

# 低温等离子体流动的非平衡模型及其在自由弧燃烧中的数值应用

杨弼杰<sup>1</sup>, 周宁<sup>2</sup>, 孙泉华<sup>1</sup>

(1 中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京海淀区 100190)

(2 中微半导体设备(上海)有限公司, 上海浦东区 201201)

**摘要** 低温等离子体技术在集成电路的生产和电推进中发挥着不可替代的作用。此外, 低温等离子体流动耦合了传热, 电化学反应, 电磁效应等多物理过程。研究低温等离子体流动、放电特性, 不仅具有广阔的工业应用前景, 同时具有较高的科研价值。本文主要分为两个部分, 首先从 Boltzmann 方程出发, 推导出非平衡低温等离子体流动的守恒方程, 从物理上揭示低温等离子体流动过程中的影响因素。这些方程包括电子和重粒子的能量守恒方程、每种化学组分的输运方程以及与 N-S 方程耦合的 Maxwell 方程组。其次, 本文基于 SIMPLEC 算法, 利用推导的模型方程模拟了氩气(Ar)在一个大气压下的三维自由弧燃烧。研究表明, 与热力学平衡的计算结果相比, 电子和重粒子在中心弧柱区接近热力学平衡态, 但随着位置越来越靠近电极, 热非平衡效应逐渐显著。这一结论同发射光谱的实验结果吻合较好。

**关键词** 低温等离子体 CFD 直流电弧 热非平衡 化学非平衡

## 引言

低温等离子体技术广泛应用于半导体制造、航空航天等领域。在半导体制造业中, 该技术常被用于材料表面的刻蚀和物质的气相沉积 [1,2]。而在航空航天领域, 已经发展出多种电推进技术[3, 4]。相对于普通以化学燃料作为推进剂的发动机, 电推进发动机具有结构简单, 比冲大的优势。目前, 以电弧发动机(arcjet)为代表的电推进发动机已经成功应用于地球同步卫星的位置保持任务。

然而, 低温等离子体流动本身蕴含着丰富的物理现象, 其耦合了传热, 电化学反应, 电磁效应等多物理过程, 加之压力、温度等状态量变化范围较大, 流动在不同的工况下呈现相异的物理特性。这些特点, 即增加了建立模型的难度, 又对非平衡流动的模拟及物性参数的选择提出了很高的要求。因此, 研究低温等离子体流动、放电特性, 不仅具有广阔的工业应用前景, 同时具有较高的科研价值。

在流体模型控制方程的建立方面, 很多学者尝试从微观出发, 通过对 Boltzmann 方程取矩

及建立碰撞模型的方法, 得到宏观方程组 [5,6,7]。但是, 完整的描述低温等离子体, 需要考虑丰富的物理现象。据笔者所知, 目前为止, 还没有一个模型, 完全从动理论出发, 能够完整的描述上面提到的所有问题。

在非平衡大气压直流电弧数值模拟方面, 国外研究人员起步较早, 上世纪 80 年代初, 就已涌现出一批重要成果。Hsu 和 Pfender 首先给出了二维轴对称自由弧的双温度模拟结果[8]。Haidar 在 Hsu 的基础上, 考虑了电子和离子的碰撞, 进一步完善了原有的模型[9]。Freton 等人比较了前人所使用的能量方程, 通过计算结果的对比指明其优劣[10]。但是, 这些计算都是通过求解 Saha 方程得到离子和电子数密度, 没有考虑化学非平衡的影响。此外, 还有很多学者也致力于流体模型在 arcjet 中的应用[11,12]。

本文首先从 Boltzmann 方程出发, 推导出非平衡低温等离子体流动的守恒方程, 从物理上揭示低温等离子体流动过程中的影响因素。文中运用 Chapman-Enskog 一阶展开, 给出了通量和输运系数自洽的表达形式。为体现等离子体流动的热非平衡效应, 对电子和重粒子分别计

算能量守恒方程，并在能量方程中考虑了电子和重粒子（除电子外的原子、分子及离子）之间因弹性和非弹性碰撞引起的能量交换、分子的内部结构以及扩散引起的焓流。化学非平衡效应则通过求解每种化学组分的输运方程来体现，每个组分输运方程包括对流项、扩散项和化学反应源项。此外，文中还通过耦合 N-S 方程与 Maxwell 方程组，得到与流场相自洽的电磁场。

其次，本文基于 SIMPLEC 算法，利用推导的模型方程模拟了氩气(Ar)在一个大气压下的非平衡三维自由弧燃烧，得到了电子和重粒子在不同区域的非平衡特性，并将结果与 Hsu 等人的计算结果进行了对比。

## 1 控制方程推导

完整的描述低温等离子体，需要考虑以下物理现象：电子和重粒子平动能的热力学非平衡；电磁场与带电粒子运动的耦合；诱导化学反应的碰撞；分子内部自由度的激发。

从 Boltzmann 方程出发，能够给出宏观量及其通量的微观解释，更好得理解守恒方程中各项的物理意义。Boltzmann 给出， $\alpha$  类粒子在时刻  $t$ ，位置  $\vec{r}$  处，其分布函数  $f_\alpha(V_\alpha, r, t)$  满足：

$$\partial_t f_\alpha + \nabla_{\vec{r}} \cdot (\vec{V}_\alpha f_\alpha) + \nabla_{\vec{V}_\alpha} \cdot (\vec{a}_\alpha f_\alpha) = C_\alpha^{(+)} - C_\alpha^{(-)} \quad (1)$$

其中，碰撞算子  $C_\alpha^{(+)} - C_\alpha^{(-)}$ ，表示各种粒子之间的相互碰撞对  $f_\alpha$  的影响。忽略重力的作用，每个带电粒子受到电场力和 Lorentz 力的作用， $\vec{a}_\alpha$  可以表示为： $\vec{a}_\alpha = Q_\alpha/m_\alpha (\vec{E} + \vec{V}_\alpha \times \vec{B})$  其中  $Q_\alpha$ 、 $m_\alpha$  分别表示单个分子的带电量和质量。

相对于重粒子，电子荷质比高，质量小。导致电子和重粒子之间的能量松弛时间远大于重粒子之间的能量松弛时间[13,14]。这种能量传递的不对等，使得很多情况下，电子的平动温度不同于重粒子的平动温度。一般，把重粒子作为气体混合物进行处理，认为它们有相同的平动温度，用下标 h 表示。而对电子的输运过程进行单独的计算，用下标 e 表示。

想要得到重粒子和电子的宏观量方程组，就需要对各类粒子的 Boltzmann 方程取零阶、一阶和二阶矩，从而得到各类粒子的质量、动量、能量守恒方程。对于重粒子，需将各类重粒子

的矩方程组按照组分相加，得到混合物的宏观量方程组。

再通过 Chapman-Emskog 展开[15,16]，并对碰撞项建立模型，就可以得到通量、碰撞项和待求解的宏观量之间的关系，从而得到流体模型中电子、重粒子混合物守恒方程的最终形式。

### 1.1 电子控制方程组

由上述方法得到电子数密度方程为：

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [n_e (\vec{u}_e + \vec{u}_h)] = \dot{N}_e \quad (2)$$

其中， $n_e$  表示电子数密度。 $\vec{u}_e$  是电子相对于重粒子的扩散速度。 $\vec{u}_h$  为重粒子混合物平均速度。 $\dot{N}_e$  表示因电化学反应导致的电子生成率。

电子能量守恒可以由温度方程给出：

$$\begin{aligned} \partial_t \left( \frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \nabla \cdot \left[ \frac{3}{2} n_e k T_e (\vec{u}_h + \vec{u}_e) \right] + p_e \nabla \cdot (\vec{u}_h + \vec{u}_e) \\ = -\vec{u}_e \cdot \nabla p_e + \nabla \cdot \lambda_e \nabla T_e + \vec{J}_e \cdot (\vec{E} + \vec{u}_h \times \vec{B}) \\ + 2 \frac{m_e n_e}{m_\alpha} \left( \frac{3}{2} T_h - \frac{3}{2} T_e \right) \cdot \left( \sum_{\alpha=h} V_{\alpha e} \right) \\ - \sum_{\alpha=h} (n_\alpha \vec{u}_\alpha \cdot \vec{F}_{\alpha e}) - \sum_r \Delta E_{r, chem} \end{aligned} \quad (3)$$

其中， $\vec{J}_e = n_e Q_e \vec{u}_e$ ，表示因电子扩散引起的电流密度。 $V_{\alpha e}$  是电子和第  $\alpha$  类粒子弹性碰撞频率。 $\vec{F}_{\alpha e}$  表示电子和第  $\alpha$  类粒子因扩散速度不同产生的“摩擦力”。 $\Delta E_{r, chem}$  为第  $r$  个电子诱导化学反应的反应释热。上式可知，因为电子扩散，电子直接从电场获得焦耳热。同时，磁场也将一部分电磁能转换为电子内能。电子和重粒子的能量交换由两部分组成：弹性碰撞引起的能量交换、非弹性碰撞引起的能量交换。其中弹性碰撞引起的能量交换又可分为平动能非平衡引起的能量交换，以及扩散速度不相等引起的能量交换。而非弹性碰撞引起的能量交换主要指反应释热，这里假设反应释热所需要的能量全部由电子提供。

### 1.2 重粒子控制方程组

重粒子混合物的质量守恒可表示为：

$$\partial_t \rho_h + \nabla \cdot (\rho_h \vec{u}_h) = 0 \quad (4)$$

$\rho_h$  表示重粒子混合物的密度， $\vec{u}_h$  表示混合物的平均速度。因为电子质量远小于重粒子质量，上式右端忽略了  $\dot{N}_e$  的影响。

相应的动量守恒方程是：

$$\begin{aligned} \partial_t (\rho_h \bar{u}_h) + \nabla \cdot (\rho_h \bar{u}_h \bar{u}_h) = \\ -\nabla \cdot \bar{P}_h - \nabla p_e + \sigma \bar{E} + \vec{j} \times \bar{B} - m_e (\bar{u}_e + \bar{u}_h) \cdot \dot{N}_e \end{aligned} \quad (5)$$

其中： $p_e = n_e k T_e$  为电子压力。 $\sigma = \sum_{\alpha \in h, e} n_\alpha Q_\alpha$  为空间电荷密度。 $\vec{j} = \sum_{\alpha \in h, e} n_\alpha Q_\alpha (\bar{u}_\alpha + \bar{u}_h)$  为电流密度。 $-\nabla p_e + \sigma \bar{E} + \vec{j} \times \bar{B}$  表示因弹性碰撞，电子和重粒子之间的动量交换。 $-m_e (\bar{u}_e + \bar{u}_h) \cdot \dot{N}_e$  表示因非弹性碰撞引起的动量交换。

重粒子混合物的能量守恒方程可以用其温度方程来表示：

$$\begin{aligned} C p_h \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_h T_h) + \nabla \cdot (\bar{u}_h \rho_h T_h) \right] = \nabla \cdot (\lambda_h \nabla T_h) + \frac{D p_h}{D t} + \Phi \\ - \sum_{\alpha \in h} \rho_\alpha \bar{u}_\alpha \cdot (\nabla h_\alpha) + \vec{j} \cdot (\bar{E} + \bar{u}_h \times \bar{B}) \\ - 2 \frac{m_e n_e}{m_\alpha} \left( \frac{3}{2} T_h - \frac{3}{2} T_e \right) \cdot \left( \sum_{\alpha \in h} v_{e\alpha} \right) + \sum_{\alpha \in h} (n_\alpha \bar{u}_\alpha \cdot \bar{F}_{e\alpha}) \\ + \sum_r \Delta E_{r, chem} - \sum_{\alpha \in h} h_\alpha m_\alpha \dot{N}_\alpha \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $\Phi$  为耗散函数， $\sum_{\alpha \in h} h_\alpha m_\alpha \dot{N}_\alpha$  为非电子诱导反应的反应释热。

最后，给出各组分的输运方程：

$$\partial_t \rho_\alpha + \nabla \cdot (\rho_\alpha \bar{u}_\alpha + \rho_\alpha \bar{u}_h) = m_\alpha \dot{N}_\alpha \quad (7)$$

其中， $\bar{u}_\alpha$  是第  $\alpha$  类粒子的扩散速度。 $m_\alpha$  和  $\dot{N}_\alpha$  分别是第  $\alpha$  类粒子的分子质量和数密度生成率。

### 1.3 电磁场方程

引入磁矢量势和静电势的概念： $\bar{B} = \nabla \times \bar{A}$ ， $\bar{E} + \frac{\partial}{\partial t} \bar{A} = -\nabla \Phi$ 。将其带入 Maxwell 方程组，得到：

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \bar{A} \quad (8)$$

$$\nabla^2 \bar{A} = -\mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} + \nabla (\nabla \cdot \bar{A}) \quad (9)$$

### 1.4 通量和输运系数

针对重粒子，单一组分的粘性可由 Sutherland 模型给出：

$$\mu_\alpha = \frac{A_\alpha T_h^{3/2}}{B_\alpha + T_h}, \quad \alpha \in h \quad (10)$$

总的粘性  $\mu_h$  可以由 Wilke 的半经验混合率得到：

$$\mu_h = \sum_\alpha \frac{Y_\alpha \mu_\alpha}{\sum_\beta Y_\beta \phi_{\alpha\beta}}, \quad \alpha, \beta \in h \quad (11)$$

其中， $Y_\alpha$  为质量分数， $\phi_{\alpha\beta}$  为无量纲数：

$$\phi_{\alpha\beta} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{m_\alpha}{m_\beta} \right)^{-1/2} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_\alpha}{\mu_\beta} \right)^{1/2} \left( \frac{m_\alpha}{m_\beta} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (12)$$

中性气体分子的扩散速度只和自身浓度梯度有关，带电粒子还应考虑电磁场对扩散的影响：

$$\bar{u}_\alpha = -D_\alpha \frac{1}{Y_\alpha} \nabla Y_\alpha + \zeta_\alpha Q_\alpha (\bar{E} + \delta_{b0} \bar{u}_h \times \bar{B}) + \bar{u}_e, \quad \alpha \in h \quad (13)$$

其中， $D_\alpha$  是  $\alpha$  类粒子的扩散系数， $\zeta_\alpha$  是  $\alpha$  类粒子的迁移率， $\bar{u}_e$  是为了保证  $\rho_\alpha \bar{u}_\alpha = 0$ 。

类似扩散速度，热流  $\bar{q}_h$  可以近似为：

$$\bar{q}_h = -\lambda_h \nabla T_h + \sum_\alpha \rho_\alpha \bar{u}_\alpha h_\alpha, \quad \alpha \in h \quad (14)$$

其中， $\lambda_h$  为热导率。它与 Prandtl 数  $Pr$ ，粘性系数  $\mu_h$  的关系为：

$$\lambda_h = \frac{\mu_h C p_h}{Pr} \quad (15)$$

类似，可以给出电子扩散速度  $\bar{u}_e$  和热流  $\bar{q}_e$  的表达式：

$$\bar{u}_e = -D_e \frac{1}{n_e} \nabla n_e + \zeta_e Q_e (\bar{E} + \delta_{b0} \bar{u}_h \times \bar{B}) \quad (16)$$

$$\bar{q}_e = -\lambda_e \nabla T_{e1} + \rho_e \bar{u}_e h_e \quad (17)$$

## 2 问题描述

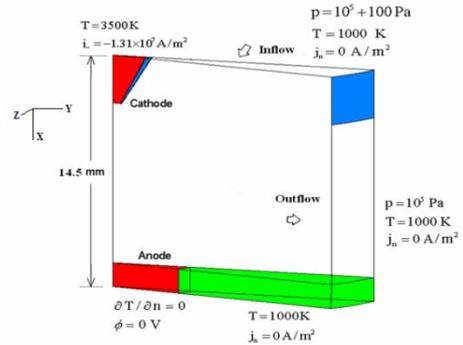


图1 三维计算区域简图

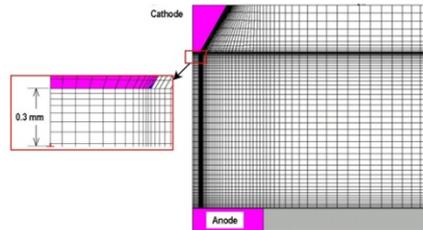


图2 计算网格剖面

大气压下的热等离子有重要的应用和科研价值。其中，直流电弧常用于焊接和空间推进。本文，以常见的自由弧燃烧作为研究对象，其中，放电气体为 Ar。

图 1 是三维计算区域的结构简图。包括阴极（金属钨）、阳极（金属铜）和放电区。计算区域轴对称分布，沿轴向(x 轴)和径向(y 轴)均为 14.5mm，沿角向旋转  $10^0$ 。阴极基本为锥形，前端有小的平台。阴极和阳极间距离约 10mm。气体从顶端流入，从侧面流出。在阴极和阳极之间，Ar 直流放电，形成电弧。图 2 是计算网格的剖面图，有图可知，网格在阴极附近进行了加密。

表 1 氩气放电的重要化学反应过程

No.	Process	Reaction	
1	弹性碰撞	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar} + e$	[17]
2	直接电离	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	[18]
3	复合反应	$\text{Ar}^+ + 2e \rightarrow \text{Ar} + e$	[18]
4	库仑弹性碰撞	$\text{Ar}^+ + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e$	

对于库仑弹性碰撞，Lorentz 近似给出[19]，电子与离子的碰撞频率：

$$v_{ei} = c_e n_i Q_{ei} \quad (18)$$

其中， $c_e$  为电子的热运动能量，下标 i 表示离子。假设电子在 Debye 半径外，不受离子势的影响，在 Debye 半径内，和离子做 Coulombic 碰撞,可以得到：

$$Q_{ei} = \frac{4\pi}{(m_e c_e)^2} \left( \frac{Q_\alpha e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \Lambda \quad (19)$$

$$\ln \Lambda = \frac{3\pi}{2e^3 Q_\alpha} \left[ \frac{(4\pi\epsilon_0 k T_e)^3}{\pi \sum_{\alpha \neq i} n_\alpha Q_\alpha^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

则，以速率  $c_e$  运动的电子，其碰撞频率近似表达为：

$$v_{ei}(c_e) = c_e \left( \sum_s n_s Q_{es} + n_i \frac{Q_{ei}}{\gamma_{ei}} + \dots \right) \quad (21)$$

相应的反应速率

$$k = \int_0^\infty \sigma(\epsilon_e) |c_e| f(\epsilon_e) d\epsilon_e \quad (22)$$

其中， $c_e = \sqrt{2k\epsilon_e/m_e}$ 。  $\gamma_e = 0.582$  表示考虑电子之间碰撞后的一个修正。

上面提到，在该问题中，近似认为电流密

对大气压下的直流放电，除推导方程时用到的近似外，还假设电子和离子完全满足准中性假设。此外，因为电子对电磁场的响应速度远大于离子，可以近似认为电流密度完全是因为电子运动引起。

## 2.1 化学反应速率和输运系数

表 1 罗列了本文所使用的反应机理。对电离过程，仅考虑了直接电离。忽略了激发态的影响。第一步和最后一步反应表示电子和 Ar 以及 Ar+ 的弹性碰撞，弹性碰撞虽然不会影响组分的质量分数，但它是电子和重粒子能量交换的重要机制。

度完全是因为电子运动引起。所以，电子迁移率满足公式：

$$Q_e \mu_e n_e = \kappa_{cond} \quad (23)$$

其中， $\kappa_{cond}$  为电导率。假设电子分布函数为 Boltzmann 分布，则其扩散系数满足：

$$T_e \mu_e = D_e \quad (24)$$

## 2.2 边界条件

图 1 标注了主要的边界条件。入口和出口就传热问题给出等温边界条件，就流动问题给出压力边界条件。阴极给定电流密度，总电流 200A。阳极接地，电势为零。忽略了入口和出口的电密度。边界处的磁通量势由外插的方法计算。

流体和固体的交界处，采用热耦合的处理方法。保证交界面两边的热流相等。

此外，Ar+ 和流向电极或壁面的通量表示为：

$$J_{Ar^+,n} = \gamma_{Ar^+ \rightarrow Ar} \sqrt{\frac{\kappa T_g}{2\pi m_{Ar^+}}} \quad (13)$$

其中  $\gamma_{Ar^+ \rightarrow Ar}$  是 Ar+ 的粘附系数。本文选取  $\gamma_{Ar^+ \rightarrow Ar} = 1$ ，表示 Ar+ 以热运动速度撞向壁面后，回到基态，变成 Ar 原子。

### 3 结果和讨论

本文针对自由弧燃烧的数值计算，基于可压缩、同位网格 SIMPLEC 算法求解，对流项采用迎风格式，扩散项采用中心差分。此外，电子温度方程的求解采用指数格式。

自由弧燃烧过程，涉及热等离子流动和放电。因为电流较大， $Lorentz$  力对气体的影响很显著。另一方面，相对弧柱中心，接近边缘壁面处电离度很小，等离子体表现出明显的非平衡性。因此，对其流动和非平衡特性进行考察很有必要。

首先来看，气体混合物的流动规律。图 3 和图 4 分别给出了气体混合物在流场中的流线及速度  $\vec{u}$  分布云图。Ar 从阴极旁边的入口流入，因为电磁场的泵作用(pumping action)，进入放电核心区，冲到阳极后，从侧壁流出。从图 4 可以看到，速度  $\vec{u}$  在阴极顶端附近达到最大值 230m/s。并且  $\vec{u}$  较高的区域基本箍缩在轴线附近。这主要由两方面因素引起：首先，焦耳加热使得阴极顶端附近压力迅速升高；其次，带电气流自身感应出的 Lorentz 力将气体箍缩在一起。图 5 为速度  $\vec{u}$  沿轴线的分布，并将本文结果与 Hsu 的计算结果进行了比较。两者都表明在阴极顶端附近，速度  $\vec{u}$  迅速升高，随后逐渐下降。

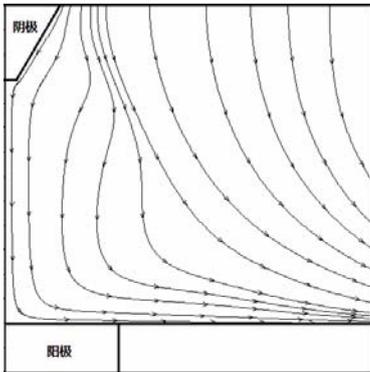


图 3 气体混物流线图

图 6 比较了电子温度和气体混合物温度。虽然，电子从电磁场获得的焦耳热远大于离子从电磁场获得的焦耳热。但是，在弧柱中心，电子温度和重粒子温度几乎完全相等。这是因为，在这个区域电子数密度大，电子和重粒子之间的碰撞频率高，相互作用强，二者之间能量交换很充分。而在靠近侧壁的边缘地区，电子温度远高于气体混合物温度，表现出显著的

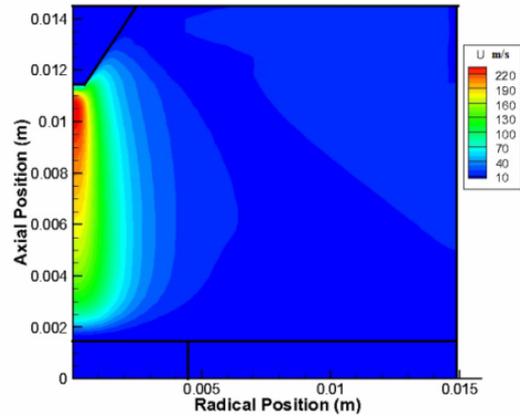


图 4 气体混合物的速度云图

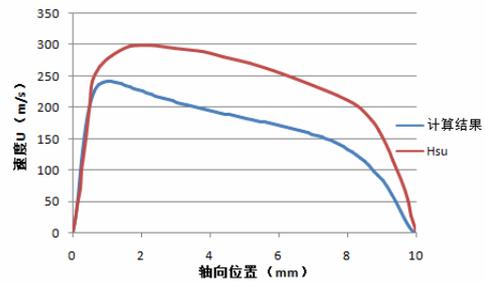


图 5 沿轴向速度分布对比

热力学非平衡效应，这与发射光谱的实验结果相吻合。因为从阴极冲出来的电弧在阳极附近形成驻层，所以等温线呈现典型的铃状分布。图 7 为电子温度沿轴线的分布情况，并给出本文计算结果与 Hsu 等人计算结果的比较。由图 7 可知，因为阴极尖端附近几乎集中了所有的电流密度，而此处电势剧烈下降，导致电子获得大量焦耳热，电子温度快速上升。而此后，电子温度经历一个下降过程后，基本保持恒定。图 8 将实验结果和本文的计算结果进行了比较。由图可知，不论定量还是定性，计算结果和实验结果吻合的都很好。

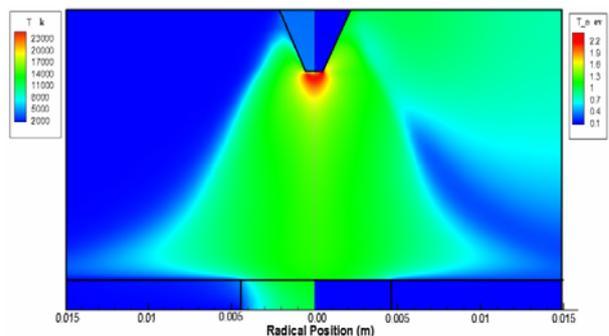


图 6 电子温度和混合气体温度

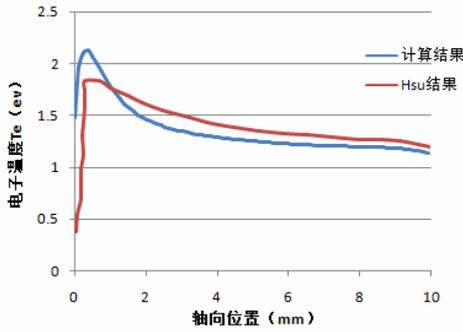


图7 沿轴向电子温度分布对比

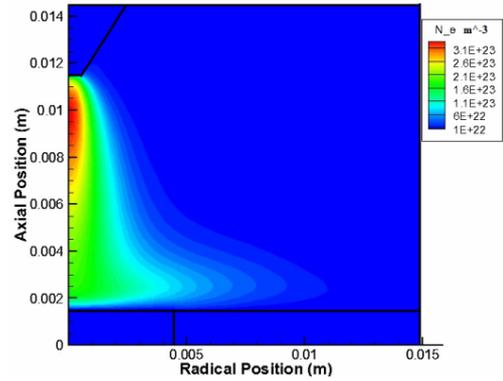


图10 电子数密度分布

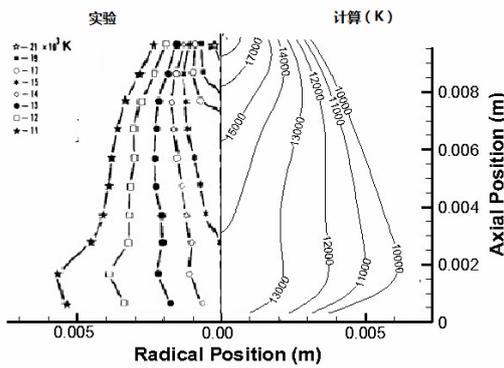


图8 气体混合物温度计算与实验对比

图9为电势分布，由图可知，在阴极顶端附近，电势迅速下降，从-7V下降到-13V。这主要有两方面的因素。一方面，在这个位置，形成了鞘层，造成较强的电势降；另一方面，阴极很高的电导率使得电流密度主要集中在这一区域，根据欧姆定律，电流和电势降成正比。图10是电子数密度分布云图，电子数密度在电子温度最高的地方达到最大值  $3.1 \times 10^{23}$ ，这是因为，温度越高，电离率越大。此外，在弧柱中心，电子数密度的分布趋势和电子温度的分布趋势类似，均呈铃状分布。而随着原理弧柱，电子数密度逐渐降低。低电子数密度正好解释，越靠近边缘，热非平衡效应越明显。

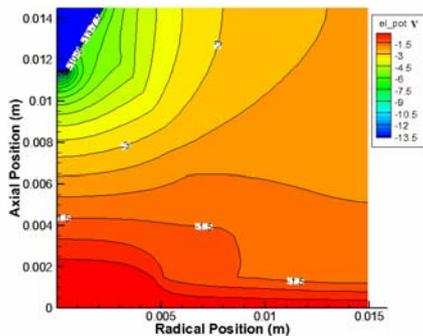


图9 电势分布

## 4 结 论

本文主要分为两个部分，首先推导出非平衡低温等离子体流动的守恒方程，该方程组有以下几个特点：

1. 从 Boltzmann 方程，从微观上揭示了方程中各项的物理意义。
2. 同时考虑了平动能的热力学非平衡、电磁场与带电粒子运动的耦合、诱导电化学反应的非弹性碰撞、分子内部自由度的激发等物理过程。
3. Chapman-Enskog 一阶展开，给出了通量和输运系数自洽的表达形式。
4. 用成熟的简化模型近似表达式复杂的碰撞项。

其次，本文基于 SIMPLEC 算法，利用推导的模型方程模拟了氩气(Ar)在一个大气压下的三维自由弧燃烧。通过与实验及其它计算结果进行对比，表明该模型具有较高的精度。

## 参考文献：

- 1 M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, Principle of Plasma Discharge and Materials Processing, second ed., Wiley, New York, 2005.
- 2 J.P. Boeuf, L.C. Pitchford, Two-dimensional model of a capacitively coupled RF discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor, Physical Review E 51(2)(1995)1374-1390.
- 3 E.J. Lerner, Plasma Propulsion in Space, The Industrial Physicist, (October 2000) 16-19.
- 4 D.M. Goebel, Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thruster, John Wiley, Sons, 2008.

- 5 B. Graille, T.E. Magin, M. Massot, Kinetic theory of plasmas: translation energy, *Mathematical Models and Methods in Applied Science* 19(4) 527-599.
- 6 V. Giovangigli, B. Graille, Kinetic theory of partially ionized reactive gas mixtures, *Physics A* 327 (2003) 313-348
- 7 E. Nagnibeda, E. Kustova, *Non-Equilibrium Reacting Gas Flows: Kinetic Theory of Transport and Relaxation Processes*, Springer, Berlin, 2009
- 8 K.C. Hsu, E. Pfender, Two-temperature modeling of the free burning high-intensity arc, *J. Appl. Phys.* 54(1983) 4359-4366
- 9 J. Haidar, Non-equilibrium modelling of transferred arcs, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32(1999) 263-272
- 10 P. Freton, J.J. Gonzalez, Z. Ranarijaona, et al, Energy equation formulations for two temperature modelling of 'thermal' plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 45 (2012) 465206
- 11 Y. Bartosiewicz, P. Proulx and Y. Mervadier, A Self-Consistent Two-Temperature model for the Computation of Supersonic Argon Plasma Jets, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35(2002)239-2148.
- 12 H. Krier, R.L. Burton, and N.T. Tiliakos, et al, Final Technical Report, Technical Report UILU-ENG 97-0510, AAE97-10.
- 13 S.I. Braginskii, Transport processes in a plasma, *Reviews of Plasma Physics* 1 (1965) 205-311
- 14 R.M. Chmielecki, J.H. Ferziger, Transport properties of a nonequilibrium partially ionized gas, *The Physics of Fluids* 10(2) (1967) 364-371.
- 15 J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, R.B. Bird, *Molecular Theory of Gas and Liquids*, Wiley, New York, 1954.
- 16 S. Chapman, T.G. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, third ed., Cambridge University Press, New York, 1970.

## Numerical Analysis on Non-equilibrium Plasma Flow in GEC-CCP Reactor

Bijie Yang<sup>1</sup>    Ning Zhou<sup>2</sup>    Quanhua Sun<sup>1</sup>

(1 State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, CAS, Haidian District, Beijing 100190, China)

(2 Advanced Micro-Fabrication Equipment Inc, Pudong District, Shanghai 201201, China)

**Abstract** Modern technologies based on low-temperature plasma, have been widely adopted, especially in materials processing and electric propulsion. Besides, as a complex physicochemical process interrelated with fluid mechanics, heat transfer, chemical kinetics, plasma physics, and electromagnetic theory, researches on plasma flow require more multidisciplinary knowledge. Thus, to investigate the characteristics of flow and discharge for low temperature plasma, not only lays on broad industrial applications, but also has great academic value. This paper work consists of two parts. First, conservation equations of non-equilibrium plasma flow deduced from Boltzmann equation reveal the influencing factors for plasma flow from the most bases. These equations include energy conservation equations for electrons and heavy particles, transport equations for each chemical component and Maxwell equations coupled with NS equations. Then, based on SIMPLEC algorithm, a three-dimensional argon (Ar) arc burning at atmospheric pressure has been simulated using the model equations derived above. The results have been compared to that of thermodynamic equilibrium calculations. It shows that electronic and heavy particles approach thermodynamic equilibrium in the center of the arc column, but the thermal non-equilibrium effects become gradually significant when getting closer to the electrode. Additionally, the present results agree well with experimental emission spectra.

**Key words** Low-temperature plasma; non-equilibrium flow; fluid model; free burning