

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

## 氩气感应耦合等离子体非平衡特性分析\*

张晖<sup>1)</sup> 韩宁<sup>1)</sup> 孟显<sup>1)†</sup> 曹进文<sup>1)2)</sup> 孙文进<sup>1)2)</sup>李梦天<sup>1)2)</sup> 耿金越<sup>1)</sup> 黄河激<sup>1)2)</sup>

1) (中国科学院力学研究所, 空天飞行高温气动全国重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

(2025年8月31日收到; 2025年11月14日收到修改稿)

受制于感应耦合等离子体 (ICP) 发生器内极高温、有限空间以及电磁场与化学反应的复杂耦合, 实验方法在揭示发生器内电磁场与流场的相互作用及放电特性方面存在较大局限, 数值模拟因而成为研究该类问题的重要手段. 本研究以氩气 ICP 为研究对象, 利用 COMSOL 在平衡态 (LTE) 与非平衡态 (NLTE) 假设下建立二维模型, 比较两者在温度场与能量耦合特性上的差异. 结果表明, 在千帕级压力下, LTE 下温度峰值约 8200 K, 高温区范围更大且集中于线圈区域. 而 NLTE 最高温度仅约 5990 K, 且分布偏移至下游; 同时, 轴心区域以基态氩为主, 线圈附近激发态与离子分数升高, 表明能量沉积与粒子转化主要集中在趋肤层. 进一步分析不同压力下中心线分布发现, 随压力降低, 电子与气体温度差值增大, 体系热非平衡特征显著增强. 研究揭示了千帕级压力下 ICP 放电过程中的电磁-热-流动耦合机制及其非平衡特征. 结果表明, 在千帕级压力模拟中, NLTE 模型能更准确地捕捉能量耦合与温度分布的关键特征, 为高焓风洞等应用中的 ICP 数值模拟提供了模型选择依据.

**关键词:** 感应耦合等离子体, 氩等离子体, 非平衡特性**PACS:** 52.50.Dg, 52.25.Kn, 52.50.Qt, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.74.20251186**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251186

## 1 引言

临近空间超高速飞行器在长时间飞行过程中面临的高温真实气体效应及热化学非平衡现象, 对气动热力的精准预测提出了严峻挑战. 高频感应耦合等离子体 (ICP) 风洞因其无电极放电特性, 可避免电极污染问题<sup>[1]</sup>, 为研究此类复杂流动提供了更纯净的地面试验环境. 在这一领域, 国内外研究机构已开展了广泛探索. 冯·卡门流体动力学研究所 (VKI) 建立的感应耦合风洞 (plasmatron)<sup>[2,3]</sup>, 可用于模拟飞行器进入行星大气条件时的气动热环境. 日本 JAXA 航空航天技术研究所建立了 110 kW

高频等离子体风洞<sup>[4]</sup>对氩气等离子体放电进行了研究. 中国科学院力学研究所<sup>[5]</sup>在 30 kW 高频风洞上开展材料表面催化特性研究. 中国空气动力研究与发展中心 1 MW 高频等离子体风洞<sup>[6,7]</sup>可用于航天飞行器耐热材料表面催化、氧化、辐射特性等方面的研究与试验.

在 ICP 等离子体的实际放电过程中, 已有实验与数值研究表明, 其内部存在部分区域并不满足局域热力学平衡 (LTE) 条件<sup>[8]</sup>, 即电子温度 ( $T_e$ ) 高于重粒子温度 ( $T_h$ ), 该区域等离子体处于热力学非平衡状态 (NLTE), 该类非平衡区域主要分布于等离子体射流的边缘, 尤以线圈覆盖范围内的石英管邻近区域最为显著<sup>[9,10]</sup>.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12535016, 12275019) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mengxian@imech.ac.cn

工作气压对等离子体热力学状态的判定具有决定性影响. 高压条件下, 当粒子间碰撞频繁, 等离子体炬内部满足 LTE 条件, 此时系统中电子温度 ( $T_e$ )、重粒子温度 ( $T_h$ ) 和激发温度可用单一温度参数  $T$  表征. 因此, 高压条件下的 ICP 模拟通常采用平衡态放电模型. 与之相对, 在低气压条件下, 由于粒子间碰撞频率降低, 电子与重粒子之间的能量传递效率下降, 导致  $T_e \neq T_h$ , 此时必须采用非平衡态模型才能准确描述等离子体行为.

受限于 ICP 等离子体炬内部的极高温环境与狭小空间, 以及电磁场与复杂高温化学反应的耦合作用, 使得实验条件下准确测量等离子体参数面临诸多挑战. 因此, 数值模拟已成为研究其放电与流动特性的重要手段<sup>[11-16]</sup>. 在低压非平衡等离子体数值研究方面, Stewart 等<sup>[17]</sup>研究了 1—20 mTorr (1 Torr=133 Pa) 范围内的 ICP 氩气热非平衡放电等离子体密度、电子温度等分布特性. Lei 等<sup>[18]</sup>利用 COMSOL 软件在 2—10 Pa 的低压环境下, 对氩气 ICP 非平衡进行了仿真, 获得了不同输入功率和压力设置下流场参数空间分布. 而在平衡态等离子体研究方面, Punjabi 等<sup>[19]</sup>使用 Fluent 软件计算分析了大气压下不同气体放电对热力学平衡状态温度场和速度场的影响. 朱海龙等<sup>[20]</sup>建立了三维射频热等离子体模型, 考虑感应线圈的真实螺线管结构, 计算了热等离子体温度场、流场和电磁场的分布情况. 余德平等<sup>[21]</sup>利用 COMSOL 软件模拟了大气感应耦合等离子体分体式炬管内的氩气放电, 得到平衡状态下电温度场、流场等分布, 分析其形成的物理机理. 上述研究通过不同条件下的仿真, 揭示了从低压力非平衡态到高压平衡态等多种工况下 ICP 等离子体的放电特性、流场结构及其内在物理机制.

高焓等离子体风洞中, ICP 炬常与喷管联用, 以实现高速喷流或推进等应用. 在上游供气与喷管喉道效应作用下放电腔内压力可维持在千帕范围<sup>[4,22]</sup>. 尽管当前 ICP 数值模拟研究已取得一定进展, 但 kPa 区间缺乏系统探讨. 基于此, 本研究以 10 kPa 工作压力为主要研究背景, 建立二维轴对称 ICP 等离子体炬数值模型, 利用 COMSOL 软件对氩气放电过程进行模拟计算. 通过系统对比分析平衡态与非平衡态模型下 ICP 流场热特性的差异, 揭示不同建模方法在千帕压力条件下能量分布、温

度场演化等表征差异, 为该压力区间 ICP 模拟方法的适用性与局限性提供了新的认识.

## 2 ICP 磁流体力学模型

在 LTE 模型中, 假设等离子体内部所有粒子 (电子、离子及中性原子) 的能量分布可由统一的温度  $T$  表征, 即

$$T_e = T_h = T_v = T_r = T, \quad (1)$$

其中,  $T_e$ ,  $T_h$ ,  $T_v$ ,  $T_r$  分别为电子、重粒子、振动及转动温度. 对于单原子气体, 只存在电子温度  $T_e$  和重粒子温度  $T_h$ . 在该模型下, 能量传递被视为充分耦合, 电子与重粒子之间处于局域热力学平衡状态. 方程组通过磁流体动力学方法把电磁方程和流体力学方程耦合求解流场、温度场 (计算方程组见 2.1—2.2 节).

在 NLTE 模型中, 考虑电子与重粒子能量交换速率有限的物理机制, 对电子温度  $T_e$  与气体温度  $T$  独立求解:

$$T_e \neq T_h \approx T. \quad (2)$$

NLTE 模型可以反映电子与重粒子间能量交换不充分的特征. 模型中分别建立电子能量方程与气体能量方程, 额外考虑电子、离子以及化学反应动力学模型 (计算方程组见 2.1—2.4 节).

### 2.1 电磁场方程组

在等离子体满足准中性并忽略位移电流基本假设条件下, 麦克斯韦方程组如下:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu(\mathbf{J}_{\text{coil}} + \mathbf{J}_p) + \varepsilon\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

其中  $\mu = \mu_0\mu_r$  为磁导率,  $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$  为介电常数,  $\mathbf{J}_p$  表示等离子体中感应电流密度,  $\mathbf{J}_{\text{coil}}$  表示线圈中电流密度,  $\rho$  表示空间电荷密度.

通过引入磁矢势  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ , 代入 (4) 式得到:

$$(j\omega\sigma - \omega^2\varepsilon)\mathbf{A} + \nabla \times \left( \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}_{\text{coil}}, \quad (7)$$

方程中  $j$  为虚部,  $\omega$  为角频率,  $\sigma$  为电导率.

## 2.2 流体力学方程

对于准中性气体的流体力学方程组, 连续性方程、动量方程和能量方程如下:

$$\nabla(\rho u) = 0, \quad (8)$$

$$\nabla(\rho u u) = -\nabla p + \nabla\left[\mu\left(\nabla u + (\nabla u)^T\right) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot u)I\right] + (\rho g + j \times B), \quad (9)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T\right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + P_j - Q_r, \quad (10)$$

其中  $\rho$  为气体密度,  $p$  为压力,  $\mu$  为黏度,  $T$  为温度,  $I$  为单位矩阵,  $g$  为重力,  $B$  为磁感应强度,  $j$  为感应电流密度,  $C_p$  为恒压热容,  $k$  是导热系数,  $P_j$  为焦耳热,  $Q_r$  为体积辐射损失.

对于非平衡模型, 则需要额外考虑电子、离子以及化学反应动力学模型. 因此还需要考虑下述方程组.

## 2.3 电子和离子方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (u \cdot \nabla) n_e, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i) + \nabla \cdot \Gamma_i = R_i - (u \cdot \nabla) n_i, \quad (12)$$

$$\Gamma_e = -n_e(\mu_e \cdot E) - D_e \cdot \nabla n_e, \quad (13)$$

$$\Gamma_i = -n_i(\mu_i \cdot E) - D_i \cdot \nabla n_i, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\epsilon) + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon + E \cdot \Gamma_\epsilon = R_\epsilon - (\mu_\epsilon \cdot \nabla) n_\epsilon, \quad (15)$$

其中,  $n_e, n_i$  表示电子、离子数密度,  $n_\epsilon$  为电子能量密度,  $\Gamma_e, \Gamma_i$  表示电子流、离子流通量,  $\Gamma_\epsilon$  表示电子能量通量,  $R_e, R_i$  表示电子、离子源项,  $R_\epsilon$  为非弹性碰撞能量,  $E$  表示空间静电场,  $\mu_e, \mu_i$  表示电子、离子迁移率,  $\mu_\epsilon$  为电子能量迁移率,  $D_e, D_i$  表示电子、离子扩散率,  $u$  为中性流体流速, 流速  $u$  可作为关键参数, 实现流场与等离子体放电模型之间的耦合 [23].

## 2.4 化学反应模型

对于选择的氩气工作气体, 考虑了氩原子 (Ar)、亚稳态氩原子 (Ar\*)、氩离子 (Ar<sup>+</sup>)、电子 (e), 反应机制包括弹性碰撞、激发、电离等 7 个化学反应 (见表 1) [18]. 7 个化学反应覆盖了从基态激发、阶梯电离、潘宁电离到能量回收等关键路径, 描述了在该压力条件下的氩气 ICP 中电子、激发态、离子的产生与演化. 同时, 此反应体系忽略了在三体复

合、分子离子形成等方面贡献较小的体积反应.

当等离子体碰撞壁面时, 会以一定概率弛豫或发生中性化到基态氩原子, 因此还分析了以下两个表面反应: Ar\* → Ar 和 Ar<sup>+</sup> → Ar, 两反应的黏附系数均为 1.

表 1 氩气化学反应 [18]  
Table 1. Argon chemical reaction [18].

反应	反应方程	反应类型	反应速率系数	$\Delta\epsilon/\text{eV}$
1	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$	弹性碰撞	$k_{el}$	—
2	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	激发	$k_{ex}$	11.56
3	$e + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar}$	激发	$k_{sc}$	-11.56
4	$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	电离	$k_i$	15.6
5	$e + \text{Ar}^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	电离	$k_{si}$	4.14
6	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	潘宁电离	$k_{imp}$	—
7	$\text{Ar} + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	亚稳猝灭	$k_{2p}$	—

## 3 ICP 等离子体炬模型

基于中国科学院力学研究所长时间超高速稀薄气体风洞的高频感应耦合等离子体发生器, 采用如图 1 所示的二维轴对称几何模型. 该模型主要包含以下关键区域: A 区表示为等离子体流场区域, B 区为模型外部空气环境区域, C 区为绝缘管内部循环冷却水, D 区为绝缘管结构, E 圆环区域代表线圈组结构. 本文以氩气为工作气体, 在平衡放电条件下, 氩气随温度变化的物性参数取自西安交通大学建立的气体放电等离子体基础数据库 [24].

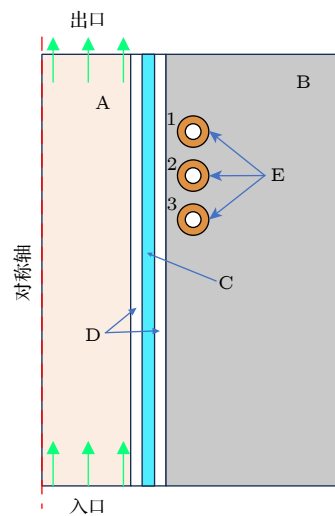


图 1 感应耦合等离子体发生器结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the structure of the inductively coupled plasma generator.

感应耦合等离子体炬高为 128 mm, 内径为 42 mm, 石英管的厚度为 2 mm, 感应线圈的直径为 8 mm, 感应线圈的位置在从入口处 72—98 mm 处, 间隔为 13 mm, 感应线圈距离等离子体炬中心线 33.5 mm.

感应耦合等离子体发生器采用圆柱形结构设计, 下方为进气口. 在数值计算中, 为确保感应磁场能够完全包含在计算域范围内, 并使计算结果更接近实际运行状态, 将计算域适当扩展至发生器外部一定区域.

感应耦合等离子体发生器网格划分如图 2 所示, 为提高计算稳定性和收敛性, 在关键区域实施网格加密. 在放电区管壁附近进行边界层网格划分, 以准确分析等离子体-壁面相互作用和热边界层特性; 在线圈区域进行局部网格加密, 确保电磁场计算的准确性.

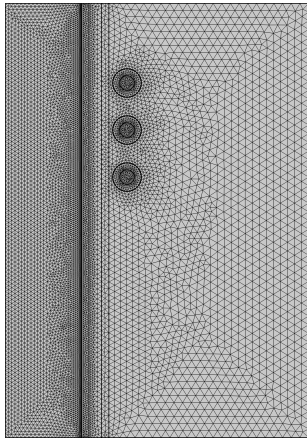


图 2 感应耦合等离子体发生器网格划分  
Fig. 2. Meshing of inductively coupled plasma generator.

## 4 计算结果分析

在数值计算中, 工作气压设定为 10 kPa, 放电频率为 13.56 MHz, 入口质量流量为 10 sccm (1 sccm = 1 mL/min, 标准大气压), 炬内初始温度为 300 K, 线圈功率为 1000 W. 基于上述模型, 模拟氩气感应耦合等离子体物理参数的空间分布特征及其变化规律.

### 4.1 非平衡态与平衡态感应耦合等离子体数值模拟对比

图 3 为 1000 W 非平衡态与平衡态感应耦合等离子体放电温度云图. 结果显示, 两者气体温度

峰值的具体位置和幅值上存在明显差异: LTE 模型的温度峰值出现在感应线圈附近区域, 最高温度约 8200 K; 而 NLTE 模型的峰值则偏移至线圈下游区域, 最高温度仅为 5990 K. 其原因可能在于 LTE 假设下, 电子温度与气体温度相等, 温度上升会迅速提高电离度和电导率, 形成显著的正反馈效应, 使线圈附近维持更高温度, 高温区范围较大且更集中. 而在 NLTE 条件下, 电子与重粒子之间的能量交换有限, 沉积能量无法完全转化为气体热能, 同时受壁面冷却、径向热扩散及气流运输的影响, 温度峰值降低, 并向下游偏移. 此外, 在 NLTE 条件下, 有限的电子-重粒子能量交换限制了电离过程的发展, 电子密度与等离子体电导率均低于 LTE 预测值, 因此能量耦合效率下降, 高温区域相比于 LTE 模型有所缩小.

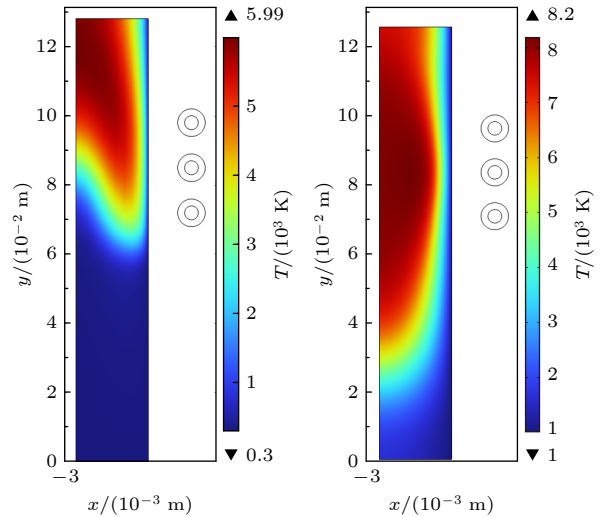


图 3 1000 W 非平衡态与平衡态感应耦合等离子体放电温度云图 (a) 非平衡态; (b) 平衡态  
Fig. 3. Temperature cloud diagram of 1000 W non-equilibrium and equilibrium inductively coupled plasma discharge: (a) Non-equilibrium state; (b) equilibrium state.

图 4 为 LTE 与 NLTE 模型下中轴线上温度分布. 结果显示, NLTE 模型的温度在感应线圈附近高于 LTE, 而在入口至线圈上游区域则低于 LTE. 这是由于上游电场较弱、焦耳加热有限, 电子-重粒子碰撞换热占主导, 使电子温度趋近气体温度, 同时非平衡模型限制了电离过程和电导率提升, 从而降低了局部功率沉积. 相比之下, LTE 基于热力学平衡假设会给出更高的电离度和电导率, 即便在较弱电场区也能维持一定加热, 导致上游温度高于 NLTE. 相反, 在靠近线圈的强场区域, NLTE 中电子直接受感应场加速并形成明显的电

子温度峰, 而 LTE 由于将电子与气体温度强制等同, 削弱了非平衡下“电子先热”的特征, 因此仅在线圈附近 NLTE 的电子温度高于 LTE.

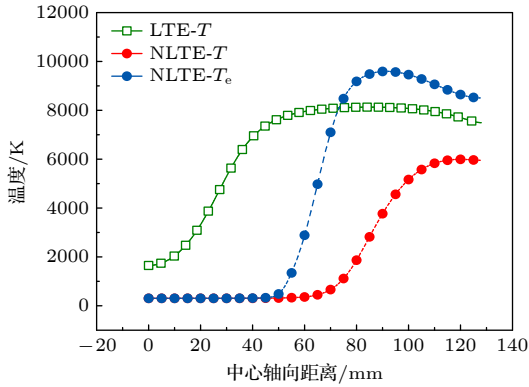


图 4 平衡模型和非平衡模型下中轴线上温度分布变化  
Fig. 4. Variation of temperature distribution on the central axis under the equilibrium model and the unbalanced model.

结果表明, 在感应耦合等离子体的数值模拟中, 是否考虑非平衡效应会显著影响温度场的预测结果, NLTE 模型可能会更真实地反映能量传递的滞后性和流动对温度分布的重构作用. 因此, 以下将基于 NLTE 模型对该放电过程展开详细分析, 包括电子加热机制、能量输运特性以及非平衡态下电子温度与重粒子温度的分布差异, 进一步揭示感应耦合等离子体在非平衡模型下的物理特征与能量耦合规律.

#### 4.2 非平衡态感应耦合等离子体数值模拟

图 5 为功率 1000 W、氩气感应耦合放电条件下, 发生器内气体温度分布随时间的变化过程.

如图 6 所示, 该电磁场使进入的氩气被迅速点燃并发生放电. 气体吸收大量焦耳热, 从而使局部

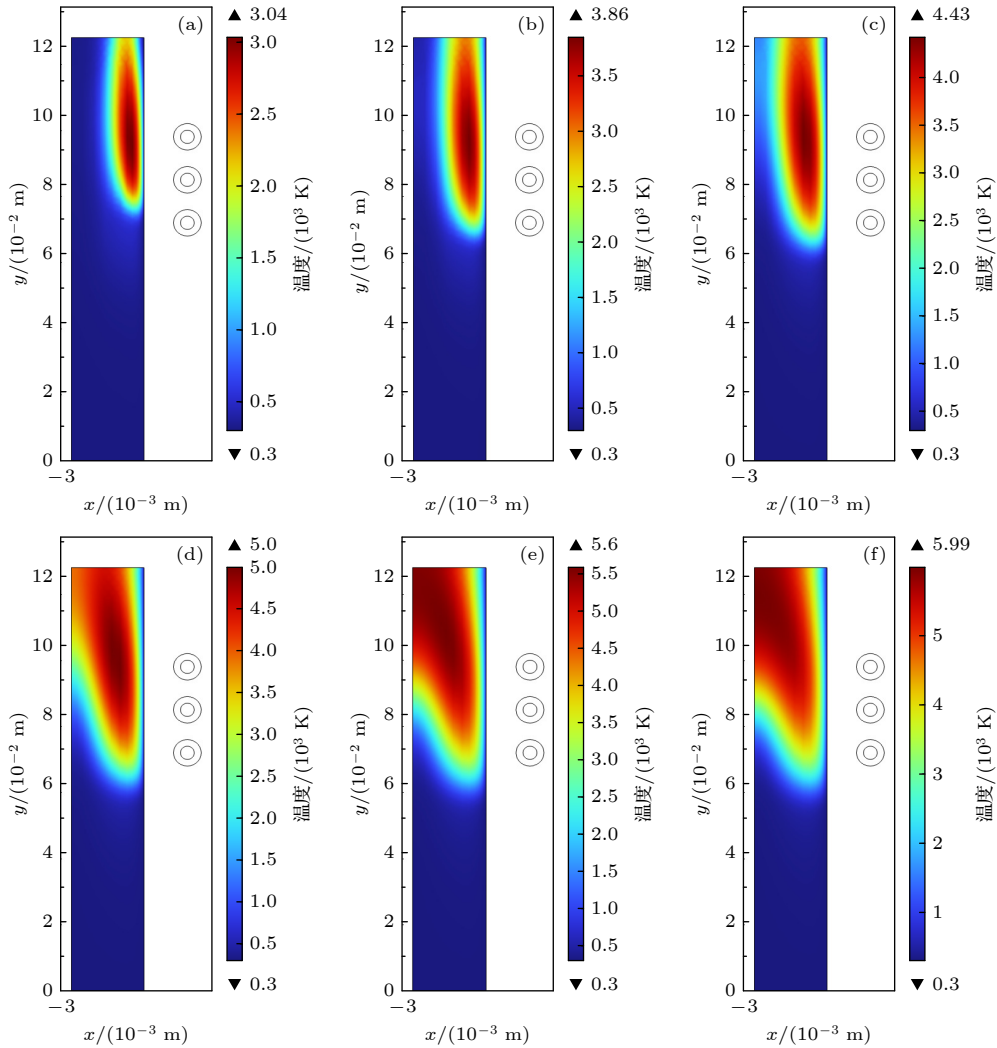


图 5 氩气感应耦合等离子体放电过程的气体温度分布 (a) 2 ms; (b) 4 ms; (c) 6 ms; (d) 8 ms; (e) 9 ms; (f) 10 ms

Fig. 5. The gas temperature distribution in the argon gas induction coupled plasma discharge process: (a) 2 ms; (b) 4 ms; (c) 6 ms; (d) 8 ms; (e) 9 ms; (f) 10 ms.

温度显著升高, 成为等离子体的主要放电区域, 形成边缘高温、中心低温的温度分布特性, 验证了感应耦合等离子体放电过程中典型的趋肤效应.

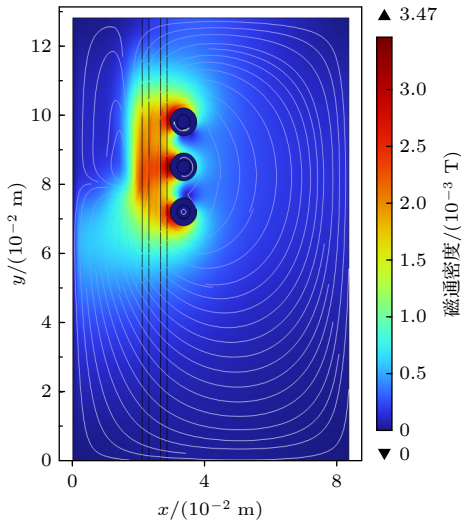


图 6 放电初期 (2 ms) 1000 W 放电管内磁场分布  
Fig. 6. Magnetic field distribution in the 1000 W discharge tube at the initial stage of discharge (2 ms).

随着时间的推移, 高温区逐渐扩大, 并在热传导和对流传热等多重作用下逐渐向中轴线及出口方向扩展, 如图 7 所示, 最终趋于稳定, 形成稳态的高温放电区.

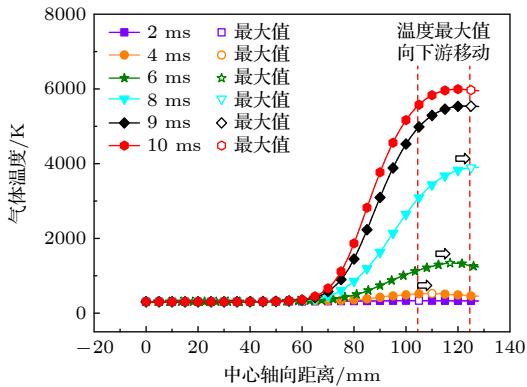


图 7 1000 W 不同时刻中心轴线气体温度分布  
Fig. 7. The gas temperature distribution along the central axis at different times of 1000 W.

图 8 为相同工况下同一时刻等离子体气体温度和电子温度分布云图. 结果显示, 气体温度的最高值为 5990 K, 而电子温度的最高值为 0.93 eV ( $1 \text{ eV} \approx 11605 \text{ K}$ ).

气体温度峰值位于等离子体炬线圈段的下游区域, 而电子温度峰值则分布在靠近线圈的炬壁附

近, 且整体高于气体温度. 这一差异表明该区域等离子体处于热力学非平衡态. 这种现象是由于感应耦合等离子体电子加热与气体加热机制的不同导致的. 线圈附近是交变磁场最强的区域, 感应电场在此处对电子的加速最为显著, 导致该区域电子温度持续高于其他位置. 由于电子直接吸收电磁场能量, 电子温度的空间分布在很大程度上受电场分布和趋肤效应控制, 因此在线圈位置能够长期维持电子温度峰值.

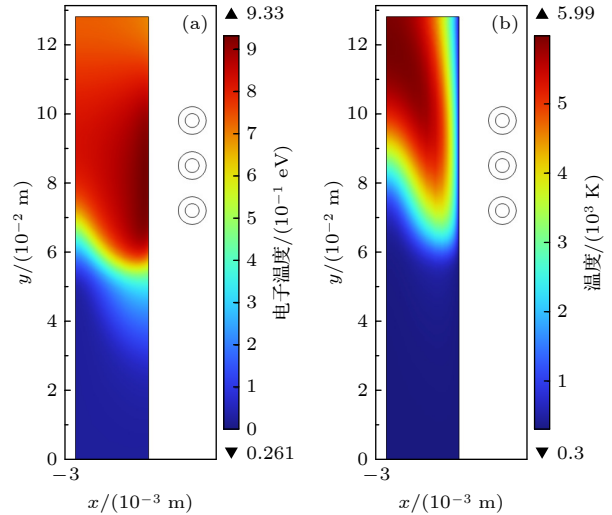


图 8 稳态阶段 1000 W 放电管内分布云图 (a) 电子温度; (b) 气体温度  
Fig. 8. Distribution cloud diagram of 1000 W discharge tube in the steady-state stage: (a) Electron temperature; (b) gas temperature.

在放电维持阶段, 线圈附近虽有强电子加热, 但同时受壁面冷却的热损失和径向热扩散的影响, 电子与重粒子之间的碰撞频率降低, 能量传递受限, 局部气体温度难以长时间维持在高水平, 促进了线圈壁面附近气体温度和电子温度的热非平衡状态形成. 而等离子体中的气体流动会将已加热的气体带向下游, 使气体温度的峰值出现在线圈段之后的下游区域, 而非能量沉积最强的线圈处. 气体速度云图如图 9 所示.

图 10 为稳态阶段 1000 W 放电管内中轴线上粒子摩尔分数分布. 结果显示, 中轴线区域主要以基态氩 (Ar) 为主, 其摩尔分数占比超过 99%, 而氩激发态 ( $\text{Ar}^*$ ) 与氩离子 ( $\text{Ar}^+$ ) 的摩尔分数均处于较低水平. 此外, 在线圈附近的中轴线上, 氩摩尔分数下降, 激发态和离子分数增大. 该现象主要是由于线圈区域高频电磁场集中, 导致该区域电子被

高效加速并获得能量, 从而增强电子与基态氩原子之间的碰撞激发与电离过程. 因此, 在线圈附近的中轴线上发生显著的粒子态转换, 基态氩被激发和电离, 造成其摩尔分数下降, 而激发态与离子态粒子分数相应上升.

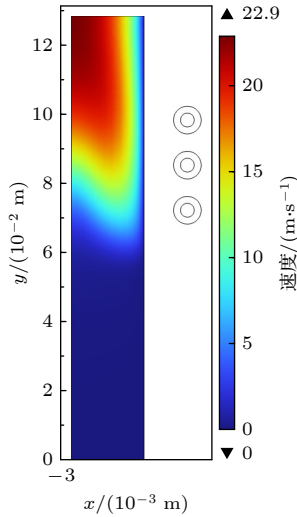


图 9 稳态阶段 1000 W 放电管内气体速度分布云图  
Fig. 9. Cloud diagram of gas velocity distribution in a 1000 W discharge tube during the steady-state stage.

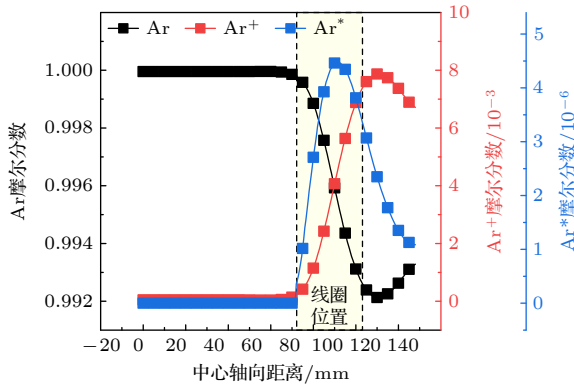


图 10 稳态阶段 1000 W 放电管内中轴线上粒子摩尔分数分布  
Fig. 10. The particle mole fraction distribution on the central axis of the 1000 W discharge tube during the steady-state stage.

趋肤效应是高频感应耦合放电中存在的一个明显现象, 趋肤厚度是对趋肤效应的定量描述. 趋肤厚度的计算公式为

$$\delta = \left( \frac{1}{\pi f \sigma_e \mu_0} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

$\sigma_e$  是等离子体的电导率;  $f$  是电源频率,  $\mu_0$  是等离子体的磁导率,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m.

根据计算气体温度最大值约 6000 K, 电导率取值 147.093 S/m, 当工作频率为 13.56 MHz, 根据趋肤厚度计算公式, 得其趋肤层厚度约为 11.26 mm. 图 11 显示了炬轴线方向的粒子摩尔分数分布, 模拟显示  $\text{Ar}^+$  在  $r = 14$  mm 处达到最大摩尔分数,  $\text{Ar}^*$  在  $r = 19$  mm 处达到最大摩尔分数, 两者均在趋肤层内. 激发过程倾向于在电场最强的近壁区发生, 因此  $\text{Ar}^*$  在更靠壁的位置富集; 而生成的离子在靠壁处被鞘层与壁面耗散较快, 导致离子稳态峰值向内移至产生-损失平衡的位置. 说明放电的能量耦合受趋肤效应主导, 且激发与电离/离子输运过程因阈值、产耗与扩散差异而出现径向错位.

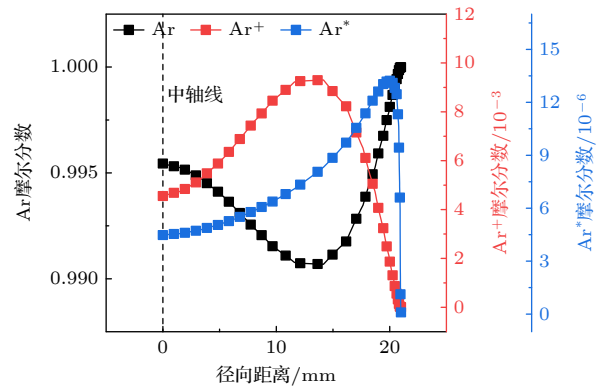


图 11 稳态阶段 1000 W 放电管内  $z = 91.5$  mm 截线 (线圈 1, 2 中间位置) 粒子摩尔分数分布  
Fig. 11. The particle mole fraction distribution of  $z = 91.5$  mm cross-sectional wire (the middle position between coils 1 and 2) in the 1000 W discharge tube during the steady-state stage.

径向截线上的粒子摩尔分数分布进一步表明, 等离子体放电的能量耦合与粒子转化过程主要集中在在线圈邻近的趋肤层内, 中轴线区域因能量沉积较弱仍以基态粒子为主导. 此外, 靠近壁面处由于受到冷却水作用及热传导损失显著, 等离子体温度和电子密度迅速降低, 导致氩激发态和离子摩尔分数急剧减小, 此处主要以中性原子为主.

设置腔内压力为 5 kPa 和 10 kPa, 其他参数不变, 图 12 为不同压力下中心线上气体温度和电子温度分布. 随着腔压升高, ICP 炬内电子温度整体下降. 这主要源于压力增大后气体密度增大, 电子平均自由程缩短, 导致电子与重粒子之间的碰撞频率显著增加, 电子能量通过弹性与非弹性碰撞更快的传递给周围粒子, 从而导致电子温度下降.

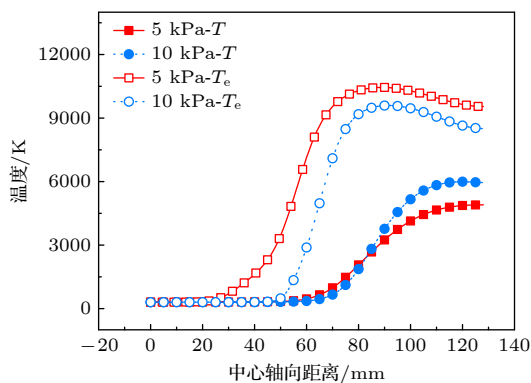


图 12 不同压力下中心线上气体温度和电子温度

Fig. 12. The gas temperature and electron temperature on the center line under different pressures.

炬上游区域 ( $< 83$  mm), 由于低压下电子能量更高, 虽然碰撞频率降低, 但单次能量传递效率提高, 使气体加热更为有效. 因此, 5 kPa 工况下的气体温度高于 10 kPa. 在下游区域 ( $> 83$  mm), 低压等离子体的快速膨胀冷却效应会使气体温度下降, 而压力增大使电子与重粒子的碰撞频率提高, 能量传递效率增强, 电子能量更易转化为气体内能, 进一步促进高压下气体温度升高.

当压力降低时, 图 12 显示电子与气体温度差值增大, 表明低压下电子易保持高能量而重粒子获能滞后, 系统呈现更强的热非平衡特征.

## 5 结 论

1) 在 kPa 级压力下, LTE 与 NLTE 模型对于温度场预测结果存在明显差异. LTE 假设电子与气体温度相等, 导致线圈附近温度峰值高达 8200 K, 高温区范围大且集中; 而 NLTE 由于考虑有限能量交换, 最高温度仅约 5990 K, 峰值向下游偏移, 并体现出“电子先热”的非平衡特征, NLTE 可能更能反映真实能量耦合规律.

2) 对 NLTE 模型下的放电过程分析表明, 放电起始于线圈近壁区域, 趋肤效应显著, 高温区随后向下游和中轴扩展. 电子温度峰值位于线圈附近, 气体温度峰值则处于下游, 表明典型的热力学非平衡状态. 中心轴线以基态氩为主, 线圈附近激发态与离子分数上升, 反映线圈区域为能量耦合和粒子转化的核心区域.

3) 对不同压力下中心线上气体温度和电子温度分布分析, 当压力降低时, 电子与气体温度差值增大, 系统呈现更强的热非平衡特征.

由于射频感应耦合等离子体 (ICP) 内部温度极高、空间受限, 且存在电磁场与化学反应的强耦合作用, 实验上对其电子温度与气体温度进行精确测量具有较大挑战. 目前, 针对千帕级压力条件下 ICP 内部热非平衡特性的实验研究仍较少. 已有研究表明, 若在非平衡区域采用局部热力学平衡假设进行光谱拟合, 可能低估电子温度, 需引入考虑非平衡效应的诊断方法. Yu 等<sup>[25]</sup> 在 kPa 级压力下建立了 NLTE 模型并与 Satoshi 等<sup>[26]</sup> 的实验光谱测量结果对比, 发现非平衡模型计算的平动温度与实验结果吻合良好. 该研究虽以氩气为介质, 但其能量传递机制 (电子吸收射频能量后与重粒子的能量弛豫) 与氩气 ICP 相同, 因此为本研究所采用的 NLTE 模型在 kPa 压力下的可靠性提供了重要的实验佐证.

## 参考文献

- [1] Zhan Z H, Wang C H, Zhou Q J, Liu C Z, Zhao P 2022 *Trans. China Electrotech. Soc.* **37** 2725 (in Chinese) [詹志华, 王春华, 周秋娇, 刘成周, 赵鹏 2022 *电工技术学报* **37** 2725]
- [2] Bottin A, Carbonaro M, Haegen V V, Paris S 1999 *ESA Publications Division* **462** 553
- [3] Panerai F, Chazot O 2012 *Mater. Chem. Phys.* **134** 597
- [4] Ito T, Ishida K, Mizuno M, Sumi T, Matsuzaki T, Nagai J, Murata H 2005 *43rd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 10–13, 2005 pp10–13
- [5] Lin L, Wu B, Wu C K 2001 *Acta Aerodyn. Sin.* **19** 407 (in Chinese) [林烈, 吴彬, 吴承康 2001 *空气动力学学报* **19** 407]
- [6] Liu L P, Wang G L, Wang Y G, Zhang J, Luo L 2017 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **39** 421696 (in Chinese) [刘丽萍, 王国林, 王一光, 张军, 罗磊 2017 *航空学报* **39** 421696]
- [7] Luo L, Wang Y, Liu L, Duan L, Wang G, Lu Y 2016 *Carbon* **103** 73
- [8] Zhang X N, Li H P, Murphy A B, Xia W D 2013 *High Volt. Eng.* **39** 1640 (in Chinese) [张晓宁, 李和平, Murphy A B, 夏维东 2013 *高电压技术* **39** 1640]
- [9] Fujino T, Ito S, Okuno Y 2021 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 2954
- [10] Al-Mamun S A, Tanaka Y, Uesugi Y 2010 *Plasma Chem. Plasma Process.* **30** 141
- [11] Fujita K, Suzuki T, Mizuno M, Fujii K 2009 *J. Thermophys. Heat Transf.* **23** 840
- [12] Tanaka Y, Sakuta T 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 2149
- [13] Degrez G, Abele D V, Barbante P, Bottin B 2004 *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow* **14** 538
- [14] Li R Z, Ni G H, Sun H M, Wang C 2024 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **44** 819 (in Chinese) [李日正, 倪国华, 孙红梅, 王城 2024 *真空科学与技术学报* **44** 819]
- [15] Liu Y, Xia G 2025 *6th International Conference on Mechatronics Technology and Intelligent Manufacturing* Nanjing, China, April 11–13, 2025 pp226–229
- [16] Yu H Z, Xin Q Z, Ying S L, Yuan Y G 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 135201 (in Chinese) [张雨涵, 赵欣茜, 梁英爽, 郭媛媛 2024 *物理学报* **73** 135201]

- [17] Stewart R A, Vitello P, Graves D B 1994 *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 478
- [18] Lei F, Li X, Liu Y, Liu D, Yang M, Yu Y 2018 *AIP Adv.* **8** 015003
- [19] Punjabi S B, Joshi N K, Mangalvedekar H A, Lande B K, Das A K, Kothari D C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012108
- [20] Zhu H L, Tong H H, Yang F Z, Cheng C M, Ye G Y 2013 *High Volt. Eng.* **39** 1621 (in Chinese) [朱海龙, 童洪辉, 杨发展, 程昌明, 叶高英 2013 *高电压技术* **39** 1621]
- [21] Yu D P, Wu J, Tu J, Zhang S Y, Xin Q, Wan Y J 2020 *J. Harbin Inst. Technol.* **52** 82 (in Chinese) [余德平, 吴杰, 涂军, 张仕杨, 辛强, 万勇建 2020 *哈尔滨工业大学学报* **52** 82]
- [22] Fujita K, Suzuki T, Ozawa T 2011 *27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics* Pacific Grove, California, USA, July 10–15, 2011 pp407–412
- [23] Xu Z, Gong X Y, Du D, Chen W B 2018 *J. Low Temperat. Phys.* **40** 36 (in Chinese) [徐姿, 龚学余, 牡丹, 陈文波 2018 *低温物理学报* **40** 36]
- [24] [2025-08-25 [荣命哲 <http://plasma-data.net/index>]
- [25] Yu M, Yamada K, Takahashi Y, Liu K, Zhao T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 123523
- [26] Satoshi M, Kazuhiko Y, Takashi A 2015 *JAXA Special Publication* JAXA-SP-14-010 17–22

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

## Non-equilibrium characteristics analysis of argon inductively coupled plasma\*

ZHANG Hui<sup>1)</sup> HAN Ning<sup>1)</sup> MENG Xian<sup>1)†</sup> CAO Jinwen<sup>1)2)</sup>  
 SUN Wenjin<sup>1)2)</sup> LI Mengtian<sup>1)2)</sup> GENG Jinyue<sup>1)</sup> HUANG Heji<sup>1)2)</sup>

1) (State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics,  
 Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 31 August 2025; revised manuscript received 14 November 2025 )

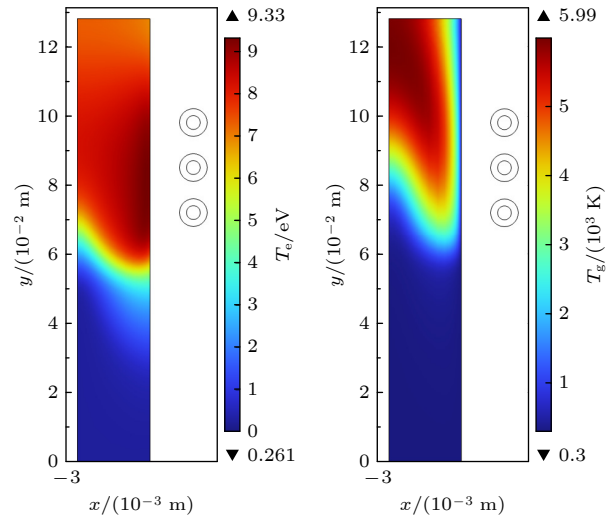
### Abstract

Inductively coupled plasma (ICP) generators involve complex interactions between electromagnetic, thermal, and chemical processes, which makes direct diagnostics difficult. To clarify these coupling mechanisms, a two-dimensional axisymmetric model of an argon ICP torch operating at kilopascal pressure is developed using COMSOL Multiphysics under local thermodynamic equilibrium (LTE) and non-equilibrium (NLTE) assumptions. A two-dimensional axisymmetric magnetohydrodynamic (MHD) model is established, which combines electromagnetic induction, convective-radiative heat transfer, and a seven-reaction argon plasma chemistry mechanism. The LTE model assumes that the temperature of all species is uniform, while the NLTE model independently solves for the electron temperature ( $T_e$ ) and gas temperature ( $T_g$ ), thereby accounting for incomplete energy exchange between electrons and heavy particles. At a discharge power of 1000 W and a working pressure of 10 kPa, the LTE model predicts a peak temperature of approximately 8200 K, concentrated around the induction coils. In contrast, the NLTE model yields a maximum gas temperature of about 5990 K, with the hot zone shifted downstream. The NLTE model reveals a clear two-temperature structure:  $T_e$  peaks near the coil wall ( $\sim 0.93$  eV), while  $T_g$  reaches its maximum downstream, indicating a pronounced thermal non-equilibrium state where electrons are preferentially heated by the induced field. The calculated skin depth ( $\sim 11.3$  mm) coincides with the region of strongest electromagnetic energy deposition. Species analysis shows that the plasma core is dominated by ground-state argon (Ar) ( $>99\%$ ), while excited argon (Ar\*) and argon ions (Ar<sup>+</sup>) increase notably near the coil region, confirming that excitation and ionization processes are localized

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12535016, 12275019).

† Corresponding author. E-mail: [mengxian@imech.ac.cn](mailto:mengxian@imech.ac.cn)

within the skin layer. Furthermore, comparison between the 5 kPa and 10 kPa cases shows that as pressure decreases, the difference between  $T_e$  and  $T_g$  increases, indicating enhanced thermal non-equilibrium due to reduced collisional coupling. Overall, the results highlight that LTE and NLTE assumptions lead to markedly different predictions of temperature and energy coupling at kilopascal pressures. The NLTE model more realistically captures delayed energy transfer and spatial temperature decoupling, offering new insights into the electromagnetic-thermal-flow interactions of ICP discharges and providing a modeling reference for designing ICP-based high-enthalpy plasma wind tunnel and realizing related aerospace applications.



**Keywords:** inductively coupled plasma, argon plasma, non-equilibrium characteristics

**PACS:** 52.50.Dg, 52.25.Kn, 52.50.Qt, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.74.20251186

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251186



## 氩气感应耦合等离子体非平衡特性分析

张晖 韩宁 孟显 曹进文 孙文进 李梦天 耿金越 黄河激

## Non-equilibrium characteristics analysis of argon inductively coupled plasma

ZHANG Hui HAN Ning MENG Xian CAO Jinwen SUN Wenjin LI Mengtian GENG Jinyue  
HUANG Heji

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235215 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251186

CSTR: 32037.14.aps.74.20251186

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251186>

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>

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>

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>

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>

大气压非平衡等离子体甲烷干法重整零维数值模拟

Zero-dimensional numerical simulation of dry reforming of methane in atmospheric pressure non-equilibrium plasma

物理学报. 2021, 70(7): 075206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201700>

外加电场作用下的壁面约束衰亡等离子体中带电粒子非平衡输运特性

Non-equilibrium transport of charged particles in a wall-confined decaying plasma under an externally applied electric field

物理学报. 2022, 71(23): 232801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221431>