据探针共振频率的偏移, 可以粗略算出放电等离子体的电子密度约为 $8.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 再根据 (5) 式得到修正后的等离子体电子密度为 $1.64 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 这里鞘层厚度 $s = 3.13\lambda_D$, 并假设了等离子体的电子温度为 2 eV.

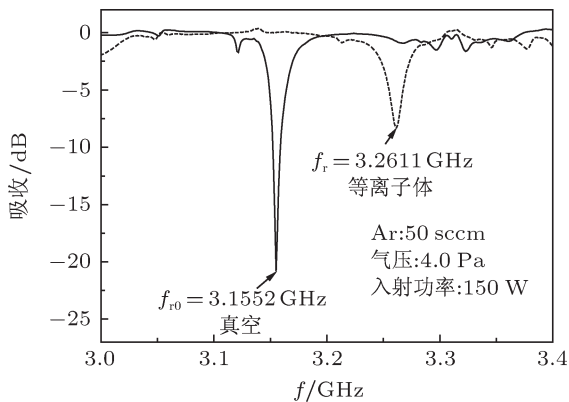


图 3 微波共振探针在真空和 Ar 等离子体中的共振吸收信号

在实验中, 为验证悬浮的微波共振探针在射频等离子体中测量的电子密度结果, 我们采用了悬浮的朗缪尔双探针方法 [29] 在同等条件下对 Ar 等离子体电子密度进行了测量, 并将它与微波共振探针的测量结果进行比较. 如图 4 所示, 分别利用悬浮的双探针和微波共振探针测量了 40.68 MHz 激发的 Ar 等离子体电子密度随上极板入射功率及放电气压的变化情况, 其中, 微波共振探针得到的电子密度数据是经过校正后的结果. 可以看出两种方法的诊断结果的变化趋势是一致的, 即随着上极板输入功率的升高, 电子密度趋向增加; 而气压增加导致电子密度降低的可能原因是: 气压的升高导致电子与中性粒子碰撞频率的上升和平均自由程下降, 电子在两次碰撞之间获得的能量减少, 降低了等离子体中电子的电离效率, 因而电子密度随气压的增加而减小. 两种测量手段测

得的电子密度在同一数量级 (10^{10} cm^{-3}), 在射频功率较低 (小于 100 W) 和放电气压相对较高 (大于 3 Pa) 时两种方法测量的电子密度数值基本上也是一致的. 从两种方法的电子密度测量结果来看, 同等测量条件下数据测量的最大偏差为 21% (高密度等离子体中), 最小偏差约 9% (低密度等离子体中). 由此, 微波共振探针在测量相对较低的电子密度 (如小于 10^{10} cm^{-3}) 时可以认为是一种可靠的测量手段. 事实上, 当等离子体电子密度较高 (如大于 $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) 时, 微波共振探针附近鞘层区强烈的非线性行为使得网络分析仪的 S_{11} 信号在共振点附近出现了多共振峰结构, 这为找到对应于实际电子密度的共振频率点带来了一定困难, 也为电子密度的测量带来误差. 值得指出的是, 朗缪尔探针的使用目前也只能局限于电正性的放电等离子体中, 面对电负性或反应性等离子体则无能为力. 而基于微波的共振探针的电子密度测量主要依赖于等离子体环境介电常数的变化, 函数变量较少, 在电负性等离子体中使用微波共振探针的诊断方式是相当方便的, 是有望弥补朗缪尔探针测量盲区的重要诊断手段.

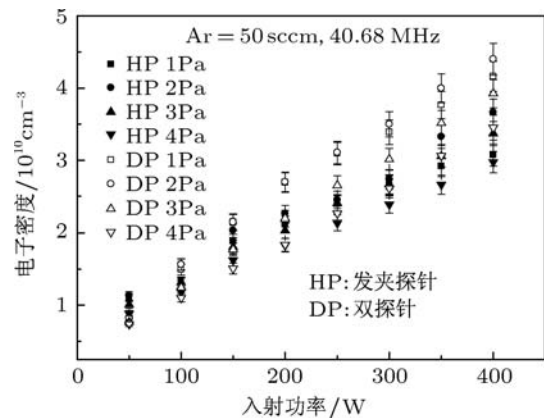
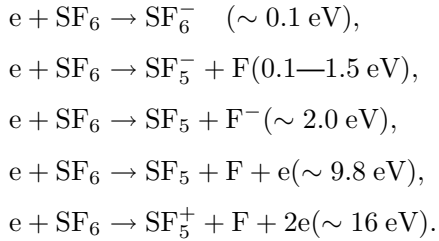


图 4 相同实验条件下, 发夹探针 (HP) 与双探针 (DP) 分别测得的 Ar 等离子体电子密度和入射功率的关系

4.2 Ar/SF₆ 容性耦合等离子体电子密度的微波共振探针测量

图 5 是利用微波共振探针测量不同 Ar/SF₆ 流量下由 40.68 MHz 激发的容性耦合等离子体的 S_{11} 反射信号, 射频输入功率为 100 W, 下电极接地, 氩气流量为 50 sccm, 通过质量流量控制器向 Ar 等离子体中逐渐的通入 SF₆, 通过调节碟阀的开启度, 将放电气压控制在 2.0 Pa.

在 SF₆ 容性耦合等离子体中, 电子与其发生碰撞的主要反应过程如下 [30,31]:



在上述 5 个反应式后的括号里是反应所需电子的阈值能量, 不妨假定 Ar/SF₆ 等离子体中主要的阳离子为 Ar⁺ 和 SF₅⁺. 因此, 我们用一个简易模型来计算进入到鞘层中的平均离子质量

$$\begin{aligned} \bar{m}_i = m_{\text{Ar}^+} \times \frac{Q_{\text{Ar}}}{Q_{\text{Ar}} + Q_{\text{SF}_6}} \\ + m_{\text{SF}_5^+} \times \frac{Q_{\text{SF}_6}}{Q_{\text{Ar}} + Q_{\text{SF}_6}}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中, Q_{Ar} 和 Q_{SF_6} 分别为 Ar 和 SF₆ 的流量. 联合 (5), (6) 及 (7) 式, 对微波共振探针的测量结果进行修正, 修正前、后的数据如图 6 所示.

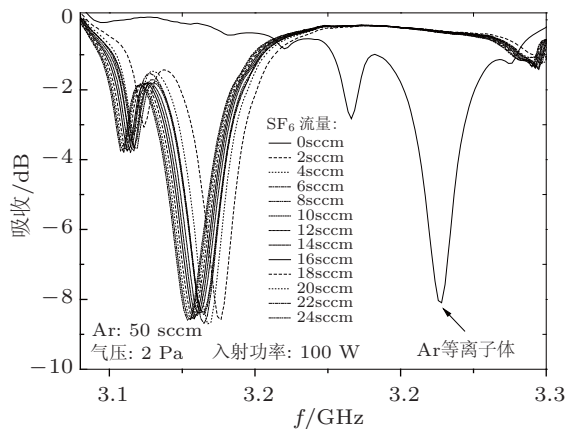


图 5 微波共振探针在不同 Ar 和 SF₆ 流量比等离子体中的共振吸收信号

从图中可以看出, 未加入 SF₆ 时, Ar 等离子体的电子密度为 $1.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 通入 2 sccm 的 SF₆ 后, 电子密度迅速减小到 $7.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 随着 SF₆ 的流量继续增加, 电子密度则呈现缓慢降低的趋势, 在 SF₆ 的流量为 24 sccm 时, 电子密度为 $6.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. 这样的变化趋势从图 5 的共振频移也能很明显的看出来, 等离子体中无 SF₆ 时, Ar 等离子体的共振频率为 3.264 GHz, 一旦通入 SF₆ 气体后, 微波共振频率点迅速减小到 3.188 GHz 左右, 继续增加 SF₆ 的流量, 共振频率仅出现缓慢的趋势. 出现上述现象的原因在于: 在分子型的 SF₆

气体与等离子体中的电子发生非弹性碰撞过程中, SF₆ 气体除了通过气体分子振动和转动激发过程吸收电子能量外, 还通过分子的离解大量吸收电子的能量, 从而在等离子体中产生大量的活性基团和负离子, 这些非弹性碰撞的电子阈值能量通常小于 9.8 eV, 显然这些用于激发和离解的中能电子的大量消耗降低了用于离化的高能电子的获得概率, 这是 SF₆ 分子进入等离子体后电子密度急剧下降的直接原因.

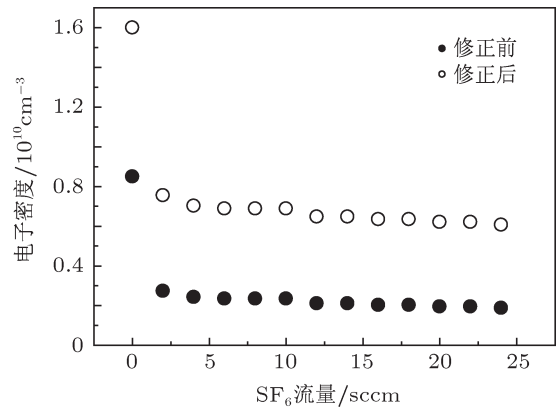


图 6 Ar 等离子体电子密度随通入 SF₆ 流量的变化情况

4.3 采用微波共振探针测量 SF₆/O₂ 等离子体电子密度

在反应离子刻蚀方法进行多晶硅太阳能电池片表面制绒的工艺当中, O₂ 和 SF₆ 混合气体放电参量对晶硅表面的形貌演变起着至关重要的作用 [25–27]. 我们采用了微波共振探针对 SF₆/O₂ 混合气体在不同射频功率和不同气压下的等离子体电子密度进行了诊断, 如图 7 所示, SF₆ 和 O₂ 的流量定为 45 sccm 和 5 sccm. 这里, 假定 SF₆/O₂ 等离子体中主要的阳离子为 SF₅⁺ 和 O₂⁺, 不考虑两种反应气体之间的复合反应, 我们仍然利用一个简易模型来计算其鞘层中的离子到达微波共振探针表面的平均离子质量

$$\begin{aligned} \bar{m}_i = m_{\text{O}_2^+} \times \frac{Q_{\text{O}_2}}{Q_{\text{O}_2} + Q_{\text{SF}_6}} \\ + m_{\text{SF}_5^+} \times \frac{Q_{\text{SF}_6}}{Q_{\text{O}_2} + Q_{\text{SF}_6}}. \end{aligned} \quad (9)$$

联合 (5), (6) 及 (7) 式, 对微波共振探针的测量结果进行修正, 修正后的数据如图 7 所示. 从图中可以看出修正后的电子密度比从 (4) 式粗略计算的数据大了约 5 倍; 随入射功率的增加, 电子密度呈缓慢

上升的趋势; 同样的入射功率下, 放电气压从 1 Pa 增至 5 Pa 的过程中, 电子密度逐渐减小. 仔细观察会发现, 低功率下, 修正后的电子密度出现异常变大趋势, 这主要是由于较低电子密度导致修正后的鞘层厚度大于探针间距, 从而导致测量的数据不能准确反映等离子体的电子密度. 所以在测量较低等离子体电子密度时, 需要相应调整探针的几何结构, 如增加共振探针的间距等.

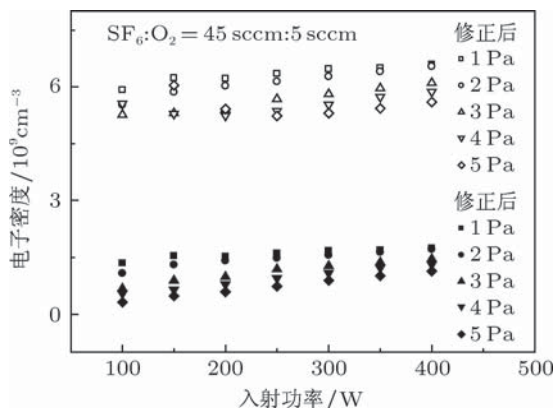


图 7 在不同功率、不同气压下微波共振探针测得的电子密度

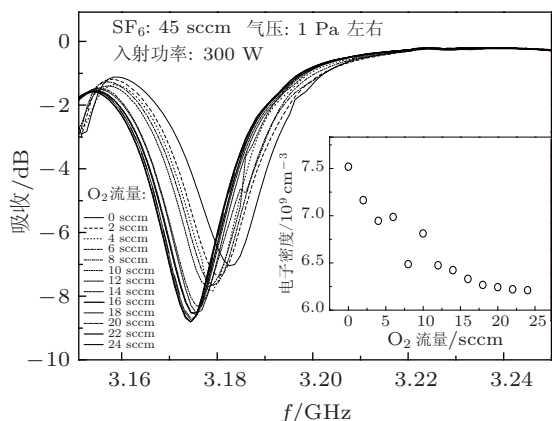
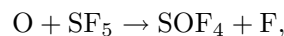


图 8 微波共振探针测得不同 O₂ 流量下等离子体的共振吸收信号 (插图电子密度随 O₂ 流量的变化情况)

图 8 是微波共振探针测得不同 O₂ 流量下等离子体的共振吸收信号 (S_{11} 通道), 上电极射频输入功率为 300 W, 下电极接地, SF₆ 流量为 45 sccm, 放电气压控制在 1.0 Pa 左右. 从图中可以看出随通入 O₂ 流量的增大, 共振频率向低频方向偏移. 从图 8 中插图可以看出, 随 O₂ 的通入, 电子密度呈抛物线下降. 可能原因是: 一方面, O₂ 分解吸附速率常数的能量阈值约为 4.7 V, 具有弱电负性 [32]; 另一方面, 分解所得的大量 O 原子促进了中性基团 SF_x

的进一步分解, 其主要反应为 [33]



$$(\text{速率常数 } k = 2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}).$$

这样就使得等离子体电负性增强, 进而消耗大量的中能电子, 致使电子密度持续下降.

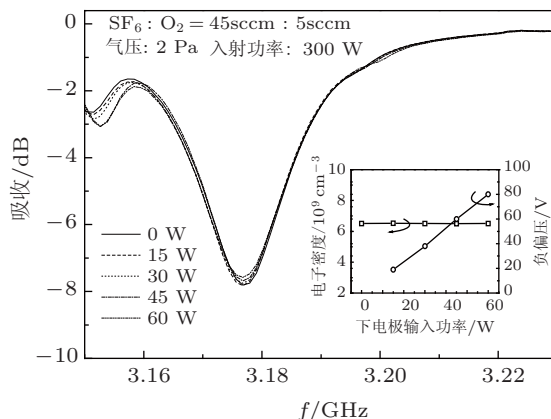


图 9 微波共振探针在 SF₆/O₂ 混合气体等离子体中测得的随下极板入射功率变化时的共振吸收信号 (插图电子密度、负偏压随下极板入射功率的变化情况)

施加在衬底表面的射频负偏压是衬底表面定向刻蚀的重要输入参量. 在双射频激发的电正性 Ar 等离子体中, 低频射频功率产生的负偏压通过压缩等离子体和离子轰击衬底产生二次电子发射等对等离子体的电子密度和温度产生影响 [34]. 在强电负性的等离子体中, 衬底施加的射频负偏压对等离子体的影响鲜有报道. 图 9 显示的是微波共振探针在 SF₆/O₂ 混合气体等离子体中测得的随下极板入射功率变化时的共振吸收信号 (S_{11} 通道). 本实验采用 40.68 MHz/13.56 MHz 双频驱动容性耦合方式放电, 上电极射频输入功率为 300 W, SF₆/O₂ 流量为 45 sccm/5 sccm, 放电气压为 2.0 Pa. 从图中可以看出, 随下极板入射功率的增大, 共振峰几乎没有移动, 保持在 3.177GHz 左右. 从图 9 中插图可以看出, 电子密度几乎不随下极板负偏压 (低频输入功率) 的变化而变化. 事实上, 在我们的实验中, 轰击基片表面的正离子主要是由分子型离子组成, 这些离子在到达基片表面时, 一方面它们可能在低频偏压的诱导下激发产生一些二次电子, 这些二次电子主要参与了源气体的分解与激发, 难以产生更多的电离过程; 另一方面, 在强电负性的等离子体中, 体等离子体中存在着大量的负离子, 这些负离子在双极电场和偏压电场的驱斥下通常悬浮在鞘层边界. 因此, 在正离子穿过负离子区时会产生复合, 另

外,一些逃逸的分子型离子利用鞘层加速的能量在撞击极板的过程中形成碎片基团或原子,这些碎片对等离子体电子密度的贡献几乎是很小的.总之,微波共振探针的吸收波形随负偏压没有任何偏移这一现象表明离子轰击极板对体等离子体电子密度的贡献很小,内在的机理需要通过数值模拟来进一步解释与说明.

5 结论

本文利用悬浮型微波共振探针测量了电正性容性耦合 Ar 等离子体密度,并与朗缪尔双探针的测量结果进行了比较,结果表明,微波共振探针与双探针测量的电子密度在同一数量级 (10^{10} cm^{-3}),最大偏差约 21%,最近偏差约为 9%,这表明微波共振探针是等离子体尤其是应用于多晶硅表面制绒

研究的电负性等离子体电子密度测量的一种可行的诊断手段.

本文利用微波共振探针对 Ar/SF₆ 和 SF₆/O₂ 等离子体电子密度进行了诊断测量.实验结果表明,用于激发和离解的中能电子的大量消耗降低了用于离化的高能电子的获得概率,是 SF₆ 分子进入电正性 Ar 等离子体后电子密度急剧下降的原因. SF₆/O₂ 混合气体的容性耦合等离子体中,电子密度随入射功率的增加仅呈缓慢上升的趋势,而放电气压的上升导致了电子密度的下降;电子密度随 O₂ 流量的增加而呈下降趋势的原因在于 O₂ 的掺入通过与 SF₆ 气体的反应产生更多的 F 原子,增强了等离子体的电负性;而增加施加在下电极板的低频功率没有导致电子密度上升的可能原因是,低气压条件下负偏压诱导产生的二次电子不足以发生电离过程或者分子型的离子在撞击过程中发生碎片化.

-
- [1] Niu T Y, Cao J X, Liu L, Liu J Y, Wang Y, Wang L, Lü Y, Wang G, Zhu Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2330 (in Chinese) [牛田野,曹金祥,刘磊,刘金英,王艳,王亮,吕铀,王舸,朱颖 2007 物理学报 **56** 2330]
- [2] Sun K, Xin Y, Huang X J, Yuan Q H, Ning Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6465 [孙恺,辛煜,黄晓江,袁强华,宁兆元 2008 物理学报 **57** 6465]
- [3] Godyak V A 1990 *Plasma-Surface Interaction and Processing of Materials* (Deventer: Kluwer) p95
- [4] Godyak V A, Demidov V I 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 233001
- [5] Kim J H, Seong D J, Lim J Y, Chung K H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4725
- [6] Kim J H, Choi S C, Shin Y H, Chung K H 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 2706
- [7] Kokura H, Nakamura K, Ghanashev I P, Sugai H 1999 *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* **38** 5262
- [8] Li B, Li H, Chen Z P, Xie J L, Liu W D 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 325203
- [9] Dine S, Booth J P, Curley G A, Corr C S, Jolly J, Guillon J 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 777
- [10] Cao J X, Xu H L, Yu C X, Zeng L, Zhao H B, Ding W X, Xu B, Shen H G, Jin K 1995 *Chinese Journal of Electronics* **23** 88 (in Chinese) [曹金祥,徐宏亮,俞昌旋,曾磊,赵红波,丁卫星,许炳,沈海根,金凯 1995 电子学报 **23** 88]
- [11] Stenzel R L 1976 *Rev. Sci. Instrum.* **47** 603
- [12] Kondrat'ev I G, Konstrov A V, Smirnov A I, Strikovskii A V, Shashurin A V 2002 *Plasma Physics Reports* **28** 900
- [13] Piejak R B, Godyak V A, Garner R, Alexandrovich B M 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3785
- [14] Piejak R B, Al Kuzee J, Braithwaite N S J 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 734
- [15] Sands B L, Siefert N S, Ganguly B N 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 716
- [16] Karkari S K, Ellingboe A R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 101501
- [17] Karkari S K, Ellingboe A R, Gaman C 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 063308
- [18] Karkari S K, Gaman C, Ellingboe A R, Swindells I, Bradley J W 2007 *Meas. Sci. Technol.* **18** 2649
- [19] Karkari S K, Doggett B, Gaman C, Donnelly T, O'Farrell D, Ellingboe A R, Lunney J G 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 032001
- [20] Gogna G S, Karkaria S K 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 151503
- [21] Conway J, Sirse N, Karkari S K, Turner M M 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065002
- [22] Karkari S K, Gogna G S, Boilson D, Turne M M, Simonin A 2010 *Contrib. Plasma Phys.* **50** 903
- [23] Xu J Z, Nakamura K, Zhang Q, Sugai H 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045009
- [24] Xu J Z, Shi J J, Zhang J, Zhang Q, Nakamura K, Sugai H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075206
- [25] Yoo J, Kim K, Thamilselvan M, Lakshminarayn N, Kim Y K, Lee J, Yoo K J, Yi J 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 125205
- [26] Yoo J 2010 *Solar Energy* **84** 730
- [27] Yoo J, Yu G, Yi J 2011 *Solar Energy Materials & Solar Cells* **95** 2
- [28] Sugai H 2005 *Plasma Electronic Engineering* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [菅井秀郎等离子体电子工程学 2005 (北京:科学出版社)]
- [29] Jiang X Z, Liu Y X, Yang S, Lu W Q, Bi Z H, Li X S, Wang Y N 2011 *J. Vac. Sci. Technol. A* **29** 011006
- [30] Christophorou L G, Olthoff J K 2000 *J. Phys. Chem. Ref. Data*

29 267

- [31] Picard A, Turban G, Grolleau 1986 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** 991
- [32] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New Jersey: Wiley) p360

- [33] Brown M S, Scofield J D, Ganguly B N 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 822
- [34] Yuan Q H, Xin Y, Yin G Q, Huang X J, Sun K, Ning Z Y 2008 *J. Appl. Phys.* **41** 205209

Application of floating microwave resonator probe to the measurement of electron density in electronegative capacitively coupled plasma*

Zou Shuai Tang Zhong-Hua Ji Liang-Liang Su Xiao-Dong Xin Yu[†]

(Provincial Key Laboratory of Thin Films, School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China)

(Received 7 June 2011; revised manuscript received 19 July 2011)

Abstract

In electronegative or reactive plasmas, the problems such as negative ions floating near the sheath edge or deposition contamination cause more challenges for the diagnosis of conventional Langmuir probe. The electron density measured by microwave resonance probe is only a function of dielectric constant of plasma, there should be less or no influence of electronegative or reactive plasma. In this paper, a floating microwave resonator probe is proposed to measure electron density of capacitively coupled Ar plasma. A comparison with Langmuir double probe measurement shows that microwave resonance probe is applicable for measuring low electron density of plasma. The experimental results from the measurements of Ar/SF₆ and SF₆/O₂ capacitively discharge driven by 40.68 MHz show that addition of SF₆ into Ar plasma reduces the electron density significantly, with further increase of SF₆ flow rate, electron density shows a gradual decrease. While for the addition of O₂ into SF₆ discharge, the electron density continuously decreases with the increase of O₂ flow rate. Additionally, the electron density does not vary with lower frequency input power for SF₆/O₂ capacitively discharge driven by 40.68 MHz/13.56 MHz. The preliminary interpretations of the above experimental phenomena are presented.

Keywords: electronegative plasma, microwave resonance probe, electron density

PACS: 52.27.Cm, 52.70.Ds, 52.70.Nc

* Project supported by the Prospective Project of Industry-University-Research Institution of Jiangsu Province, China (Grant No. BY2010125).

[†] E-mail: xylzf_1999@suda.edu.cn