

## 大功率热平衡感应耦合等离子体数值模拟及实验研究

牛越 包为民 李小平 刘彦明 刘东林

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

Niu Yue Bao Wei-Min Li Xiao-Ping Liu Yan-Ming Liu Dong-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 095204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201610

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201610>

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

#### 非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

#### 感应式脉冲推力器中等离子体加速数值研究

Numerical investigation on the plasma acceleration of the inductive pulsed plasma thruster

物理学报. 2017, 66(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075204>

#### 13.56 MHz/2 MHz柱状感性耦合等离子体参数的对比研究

Experimental investigation of plasma parameters in 13.56 MHz/2 MHz cylindrical inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190071>

#### 化学复合率对激发赤道等离子体泡影响的数值模拟

Numerical simulation of recombination rate effect on development of equatorial plasma bubbles

物理学报. 2019, 68(19): 199401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190173>

#### 亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

#### 旋转滑动弧放电等离子体滑动放电模式的实验研究

Experimental study on gliding discharge mode of rotating gliding arc discharge plasma

物理学报. 2020, 69(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200672>

# 大功率热平衡感应耦合等离子体 数值模拟及实验研究<sup>\*</sup>

牛越 包为民 李小平 刘彦明 刘东林<sup>†</sup>

(西安电子科技大学空间科学与技术学院, 西安 710071)

(2020 年 9 月 28 日收到; 2020 年 12 月 9 日收到修改稿)

感应耦合等离子体发生器是“临近空间高速目标等离子体电磁科学实验研究装置”的核心部件之一, 常用于模拟高焓高速等离子体鞘套环境, 为了研究大功率射频中压感应耦合等离子体发生器的放电特性, 采用数值模拟和实验相结合的方法研究其内部的传热与流动特性. 本文基于局域热力学平衡条件, 通过湍流场-电磁场-温度场的多场耦合开展了功率为 100—400 kW 的大尺寸射频中压感应耦合等离子体的数值模拟, 并通过光强与光谱实验验证. 结果表明: 大功率等离子体发生器中的电磁场分布类似于中小型功率等离子体发生器; 放电能量耗散主要发生在感应线圈所在的区域; 石英管内壁温度在线圈所在处比其他区域较高, 等离子体呈环状高温结构; 等离子体受温差效应与电磁泵效应影响使得入口处产生回流涡. 同时开展相应条件下的放电实验发现氩气放电的轴向图像呈边缘高亮与中心暗的环状结构, 并通过光谱诊断系统测量氩等离子体的发射光谱, 得到发生器电子温度的空间分布, COMSOL 仿真温度结果与放电图像光强、光谱测得电子温度较为符合, 验证了采用热力学平衡态条件进行数值模拟结果的有效性. 本文数值模拟的结果可用于感应耦合等离子体发生器的优化设计及耐温评估.

**关键词:** 感应耦合等离子体, 数值模拟, 实验研究, 放电现象

**PACS:** 52.50.-b, 52.50.Dg, 52.65.-y, 52.75.-d

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201610

## 1 引言

感应耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP) 可以产生连续、高纯度的高温、高焓气流<sup>[1]</sup>, 因此广泛应用于航天领域 (耐烧蚀热防护材料的开发、飞行器表面“黑障”的解决、航天器新型薄膜减速伞材料的研制、等离子体隐身工程<sup>[2]</sup>), 也可以用于材料处理领域 (如纳米材料合成、刻蚀、薄膜沉积)<sup>[3]</sup>. 但是在 ICP 装置中, 通过实验手段准确获得 ICP 的流动特性和温度分布是难以实现且昂贵的, 因此数值模拟已成为学者们了解 ICP 形成机理及特性的重要方法.

对于中小型功率的 ICP 装置, 在电磁场分布计算和石英管内等离子体流动特性研究中已开展了大量研究. 首先, 美国马萨诸塞大学 McKelliget 和 El-Kaddah<sup>[4]</sup> 将流体力学方程和 Maxwell 电磁场方程相结合建立了感应耦合热等离子体的二维磁矢势模型, 在感应耦合热等离子体的理论分析和数学模型的建立方面做出了突出贡献. 博洛尼亚大学的 Bernardi 教授<sup>[5]</sup> 进一步完善了此模型, 给出了更为合理的磁偶极子电磁场边界条件, 并且采用流体力学软件成功模拟出功率为 5 kW、频率为 3 MHz 的氩气等离子体传热与流动特性. 随后, 日本科学家 Ye 等<sup>[6]</sup> 以及 Watanabe 和 Sugimoto<sup>[7]</sup> 进一步细化了此方面的工作, 考虑等离子体的非局

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 61627901) 资助的课题.

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

域热力学平衡和化学非平衡效应,模拟了功率为 11.7 kW、气压为 27 kPa、频率为 1 MHz 等离子体的真实性质. Punjabi 等<sup>[8]</sup>通过 ANSYS 软件对大气压下功率为 50 kW、频率为 3 MHz 的工作参数进行了热平衡状态的流场研究. Lei 等<sup>[9]</sup>利用 COMSOL 软件对功率为 1 kW 的低压流动进行了非平衡仿真. Stewart 等<sup>[10]</sup>使用二维流体模型研究了 1 kW 下氩气的热非平衡放电过程. 最近,马利斌<sup>[11]</sup>研究了功率为 10 kW 的 ICP 风洞在典型工况气压  $p = 4000$  Pa、频率为 4 MHz 条件下平衡态和非平衡态 ICP 流场特性之间的差异.

这些工作为正确认识感应耦合等离子体的特性奠定了理论基础,但为了提供纯净的、长时间稳定运行的高焓、高密度等离子体射流,工业上对 ICP 放电有更大的功率需求. 然而功率越大,所要求的放电管半径越大,进气量越大,气压越高,同时为保持趋肤层厚度与放电管半径比值合适,要求相应的工作频率越低<sup>[12]</sup>. 在这种大尺寸、大流量、大功率的工作装置运行的过程中,先后经历了氩气、空气两种不同的气体放电状态,本文对工作介质为氩气放电状态的特性展开第一阶段的研究,而氩气作为广泛用于 ICP 放电实验的惰性气体,其原子外层的电子态结构简单,在实验中容易在电子之间建立局部平衡,电子最轻且又是能量传递的首要载体,当功率升高时电子能量分布更易趋向平衡分布<sup>[13]</sup>,而且有依据<sup>[14]</sup>表明采用大孔径发生器可改善等离子体内的能量传递,有助于获得局部热平衡的等离子体,同时热交换提高易导致石英管破裂<sup>[15,16]</sup>,传热问题也需谨慎处理,因此有必要开展大功率、大尺寸、射频中压下氩气处于局域热平衡感应耦合等离子体放电状态的研究.

基于上述分析,本文以临近空间高速目标等离子体电磁科学实验产生装置为研究对象,采用数值模拟和实验相结合的方法研究发生器及其内部的传热与流动特性. 利用 COMSOL 进行多物理场耦合计算,模拟了功率 100—400 kW、工作频率 440 kHz、气压 1000 Pa 条件下 ICP 氩气放电状态,得到平衡状态下 ICP 的电磁场、温度场和湍流场分布,分析形成的物理机理;同时开展相应工作状态下的放电实验,发现氩气轴向放电图像呈边缘高亮和中心暗的环状结构,并通过光谱诊断系统测量氩等离子体的发射光谱,得到发生器电子温度的空间分布,将 COMSOL 仿真结果与放电图像光

强、光谱测得电子温度分布进行对比,结果较为符合,验证了 COMSOL 数值模拟的有效性.

## 2 ICP 多物理场仿真建模与仿真计算

ICP 放电是电磁场、温度场和湍流场的多物理场紧耦合过程<sup>[17]</sup>,由射频电流流过电感线圈产生交变磁场,交变的磁场在石英管中产生电场,通过电流的焦耳效应产生的热能对等离子体进行加热,即欧姆加热原理下击穿气体,激发并维持住等离子体. 其中,等离子体可看作是具有导电特性的流体,引入磁流体动力学 (MHD) 理论对其进行研究<sup>[18]</sup>.

本节利用 COMSOL 软件的平衡电感耦合等离子体多物理场模块,通过磁场、流体传热与湍流场接口,模拟大功率 ICP 焦耳加热、焓传输的加热和冷却过程,为了简化计算,研究假设等离子体是电中性和二维轴对称的,流动状态为不可压缩流动,且不考虑体积净辐射损失.

### 2.1 电磁场方程

磁场接口用于计算线圈与等离子体周围的磁场和电场分布,计算过程使用磁矢势作为因变量求解麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{J}_e + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A}, \quad (4)$$

式中,  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  分别为电场强度和磁场强度;  $\mathbf{B}$  为磁感应强度;  $\sigma$  为电导率,在平衡放电等离子体中起核心作用,氩气的电导率受温度影响最大,一旦温度超过某个值,  $\text{Ar-}\sigma$  就开始呈上升趋势,即认为这个时候产生等离子体;  $\mathbf{J}$  为总的电流密度, (3) 式等号右边第一项是感应电场引起的感应电流,第二项是洛伦兹力引起的电流,第三项是外部线圈产生的电流密度,第四项是位移电流密度,结合本构关系为  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$  与  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$ , 安培定律为

$$(j\omega\sigma - \omega^2\varepsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \times (\mu_0^{-1}\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_e, \quad (5)$$

其中,  $\mathbf{M}$  为磁极化强度,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数.

## 2.2 湍流场和温度场方程

根据流体力学揭示的一般规律, 一切流动现象均满足最基本的质量连续方程和动量方程, 同时, 因为存在传热过程, 需要考虑能量守恒方程. 大尺寸、大流量、大功率的工业等离子体装置通常为湍流流动, 模拟过程考虑等离子体的湍流行为. 在磁流体模型下, 等离子体服从流体的质量连续、动量和能量守恒方程为:

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

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = \nabla \cdot (-p\mathbf{I} + \mathbf{K}) + \mathbf{F}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) - \nabla \cdot (k \nabla T) \\ &= \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{5k_B T}{2q} \right) (\nabla T \cdot \mathbf{J}), \end{aligned} \quad (8)$$

其中,

$$\mathbf{K} = (\mu + \mu_T) [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T], \quad (9)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (10)$$

$$q = -\kappa \nabla T. \quad (11)$$

ICP 模拟中, 流体传热过程通过传导传热与对流传热相结合进行模拟, 等离子体在多物理场中作为热源, 其热源分量包括焦耳加热与焓传递, 在能量守恒方程中作为源项体现<sup>[19]</sup>, 即 (8) 式右端分别表示焦耳加热与焓传递. 动量守恒等式左侧对应为惯性力, 右侧分别对应压力、黏性力以及作用在流体上的外力, 其中,  $\mathbf{F}$  为洛伦兹力, 磁场通过  $\mathbf{F}$  作为体积力耦合到流场内的动量守恒作用于流场,  $\mathbf{u}$  是流体速度,  $\rho$  是流体密度,  $\mathbf{I}$  是单位矩阵,  $\mu$  是流体动态黏度,  $\mu_T$  表示湍流黏度.  $k$ - $\varepsilon$  模型不仅具有较好的稳定性, 还能有效节省资源, 因此是工业应用领域中最常用的湍流模型之一, 采用  $k$ - $\varepsilon$  湍流模型进行模拟研究, 通过求解湍流动能  $k$  及其耗散率  $\varepsilon$  来计算湍流黏度系数并进而确定其他湍流输运系数的空间分布. 于是模型引入了两个附加的输运方程式和两个因变量: 湍流动能  $k$  和湍流耗散率  $\varepsilon$ .

湍流黏度为

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}; \quad (12)$$

$k$  的输运方程为

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) k = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon, \quad (13)$$

其中,

$$P_k = \mu_T \left\{ \nabla \mathbf{u} : [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \right\}; \quad (14)$$

$\varepsilon$  的输运方程为

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \varepsilon \\ &= \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中常数值为  $C_\mu = 0.09$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ ,  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ .

## 2.3 仿真模型与边界条件

感应耦合等离子体放电模拟主要以等离子体为热源, 等离子体与石英管、石英管与扩展空气区域间存在传热. 本文建立如图 1 所示的感应耦合等离子体的二维模型, 仿真区域为长 815 mm 的 ICP 发生器, 放电腔室 (即等离子体区域) 是一个直径为 180 mm 的柱状结构腔室, 发生器侧壁由厚度为 5 mm 的石英管构成, 在距石英管壁 10 mm 处缠绕五圈直径 24 mm、间隔 12 mm 的线圈组, 线圈设置以功率为激励, 频率为 440 kHz.

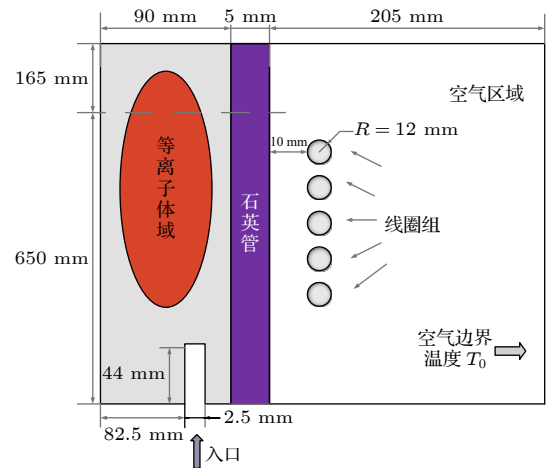


图 1 感应耦合等离子体发生器二维模型图

Fig. 1. Two-dimensional model diagram of inductively coupled plasma torch.

本文以氩气为工作气体, 附录 A 给出了实际计算中用到的氩等离子体的热力学性质与输运性质. 从入口注入, 壁面接地, 速度边界设置为无滑移, 基本参数列于表 1. 为更贴近实验的真实情况, 石英管外壁面同时设置表面对环境辐射与对流热



通量边界, 对流热通量设置为通过模拟空气以 10 m/s 的速度对石英管外壁冷吹获得的温度变化.

表面对环境辐射表达为

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = \varepsilon \sigma (T_{\text{amb}}^4 - T^4), \quad (16)$$

表 1 基本计算参数

Table 1. Basic calculation parameters.

序号	模拟参数	数值
1	入口质量流/(g·s <sup>-1</sup> )	10
2	气压/Pa	1000
3	线圈功率/kW	100—400
4	频率/kHz	440
5	湍流强度	0.05
6	湍流长度/m	0.01

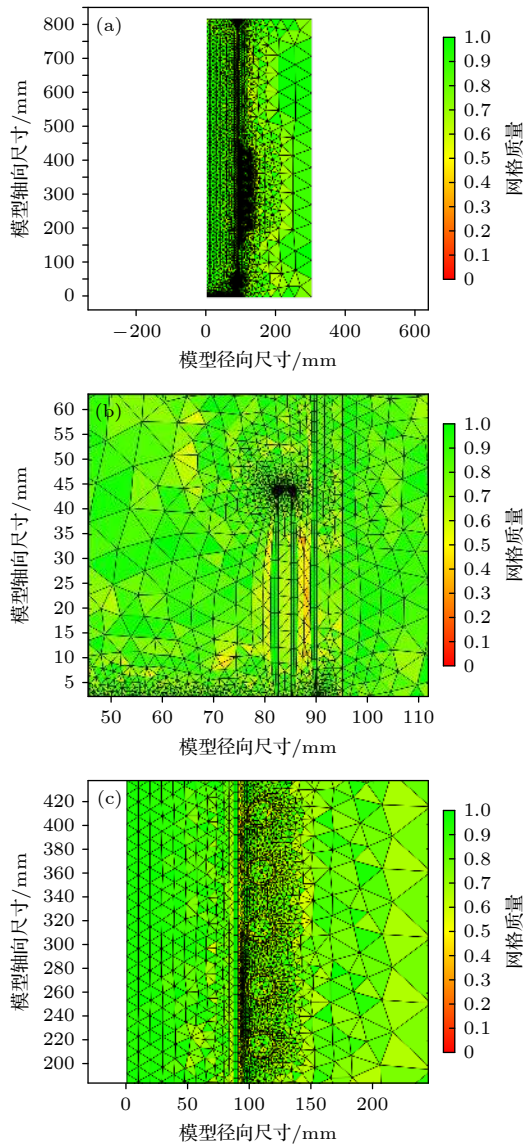


图 2 (a) 发生器; (b) 进气口; (c) 线圈区域网格划分图  
Fig. 2. Grid diagram of (a) plasma torch, (b) inlet, (c) coil.

热通量表达式为

$$q_0 = h(T_{\text{ext}} - T), \quad (17)$$

其中,  $\varepsilon$  是表面辐射率,  $\sigma$  是玻尔兹曼常数,  $T_{\text{amb}}$  是环境温度, 传热系数  $h$  通过圆柱绕流与外部强制对流确定, 外部温度  $T_{\text{ext}}$  设为常温. 将电磁场计算域扩展到等离子体放电区域之外的空气区域, 湍流场及温度场方程的计算限制在等离子体放电区域.

模型选择非结构化网格进行划分, 网格质量如图 2 所示, 网格单元数为 28398, 求解自由度数为 163908. 等离子体与线圈区域为主要计算区, 网格加密, 入口与出口处设置圆弧加密, 定制最大单元大小为 0.5.

### 3 计算结果和分析

基于上述模型, 模拟功率 100—400 kW 下的氩气热平衡感应耦合等离子体的电磁场、湍流场与温度场的分布规律, 结果如图 3—9 所示.

#### 3.1 电磁场分布

图 3 为功率 400 kW 等离子体的磁场强度和电场强度的分布, 其他功率下除强度值不同外, 电

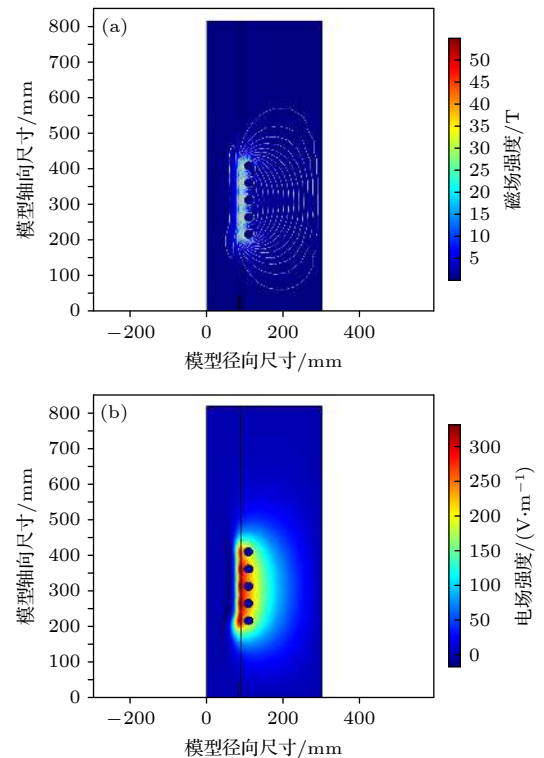


图 3 400 kW 等离子体内的 (a) 磁场和 (b) 电场分布

Fig. 3. (a) Magnetic field and (b) electric field distribution in the 400 kW plasma torch.

磁场分布与之相同. 由于通电线圈产生交变磁场, 强磁场集中于靠近等离子体区域的线圈附近, 在线圈外空气区域逐渐降低, 同时变化的磁场产生感应电场, 进而在等离子体内部产生感应电流, 感应电流产生的磁场与激发磁场方向相反, 所以等离子体区域磁场强度较小, 内部电场为零. 图 4 为不同功率与等离子体磁场强度和电场强度最大值的关系图, 磁场强度和电场强度随着功率的增加而增强, 400 kW 下最大磁场强度 0.05 T, 电场强度最大值为 331 V/m, 与中小型功率放电相比电磁场分布变化不大.

### 3.2 温度场与速度场分布

为研究等离子体传热与流动情况, 给出等离子体的温度场与速度场分布.

图 5 为不同功率下等离子体内的温度分布, 等离子体温度的提高主要靠等离子体放电区的热传导和对流传热, 可以看到, 随着射频功率的增加, 等离子体最大温度也逐渐升高, 主要是由于等离子体获得了更多的沉积功率, 电子耦合了更多的能

量, 导致温度升高, 同时观察到高温包围区域面积增大, 且更加靠近石英管壁, 最大值出现在线圈覆盖区靠近管壁处, 此处的等离子体电流密度大, 产生的焦耳热大, 如图 6 所示, 趋肤效应使得能量主要消散在线圈区域, 因此这个区域是等离子体主放电区域<sup>[20]</sup>. 以三维等离子体实体考虑, 呈一环状最大温度带, 边缘区较中心温度略高.

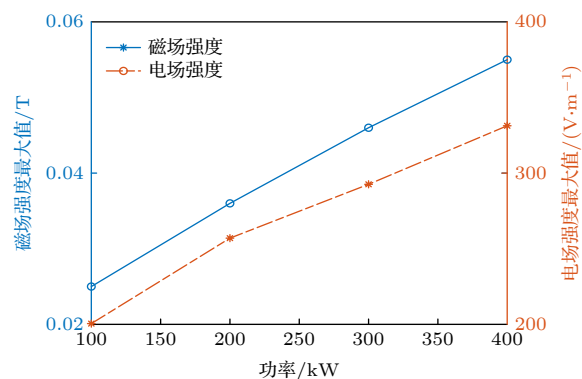


图 4 功率与磁场强度和电场强度最大值关系图

Fig. 4. Relationship between power and the maximum intensity of magnetic field and electric field.

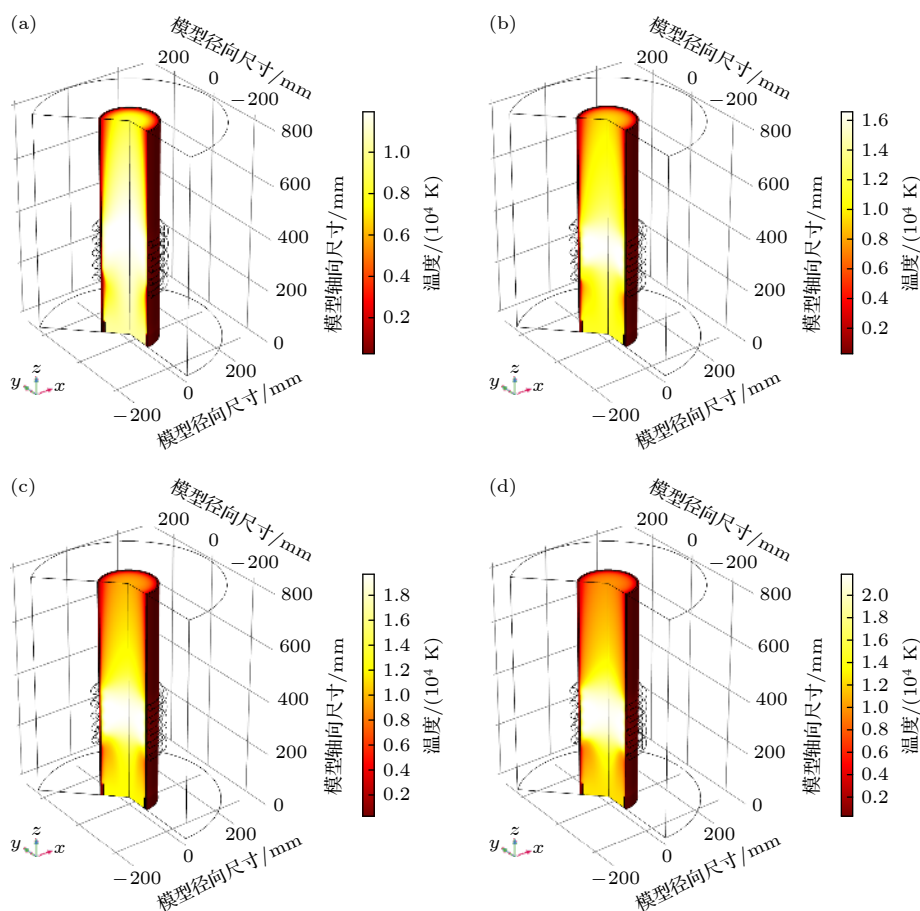


图 5 (a) 100 kW, (b) 200 kW, (c) 300 kW, (d) 400 kW 等离子体内的温度分布

Fig. 5. (a) 100 kW, (b) 200 kW, (c) 300 kW, (d) 400 kW plasma torch temperature distribution.

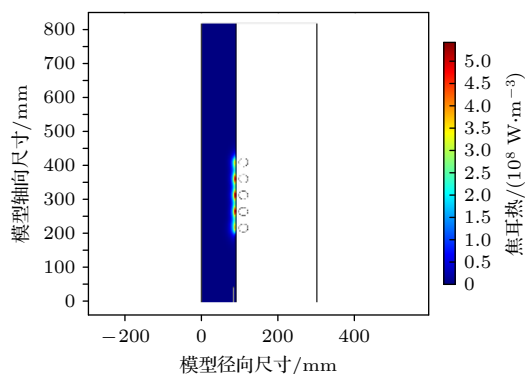


图 6 400 kW 等离子体内的焦耳热分布

Fig. 6. Joule heat distribution in 400 kW plasma torch.

图 7 为 400 kW 等离子体速度分布图, 其他功率下除速度值不同外, 速度场分布与之相同. 石英管内等离子体的流动状态受到高温分布的影响, 观察图 7 可以发现, 最大速度位于入口处, 上游入口处出现负速度的原因是前部回流涡的形成, 回流涡的上边界 (轴向速度为负值) 距入口周围的横截面至  $z = 300$  mm 处, 原因一方面是在感应线圈附近温度高, 与进气口形成温差, 从而导致压强梯度形成回流; 另一方面是由电磁泵效应导致的, 在等离子体中轴向洛伦兹力小于径向洛伦兹力, 上回流处力方向向下, 下回流处力方向向上而产生回流涡. 图 8 为不同功率下中心轴线上的速度值曲线, 可以发现出口速度随着功率的增大略微增大.

图 9 为不同功率下石英管内壁温度分布情况, 可以发现总体壁面温度随着功率的增大而升高, 由于上文谈及入口处的回流与线圈区高温环状结构的形成, 在线圈 ( $z: 200\text{--}400$  mm) 处石英管内壁温度较高, 中间三匝线圈位置温度最高, 此位置易发生石英管的碎裂与熔化, 该规律可为工程上耐温评估提供理论支撑.

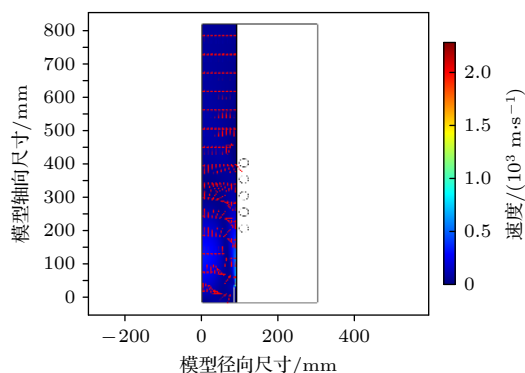


图 7 400 kW 等离子体速度分布

Fig. 7. 400 kW plasma velocity distribution.

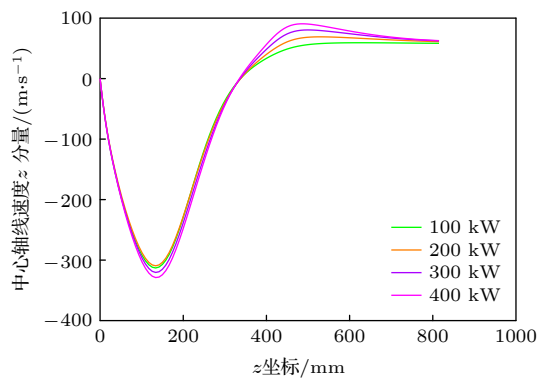


图 8 不同功率下中心轴线速度分布

Fig. 8. Center axis velocity distribution with different power.

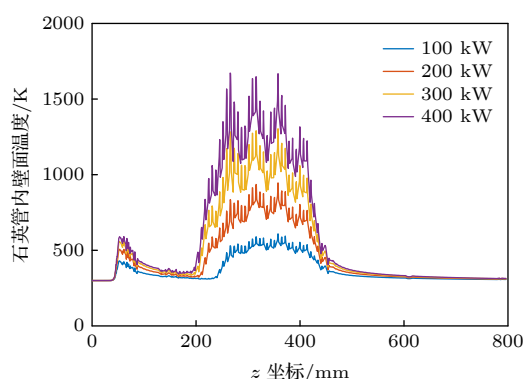


图 9 不同功率下石英管内壁面的温度分布

Fig. 9. Temperature distribution of quartz tube wall with different power.

#### 4 光强与光谱验证实验

由于等离子体在扩散过程中带有热量的传输, 辐射热是热传递的重要途径, 根据普朗克辐射定律可知, 等离子体作为热光源, 物体表面的光强分布可用于评估物体的温度分布, 放电图像的光强在一定程度上反映了感应耦合等离子体的温度分布 [21]. 而利用光谱诊断技术对等离子体射流的基本状态和特征进行分析是目前较为理想的诊断方法, 其原理是通过光谱仪得到等离子体射流的发射光谱, 根据光谱辐射强度与等离子体射流的电子温度等参数之间的关系来反映等离子体射流内部的物理状态及其过程, 于是, 通过光谱诊断系统测量氩等离子体的发射光谱, 得到发生器电子温度的空间分布. 将 COMSOL 仿真模拟结果与放电图像光强分析、光谱诊断实验方法相结合, 既验证了 COMSOL 数值模拟的有效性, 也得到了在特定实验状态下等离子体放电的参数特性.

#### 4.1 放电光强分析实验

图 10 是 ICP 发生器和采集系统装置图. 工业相机镜头与石英管轴向小孔的距离为 270 mm, 石英管轴向小孔的直径为 45 mm, 工业相机型号为 BFLY-PGE-31S4C. 将上述工业相机对准等离子体放电区域采集图像, 从轴向获得气体放电的稳定态图像, 在射频工作模式下放电时, 感应耦合等离子体会产生极强的电磁干扰信号, 为避免环境噪声影响测量精度, 采用金属网罩于相机与信号传输线上. 采用频率为 440 kHz、放电功率为 100 kW 的工作状态进行实验, 等离子体光亮极强, 尤其是在大功率下的感应耦合放电, 图像没有光强梯度, 于是在进行放电图像收集时, 通过调节光圈位置 2.0, 增添  $2 \times 20$  滤光片来采集图像, 这样克服了等离子体光照强度过大, 过度曝光没有梯度而无法分析光强大小的问题.

当通入氩气一段时间后, 在射频电场作用下, 功率升高至放电达到稳定状态时放电图像如图 11 所示, 轴向 ICP 出现边缘高亮区和中心暗区. 随着功率的增大会变均匀一些, 这是因为随着功率升高, 腔体内的物理化学反应更加剧烈, 气体电离度增加, 电子数量随之增加, 另外功率增加也导致电子能量增加, 电子的随机热运动更加剧烈, 粒子的

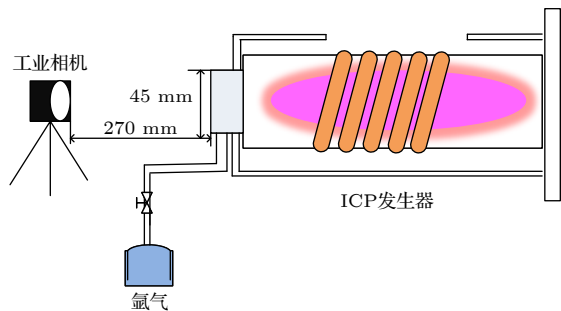


图 10 放电图像采集实验装置示意图

Fig. 10. Schematic diagram of the experimental device.

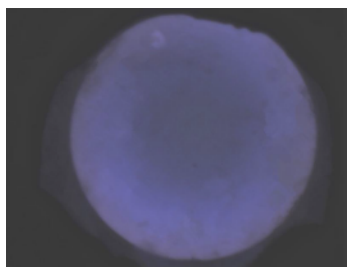


图 11 氩气 ICP 放电图像

Fig. 11. Argon gas ICP discharge image.

扩散效应增强, 电子数量和能量的增加导致粒子间的碰撞反应频率和强度增加, 光强因此得到增强, 而扩散效应的加强导致亮区增大.

将工业相机采集到的彩色图像通过线性变换转换成灰度图像, 进行图像处理后得到描述等离子体温度分布的光强, 为进行热平衡感应耦合等离子体放电现象光强与仿真温度分布的对比分析, 截取直径位置的光强曲线与同一位置处的仿真温度曲线, 并进行归一化处理, 结果如图 12 所示, 通过 (18) 式进行相关性分析:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2}}. \quad (18)$$

计算皮尔逊相关系数  $r = 0.8138$ , 其中  $\bar{X} = 0.9009$ ,  $\bar{Y} = 0.7483$ , 由于  $r = 0.8138 \in [0.8, 1]$ , 属于极强相关, 说明仿真温度与光强强度的相似程度很高. 由截面上光强强度高-低-高的谷式分布可得轴心温度较低, 边缘温度较高, 对比图 5(a) 的数值模拟结果, 最大温度位于靠近管壁处, 同等离子体在线圈段近管壁处有一环状最大温度带相符, 氩气在大功率下达到稳态后光强的分布与仿真温度分布结果也符合.

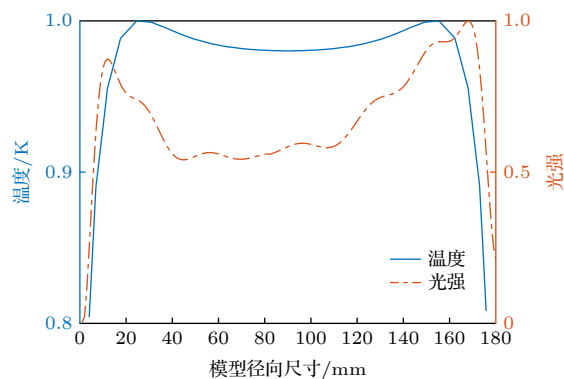


图 12 归一化后仿真温度与放电图像的光强曲线对比

Fig. 12. Normalization of simulated temperature and light intensity curve of discharge image.

#### 4.2 光谱实验验证

实验上搭建了与上述模拟相对应的感应耦合等离子体发生装置及其光谱诊断系统, 如图 13 所示. 发射光谱诊断系统由光纤探头、AvaSpec-Mini4096 CL UVI10 型光纤光谱仪以及计算机组成, 光纤光谱仪的光学分辨率与波长范围分别为



0.50—0.70 nm 与 200—1100 nm. 鉴于感应耦合等离子体具有回转对称的特征, 因此测量轴线一侧光谱即可. 光谱测量时, 光纤探头与被测等离子体的相对位置如图 13 所示, 水平距离固定为距入口 26.5 cm 位置处, 在径向上, 探头由中心位置以 2 cm 步距向上垂直移动, 以测量等离子体沿矩管径向的光谱分布, 当移动到发生器距中心轴线 8 cm 处时光谱已十分微弱, 停止测量, 光谱仪得到的光信号转变为电信号并用计算机采集和存储.



图 13 光谱实验装置图

Fig. 13. Diagram of spectroscopy experimental device.

为了计算氩气等离子体的电子温度, 从所测的光谱中选取谱线基于以下原则: 谱线满足线性的波长范围尽可能小; 上能级激发能之差较大; 谱线强度适中且有可靠的跃迁概率. 因此, 从放电等离子体的一系列光谱中初步筛选出特征较为明显的谱线, 然后筛选出激发能不同的 5 条谱线, 谱线的光谱学参量如表 2 所列, 所有数据均来自于 NIST 原子数据库. 在实验系统中, 选取 Ar I 谱线计算等离子体的电子激发温度.

表 2 中每一列的参数从左至右依次为谱线波长、跃迁概率、激发能以及统计权重, 测量的谱线强度是等离子体发射系数沿弧长方向的积分值, 且

发生器产生的等离子体具有回转对称性, 因此通过阿贝尔变换求取光谱发射系数, 如图 14 所示. 进而通过玻尔兹曼法计算电子温度, 如图 15(a)—(c) 等离子体径向激发温度的拟合结果所示,  $E_k$  为横坐标,  $\ln(I\lambda_{ki}/g_k A_{ki})$  为纵坐标.

结果表明, 经阿贝尔变换后径向发射系数与温度分布也呈峰型分布, 从中心位置起向一侧先增大后至边缘附近开始减小. 将  $r = 30, 60, 70$  mm 处的径向激发温度与数值模拟温度的结果 (图 5(a)) 进行对比, 结果如图 16 所示. 可以观察到在数值上差异不大, 变化趋势分布上二者也较为符合.

表 2 原子 Ar I 谱线的光谱学数据

Table 2. Spectroscopic data of atomic Ar I spectral line.

$\lambda/\text{nm}$	$A_{ki}/\text{s}^{-1}$	$E_k/\text{eV}$	$g_k$
912.3	$1.89 \times 10^7$	12.91	3
801.5	$9.30 \times 10^6$	13.10	5
842.5	$2.15 \times 10^7$	13.12	5
922.5	$5.00 \times 10^6$	13.20	5
826.5	$1.53 \times 10^7$	13.36	3

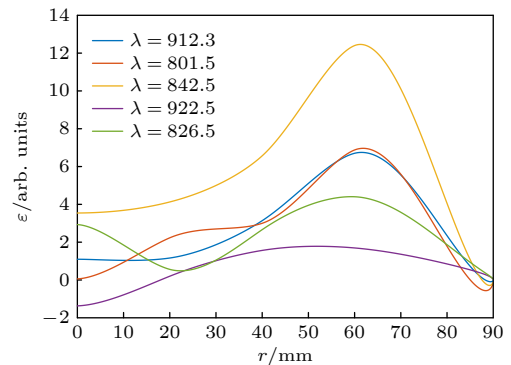


图 14 径向辐射强度分布

Fig. 14. Radial radiation intensity distribution.

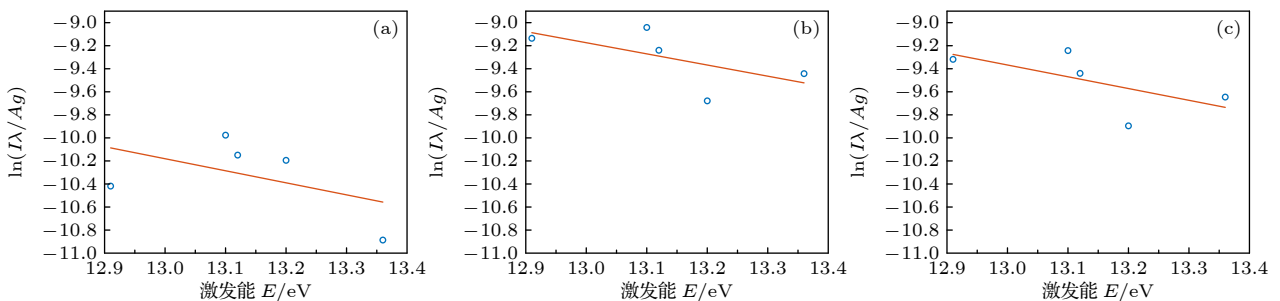


图 15 等离子体径向激发温度 (a)  $r = 30$  mm,  $T_e = 1.103 \times 10^4$  K; (b)  $r = 60$  mm;  $T_e = 1.199 \times 10^4$  K; (c)  $r = 70$  mm,  $T_e = 1.136 \times 10^4$  K

Fig. 15. Radial plasma excitation temperature: (a)  $r = 30$  mm,  $T_e = 1.103 \times 10^4$  K; (b)  $r = 60$  mm,  $T_e = 1.199 \times 10^4$  K; (c)  $r = 70$  mm  $T_e = 1.136 \times 10^4$  K.

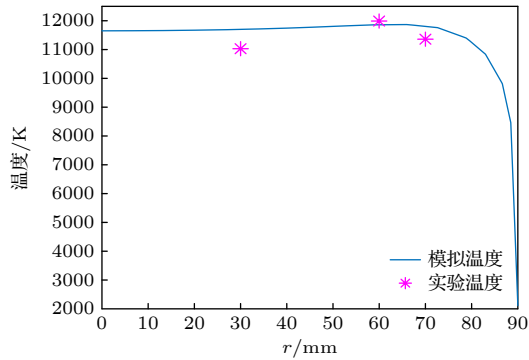


图 16 仿真温度与实验温度对比图

Fig. 16. Comparison of simulated temperature and experimental temperature.

## 5 结 论

本文基于多物理场耦合流动仿真研究了功率为 100—400 kW 射频中压下大尺寸感应耦合等离子体发生器的放电特性, 得到以下结论.

- 1) 大功率热平衡感应耦合等离子体发生器中的电磁场分布类似于中小型功率等离子体发生器.
- 2) 大功率热平衡感应耦合等离子体放电最大

温度位于线圈段靠近管壁处, 呈环状高温区结构, 与实验对比结果符合, 验证了仿真的有效性.

3) 为与实际相符, 石英管外壁面设置热通量边界条件以模拟对石英管的风冷过程, 石英管壁面温度在入口与感应线圈段处较高, 该规律可用于感应耦合等离子体产生的优化设计及耐温评估.

4) 大尺寸感应耦合等离子体发生器工作时在入口处由于温差及电磁泵效应产生明显的回流涡, 出口速度随着功率的增大略微增大.

5) 光强分布、光谱测量温度与仿真温度在变化趋势与量级上均取得了较好的一致性. 既验证了仿真的有效性, 也得到了在特定实验状态下等离子体放电的参数特性.

## 附录 A 氩等离子体的热力学与输运性质

表 A1 列出了实际计算中用到的氩等离子体的热力学性质与输运性质.

表 A1 氩等离子体的热力学与输运性质 (0.01 atm, 热力学平衡)

Table A1. Thermodynamics and transport properties of argon plasma (0.01 atm, Thermodynamic equilibrium).

温度/K	密度/(kg·m <sup>-3</sup> )	定压比热/(J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	黏度/(Pa·s)	热导率/(W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	电导率/(S·m <sup>-1</sup> )
1000	$4.87 \times 10^{-3}$	$5.21 \times 10^2$	$6.94 \times 10^{-5}$	$5.42 \times 10^{-2}$	$0 \times 10^0$
2000	$2.43 \times 10^{-3}$	$5.21 \times 10^2$	$1.03 \times 10^{-4}$	$8.04 \times 10^{-2}$	$1.09 \times 10^{-10}$
3000	$1.62 \times 10^{-3}$	$5.21 \times 10^2$	$1.32 \times 10^{-4}$	$1.03 \times 10^{-1}$	$6.06 \times 10^{-4}$
4000	$1.22 \times 10^{-3}$	$5.21 \times 10^2$	$1.58 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-1}$	$8.44 \times 10^{-1}$
5000	$9.73 \times 10^{-4}$	$5.22 \times 10^2$	$1.84 \times 10^{-4}$	$1.45 \times 10^{-1}$	$4.31 \times 10^1$
6000	$8.10 \times 10^{-4}$	$5.49 \times 10^2$	$2.08 \times 10^{-4}$	$1.80 \times 10^{-1}$	$3.05 \times 10^2$
7000	$6.93 \times 10^{-4}$	$7.48 \times 10^2$	$2.31 \times 10^{-4}$	$2.61 \times 10^{-1}$	$9.17 \times 10^2$
8000	$5.98 \times 10^{-4}$	$1.60 \times 10^3$	$2.46 \times 10^{-4}$	$4.54 \times 10^{-1}$	$1.60 \times 10^3$
9000	$5.07 \times 10^{-4}$	$4.14 \times 10^3$	$2.26 \times 10^{-4}$	$8.48 \times 10^{-1}$	$2.26 \times 10^3$
10000	$4.04 \times 10^{-4}$	$9.28 \times 10^3$	$1.51 \times 10^{-4}$	$1.50 \times 10^0$	$2.88 \times 10^3$
11000	$3.00 \times 10^{-4}$	$1.48 \times 10^4$	$6.99 \times 10^{-5}$	$1.98 \times 10^0$	$3.46 \times 10^3$
12000	$2.29 \times 10^{-4}$	$1.13 \times 10^4$	$2.65 \times 10^{-5}$	$1.56 \times 10^0$	$3.95 \times 10^3$
13000	$1.95 \times 10^{-4}$	$4.96 \times 10^3$	$1.19 \times 10^{-5}$	$1.06 \times 10^0$	$4.37 \times 10^3$
14000	$1.76 \times 10^{-4}$	$2.41 \times 10^3$	$8.18 \times 10^{-5}$	$9.32 \times 10^{-1}$	$4.76 \times 10^3$
15000	$1.63 \times 10^{-4}$	$1.94 \times 10^3$	$7.59 \times 10^{-5}$	$9.86 \times 10^{-1}$	$5.15 \times 10^3$

## 参考文献

- [1] Gong M, Tan J, Li D W, Ma Z, Tian G S, Wang J L, Meng L T 2018 *J. Astronautics* **39** 1059 (in Chinese) [龚旻, 谭杰, 李大伟, 马召, 田冠锁, 王啸来, 孟令涛 2018 *宇航学报* **39** 1059]
- [2] Wei X L, Xu H J, Li J H, Lin M, Song H M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 175201 (in Chinese) [魏小龙, 徐浩军, 李建海, 林敏, 宋慧敏 2015 *物理学报* **64** 175201]
- [3] Yu M H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 185202 (in Chinese) [喻明浩 2019 *物理学报* **68** 185202]
- [4] McKelliget J W, El-Kaddah N 1987 *MRS Proc.* **98** 21
- [5] Bernardi D, Colombo V, Ghedini E 2003 *Eur. Phys. J. D* **27** 55
- [6] Ye R, Murphy A B, Ishigaki T 2007 *Plasma Chem. Plasma Process.* **27** 189
- [7] Watanabe T, Sugimoto N 2004 *Thin Solid Films* **457** 201

- [8] Punjabi S B, Joshi N K, Mangalvedekar H A, Lande B K, Das A K, Kothari D C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012108
- [9] Lei F, Li X P, Liu Y M 2018 *AIP Adv.* **8** 015003
- [10] Stewart R A, Vitello P, Graves D B 1994 *J. Vac. Sci. Technol.* **12** 478
- [11] Ma L B 2019 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xi'an University of Technology) (in Chinese) [马利斌 2019 硕士学位论文 (西安: 西安理工大学)]
- [12] Chen X 2009 *Thermal Plasma Heat Transfer and Flow* (Beijing: Science Press) p29 (in Chinese) [陈熙 2009 热等离子体传热与流动 (北京: 科学出版社) 第29页]
- [13] Wang F, He L M, Lan Y D, Du H L, Yu J 2011 *Atmo. Energ. Sci. Technol.* **45** 642 (in Chinese) [王峰, 何立明, 兰宇丹, 杜宏亮, 俞健 2011 原子能科学技术 **45** 642]
- [14] Xin R X 2005 *Analysis of Plasma Emission Spectroscopy* pp46, 47 (Beijing: Chemical Industry Press) (in Chinese) [辛仁轩 2018 等离子体发射光谱分析 (北京: 化学工业出版社) 第46, 47页]
- [15] Liu L P, Wang Y G, Wang G L, Luo J, Ma H J 2018 *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica* **39** 141 (in Chinese) [刘丽萍, 王一光, 王国林, 罗杰, 马昊军 2018 航空学报 **39** 141]
- [16] Gao X X, Hua W, Zhang H, Chang Y 2019 *J. Sichuan Univ.: Nat. Sci. Ed.* **56** 703 (in Chinese) [高鑫鑫, 华伟, 张弘, 常颖 2019 四川大学学报 (自然科学版) **56** 703]
- [17] Zhu H L, Tong H H, Ye G Y, Chen L J 2012 *Nucl. Fus. Plas. Phys.* **32** 199 (in Chinese) [朱海龙, 童洪辉, 叶高英, 陈伦江 2012 核聚变与等离子体物理 **32** 199]
- [18] Jin X, Duan F X, Zhang J J, Zhang Z, Liao Y F 2018 *J. Chin. Mass Spectr. Soc.* **39** 192 (in Chinese) [金星, 段发鑫, 张晶晶, 张哲, 廖杨凡 2018 质谱学报 **39** 192]
- [19] Jia R B, Luo T Y, Chen L J 2018 *Nucl. Fus. Plas. phys.* **38** 473 (in Chinese) [贾瑞宝, 罗天勇, 陈伦江 2018 核聚变与等离子体物理 **38** 473]
- [20] Ikhlef N, Leroy O, Mekideche M R 2015 *Contrib. Plasma Phys.* **54** 735
- [21] Li W B, Xiong Y H 2003 *Physics Experimentation* **23** 9 (in Chinese) [李伟斌, 熊永红 2003 物理实验 **23** 9]

# Numerical simulation and experimental study of high-power thermal equilibrium inductively coupled plasma<sup>\*</sup>

Niu Yue   Bao Wei-Min   Li Xiao-Ping   Liu Yan-Ming   Liu Dong-Lin<sup>†</sup>

(School of Aerospace Science and Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China)

( Received 28 September 2020; revised manuscript received 9 December 2020 )

## Abstract

Inductively coupled plasma generator is one of the core components of the near-space high-speed target plasma electromagnetic scientific experimental research device, which is often used to simulate high enthalpy and high speed plasma sheath environment. In order to study the discharge characteristics of inductively coupled plasma generator under high power, radio frequency and medium pressure, the numerical simulation and experiment are combined to study its internal heat transfer and flow characteristics in this paper. Based on the local thermodynamic equilibrium conditions, the numerical simulation of large-scale radio frequency and medium pressure inductively coupled plasma with a power of 100–400 kW is carried out through the multi-field coupling of flow, electromagnetic and temperature field, and verified by light intensity and spectrum experiment. The results show that the electromagnetic field distribution in the high-power thermal balance inductively coupled plasma generator is similar to that of the small- and medium-sized power plasma generator. The discharge energy dissipation occurs mainly in the area where the induction coil is located. The temperature of the inner wall of the quartz tube is higher at the coil location than in other areas, and the plasma has a ring-shaped high-temperature structure. The outer wall of the quartz tube is set to be the boundary condition of heat flux for simulating the temperature change of the quartz tube under cold blowing. This setting is in coincidence with factual situations. The wall temperature of the quartz tube at the entrance and at the induction coil section are found to be relatively high. When the large-size inductively coupled plasma generator works, an obvious return vortex is generated at the entrance due to the temperature difference and the electromagnetic pumping effect, and the exit velocity increases slightly with the increase of power. At the same time, the discharge experiment under the corresponding conditions shows that there is found a ring structure with bright edges and dark centers in the axial image of the argon discharge. Moreover, the emission spectrum of argon plasma is measured through the spectrum diagnosis system and the spatial distribution of the generator electron temperature is obtained. The light intensity of the discharge image and the electron temperature measured by the spectrum are found to be in comparative coincidence with the COMSOL simulation temperature result, demonstrating the validity of the numerical simulation results under thermodynamic equilibrium conditions. The numerical simulation results in this paper are also applicable to the optimization design and temperature resistance evaluation of the inductively coupled plasma generator.

**Keywords:** inductively coupled plasma, numerical simulation, experimental study, discharge phenomenon

**PACS:** 52.50.-b, 52.50.Dg, 52.65.-y, 52.75.-d

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201610

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61627901).

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