

电负性气体的掺入对容性耦合 Ar 等离子体的影响*

洪布双¹⁾ 苑涛¹⁾ 邹帅¹⁾²⁾ 唐中华¹⁾ 徐东升¹⁾
 虞一青¹⁾ 王栩生²⁾ 辛煜^{1)†}

1) (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)

2) (苏州阿特斯阳光电力科技有限公司, 苏州 215011)

(2012年9月10日收到; 2012年12月5日收到修改稿)

本文利用朗缪尔静电探针针对掺入了电负性气体 O₂, Cl₂, SF₆ 的由 4068 MHz 激发的单射频容性耦合 Ar 等离子体进行了诊断测量. 测量结果表明: 随着电负性气体流量的增加, 电子能量概率分布函数出现了高能峰, 高能峰且有向高能侧漂移的现象; 电负性气体掺入 Ar 等离子体后显著降低了等离子体的电子密度; 电子温度随着电负性气体流量比的增加而升高. 另外, 本文还测量了掺入三种电负性气体后在不同流量比下的混合气体等离子体的电负度 α . 对实验现象进行了初步的解释.

关键词: 电负性等离子体, 电子密度, 电子温度, 电负度

PACS: 52.27.Cm, 52.25.-b, 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.62.115202

1 引言

电负性气体如 O₂, Cl₂ 和 SF₆ 在负离子辅助刻蚀和离子注入等多种等离子体工艺及半导体工业中有着极其广泛的应用^[1]. 电负性等离子体定义为那些具有电子吸附性的气体, 含有一定的负离子密度并且需要考虑在内的等离子体. 负离子产生于等离子体的电子俘获或电荷转移过程, 等离子体内部反应过程如中性粒子或离子之间的反应等也是负离子产生的重要因素^[2]. 由于所含负离子的不同造成不同电负性气体间的性质与电负性的差异, 同时负离子的加入会使等离子体的平衡结构和输运性质变得非常复杂, 使得人们对电负性等离子体的研究非常感兴趣. 目前, 比较成熟的等离子体参数的测量方法是采用朗缪尔静电探针法, 因为静电探针结构简单、使用方便且具有良好的空间分辨率. 但传统的静电探针广泛的应用于电正性等离子体的测量中, 在电负性等离子体中, 负离子的加入影响了探针表面的鞘层结构^[3], 加重了探针 I - V 曲线的解读难度, 从而按常规程序得到的测量结果难以如

实反映等离子体的真实特性. 为此, 我们从两个方向对朗缪尔探针的测量数据进行解读分析, 并对测量结果进行了优化与修正: 1) 由朗缪尔探针测量得到的电子能量概率分布函数 (EPPF) 分析得到混合等离子体的电子密度与电子温度. 2) 由朗缪尔探针测量得到的 I - V 特性曲线, 通过对比电子饱和区和离子饱和区电流, 计算所测电负性混合等离子体的电负度 $\alpha = n_- / n_e$ (负离子密度与正离子密度之比), 再利用等离子体的准中性条件从而得到混合等离子体的电子密度.

利用电负度 α 来表征等离子体中各粒子的密度关系首先是由 Doucet 在 1970 年提出, 后来利用经典的圆柱形朗缪尔探针测碘等离子体的电子密度进行了估算^[4]. 1999 年 Sheridan 提出了用于解释电负性气体碰撞理论的流体模型^[5]; 同年, Sheridan 和 Chabert 等人对 Boyd 等人的测量方法进行了改进, 并提出了用于测量电负性气体的‘双探针’技术^[6,7], 这种方法分别通过一个带有屏蔽环的平面探针收集离子饱和区电流和一根圆柱型探针收集等离子体电势处的电子电流提高了实验精度. 2001 年 Shindo 等提出了一种新型的方法用于 SF₆/Ar 混

* 国家自然科学基金(批准号: 11175127)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xylzf.1999@suda.edu.cn

合电负性气体的测量,由电负性混合气体与背景气体间的电流比值得到其电负度 α ^[8]. 2006年 Chung 等人利用朗缪尔探针,通过 EEDF 曲线法与玻姆通量法两种方法测量了 O₂ 等离子体的电子密度^[9],并对测量结果进行了对比. 2010年 Chung 等人又对低气压 SF₆ 放电等离子体进行了系统的测量,并提出了‘三气压点法’用于电负性等离子体的测量^[10].

近年来,人们对电负性气体的测量愈发重视,并对多种电负性气体的性质进行了研究^[11,12]. 然而,从以上工作中我们也可以发现,人们往往只注重于对单一种类的电负性气体的纵向研究,却忽略了不同电负性气体的横向对比. 本文利用朗缪尔静电探针和悬浮型微波共振探针测量了单射频 40.68 MHz 等离子体,研究了三种不同电负性气体 (O₂, Cl₂, SF₆) 在不同流量比下对容性耦合 Ar 等离子体参数产生的影响,着重分析了电子密度 n_e 、电子温度 T_e 以及 EEPF 的变化情况,然后根据 Shindo 等^[8]提出的方法计算了混合等离子体的电负度,并对这三种混合等离子体的电负度进行了比较. 为验证朗缪尔静电探针的测量结果,我们利用了优化后的微波共振探针^[13-15]对这两种方法的测量结果进行了对比. 本文对实验结果进行了初步解释.

2 实验细节

2.1 容性耦合等离子体放电实验装置

实验中使用的容性耦合等离子体放电装置如图 1(a) 所示. 反应腔的内径为 350 mm, 内部装有两个平行电极, 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. 匹配网络采用‘L’形方式, 包括两个可调电容和一个固定电感, 所有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, 下电极接地. 两电极间距设定为 50 mm, 输入的射频功率设为 100 W, 放电气压通过调节解阀的开启角度设定为 2.0 Pa. 实验中使用纯度为 99.999% 的高纯 Ar 气做为放电的背景气体, 掺入的电负性气体分别为 O₂(纯度为 99.999%)、Cl₂(纯度为 99.999%) 和 SF₆(纯度为 99.999%), 并通过各自的质量流量计输入到反应腔中. 电负性气体与背景气体 Ar 的总流量设定为 113 sccm. 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. 在等离子体参数的测量过程中, 朗缪尔静电探针或微波共振探针通过连接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.

本实验中所使用的朗缪尔静电探针由英国 Hi-den 公司生产. 为避免射频干扰, 我们在紧靠探针的后端使用共振阻塞元件获得射频震荡的补偿, 对 40.68 MHz 的射频波进行补偿并由次级阻抗过滤次级谐波. 采用了参考探针补偿用于抵制较低频率的影响, 消除了如等离子体电位漂移或噪声等引起的低频效应. 探针由 12 mm 长、直径为 0.15 mm 的钨丝组成, 紧靠针尖的陶瓷管直径为 0.3 mm, 长度为 10 mm, 这些数值均小于本实验中的电子平均自由程.

实验采用悬浮型的反射型微波共振探针(发夹探针)测量电负性等离子体密度, 以与朗缪尔探针的测量结果进行比较. 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 传输芯线弯曲成单匝中心半径约为 1.75 mm 的感应线圈. U 形发夹探针采用直径为 0.2 mm 的钼丝制作而成, 间距为 5 mm, 臂长为 36 mm, 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 1.5 mm 左右, 以保证合适的感应电位, 从而在测量 S_{11} 参量信号时能得到较高的信噪比. 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. 典型的 Ar 等离子体 I - V 特性曲线以及真空和 Ar 等离子体放电的探针共振信号分别如图 1(b), (c) 所示.

2.2 朗缪尔探针诊断方法

低气压下低温等离子体的电子能量分布函数接近于 Maxwell 分布. 但在实际的低气压放电条件下, 电子能量分布函数往往偏离 Maxwell 分布, 呈现出双温甚至三温 Maxwellian 分布或 Druyvesteyn 分布, 这种情况下, I - V 曲线在过渡区不再是简单的指数关系, 实验测量结果产生的误差需要考虑在内.

Druyvesteyn 考虑了电子与分子的碰撞引起的能量损失, 而且认为电子的平均自由程与能量无关, 由此得到电子能量概率函数 $f(E)$ 与探针电流对偏压的二次微分的关系为

$$f(E) = \frac{(8m_e)^{1/2}}{e^3 A} \frac{d^2 I}{dV^2}. \quad (1)$$

该式称为 Druyvesteyn 公式, 这里 $E = e(V_p - V_{pr})$ 是电子能量, V_p 和 V_{pr} 分别是等离子体电位和探针电位, A 为探针表面积. 电子密度和电子温度则由以下两式分别得到:

$$n_e = \int_0^\infty E^{1/2} f(E) dE, \quad (2)$$

$$kT_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty E^{3/2} f(E) dE. \quad (3)$$

用 EEPF 方法可以很好的判断电子能量的分布情况. 对于 EEPF 是一条直线的电子, 其能量是 Maxwell 分布, 而对于 EEPF 是一条抛物线的电子, 其能量分布形式通常呈现 Druyvesteyn 分布 [16].

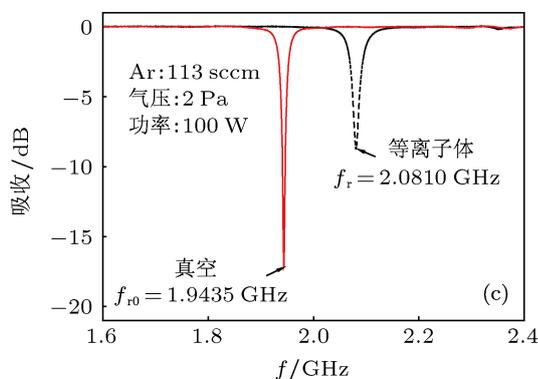
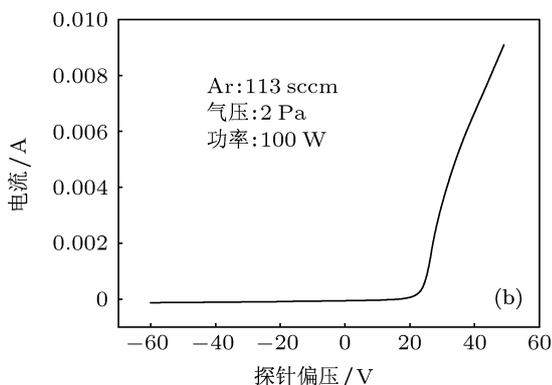
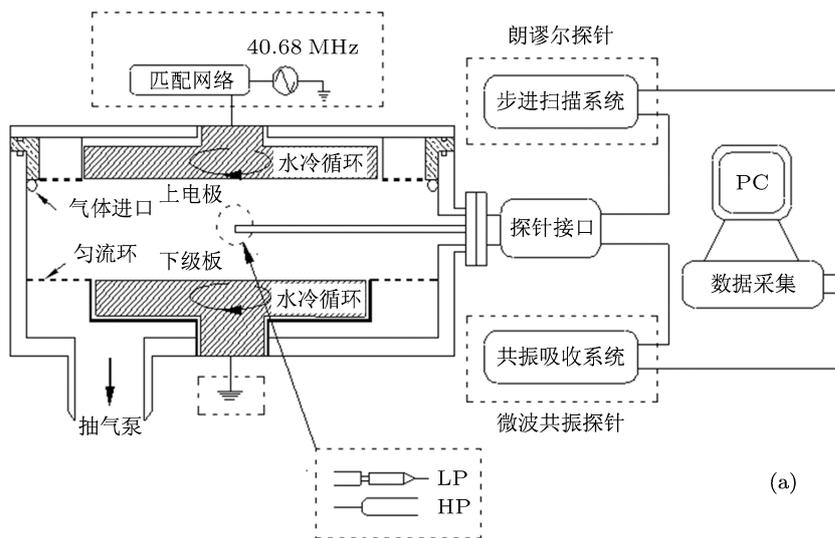


图 1 (a) 容性耦合实验装置示意图; (b) 朗缪尔静电探针测量的 Ar 等离子体 I - V 曲线; (c) 微波共振探针在真空和 Ar 等离子体中的共振吸收信号

在 Shindo 提出的方法^[8]中,混合电负性等离子体 X 的电负性表示为

$$\alpha_+ = \frac{n_-(X)}{n_+(X)} = 1 - \frac{l_+(Ar) l_e(X)}{l_+(X) l_e(Ar)} \sqrt{\frac{m_+(Ar)}{m_+(X)}} \Omega(X), \quad (4)$$

式中的 $l_+(Ar)$ 和 $l_+(X)$ 分别为 Ar 等离子体和混合等离子体 X 的正离子饱和电流; $l_e(Ar)$ 和 $l_e(X)$ 分别为 Ar, X 等离子体的电子饱和电流; $m_+(Ar)$ 和 $m_+(X)$ 分别为 Ar, X 等离子体的正离子有效质量. 我们可以用一个简易模型来计算, $m_+(X)$;

$$m_+(X) = m_+(Ar) \times \frac{Q_{Ar}}{Q_{Ar} + Q_X} + m_{i+}(X) \times \frac{Q_X}{Q_{Ar} + Q_X},$$

$m_{i+}(X)$ 为掺入的电负性气体 X 的有效正离子质量, 分别对应 O_2^+ , Cl_2^+ 和 SF_5^+ ^[17-19]. Q_{Ar} , Q_X 分别为 Ar 和相应电负性气体的流量. $\Omega(X)$ 为鞘层因子, 约为单位 1. 再通过等离子体的准电中性条件: $n_+ = n_e + n_-$, 我们便可以求得等离子体的电负度 α .

2.3 微波共振探针的诊断方法

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

$$f_r = \frac{c}{4L\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (5)$$

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, 其相对介电常数可表示为

$$\epsilon_r = 1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2, \quad (6)$$

式中, f 为入射波频率, 等离子体频率

$$f_p = (e^2 n_e / \pi m_e)^{1/2}.$$

由 (5), (6) 式可得出, 探针在等离子体中的共振频率为

$$f_r^2 = f_{r0}^2 + f_p^2, \quad (7)$$

其中, e 和 m_e 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

$$n_e = \frac{f_r^2 - f_{r0}^2}{0.81} \times 10^{10} (\text{cm}^{-3}), \quad (8)$$

式中, f_r 和 f_{r0} 的单位为 GHz.

3 实验结果与分析

在朗缪尔探针和微波共振探针进行等离子体诊断测量的实验中, 40.68 MHz 激发的容性耦合等离子体的放电条件是: 放电功率为 100 W, 放电气压为 2.0 Pa, 电负性气体与 Ar 的总流量控制在 113 sccm.

3.1 朗缪尔探针与悬浮型微波共振探针测量的电子密度结果比较

为了验证朗缪尔静电探针 (LP) 在射频等离子体中测量的电子密度结果, 我们采用了悬浮型的微波共振探针 (HP) 在同等条件下对等离子体电子密度进行了测量, 并将两种方法得到的结果进行比较, 其中微波共振探针得到的电子数据是经过校正^[20]后的结果. 如图 2 所示是由朗缪尔静电探针与悬浮型微波共振探针测得的电子密度随电负性气体流量比变化的结果对比图. 由图 2 可以看出, 两种方法在三种不同混合等离子体中电子密度的变化趋势基本上是一致的, 即随着电负性气体流量的增加, 电子密度随之下降. 两种方法测得的电子密度均在同一数量级 (10^9 cm^{-3}), 并且同等测量条件下数据的最大偏差为 23%, 最小偏差约 3%. 由此, 可以认为通过朗缪尔静电探针所测得的等离子体电子密度是可信的. 对于 40.68 MHz 激发的容性耦合 Ar 等离子体, 在此实验条件下, 电子温度约为 2 eV. 在利用微波共振测量等离子体密度时, 我们假设了等离子体内的电子温度为 2 eV, 并依此进行了微波共振探针鞘层厚度的修正计算, 鞘层厚度约为 $3\lambda_D$. 另外, 我们对朗缪尔静电探针的实验数据进行了详细的重复对比, 并在电流饱和区利用对数法进行比较, 增加了两种测量方法在实验测量方面的可信度.

3.2 朗缪尔探针测量的电子能量概率分布函数比较

图 3 所示是在容性耦合 Ar 等离子体中掺入的 O_2 , Cl_2 , SF_6 三种电负性气体的流量从 0 sccm 增加到 60 sccm 时由朗缪尔探针测量得到的混合气体等离子体 EEPF 的变化情况.

从图 3 我们可以看出, 未掺入电负性气体时, Ar 等离子体的 EEPF 分布呈现典型的双温

Maxwellian 分布, 并具有明显的冷、热电子群. 此时的冷电子群温度 $T_{ec} = 1.84 \text{ eV}$, 而热电子群温度 $T_{ch} = 5.38 \text{ eV}$. 计算方法见 3.3 节. 这种冷、热电子群的分布原因在于: 热电子由于具有较高的热速度, 能够克服双极电场进入振荡的鞘层并与鞘层电场发生相互作用, 参与射频功率的吸收, 并与背景气体发生碰撞激发或电离, 由此产生了大量的冷电子, 而这些冷电子被双极电场束缚在等离子体中央, 所以在 EEPF 中表现为较高的低能电子分布.

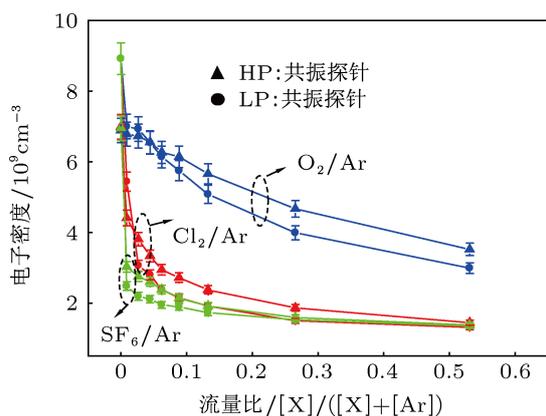


图 2 等离子体电子密度的变化结果对比 ($X = \text{O}_2, \text{Cl}_2, \text{SF}_6$)

当逐步增加电负性气体的流量时, 等离子体的 EEPF 特征曲线的低能电子区显示了明显的下落趋势, 尤其对于 SF_6 的电负性气体而言, 低能电子群的下降速度更快, 即使加入比例很小的 SF_6 气体仍然会对 Ar 等离子体的电子能量分布产生重大影响. 在 Malyshev 等 [21] 利用朗缪尔静电探针测量容性模式下 Cl_2 等离子体放电中, 随着放电气压的升高以及功率的降低, Cl_2 等离子体的 EEPF 由 Maxwell 分布向双温 Maxwellian 分布转变, 与 Wang 等 [22] 对 O_2 的测量结果类似. 在本实验中, 与之不同的是当电负性气体掺入足够量时, 等离子体的 EEPF 曲线总能出现低能峰与高能峰的双峰结构分布. 另外, 从 Cl_2 和 SF_6 的 EEPF 变化情况我们还可以发现, 随着电负性气体流量的增加, 高能峰所对应的电子能量值也随之增大, 并表现出了漂移特性. 这种高能峰的漂移现象原因在于: 在容性耦合等离子体中, 共存两种电子加热机理即欧姆加热和随机加热, 在低气压条件下, 由于电子平均自由程以及电子能量迟豫长度大于放电间隙, 只有位于 EEPF 尾端的高能电子可以克服双极势场的束缚与振荡的等离子体鞘层发生作用, 此时等离子体的电子加热主要是以电子在鞘层中的随机加热为主; 当通入一定的

电负性气体后, 负离子的加入大大降低了等离子体内的电子密度, 造成鞘层端的压降减小, 而体等离子体区由于电子密度下降导致了阻抗的增加而造成其压降升高, 体等离子体区中的电子在一个增加的压降中得以加速, 使得体等离子体区内的电子温度升高, 即所谓的体加热. 这种体加热在 EEPF 特征曲线上即表现为高能峰, 随着电负性气体掺入量的增加, 电子密度的不断下降, 因而体加热进一步增加, 进而出现了高能峰的漂移现象. 由此可知, 看出电负性气体对 Ar 等离子体内部的电子密度与能量分布产生不可估量的影响.

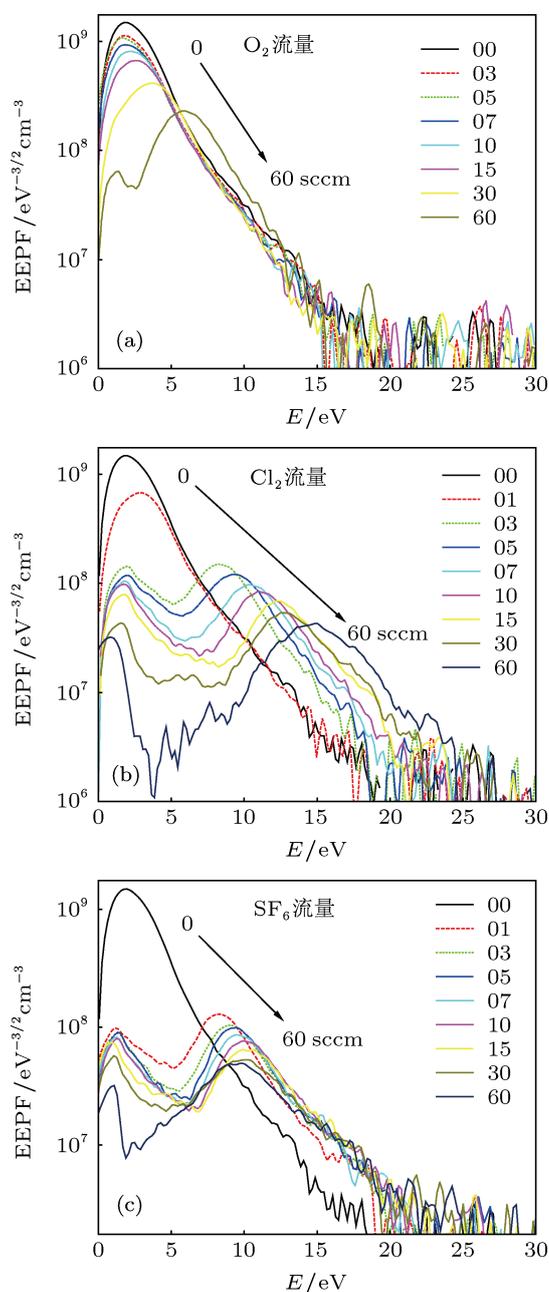


图 3 (a) O_2 , (b) Cl_2 , (c) SF_6 掺入到 Ar 等离子体的电子能量概率分布函数的变化

3.3 朗缪尔探针测量的电子密度结果比较

利用 (2) 和 (3) 式, 通过朗缪尔静电探针测量得到的 EEPF 我们得到三种电负性气体 (O_2 , Cl_2 和 SF_6) 掺入到容性耦合 Ar 等离子体中的平均电子温度 T_e 与电子密度 n_e 随电负性气体流量比的变化情况, 如图 4 所示. 假定等离子体中的冷电子群定义为 0—5 eV 的电子, 热电子群定义为大于 5 eV 的电子, 通过 (2) 和 (3) 式的积分给出冷热电子群的电子温度 (T_{ec} , T_{eh}) 与密度 (n_{ec} , n_{eh}). 图 4 中的插图为对应等离子体的冷热电子群密度的比值随电负性气体流量比的情况.

从图 4 可以看出, 未加入电负性气体前 Ar 等离子体的电子密度为 $8.92 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 在通入电负性气体后, 电子密度迅速下降, 在图 4(c) 中 SF_6 通入时表现尤为明显, 仅仅通入 1 sccm 的 SF_6 后, 电子密度便迅速下降到 $2.48 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. 出现上述现象的原因在于: 在分子型的电负性气体如 SF_6 等与等离子体中的电子发生非弹性碰撞过程中, SF_6 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^[23], 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, 造成了 SF_6 分子进入等离子体后电子密度的急剧下降. 在经历最初的突降后, 随着电负性气体流量比的继续增大, 三种混合等离子体的电子密度变化趋势均逐渐变缓, 最后在通入流量为 60 sccm、流量比为 0.53 时, O_2/Ar 等离子体的电子密度为 $2.99 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 约为 SF_6/Ar 等离子体的电子密度 $1.31 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 的两倍. 并且可以看出, 在相同流量比下, O_2/Ar 等离子体的电子密度均要高于 Cl_2/Ar 等离子体和 SF_6/Ar 等离子体内的电子密度.

从 Chung 等^[9]的工作中我们可以发现, O_2 分解吸附速率常数的阈值能量约为 4.7 eV, 并且呈弱电负性, O_2/Ar 等离子体内的负离子含量较低, 所以电子密度相对于 Cl_2/Ar 和 SF_6/Ar 等离子体而言较大. 同时从电子温度曲线的对比我们也可以看出, O_2/Ar 等离子体的平均电子温度符合 Noguchi 得到的结果^[24] 类似线性缓慢上升, 而且幅度较小, 有别于 Cl_2/Ar 和 SF_6/Ar 等离子体平均电子温度的指数上升形式. 最后在通入流量为 60 sccm、流量比为 0.53 时, O_2/Ar 等离子体的平均电子温

度仅有 4.57 eV, 而 Cl_2/Ar 等离子体的平均电子温度为 9.83 eV, SF_6/Ar 等离子体的平均电子温度为 7.53 eV.

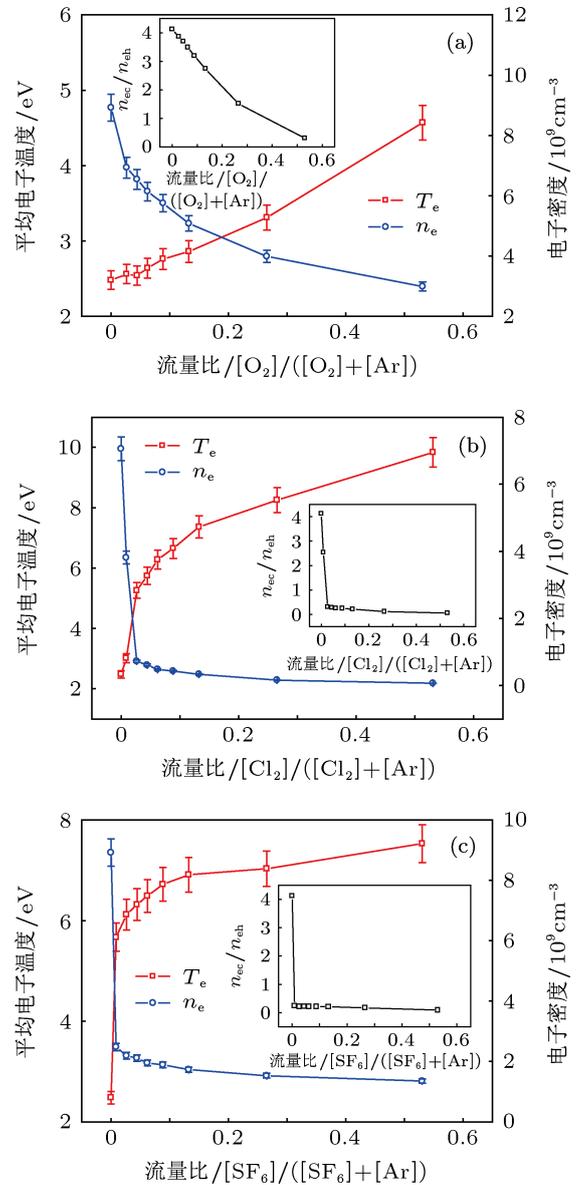


图 4 (a) O_2 , (b) Cl_2 , (c) SF_6 掺入到 Ar 等离子体的 T_e 与 n_e 变化情况 (插图为三种混合等离子体冷、热电子密度比随流量比的变化)

另外, 从三幅插图中我们还可以发现, 在未通入电负性气体前, 混合等离子体中冷电子密度 $n_{ec} = 7.05 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 明显高于热电子密度 $n_{eh} = 1.71 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. 在通入电负性气体后, 三种电负性等离子体的冷、热电子密度比都随着流量比的增加而下降. 并且 (a) 中 O_2/Ar 等离子体内的下降趋势最为缓慢, (b) 中 Cl_2/Ar 等离子体次之而 (c) 中 SF_6/Ar 等离子体内的冷、热电子密度比则

急剧下降. 产生这种现象的原因在于: 电负性气体尤其是强电负性的气体的掺入会急剧降低等离子体的电子密度, 从而造成冷、热电子密度的迅速下降, 同时电子密度的下降又伴随体等离子体区的欧姆加热加剧生成热电子, 所以热电子密度下降趋势缓于冷电子密度, 从而冷、热电子密度比随着电负性气体流量比的增加而迅速下降.

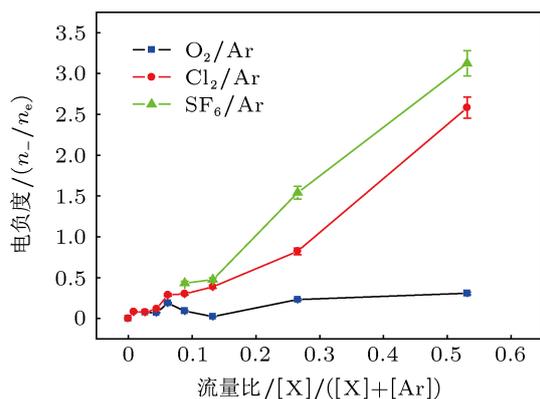


图5 O₂/Ar, Cl₂/Ar 和 SF₆/Ar 等离子体电负度的比较

3.4 O₂/Ar, Cl₂/Ar 和 SF₆/Ar 等离子体的电负度对比

图5是 O₂/Ar, Cl₂/Ar 和 SF₆/Ar 等离子体的电负度随流量比的变化情况. 从图5中, 我们可以明显看出同等流量比下 SF₆/Ar 等离子体的电负性明显强于 Cl₂/Ar 和 O₂/Ar 等离子体, 并且随着电负性气体的增多, 混合等离子体电负度呈上升趋势. 在分别通入 60 sccm 的电负性气体后, SF₆/Ar 等离子体的电负度为 3.1, Cl₂/Ar 等离子体的电负度为 2.6, 而 O₂/Ar 等离子体的电负度只有约 0.3. 从实

验数据计算的到的电负度结果较为符合 Franklin^[25] 的推论, O₂ 具有弱电负性^[26,27], Cl₂ 的电负性较强^[28], SF₆ 为强电负性气体^[29]. 结合 3.2 和 3.3 节的 EEPF 分布函数与电子密度对比, 可以发现电负度的增加伴随着电子密度的下降, 负离子的存在严重影响了等离子体内的分布函数, 并且是导致电子密度下降的重要因素. 因此对于各类电负性气体特性的研究对比非常重要.

4 结论

本文利用朗缪尔静电探针对掺入了电负性气体 (O₂, Cl₂, SF₆) 的 Ar 等离子体进行诊断测量. 实验结果表明, 在低气压放电单频容性耦合放电 Ar 等离子体中, 电子分布呈现典型的双温 Maxwellian 分布. 随着通入电负性气体流量的增加, 实验测得的等离子体 EEPF 出现了高能峰位, 由于体等离子体区的欧姆加热加剧, 高能峰出现了类漂移现象. 等离子体内的电子密度也由于电负性气体的通入消耗了大量用于激发和离解的中能电子而急剧下降, 等离子体内的冷、热电子密度比也随之下降, 尤其是在 SF₆/Ar 等离子体中变化趋势最为明显. 等离子体电子温度随着电负性气体流量比的增加而呈上升趋势. 另外, 通过同等条件下 O₂/Ar、Cl₂/Ar 和 SF₆/Ar 等离子体电负度的对比, 可以明显看出 SF₆ 的电负性最强, Cl₂ 次之, 而 O₂ 的电负性最弱. 电负性气体中的负离子特性与等离子体的 EEPF 和电子密度、电子温度变化息息相关, 因此各类电负性气体性质的研究比较对了解电负性气体间特性非常有意义.

[1] Samukawa S, Mieno T 1996 *Plasma sources Sci. Technol.* **5** 132
 [2] Stoffels E, Stoffels W W, Kroesen G M W 2001 *Plasma sources Sci. Technol.* **10** 311
 [3] Crespo R M, Palop J I F, Hernández M A, Del Pino S B, D'iaz-Cabrera J M, Ballesteros J 2006 *J. App. Phys.* **99** 053303
 [4] Doucet H J 1970 *Phys. Lett.* **33** A 283
 [5] Sheridan T E 1999 *J. phys. D: Appl. Phys.* **32** 1761
 [6] Chabert P, Sheridan T E, Boswell R W, Perrin J 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 561
 [7] Boyd R L F, Thompson J B 1959 *Proc. R. Soc. A* **252** 102
 [8] Shindo M, Uchino S, Lchiki R, Yoshimura S, Kawai Y 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2288
 [9] Chung T H, Shin Y M, Seo D C 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 348
 [10] Joh H M, Chung T H, Chung K S 2010 *Thin Solid Films* **518** 6686
 [11] Conway J, Sirse N, Karkari S K, Turner M M 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065002

[12] Draghici M, Stamate E 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 155205
 [13] Stenzel R L 1976 *Rev. Sci. Instrum.* **47** 603
 [14] Piejak R B, Godyak V A, Garner R, Alexandrovich B M 2004 *J. App. Phys.* **95** 3785
 [15] Piejak R B, Al Kuzee J, Braithwaite N S J 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 734
 [16] 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]
 [17] Schwabedissen A, Benck E C, Roberts J R 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 119
 [18] Malyshev M V, Fuller N C M, Bogart K H A, Donnelly V M 2000 *J. Appl. Phys.* **105** 113307
 [19] Tuszewski M, White R R 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 338
 [20] Zhou S, Tang Z H, Ji L L, Su X D, Xin Y 2012 *Acta. Phys. Sin* **61** 075204 [邹帅, 唐中华, 吉亮亮, 苏晓东, 辛煜 2012 物理学报 **61** 075204]

- 075204]
- [21] Malyshev M V, Donnelly V M 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1642
- [22] Wang Z, Lichtenberg A J, Cohen R H 1998 *Plasma Source Sci. Technol.* **8** 151
- [23] Lallement L, Rhallabi A, Cardinaud C, Peignon-Fernandez M C, Alves L L 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 025001
- [24] Noguchi M, Hirao T, Shindo T H, Sakurauchi K, Yamagata Y, Uchino K, Kawai Y, Muraoka K 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 403
- [25] Franklin R N 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** A31
- [26] Stoffels E, Stofeels W W, Vender D, Kando M, Kroesen G M W, Hoog F J 1995 *Phys. Rev. E* **51** 2435
- [27] Katsch H M, Strum T, Quandt E, Dobele H F 2000 *Plasma sources Sci. Technol.* **9** 323
- [28] Passchier J P P, Goedheer W J 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 1073
- [29] Lichtenberg A J, Kouznetsov I G, Lee Y T, Lieberman M A, Kaganovich I D, Tsendin L D 1997 *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 437

Influence of addition of electronegative gases on the properties of capacitively coupled Ar plasmas*

Hong Bu-Shuang¹⁾ Yuan Tao¹⁾ Zou Shuai¹⁾²⁾ Tang Zhong-Hua¹⁾
 Xu Dong-Sheng¹⁾ Yu Yi-Qing¹⁾ Wang Xu-Sheng²⁾ Xin Yu^{1)†}

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

2) (Canadian Solar Inc. Suzhou 215011, China)

(Received 10 September 2012; revised manuscript received 5 December 2012)

Abstract

Investigation of electronegative plasmas has now been attractive due to the advantages of negative-ion assisted etching and charge-free ion implantation in semiconductor manufacture. Langmuir electrostatic probe, as a simple, inexpensive and good spatial resolution diagnostic tool, is popularly used in investigating electronegative plasmas. In this paper, the Langmuir electrostatic probe is proposed to measure the capacitively coupled Ar plasmas with added electronegative gases, such as O₂, Cl₂ and SF₆. The experimental results from the measurements of Ar plasmas with added electronegative gases driven by a 40.68 MHz field indicate that, with increasing flow rate of electronegative gas, high energy peak will occur in electron energy possibility function and shift towards higher energyside. The addition of electronegative gases reduces the electron density significantly as the electron temperature increases. We also calculate the electronegativity of Ar plasmas for the three kinds of electronegative gases. The preliminary interpretations of the above experimental phenomena are presented.

Keywords: electronegative plasma, electron density, electron temperature, electronegativity

PACS: 52.27.Cm, 52.25.-b, 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.62.115202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175127).

† Corresponding author. E-mail: xylzf_1999@suda.edu.cn