

# 基于多种诊断方法的氮与氩氮混合 等离子体中性气体温度\*

安彦霖 赵明亮 罗倩 高飞<sup>†</sup> 王友年

(大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2025年9月10日收到; 2025年10月11日收到修改稿)

低温感应耦合射频等离子体作为半导体制造中的关键等离子体源, 其中性气体温度通过调控化学反应动力学、活性自由基分布以及等离子体-表面相互作用, 对高质量芯片制造工艺具有重要影响. 本文通过光谱法、布拉格光栅和光纤传感测温等3种测温手段, 系统研究了氮气以及氮氩混合等离子体在不同射频功率、气体压力和气体组分条件下中性气体温度 ( $T_g$ ) 的变化规律. 另外, 还结合朗缪尔探针测量的电子密度、电子温度、电子能量概率函数以及整体模型模拟, 分析了中性气体加热的物理机制. 结果表明, 当射频功率增大时, 耦合到等离子体的能量增大, 电离反应增强, 电子-中性粒子之间的碰撞过程和能量传递增大, 使  $T_g$  呈单调递增趋势. 而当气压升高初期, 电子密度和背景气体密度增大共同提升了加热效率,  $T_g$  快速上升, 但在气压超过 3 Pa 后, 电子平均自由程缩短, 电子密度下降, 而背景气体密度持续增大, 因而导致  $T_g$  增大变缓. 在氮/氩混合体系放电中, 氩气比例增大显著提高了  $T_g$  的上升速率, 这是由于随着氩气比例增大, 高能电子比例和电子密度上升, 增强了电离和中性气体加热, 同时氩亚稳态原子通过彭宁电离提高了氮激发态粒子密度, 并促使氮分子向高能级激发, 进一步加热气体. 此外, 研究发现纯氮等离子体的径向温度分布在轴向高度增大时呈现由抛物线形向马鞍形的转变, 这是因为离线圈越近, 受到电磁场的影响电子碰撞激发反应越强. 研究还发现了径向边缘处的  $T_g$  随气压的升高几乎不发生变化, 这是由于当气压不断升高时, 线圈下方的电子很难运动到径向边缘处与中性粒子发生碰撞, 从而限制了边缘中性粒子的加热.

**关键词:** 中性气体温度, 感应耦合等离子体, 光纤传感测温, 径向分布

DOI: 10.7498/aps.75.20251240

CSTR: 32037.14.aps.75.20251240

## 1 引言

电感耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP) 作为半导体制造中主要的等离子体源, 被广泛应用于刻蚀、沉积及表面改性等工艺. 其中, 氮气放电等离子体凭借其独特的化学活性与物理特性, 在氮化物薄膜制备、表面改性等工艺中展现出显著优势. Osaka 等<sup>[1]</sup> 研究表明, 氮化镓薄膜的生长速率随射频功率和氮气流速的增大而单调递增, 其等离子体发射光谱中显著的原子氮谱线特征证

实, 激发态氮分子是主导薄膜生长的关键活性物种. Iliopoulos 等<sup>[2]</sup> 通过定量分析揭示了氮原子通量与薄膜结合氮通量间的正比关系, 为氮原子在氮化物半导体生长中的核心作用提供了直接证据. 值得注意的是, 此类氮化物的制备通常需要依赖热氮化处理过程, 而该过程与等离子体内部的热力学状态密切相关. 在 ICP 放电中, 中性气体温度 ( $T_g$ ) 是影响等离子体化学反应和状态特性的关键参数之一.  $T_g$  的精确调控对薄膜沉积、反应离子刻蚀等工艺具有重要影响, 其与电子参数 ( $n_e$ ,  $T_e$ ) 的协同作用往往决定工艺结果. 因此, 深入解析  $T_g$  的演

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11935005) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: DUT25Z2707) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: fgao@dlut.edu.cn

变规律及其与放电参数的关联机制成为优化半导体制造工艺一个关键的问题。

近年来,氮等离子体在半导体工艺中的应用研究已通过实验与数值模拟手段取得重要进展. 在实验方面, Kim 等<sup>[3]</sup>系统地探究了气压对电子密度的影响,当射频功率为 2500 W 时,在 0.67—2.67 Pa 内,电子密度随吸收功率 ( $P_{\text{abs}}$ ) 的增大而增大. 而在 5.33—9.33 Pa 条件下,电子密度却随着  $P_{\text{abs}}$  呈现略微下降趋势. 当功率为 300 W 时,  $P_{\text{abs}}$  的降低将导致电子密度急剧衰减. Itagaki 等<sup>[4]</sup>发现增强氮分子解离的有效方法之一是在等离子体中引入氩等辅助气体. Agarwal 等<sup>[5]</sup>发现氮原子密度随压力的增大而增大,这表明压力对氮等离子体中的活性物种浓度有显著影响. Gao 等<sup>[6]</sup>通过朗缪尔探针诊断发现,在射频感应耦合 Ar-N<sub>2</sub> 等离子体中,电子温度随氮气含量的变化呈现显著的气压依赖性:当气压低于 1.3 Pa 时,电子温度随 N<sub>2</sub> 比例增大呈单调递减趋势;而在高于 1.3 Pa 的气压条件下,电子温度则表现出先快速上升后缓慢下降的特征. 与此同时,电子密度随 N<sub>2</sub> 含量的增大而显著降低,且这种降低效应在较高气压条件下更为明显,这是因为 N<sub>2</sub> 的加入促进了电子与 N<sub>2</sub> 离子的复合反应. 通过激光诱导荧光技术,Hebner 等<sup>[7]</sup>在 ICP 中精确测量了 Ar 的中性气体温度,发现  $T_g$  可达 1000 K. Bol'shakov 等<sup>[8]</sup>通过发射光谱和二极管激光吸收法测得 ICP 在 300 mTorr 和 300 W 条件下的最高气体温度为 1285 K. Tonnis 和 Graves<sup>[8]</sup>通过系统研究发现,气体温度与气压呈近似对数正相关,且随射频功率增大而升高,但该关联难以用简单解析式描述,同时揭示了分子气体与原子气体的温度响应差异. Yang 等<sup>[9]</sup>采用激光诱导击穿光谱技术对氮气等离子体进行了时间分辨光谱分析,研究结果表明:中性气体温度随时间演化遵循指数衰减规律,在 10—28  $\mu\text{s}$  中性气体温度从约 10000 K 衰减到约 6000 K. Pan 等<sup>[10]</sup>发现氮氩混合气体中压力增大会使电离和解离反应向更高温度转移,提高电子数密度,从而增大电子平动热导率和电导率. Singh 等<sup>[11]</sup>基于理想气体定律,通过总中性气体密度反演得到 450—930 K 的温度区间. 在数值模拟研究方面, Huang 等<sup>[12]</sup>通过构建二维流体/蒙特卡罗混合模型,揭示了氮气 ICP 中气压对电子能量概率函数 (EPPF) 及等离子体参数的影响机制:随着气压升高,感性加热功率密度分布趋于均匀,中

性粒子密度增大导致电子与中性粒子非弹性碰撞频率增大,进而引起 EPPF 高能尾衰减. 同时,电离率峰值随气压升高呈先增后减趋势,电子密度峰值也呈现先升后降特征. 研究还发现,在 3 mTorr 低压条件下,中性粒子密度最大值位于腔室中心并沿径向递减,且其扩散速率随气压升高而减缓. 而关于 ICP 中性气体温度测量和建模的工作表明<sup>[13-23]</sup>,在 H 模式下,中性物质的加热是显著的,ICP 中的气体温度可能超过室温,中性气体温度对于实际工艺过程有显著影响,应该被自洽考虑. 中性气体温度 ( $T_g$ ) 在等离子体工艺中扮演着重要角色. 适当提升中性气体温度可以显著提高化学反应速率,从而加速薄膜的生长或刻蚀过程. 然而,过高的中性气体温度或过大的温度径向梯度可能会对沉积和刻蚀的质量产生负面影响. 此外,中性气体温度随着放电气压和功率的增大而持续升高. 这些观察结果对晶圆加工很重要,因为中性气体温度的梯度可能会引起气体密度、电子温度和表面中性通量的梯度. 所有这些梯度可能会在处理反应器的蚀刻或沉积速率中造成空间不均匀性. 因此,精确控制中性气体温度对于优化半导体制造工艺具有重要意义.

为实现半导体制造工艺优化,需要系统探究中性气体温度 ( $T_g$ ) 对 ICP 放电参数 (如射频功率、气压、气体组分) 的动态响应机制. 最近有研究表明,中性粒子也可以从等离子体中的带电粒子获得能量. 在温度测量方面, BriTun 等<sup>[24]</sup>通过光谱法测量了纯氮放电和 Ar-N<sub>2</sub> 混合气体中的电子温度 ( $T_e$ )、振动温度 ( $T_v$ ) 和转动温度 ( $T_r$ ),发现 E 模式下的转动温度约为 370 K,而 H 模式下的转动温度约为 470 K. 此外,振动温度在 H 模式中略高于 E 模式,而转动温度主要取决于放电模式,然而对于氮氩混合气体光谱校正系数还存在一定的困难. 研究还表明,电子温度、振动温度和转动温度的大小关系为  $T_e > T_v > T_r \approx T_g$ . 然而,这些研究仅提供了转动温度近似等于中性气体温度的结论,并未详细探讨中性气体温度随功率的变化趋势. Han 等<sup>[25]</sup>研究进一步表明,随着射频功率的增大,氮分子的第二正光谱带 (SPS) 拟合所得的转动温度单调增加. 然而,该研究并未解释这种变化的原因,也未深入探讨气压等物理量对中性气体温度的影响. Du 等<sup>[26]</sup>提出了一种基于布拉格光栅的中性气体温度测量方法,并通过二维流体模型的模拟得出结论:电子-中性粒子碰撞是气体加热的主要

因素, 然而该方法尚未在氮等离子体中进行实验验证, 并且只能进行单点测量. 因此, 现有的测量手段在空间分辨率和测量精度方面仍存在局限性, 且并未详细地讨论各种物理参量对于中性气体温度的影响以及空间均匀性的研究.

本研究提出了一种基于 OFDR(光频域反射) 光纤传感技术的中性气体温度测量方法. 光纤传感技术具有体积小、质量轻、抗电磁干扰、稳定性好和响应时间短等优势, 特别适用于等离子体环境中的温度测量. 分布式光纤传感技术以整根光纤作为传感元件, OFDR 系统精确地测量光纤中瑞利散射特性沿整根光纤的变化, 可在数十米传感范围内实现空间分辨率达毫米级的温度场分布式测量, 从而实现中性气体温度的空间分辨测量.

由于上述手段各有优缺点, 因此本文将利用多种测温方法配合模拟, 对中性气体温度随着放电功率、气压、气体组分、径向分布和其空间均匀性进行系统的研究分析, 并且使用朗缪尔探针针对与中性气体温度同等放电状态下的电子密度 ( $n_e$ )、电子温度 ( $T_e$ ) 和电子能量概率函数 (electron energy probability function, EEPF) 进行测量分析, 同时采用整体模型对放电过程进行模拟, 有助于我们深入

理解气体温度与放电参数之间的关系. 具体内容安排如下: 第 2 节详细介绍了 ICP 的实验装置和 3 种测温手段, 以及用于模拟的整体模型. 第 3 节给出了实验与模拟的结果.

## 2 实验装置

### 2.1 实验部分

图 1 为平面线圈 ICP 系统结构示意图. 该 ICP 反应器采用内径 30 cm、高度 10.5 cm 的圆柱形腔体设计. 两匝水冷铜线圈 (内径 12 cm, 外径 16 cm) 安装于腔室顶部的石英窗表面. 射频功率 (13.56 MHz) 通过双端匹配网络馈入线圈, 底部基板则保持接地状态. 实验误差主要来源于发射/检测系统的不稳定性以及等离子体在数据采集期间的波动特性. 然而, 本文实验中还受到更不稳定因素的限制, 例如精确的压力和气体流量控制, 这可能会引入额外的误差. 因此本文选择 3 种不同的测温手段进行对比, 最终确定  $T_g$ .

#### 2.1.1 光发射光谱法

光发射光谱法测量是通过石英窗处收集光, 并将其聚焦到连接到光谱仪 (Princeton Instruments

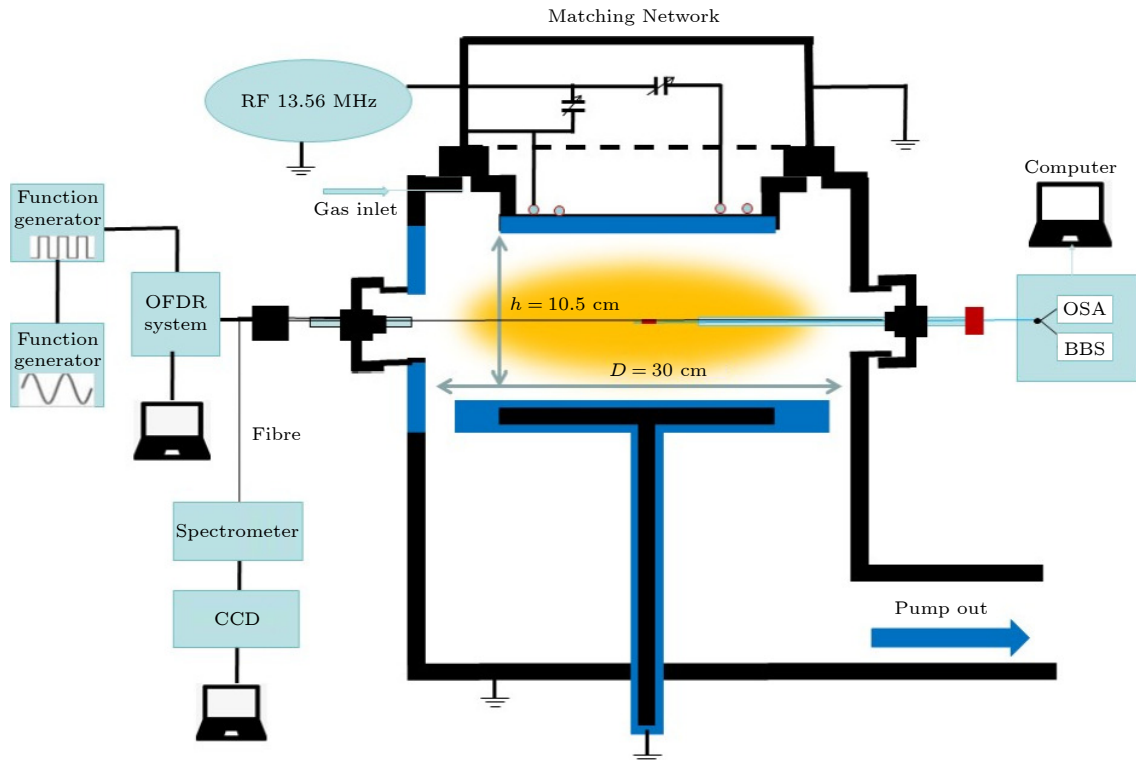


图 1 ICP 中性气体温度多手段测量实验装置

Fig. 1. ICP neutral gas temperature multi-method measurement experimental apparatus.

Acton SP 2750i) 光纤的入口, 能够得到特定波长范围的光谱. 本研究基于  $N_2$  SPS 在 399.8 nm 附近的振动带转动精细结构进行温度诊断, 其物理依据在于氮分子转动能级间距和碰撞频率满足局域热力学平衡条件时, 转动温度 ( $T_{rot}$ ) 可表征气体动力学温度 ( $T_g$ )<sup>[25]</sup>. 对于振动跃迁来说, 各个振动跃迁的相对发射光谱强度  $I_{vv'}$  存在以下关系:

$$I_{vv'} = CN_{v'} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} R_e^2 F_{vv'}, \quad (1)$$

式中,  $C$  为光谱仪收集和传递常数,  $R_e^2$  是电子态跃迁矩的平方,  $F_{vv'}$  为 Franck-Condon 因子. 在热平衡状态下, 振动能级上的粒子数服从玻尔兹曼分布, 即通过同一振动谱带中的不同振动前进带组的光谱强度可以求得分子转动温度<sup>[27]</sup>.

实验测量了 ICP 中不同物理条件下波长为 396—402 nm 的氮气光谱, 然后将实验得到的光谱导入虚拟机中的 Specair 软件进行拟合. Specair 软件是一款根据跃迁中上能级粒子布局服从玻尔兹曼分布来模拟等离子体光谱的软件. 由于其特征参数包括等离子体的各个特征温度, 因此通过比较氮气等离子体实际测量光谱和计算得到的光谱, 最终可以得到氮气等离子体的中性气体温度.

光谱测量作为一种非接触式温度测量方法, 具有不干扰放电过程、可同时获取多个波长光谱信息的特点, 适用于多物种、多状态的诊断分析. 然而, 在复杂等离子体环境中, 不同物质的光谱可能发生重叠, 从而影响测量结果的准确性; 此外, 该方法目前难以实现空间分辨测量. 针对氮分子的光谱测量, 本研究采用 Specair 软件进行光谱拟合, 技术手段相对成熟. 但由于光谱仪本质上属于非侵入式测量方式, 其固有误差较大. 为此, 我们进行多次重复实验, 并在结果图中以误差棒形式标示测量偏差.

### 2.1.2 布拉格光栅

布拉格 (FBG) 温度传感器的光纤直径为 0.12 mm, FBG 光栅位于光纤的顶端且长度为 4 mm. 光纤由内径为 1 mm、外径为 4 mm 的陶瓷管支撑保护, 陶瓷管末端嵌套在内径为 4 mm、外径为 6 mm 的玻璃管中. 为防止探针杆 (陶瓷管) 对测温造成影响, 文中 FBG 光栅与陶瓷管间的距离 ( $d$ ) 设置为 3 cm. FBG 传感器通过腔室侧壁的法兰口接入腔室 (距离基片台  $H = 3$  cm). 所有实验

均在  $H = 3$  cm 下进行, 临界热平衡时间  $T = 150$  s. 将朗缪尔探针安装在与布拉格传感器相同的位置. 通过电阻炉将布拉格传感器测量到的反射波长与炉内的温度  $T$  进行标定, 反射波长与炉内的温度  $T$  呈良好的线性关系<sup>[26]</sup>:

$$\Delta T = T - T_0 = k \cdot \Delta \lambda = k (\lambda - \lambda_0). \quad (2)$$

本文进行了两次温度标定, 得到灵敏度系数约为 76.42 °C/nm. 在给定灵敏度系数、初始环境温度 (50.28 °C) 和初始反射光波长 (1550.42 nm) 的情况下, 由以下公式可得出  $T_g$ :

$$T = 76.42 (\lambda - 50.28) + 1550.42. \quad (3)$$

布拉格光栅的主要优势在于其抗电磁干扰能力与高灵敏度, 但其局限在于仅能进行单点测量, 无法实现空间分辨, 并且属于侵入式测量方法. 本文通过恒温箱校准确保了测量结果的准确性.

### 2.1.3 光纤测温传感器

光纤测温传感器由光纤连接 OFDR 系统 (包括可调谐激光器、光隔离器、光耦合器、光环形器、迈克尔逊辅助干涉仪、偏振分束器、光电探测器、采集卡) 和计算机. 将光纤前端通过法兰端口指向室壁, 连接到 OFDR 传感系统进行检测. 为了测量基底上方更高处的温度分布, 本实验后续会在腔室的不同高度安装一长段裸光纤, 其中光纤使用高温胶带固定.

该测温系统的工作原理为: 计算机控制 OFDR 系统将频率线性调谐的激光入射到光纤传感器中, 同时触发探测器进行采集, 探测到在不同频率变化下的背向瑞利散射信号, 光纤传感器的参考背向瑞利散射信号:

$$E(\beta) = E_0 \int_0^L \kappa(z) \exp[-2I\beta(w)z] dz, \quad (4)$$

其中,  $E_0$  为入射电场, 由于散射光非常弱对入射电场的影响可以忽略, 因此假定入射电场不变,  $z$  为空间距离,  $L$  为光纤传感器长度,  $\kappa(z)$  代表光纤传感器随空间距离分布的瑞利散射信号的强度和相位信息,  $\beta(w)$  代表色散关系.

通过将上述频域信号进行 FFT 变换可以得到散射光信号的距离域迹线:

$$E(z) = \frac{E_0 \Delta \beta}{2\pi} \text{sinc}(\Delta \beta z) \exp(i\beta_0 z) \times k \frac{z}{2} \exp[-i\gamma z]. \quad (5)$$

由于实际的数据采集和数据处理过程都是以离散的方式进行, 相应的距离域数据的步长为

$$\Delta L = \frac{\lambda_0^2}{2n_g \Delta \lambda_{\text{TLS}}}, \quad (6)$$

式中,  $n_g$  为光纤传感器的群折射率,  $\Delta \lambda_{\text{TLS}}$  为调谐激光的扫频范围,  $\lambda_0$  为调谐激光的中心波长. 可见光源的扫频范围越宽, 系统的空间分辨率越高.

将测得的光纤传感器的参考信号与传感信号进行光谱分布式互相关计算, 解调沿光纤传感器分布的外界环境参量的变化. 将距离域的传感信号和参考信号的数据各取相同位置处的一分子集, 并将两个子集分别进行快速傅里叶逆变换 (inverse fast Fourier transform, IFFT) 得到这段光纤参考和传感信号的局部光谱. 之后将参考局部光谱和传感信号的局部光谱进行互相关计算, 若在此空间位置处光纤传感器的环境参量发生变化, 例如温度变化, 则此处的局部光谱会发生漂移, 且频谱偏移量与应力或者温度变化呈线性对应关系. 因此据互相关计算的峰值偏移量得到此空间位置处局部光谱的频谱偏移量, 并且根据频谱偏移量与外界环境参量变化的线性对应关系, 即可求解出此段光纤传感器外界环境参量变化的具体值. 之后沿光纤将此步骤重复多次, 即可求解出整条光纤传感前后所处空间位置环境参量的变化情况<sup>[28]</sup>. 光纤测温技术具有抗电磁干扰和可实现分布式测量的优点; 然而, 该系统也存在成本较高、需侵入等离子体内部以及受材料耐温限制 (上限约 600 °C) 等局限性. 尽管其测量误差较小、结果较为准确, 为保障测量可靠性, 本研究仍通过恒温箱对其进行了校准.

## 2.2 整体模型

为了验证实验测量的正确性, 同时采用整体模型对中性气体温度随功率的影响进行模拟. 整体模型是一种零维模型, 即模型中忽略了各物理量的空间分布. 该模型通过消除等离子体状态参数的空间分辨率需求, 显著提升了计算效率, 因而其能够高效评估功率等工艺条件对等离子体特性的影响. 整体模型主要包括粒子数平衡方程和功率平衡方程<sup>[29]</sup>.

### 2.2.1 粒子数平衡方程

粒子的产生和损失在整个放电系统中要满足粒子数平衡方程. 当系统处于平衡状态时, 单位时

间内产生的粒子数和损失的粒子数是相等的. 假设主等离子体区密度是均匀的, 第  $l$  种粒子满足的粒子数平衡方程为<sup>[29]</sup>

$$\frac{L - d_s}{L} \left( \sum_j R_{l,j}^+ - R_{l,j}^- \right) + R_{\text{in},l} - R_{\text{out},l} + \sum_s R_{s,l}^+ - R_{s,l}^- = 0, \quad (7)$$

其中, 体积平均化学反应率为

$$R_{l,j} = \sum_k k_{ljk} n_l n_j.$$

这里,  $n_l$  和  $n_j$  表示第  $l$  种和第  $j$  种成分的密度, 发生反应速率系数为  $k_{ljk}$ , 指第  $k$  种反应带来的产生或损失率.  $R_{l,j}^+$  和  $R_{l,j}^-$  分别是反应过程中的产生项和损失项.  $d_s$  是鞘层模型中获得的鞘层厚度,  $L$  是腔室的高度.  $R_{\text{in},l}$  是入流速率, 其仅仅在  $j$  表示气泵泵入的成分时不为零, 否则为零.  $R_{\text{out},l}$  表示通过抽气产生的粒子损失, 正离子和中性成分可以通过抽气导致损失, 但是对于电负性气体, 负离子在鞘层的束缚下集中在放电中心, 因此不会在抽气过程中损失.  $R_{s,l}^+$  和  $R_{s,l}^-$  分别表示第  $l$  种成分在表面过程中的产生和损失过程.

### 2.2.2 功率平衡方程

当放电过程达到稳态时, 电源沉积到等离子体中的功率与等离子体消耗的功率相等. 基于上述关系, 可建立如下功率平衡方程:

$$P_c + \frac{1}{V_{\text{bulk}}} P_{\text{wall}} - \frac{1}{V_{\text{bulk}}} (P_{\text{coil}} + P_{\text{bias}}) = 0, \quad (8)$$

其中,  $P_{\text{coil}}$  和  $P_{\text{bias}}$  是 ICP 线圈和偏压电源的沉积功率,  $P_{\text{wall}}$  表示正离子和电子入射到器壁上和介质窗上而引起的功率损失,  $P_c$  是单位体积内由于化学反应损失的功率<sup>[30]</sup>,  $V_{\text{bulk}}$  为放电腔室的体积.

之前整体模型的计算上通常默认中性气体温度为 600 K<sup>[31,32]</sup>, 并且独立于等离子体参数. 相关资料<sup>[33-37]</sup> 显示气体温度取决于吸收的功率. 本文采用计算中性气体温度的经验公式<sup>[38]</sup>:

$$T_g = 0.17 \times P_{\text{abs}} + 387 \text{ K}. \quad (9)$$

模型的具体细节如下: 在 ICP 纯氮气放电条件下, 考虑的粒子及化学反应在表 1 列出. 在  $N_2$  放电中, 除了电子以外, 考虑两种正离子, 即  $N_2^+$  和  $N^+$ ; 中性粒子只考虑了基态 N 原子以及  $N_2$  分子的 3 种激发态.

表 1 模型中考虑的氮相关反应及系数  
Table 1. Nitrogen-related reactions and coefficients considered in the model.

编号	反应表达式	反应系数/( $\text{cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ )	文献
1	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + 2e$	$7.76 \times 10^{-9} T_e^{0.79} \exp(-16.75/T_e)$	[39]
2	$e + \text{N} \rightarrow \text{N}^+ + 2e$	$3.87 \times 10^{-9} T_e^{0.86} \exp(-14.62/T_e)$	[39]
3	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + 2e$	$2.90 \times 10^{-9} T_e^{0.72} \exp(-29.71/T_e)$	[40]
4	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{N} + e$	$2.15 \times 10^{-8} \exp(-14.39/T_e)$	[39]
5	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2(\text{A}) + e$	$8.06 \times 10^{-10} T_e^{-0.306} \exp(-8.87/T_e)$	[39]
6	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2(\text{B}) + e$	$1.56 \times 10^{-8} T_e^{-0.52} \exp(-9.16/T_e)$	[39]
7	$e + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2(a') + e$	$6.6 \times 10^{-9} T_e^{-0.66} \exp(-11.05/T_e)$	[39]
8	$e + \text{N}_2^+ \rightarrow \text{N} + \text{N}$	$4.8 \times 10^{-7} (0.026/T_e)$	[41]
9	$\text{N}_2(\text{A}) + \text{N}_2(a') \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2 + e$	$3.2 \times 10^{-12}$	[42]
10	$\text{N}_2(a') + \text{N}_2(a') \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2 + e$	$5.0 \times 10^{-11}$	[43]
11	$\text{N}_2(\text{A}) + \text{N} \rightarrow \text{N}_2 + \text{N}$	$2.0 \times 10^{-12}$	[40]
12	$\text{N}_2(\text{A}) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2$	$3.0 \times 10^{-18}$	[44]
13	$\text{N}_2(\text{A}) + \text{N}_2(\text{A}) \rightarrow \text{N}_2(\text{B}) + \text{N}_2$	$7.7 \times 10^{-11}$	[43]
14	$\text{N}_2(\text{B}) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{N}_2$	$1.5 \times 10^{-12}$	[43]
15	$\text{N}_2(a') + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2(\text{B}) + \text{N}_2$	$1.9 \times 10^{-13}$	[45]
16	$\text{N} + \text{N} + \text{N} \rightarrow \text{N}_2 + \text{N}$	$1.0 \times 10^{-32} (\text{cm}^6\cdot\text{s}^{-1})$	[46]
17	$\text{N}_2(\text{B}) \rightarrow \text{N}_2(\text{A}) + h\nu$	$2.0 \times 10^{-5}$	[47]

注: 其中电子温度  $T_e$  的单位为 eV

### 3 结果与讨论

#### 3.1 功率对中性气体温度的影响

图 2 给出了在总气体流量为 50 mL/min (标准状况)、工作气压 1 Pa 条件下, 采用 3 种诊断方法对感应耦合等离子体 (ICP) 反应腔中心区域 ( $R = 0 \text{ cm}$ ,  $H = 50 \text{ mm}$ ) 的氮气中性气体温度 ( $T_g$ )

随射频功率变化的测量结果. 如图 2(a) 所示, 当射频功率从 300 W 增至 700 W 时, 中性气体温度由  $(200 \pm 20) \text{ }^\circ\text{C}$  升高至  $(320 \pm 20) \text{ }^\circ\text{C}$ , 呈现明显的线性增长特性. 3 种诊断方法的测量结果展现出良好的一致性, 整体模型的模拟结果也重现了相同的温度变化规律 (图 2(b)). 实验和模型计算的趋势高度一致, 但是由于模型中采用的经验公式是拟合得

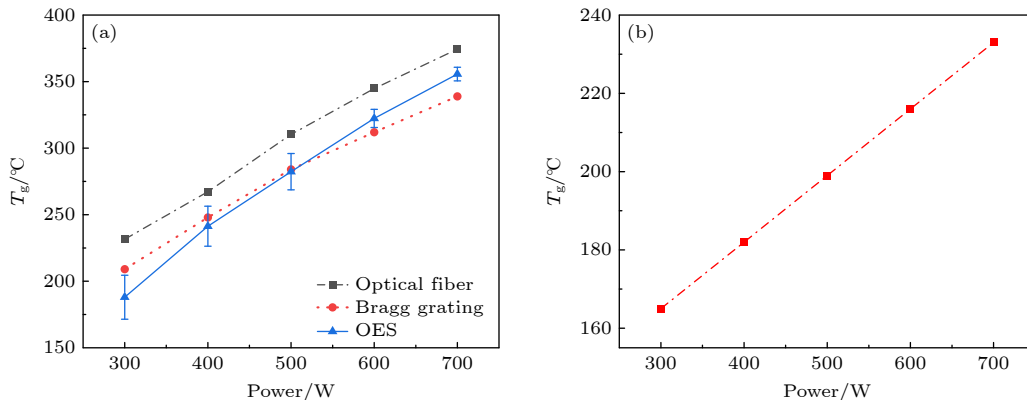


图 2 气压为 1 Pa, 气体流量为 50 mL/min (标准状况) 时, 腔室中心处氮气中性气体温度随功率的变化 (a) 光纤测温、布拉格光栅、发射光谱测量方法对比; (b) 模拟结果

Fig. 2. Temperature of nitrogen neutral gas at the center of the chamber as a function of power at a pressure of 1 Pa and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition): (a) Comparison of three measurement methods of fiber optic temperature measurement, Bragg grating, and emission spectroscopy; (b) simulation results.

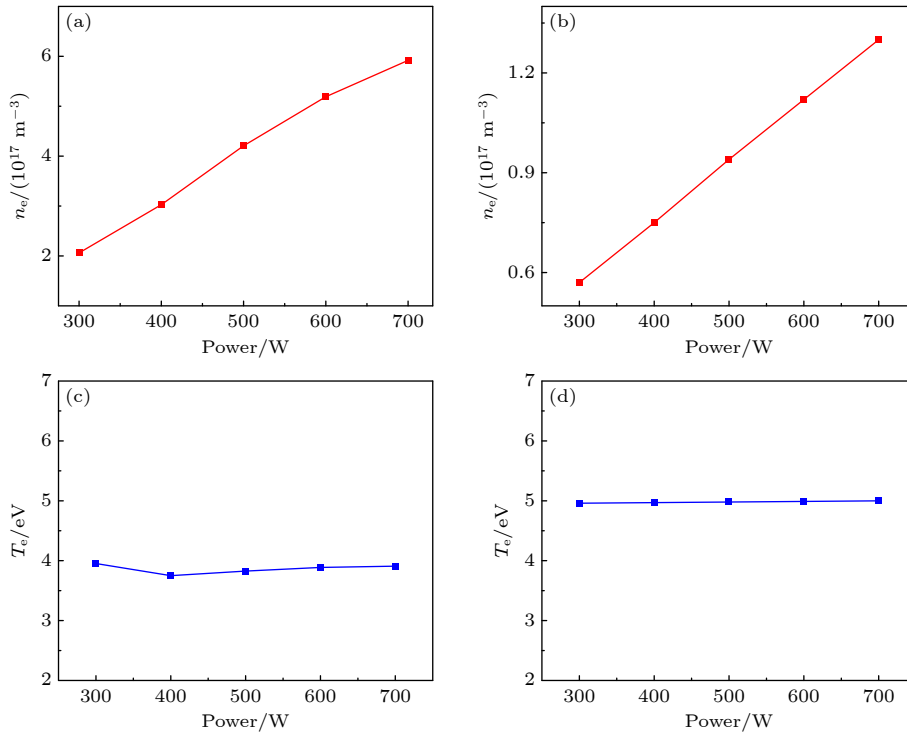


图3 气压为1 Pa, 气体流量为50 mL/min (标准状况) 时, 腔室中心处氮气电子密度和电子温度随功率的变化 (a), (c) 探针测量结果; (b), (d) 模拟结果

Fig. 3. Nitrogen electron density and electron temperature at the center of the chamber as a function of power at a pressure of 1 Pa and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition): (a), (c) Probe measurement results; (b), (d) simulation results.

到的, 所以在数值上与实验测量结果有一定的差异. 现有研究指出, 尽管中性粒子无法直接与电磁场耦合, 但通过与高能电子和高能离子的碰撞能量转移过程可获得显著加热<sup>[26]</sup>. 在ICP放电中, 较高的电子密度导致等离子体鞘层厚度显著减小, 使得中性粒子的加热主要发生在等离子体体区, 因而高能电子与中性粒子的碰撞是ICP中中性气体加热的重要机制<sup>[26]</sup>.

为阐明气体加热机理, 本文结合朗缪尔探针诊断技术同步测量了  $n_e$ 、 $T_e$  及 EEPF, 并采用整体模型进行数值模拟, 系统开展了实验与模拟结果的对比分析, 如图3(a)—(d). 图3(a), (c) 的实验数据表明, 电子密度随射频功率呈线性增长, 而电子温度保持相对稳定, 该特征与数值模拟结果高度一致(图3(b), (d)). 此现象可通过 EEPF 分布演变(图4)得到解释: 射频功率的增大引起 EEPF 高能扩展, 从而增强电离过程. 这种趋势是因为随着功率的增大, 沉积到等离子体中的能量增大, 促进了电离反应的发生. 电子密度增大导致电子-中性粒子碰撞频率上升, 这些碰撞过程引发中性粒子的激发与解离, 加热中性气体, 最终导致中性气体温度的显著升高.

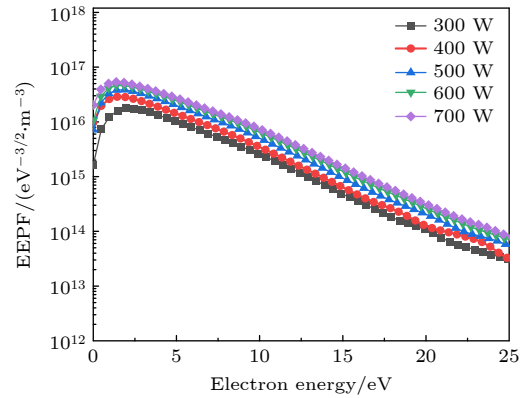


图4 气压为1 Pa, 气体流量为50 mL/min (标准状况) 时, 纯氮气放电的 EEPF 随功率的变化

Fig. 4. EEPF of pure nitrogen discharge as a function of power at a pressure of 1 Pa and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition).

### 3.2 气压对中性气体温度的影响

图5展示了氮气放电中, 射频功率固定为600 W, 腔室中心处 ( $R = 0$  cm,  $H = 50$  mm), 气体温度、电子密度、电子温度以及电子能量概率函数随气压的变化关系. 从图5(a)可以看出, 气体温度随着气压的升高(1—13 Pa) 呈现单调上升的趋势, 但其上

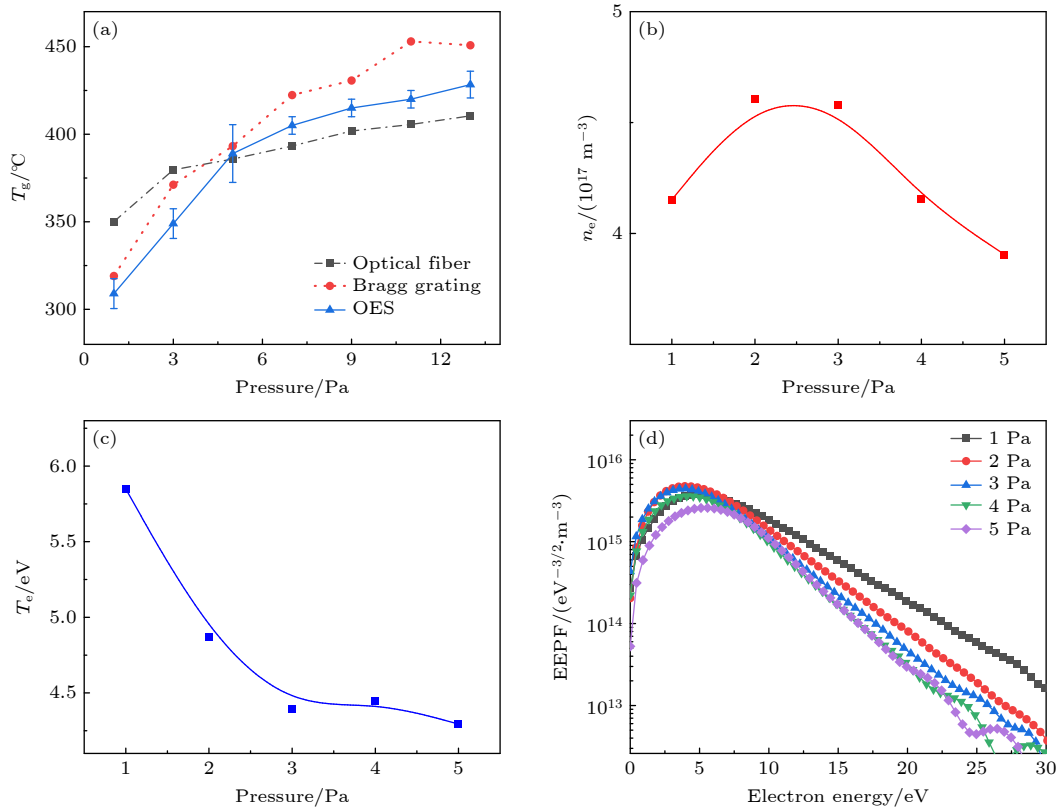


图5 功率为 600 W, 气体流量为 50 mL/min (标准状况) 时, 腔室中心处氮气中性气体温度随气压的变化 (a) 光纤测温、布拉格光栅、发射光谱测量方法对比; (b) 电子密度; (c) 电子温度; (d) EEPF

Fig. 5. Temperature of nitrogen neutral gas at the center of the chamber as a function of pressure at a power of 600 W and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition): (a) Comparison of measurement methods of fiber optic temperature measurement, Bragg grating, and emission spectroscopy; (b) electron density; (c) electron temperature; (d) EEPF.

升速率逐渐减缓. 相同放电条件下的电子密度对气压则呈现非单调变化, 电子温度不断降低. 当气压较低时 (1—3 Pa),  $n_e$  随气压升高而增大, 但当气压大于 3 Pa 时, 电子密度逐渐下降. 这种变化规律源于两种相互竞争的物理机制: 1) 气压升高导致电子-中性粒子碰撞频率增大, 电子的平均自由程缩短, 使其在电场加速过程中难以积累足够的动能, 电子温度 ( $T_e$ ) 降低 (图 5(c)), 电离速率系数下降. 2) 背景气体密度的增大提升了电子-中性粒子电离碰撞的概率. 这两种机制的动态平衡决定了电离率的非单调变化特征<sup>[12]</sup>, 从而导致电子密度 ( $n_e$ ) 呈现先上升后下降的趋势. 该现象亦可由 EEPF 的演变 (图 5(d)) 进一步解释: 随着气压升高, EEPF 的高能尾部逐渐衰减, 表明高能电子数量减少, 使得电离过程受到抑制<sup>[12]</sup>, 导致  $T_g$  的上升速率减缓.

### 3.3 气体组分对中性气体温度影响

在固定功率 300 W、工作气压 1 Pa 的实验条

件下, 本文采用 3 种诊断方法测量了氮氩放电中反应腔中心位置 ( $R = 0$  cm,  $H = 50$  mm)  $T_g$  随氩气含量的变化, 并利用朗缪尔探针同步测定相同条件下的  $n_e$ ,  $T_e$  以及 EEPF, 如图 6(a)—(d) 所示. 图 6(a) 结果表明,  $T_g$  随氩气含量增大呈现单调上升趋势, 且上升速率逐渐加快. 这一测量结果与 Song 等<sup>[48]</sup> 在 ICP 放电 (气压 1.4 mTorr, 功率 300 W) 条件下采用光谱法测得的氮氩混合气体中性气体温度变化趋势一致.

氩气含量影响中性气体温度的物理机制可归纳如下: 1) 随着氩气含量增大, EEPF 分布发生显著变化 (图 6(d)), 主要表现为高能电子比例增大, 电离反应增强, 电子密度上升 (图 6(b)), 高能电子通过碰撞过程更有效地加热中性气体. 2) 在 ICP 氮氩混合放电中, 亚稳态氩原子 ( $Ar^m$ ) 引发的彭宁激发与解离, 能够有效提升 N,  $N_2$  及  $N_2^+$  激发态粒子的密度. 随着 Ar 含量持续增大,  $N_2(C, v')$  分子向高转动能级的激发会变得更加频繁, 从而加热中性

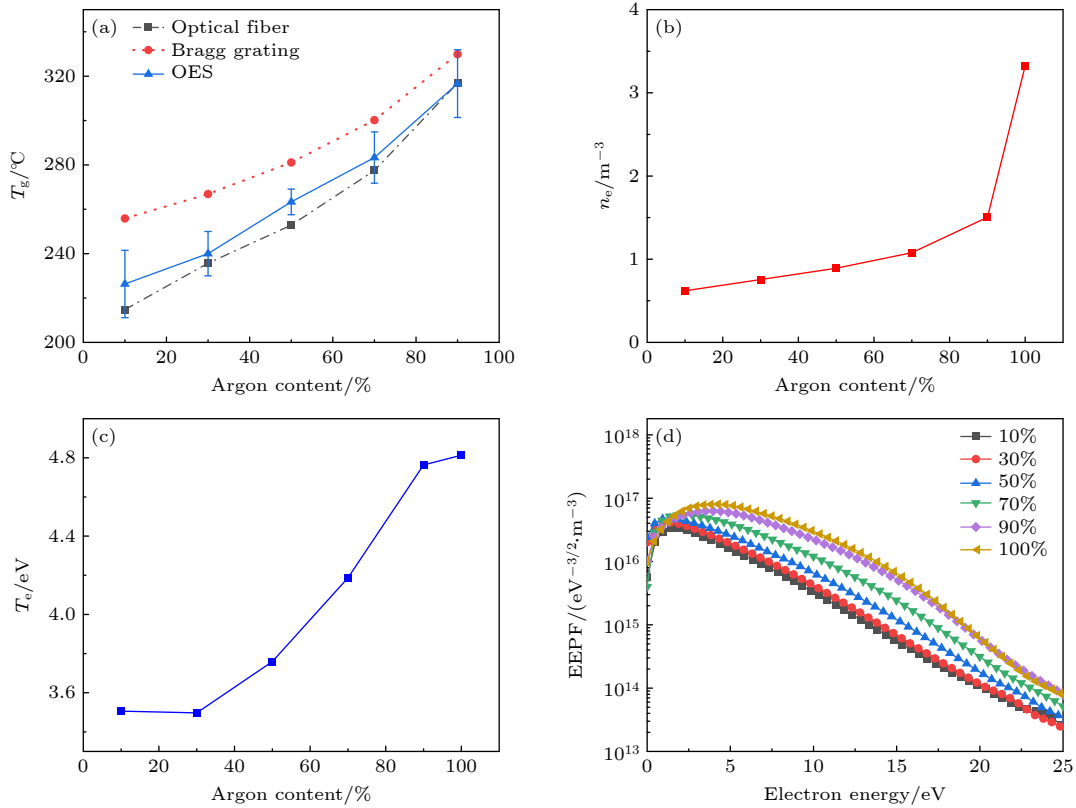


图 6 功率为 300 W, 气压为 1 Pa, 气体流量为 70 mL/min (标准状况) 时, 腔室中心处氮气中性气体温度随氩含量的变化 (a) 光纤测温、布拉格光栅、发射光谱测量方法对比; (b) 电子密度; (c) 电子温度; (d) EEPF

Fig. 6. Temperature of nitrogen neutral gas at the center of the chamber as a function of argon content at a power of 300 W, a pressure of 1 Pa, and gas flow rate of 70 mL/min (standard condition): (a) Comparison of measurement methods of fiber optic temperature measurement, Bragg grating, and emission spectroscopy; (b) electron density; (c) electron temperature; (d) EEPF.

气体温度<sup>[48]</sup>. 上述机制的协同作用导致  $T_g$  随氩气含量增大呈现加速上升趋势. 特别是在高氩含量区域 ( $> 50\%$ ), 由于这些过程的正反馈效应, 中性气体温度上升幅度呈现非线性增强特征.

### 3.4 中性气体温度空间分布

前文系统研究了单点位置处中性气体温度随放电参数的演化规律. 为进一步揭示温度场的空间分布特性随放电参数的变化, 本文采用分布式光纤传感技术对  $T_g$  的径向分布进行测量. 该技术以光纤作为连续分布式传感元件, 可同时实现不同轴向高度 ( $H = 30\text{—}70\text{ mm}$ ) 下  $T_g$  的径向分布测量<sup>[49]</sup>.

实验采用分布式光纤测温系统, 对 ICP 中纯氮气放电在不同轴向高度及不同放电参数条件下的  $T_g$  径向分布进行测量. 图 7(a) 显示, 在轴向高度  $H = 30\text{ mm}$  处, 不同射频功率 (300—700 W) 对应的  $T_g$  的径向分布均呈现单峰抛物线特征. 图 7(b) 为轴向高度为 50 mm 处的中性气体温度径向分布, 可以看出分布不再是抛物形分布, 而是呈现出

马鞍形分布,  $T_g$  较  $H = 30\text{ mm}$  时升高. 图 7(c) 中  $T_g$  径向分布呈现更为明显的马鞍形分布. 不同功率下,  $T_g$  均在径向  $\pm 5\text{ cm}$  等位置出现峰值, 中间径向在 0 cm 附近温度相对较低. Luo 等<sup>[49]</sup> 通过二维流体模拟定量分析了不同电子碰撞反应对热源的贡献, 结果表明 90% 以上的热源分布位于靠近线圈的位置, 这导致线圈下方加热较强, 其他区域加热较弱. 因此, 线圈下方的电磁场强度较高, 导致该处电子能量高, 高能电子与中性粒子发生碰撞, 能量传递更为剧烈, 从而使得该区域的中性粒子被更有效地加热. 相比之下, 其他区域的电磁场较弱, 电子能量较低, 对中性粒子的加热作用也相应较弱. 这种加热强度的空间差异最终造成了整体分布的不均匀性, 并呈现出典型的马鞍形分布特征. 而随着轴向位置下移, 线圈影响减弱, 马鞍形特征逐渐消失.

从图 7(a)—(c) 可以看出, 随着功率从 300 W 增至 700 W, 不同径向位置的  $T_g$  都显著上升, 图 7(d) 为纯氮气 ICP 放电中不同轴向高度不同功率的温

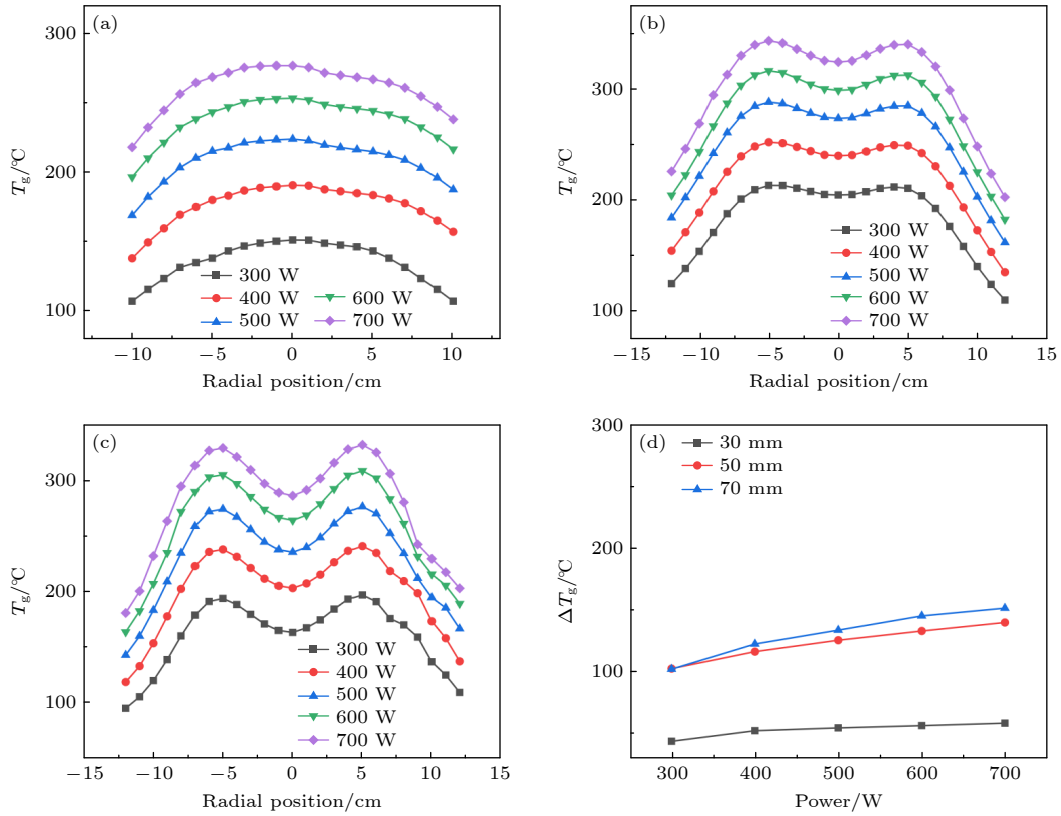


图 7 固定气压为 1 Pa、气体流量为 50 mL/min (标准状况) 时, 纯氮气放电中在不同高度不同功率下的  $T_g$  径向分布特征 (a) 30 mm; (b) 50 mm; (c) 70 mm; (d) 不同轴向高度、不同功率条件下的温度极差趋势图

Fig. 7. Under fixed gas pressure of 1 Pa and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition) the radial distribution characteristics of  $T_g$  during pure nitrogen discharge at different power levels at different height: (a) 30 mm; (b) 50 mm; (c) 70 mm; (d) temperature gradient trend diagram under varying axial heights and power conditions.

度极差示意图, 可以看出随着功率的增大, 温度极差 ( $\Delta T_g = T_{\max} - T_{\min}$ ) 变化较为稳定. 这些现象可能是由于功率增强, 线圈电流会增强, 导致线圈各个地方的电磁场同时增强, 所以径向位置的各个点呈现均匀增大的现象.

从图 8(a) 能够看出在不同气压 (1—9 Pa) 下,  $T_g$  在高度为 30 mm 处的径向分布整体呈单峰抛物线特征. 径向高度为 50 mm 处, 如图 8(b) 所示,  $T_g$  径向分布峰值出现在  $R = \pm 4$  cm 处, 径向分布呈现马鞍形分布. 由图 8(c) 可看出在轴向高度为 70 mm 处, 不同气压下  $T_g$  径向分布呈现更为明显的马鞍形, 在径向  $\pm 5$  cm 左右位置出现峰值, 0 cm 附近温度相对较低. 图 8(a)—(c) 中径向中心周围的点随着气压的升高,  $T_g$  逐渐升高, 且升高速率逐渐变慢, 这与前文 (3.2 节) 探究过的气压对中性气体温度的影响一致, 而径向边缘处的点随着气压的升高,  $T_g$  几乎不发生改变. 图 8(d) 为纯氮气 ICP 放电中不同轴向高度不同气压的温度极差示意图, 可以看出随着气压的增大,  $T_g$  极差增大, 也能反映

出  $T_g$  的升高不均匀. 该现象可能的原因是电子在线圈下方与中性粒子发生碰撞, 从而加热中性气体. 当气压不断升高时, 电子平均自由程缩短, 线圈下方的电子很难运动到径向边缘处与中性粒子发生碰撞, 从而限制了边缘中性粒子的加热. 因而, 径向边缘中性气体温度随着气压的升高几乎不发生改变.

## 4 结 论

本文通过多种测温手段系统地研究了氮气在 ICP 放电中的  $T_g$ 、 $n_e$  及 EEPF 随射频功率、气压和气体组分的变化规律. 实验结果配合模拟研究表明, 射频功率对  $T_g$  有显著影响, 随着功率的增大,  $T_g$  从  $(200 \pm 20)$  °C 升至  $(320 \pm 20)$  °C, 这主要归因于高能电子和中性粒子的非弹性碰撞增加将能量传递给中性粒子. 气压对  $T_g$  的影响表现为单调递增趋势, 但在 3—5 Pa 后温度上升速率减缓, 这是由于电子密度随气压变化的非单调特性所致. 氙气

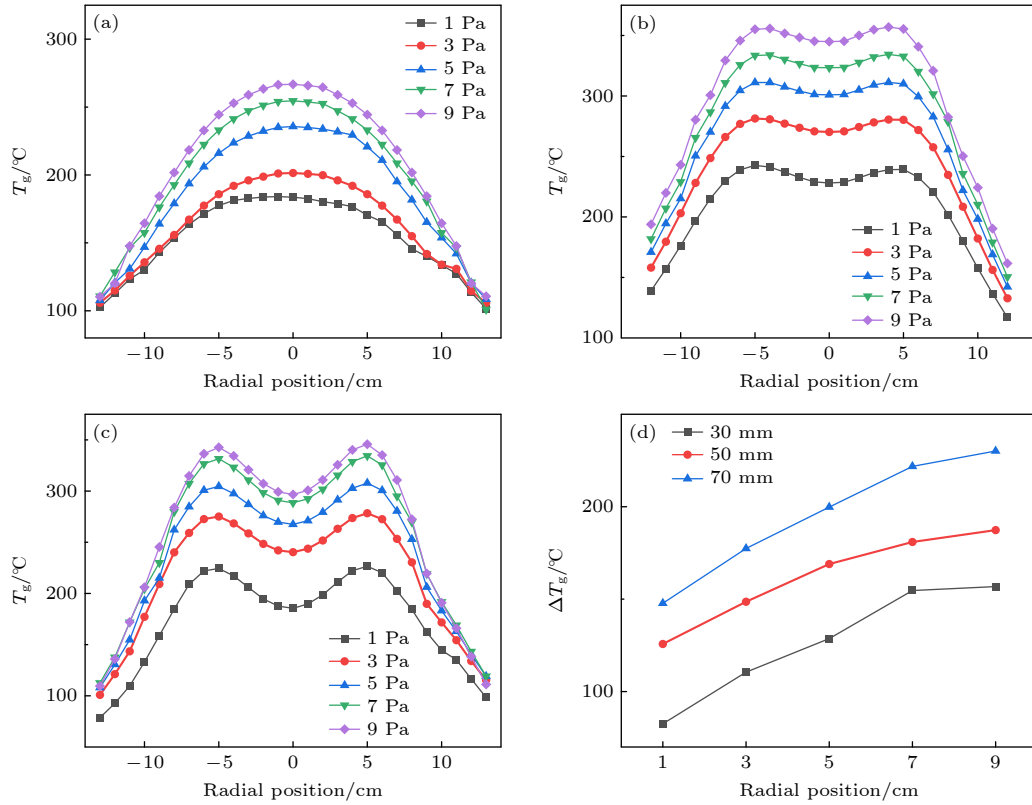


图 8 固定功率为 300 W、气体流量为 50 mL/min (标准状况) 时, 纯氮气放电中在不同高度不同气压下的  $T_g$  径向分布特征 (a) 30 mm; (b) 50 mm; (c) 70 mm; (d) 不同轴向高度、不同气压条件下的温度极差趋势图

Fig. 8. At a fixed power of 300 W and gas flow rate of 50 mL/min (standard condition), the radial distribution characteristics of  $T_g$  under different gas pressures during pure nitrogen discharge at different height: (a) 30 mm; (b) 50 mm; (c) 70 mm; (d) temperature gradient trend diagram under varying axial heights and pressure conditions.

的加入显著提高了  $T_g$ , 并加速了温度上升趋势, 这可能是氩气的低电离能和高碰撞效率, 促进了能量向中性粒子的转移.

在空间分布方面, 纯氮气放电的径向温度分布在不同气压和不同功率条件下随轴向高度增大均从抛物线形转变为马鞍形. 此外, 实验还发现, 不同径向位置处的中性气体温度随功率的升高, 上升幅度大致相同, 而随气压的升高, 上升幅度差异较大, 径向边缘处随气压的上升  $T_g$  几乎不变. 这涉及气压对于  $T_g$  在径向上存在一定的局域作用.

综上所述, 本文揭示了 ICP 放电中  $T_g$  随功率、气压和气体组分变化的微观机制, 为优化等离子体工艺参数 (如功率、气压和气体混合比例) 提供了重要依据, 从而为工业应用中的工艺改进提供了一种有效的方法.

参考文献

[1] Iliopoulos E, Adikimenakis A, Dimakis E, Tsagaraki K, Konstantinidis G, Georgakilas A 2005 *J. Cryst. Growth* **278**

426  
 [2] Osaka J, Senthil Kumar M, Toyoda H, Ishijima T, Sugai H, Mizutani T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 172114  
 [3] Kim K Y, Lee H C, Chung C W 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 105007  
 [4] Itagaki N, Iwata S, Muta K, Yonesu A, Kawakami S, Ishii N, Kawai Y 2003 *Thin Solid Films* **435** 259  
 [5] Agarwal S, Hoex B, van de Sanden M C M, Maroudas D, Aydil E S 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4918  
 [6] Gao F, Mao M, Ding Z F, Wang Y N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5123 (in Chinese) [高飞, 毛明, 丁振峰, 王友年 2008 物理学报 **57** 5123]  
 [7] Hebner G A 1996 *J. Appl. Phys.* **80** 2624  
 [8] Bol'shakov A A, Cruden B A, Sharma S P 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 691  
 [9] Yang W B, Zhou J N, Li B C, Xing T W 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 095201 (in Chinese) [杨文斌, 周江宁, 李斌成, 邢廷文 2017 物理学报 **66** 095201]  
 [10] Pan Z H, Chen X H, Wang B, Xia W D 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 085201 (in Chinese) [潘子峰, 陈仙辉, 王斌, 夏维东 2021 物理学报 **70** 085201]  
 [11] Sing H, Coburn J W, Graves D B 2001 *J. Vac. Sci. Technol. A* **19** 718  
 [12] Wang Y J, Huang J W, Zhang Q Z, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2021 *Chin. Phys. B* **30** 095205  
 [13] Donnelly V M, Malyshev M V 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2467  
 [14] Ostrikov K N, Denysenko I B, Tsakadze E L, Xu S, Storer R G 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 4935  
 [15] Hash D B, Bose D, Rao M V V S, Cruden B A, Meyyappan

- M, Sharma S P 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 2148
- [16] Hebner G A, Miller P A 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 8304
- [17] Hebner G A 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 900
- [18] Malyshev M V, Donnelly V M, Downey S W, Colonell J I, Layadi N 2000 *J. Vac. Sci. Technol. A* **18** 849
- [19] Kiehlbauch M W, Graves D B 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 2047
- [20] Cruden B A, Rao M V V S, Sharma S P, Meyyappan M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 990
- [21] Cruden B A, Rao M V V S, Sharma S P, Meyyappan M 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 8955
- [22] Schabel M J, Donnelly V M, Kornblit A, Tai W W 2002 *J. Vac. Sci. Technol. A* **20** 555
- [23] Palmero A, Cotrino J, Barranco A, Gonzalez-Elipse A R 2002 *Phys. Plasmas* **9** 358
- [24] Britun N, Gaillard M, Ricard A, Kim Y M, Kim K S, Han J G 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1022
- [25] Han J, Park W, Kim J, Lim K H, Lee G H, In S, Park J, Oh S J, Nam S K, Sung D Y, Moon S Y 2023 *Spectrochim. Acta A* **304** 123389
- [26] Du P C, Zhou F J, Zhao K 2022 *Appl. Phys.* **132** 043302
- [27] Zhang L 2021 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [张丽 2021 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [28] Lü T 2023 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [吕拓 2023 硕士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [29] Tong L, Zhao M L, Zhang Y R, Song Y H, Wang Y N 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 045201 (in Chinese) [佟磊, 赵明亮, 张钰如, 宋远红, 王友年 2024 物理学报 **73** 045201]
- [30] Wen D Q 2018 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [温德奇 2018 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [31] Gudmundsson J T, Kouznetsov I G, Patel K K, Lieberman M A 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1100
- [32] Gudmundsson J T, Thorsteinsson E G 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 399
- [33] Bakowski B, Hancock G, Peverall R, Ritchie G A D, Thornton L J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2064
- [34] Tuszewski M 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 053301
- [35] Shimada M, Tynan G R, Cattolica R 2006 *J. Vac. Sci. Technol. A* **24** 1878
- [36] Biloiu C, Sun X, Harvey Z, Scime E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 073303
- [37] Linss V, Kupfer H, Peter S, Richter F 2005 *Surf. Coat. Technol.* **200** 1696
- [38] Thorsteinsson E G, Gudmundsson J T 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045001
- [39] Gudmundsson J T 2005 *IEEE Transactions on Plasma Science* **33** 1129
- [40] Sode M, Jacob W, Schwarz-Selinger T, Kersten H 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 083303
- [41] Levaton J, Amorim J, Souza A R, Franco D, Ricard A 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 689
- [42] Loureiro J 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2320
- [43] Guerra V, Loureiro J M A H 1997 *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 361
- [44] Pejovic M M, Zivanovic E N, Pejovic M M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 200
- [45] Piper L G 1987 *J. Chem. Phys.* **87** 1625
- [46] Gordiets B F, Ferreira C M, Guerra V L, Loureiro J M A H, Nahorny J, Pagnon D, Touzeau M, Vialle M 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 750
- [47] Piper L G 1989 *J. Chem. Phys.* **91** 864
- [48] Song M A, Lee Y W, Chung T H 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023504
- [49] Luo Q, Lü T, Wang P Y, Zhou D P, Gao F, Wang Y N 2025 *J. Vac. Sci. Technol. A* **43** 043006

# Multiple diagnostic techniques measured neutral gas temperatures in N<sub>2</sub> plasma and Ar-N<sub>2</sub> mixed plasma\*

AN Yanlin ZHAO Mingliang LUO Qian GAO Fei<sup>†</sup> WANG Younian*(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams (Ministry of Education),**School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)*

( Received 10 September 2025; revised manuscript received 11 October 2025 )

## Abstract

Low-temperature inductively coupled radio-frequency plasma is a key plasma source in semiconductor fabrication, where the neutral gas temperature ( $T_g$ ) is one of the critical parameters influencing chemical reactions and plasma characteristics. Precise control of  $T_g$  significantly influences processes such as thin-film deposition and reactive ion etching, with its synergistic interaction with plasma parameters ( $n_e$ ,  $T_e$ ) often determining process outcomes. Consequently, a thorough understanding of the evolution of  $T_g$  and its correlation with discharge parameters has become a critical issue for optimizing semiconductor manufacturing processes. To achieve more accurate measurements of neutral gas temperature, this work employs three temperature measurement techniques: spectroscopy, Bragg grating, and fiber optic sensing. These methods are used to systematically investigate the variation patterns of neutral gas temperature ( $T_g$ ) in nitrogen plasma and nitrogen-argon mixed plasma under different radio-frequency power, gas pressure, and gas composition conditions. To elucidate the gas heating mechanism, this work combines Langmuir probe measurements of electron density, electron temperature, electron energy probability distribution with a global model simulation. The results show that as the RF power increases, the energy coupled to the plasma increases, the ionization reaction is enhanced, and the collision process and energy transfer between electrons and neutral particles increase, resulting in a monotonically increasing trend of  $T_g$ . When gas pressure initially increases, both electron density and background gas density rise together, enhancing heating efficiency and driving rapid  $T_g$  growth. However, beyond 3 Pa, electron mean free path shortens and electron density declines. In contrast, background gas density continues to increase, leading to slower  $T_g$  growth. In nitrogen/argon mixed system discharges, increasing the argon proportion significantly enhances the rate of  $T_g$  increase. This occurs because a higher argon ratio elevates the proportion of high-energy electrons and electron density, thereby strengthening ionization and neutral gas heating. At the same time, argon metastable atoms enhance the density of excited nitrogen particles through the Penning process, which promotes nitrogen molecular excitation to higher energy levels and further heats the gas. Additionally, we observe that the radial temperature distribution in pure nitrogen plasma shifts from parabolic to saddle-type with axial height increasing, due to intensified electron collision excitation near the coil under electromagnetic field effects. In this study, it is also found that the glass transition temperature at the radial edge remains virtually unchanged as atmospheric pressure increases. This is because, as pressure continues to rise, electrons beneath the coil struggle to migrate to the radial edge to collide with neutral particles, thereby limiting the heating of edge neutral particles.

**Keywords:** neutral gas temperature, inductively coupled plasma, fiber optic sensing temperature measurement, radial distribution

DOI: [10.7498/aps.75.20251240](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251240)CSTR: [32037.14.aps.75.20251240](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251240)

\* Project supported by the Science Foundation of China (Grant No. 11935005) and the Fundamental Research Operating Expenses of the Central Universities (Grant No. DUT25Z2707).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [fgao@dlut.edu.cn](mailto:fgao@dlut.edu.cn)

基于多种诊断方法的氮与氩氮混合等离子体中性气体温度

安彦霖 赵明亮 罗倩 高飞 王友年

Multiple diagnostic techniques measured neutral gas temperatures in  $N_2$  plasma and Ar- $N_2$  mixed plasma

AN Yanlin ZHAO Mingliang LUO Qian GAO Fei WANG Younian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010502 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251240

CSTR: 32037.14.aps.75.20251240

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251240>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

大功率热平衡感应耦合等离子体数值模拟及实验研究

Numerical simulation and experimental study of high-power thermal equilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201610>

氩气感应耦合等离子体非平衡特性分析

Non-equilibrium characteristics analysis of argon inductively coupled plasma

物理学报. 2025, 74(23): 235215 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251186>

感性耦合Ar/O<sub>2</sub>等离子体放电特性的数值模拟

Numerical simulation of inductively coupled Ar/O<sub>2</sub> plasma

物理学报. 2024, 73(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240436>

低气压感性耦合等离子体源模拟研究进展

Numerical investigation of low pressure inductively coupled plasma sources: A review

物理学报. 2021, 70(9): 095206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202247>

面向半导体工艺的平面线圈感性耦合氩等离子体源的三维流体模拟研究

Three-dimensional fluid simulation of a planar coil inductively coupled argon plasma source for semiconductor processes

物理学报. 2024, 73(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240952>

带有射频偏压源的感性耦合Ar/O<sub>2</sub>/Cl<sub>2</sub>等离子体放电的混合模拟研究

Hybrid simulation of radio frequency biased inductively coupled Ar/O<sub>2</sub>/Cl<sub>2</sub> plasmas

物理学报. 2024, 73(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231369>