

直流电弧等离子体双温度化学非平衡数值模拟

钱海洋, 吴彬

(中国科学院力学研究所等离子体与燃烧中心, 北京 100080)

摘要: 采用二维轴对称双温度化学非平衡(2T-NCE)模型, 模拟了带有水冷约束管的大气压直流电弧氩等离子体发生器。得出了不同工作参数下等离子体中电子温度、重粒子温度的变化关系, 表明直流电弧等离子体有很强的非平衡特性, 且变化规律十分明显。

关键词: 大气压; 直流电弧; 双温度; 化学非平衡

中图分类号: O539

文献标识码: A

1 引言

近年来, 随着等离子体技术在实验及工业应用中的发展, 针对大气压直流电弧等离子体的研究成为目前等离子体研究的热点之一。直流电弧等离子体属热等离子体区别于冷等离子体的基本特征就是电子温度与重粒子温度相近, 这使得等离子体处于局域热力学平衡(LTE)状态。但是, 许多实验及研究表明, 直流电弧等离子体并非都处于 LTE 状态。如在远离电弧核心的边缘处、阴极阳极材料表面, 等离子体可能偏离 LTE 状态, 出现电子温度远高于重粒子温度的现象, 这部分等离子体处于非局域热力学平衡(NLTE)状态。

受制于测量等离子体参数的技术手段, 对直流电弧的实验研究目前还未取得权威的、准确可靠的结果。因此, 多采用数值模拟的方法对等离子体的非平衡特性进行研究。但是, 目前国内外还没有一个统一的模型, 各国研究者都在自己研究工作的基础上得到了不同的合理的结果。Amakawa 和 Jenista 等人^[1]模拟了双温度 LTE 模型在阳极区传热的情况, 给出了电弧在阳极上的两种贴附形式(扩散型与约束型), 并与实验结果进行了对比。他们发现在气

流量大于 $0.2\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时贴附形式为扩散型, 小于 $0.02\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$ 时为约束型, 当气流量在这两者之间时电弧在物理上是不稳定的。同时, 他们还计算了不同气流量下阳极热通量的变化情况, 得出阳极热通量随气流量的变化而变化。Park 和 Heberlein 等人^[2]采用双温度化学非平衡(2T-NCE)模型模拟了不包含水冷约束管在内的近阳极区域, 同时考虑了近阳极区的化学反应及组分扩散。结果验证了近阳极区等离子体存在非平衡现象, 并且得到了化学非局域平衡条件下阳极边界层的厚度大约是化学局域平衡条件下的一倍。

本文采用双温度-化学非平衡模型研究在大气压环境下带有水冷约束管的直流电弧氩等离子体的非平衡特性。

2 直流电弧等离子体的数值模型

数值模拟的实验装置如图1所示。此装置是中心轴对称的, 二维轴对称计算区域如图2所示。

2.1 基本假设

根据对直流电弧等离子体的物理性质、化学反应和流动过程的分析, 模型所采用的基本假设为:

(1) 等离子体是连续、理想牛顿流体; (2) 等离子体

收稿日期: 2010-07-05; 修订日期: 2010-10-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10375082)

作者简介: 钱海洋(1984-), 男, 北京人, 硕士研究生, 从事等离子体物理研究。

为定常、不可压缩层流流动；(3) 等离子体是轴对称的；(4) 等离子体处于非局域热力学平衡(NLTE)状态；(5) 等离子体处于非局域化学平衡状态(NLCE)，考虑等离子体中的电离-复合反应；(6) 等离子体满足准中性条件，只考虑一次电离；(7) 等离子体光学薄，即辐射的重新吸收和总的辐射损失相比可以忽略不计，仅有体积辐射损失。

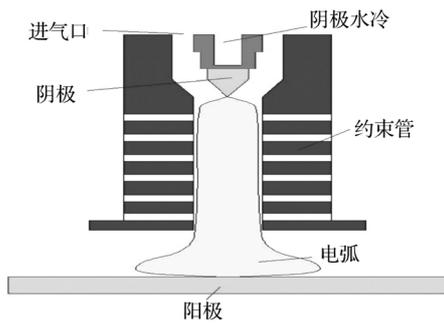


图1 带水冷约束管的直流电弧实验装置示意

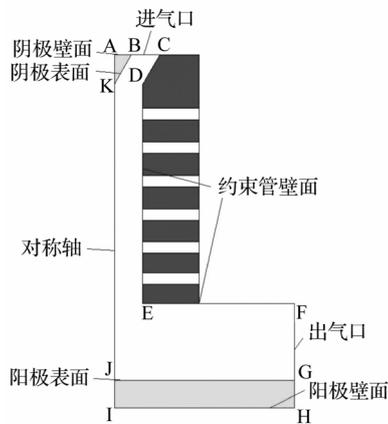


图2 二维轴对称计算模拟区域

2.2 控制方程^[3-6]

根据上述假设得到二维柱坐标(x, r)下的磁流体动力学方程组(MHD)。

a. 质量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \quad (1)$$

轴向和径向动量守恒方程分别为：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u v) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(2\mu \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[\mu r (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x})] + j_r B_0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v v) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}[\mu (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x})] + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r \frac{\partial v}{\partial r}) - 2\mu \frac{v}{r^2} - j_x B_0 \quad (3)$$

b. 重粒子能量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v h) = \frac{\partial}{\partial x}(\kappa \frac{\partial T_h}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \kappa \frac{\partial T_h}{\partial r}) + \sum_{j \neq e}^N [\frac{\partial}{\partial x}(\rho D_j h_j \frac{\partial Y_j}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho D_j h_j \frac{\partial Y_j}{\partial r})] + \dot{E}_{ch} \quad (4)$$

式(4)左侧两项分别为轴向、径向对流项，右侧分别为轴向、径向热传导项，轴向、径向焓扩散项，最后一项为重粒子与电子弹性碰撞的能量转移。其中焓值 $h = \sum_{j \neq e}^N Y_j h_j$ ， $h_j = \frac{5}{2} \frac{k_B T_h}{m_j}$ ，质量分数

$$Y_j = \frac{n_j m_j}{\rho}, \quad \sum_j Y_j = 1.$$

c. 电子能量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial x}(u \frac{5}{2} n_e k_B T_e) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v \frac{5}{2} n_e k_B T_e) = \frac{\partial}{\partial x}(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \kappa \frac{\partial T_e}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial x}(\frac{1}{m_e} \frac{5}{2} k_B T_e \Gamma_{ez}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{1}{m_e} \frac{5}{2} k_B T_e \Gamma_{er}) + \frac{j_x^2 + j_r^2}{\sigma} - U_r - \dot{E}_{ch} \quad (5)$$

式(5)左侧两项为轴向、径向对流项，右侧分别为轴向、径向热传导项，电子通量引起的焓扩散，焦耳热，辐射热损失，电子离子弹性碰撞引起的能量转移。

上述方程组中， ρ 为质量密度； u 和 v 分别为气体速度的轴向和径向分量； μ 为层流粘性系数； j_x 和 j_r 分别为电流密度的轴向和径向分量； B_0 为磁感应强度矢量的 θ 分量； h 为总焓值； κ 为热导率； σ 为电导率； Y_j 和 D_j 分别为物质 j 的质量分数和扩散系数； \dot{E}_{ch} 为弹性碰撞能量； $\Gamma_e = -\rho D_a \nabla Y_e$ 为双极扩散项； D_a 为双极扩散系数； $U_r = 4\pi \epsilon_r$ 为单位体积辐射功率； ϵ_r 为辐射系数。

单位时间、单位体积中电子在和重粒子弹性碰

撞过程中传递的能量为:

$$\dot{E}_{\text{eh}} = \sum_{j \neq e}^N \frac{3}{2} k_B (T_e - T_h) \frac{2m_j m_e}{(m_j + m_e)^2} n_e n_j \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} Q_{ej} \quad (6)$$

式中, m_j 、 n_j 、 m_e 、 n_e 分别为重粒子质量、数密度、电子质量、数密度; Q_{ej} 为电子与第 j 种重粒子的碰撞截面。为了简化问题, 未讨论粒子间的非弹性碰撞, 它会在低温区及强电场区产生影响。

组分守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u Y_j) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v Y_j) = \frac{\partial}{\partial x} (\rho D_j \frac{\partial Y_j}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_j \frac{\partial Y_j}{\partial r}) + M_j R_j \quad (7)$$

式中, M_j 是第 j 种物质的分子量, R_j 为第 j 种物质的化学反应生成率。

$$R_j = \sum_{s=1}^{N_{\text{STEP}}} \Gamma (v_{js}'' - v_{js}') [k_{f,s} \prod_{j=1}^N (\frac{\rho Y_j}{M_j})^{v_{js}'} - k_{r,s} \prod_{j=1}^N (\frac{\rho Y_j}{M_j})^{v_{js}''}] \quad (8)$$

$k_{f,s}$ 、 $k_{r,s}$ 分别为第 s 步反应的正向、逆向反应速率常数。加和是针对系统中的所有物质, 但只有

作为反应物或生成物出现的物质才有非零的化学

反应系数。因此, 不涉及的物质将从方程中清除。反应 s 的正向反应速率常数 $k_{f,s}$ 和 $k_{r,s}$ 满足阿列纽斯反应速率常数公式(Arrhenius):

$$k_{f,s} = A_s T^n \exp(-\frac{E_s}{RT}) \quad (9)$$

式中, A_s 为指数前因子(恒定单位); E_s 为反应活化能; T 代表绝对温度; R 为气体常数。

对于恒稳、不包含鞘层区、满足准中性条件假设的等离子体数值模拟而言, 可忽略位移电流、净电荷密度和感生电场的影响, 故电场守恒方程有:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma r \frac{\partial \phi}{\partial r}) = 0 \quad (10)$$

式中, σ 为电导率; ϕ 为电势; $j_x = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x}$; $j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}$ 。

2.3 边界条件

开始数值模拟时, 先设定初值条件, 可以缩短计算时间, 达到快速收敛的效果。本文模拟采用 $T=1000\text{K}$, $u=v=0$, $T_e=1\text{eV}$ 作为模型各区域的初值, 模型的各种边界条件如表 1 所示。

表 1 数值模拟边界条件

	p/atm	$u/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$v/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	T/K	T_e/eV	n_e/m^{-3}	ϕ/V
AB	/	/	/	2000	/	/	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{J}{\sigma}$
BC	1	u_{in}	0	300	$\frac{\partial T_e}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$
CD	/	0	0	300	$\frac{\partial T_e}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$
DE	/	0	0	300	$\frac{\partial T_e}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$
EF	/	0	0	300	$\frac{\partial T_e}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$
FG	1	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial r} = 0$	300	$\frac{\partial T_e}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$
GH	/	/	/	1000	/	/	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$
HI	/	/	/	1000	/	/	0
IJ	/	/	/	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$	/	/	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$
JK	0	0	0	0	0	0	0
KA	/	/	/	0	/	/	0
BK	/	0	0	Coupled	/	/	Coupled
JG	/	0	0	Coupled	/	/	Coupled

Coupled 指在阴极、阳极与等离子体电弧的交界面处, 认为边界两侧的温度与电磁变量是连续一致的, 同时将变量的通量相当于源项加入到控制方程中, 以保证通过这些边界的连续性。

2.4 物性参数^[3, 5]

针对带有化学反应的偏离局域化学平衡的等离子体, 采用一阶近似的 Chapman-Enskog 计算方法。各组分粒子的分子量、特征能量、特征直径取自科罗拉多大学 JILA 数据库和其他参考文献。

目前, 国内外对于气体电导率在阴极和阳极表面有不同简化计算方法, 但都仅是近似地模拟电极边界层。例如: Lowke 等人^[6]取气体电导率为电极材料的电导率与最靠近电极的网格点处等离子体的电导率的调和平均值; Scott 等人^[7]假定边界层中的电子温度按一定规律分布 $\sigma = 0.2 \exp(T/2000) \text{ s} \cdot \text{m}^{-1}$, 以保证较低温度下的电导率足够大; Butler 和 King 等人^[8]假设了一个范围在 $0.1 \sim 1 \text{ s} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的电导率层。针对处于非局域热力学平衡(NLTE)状态的等离子体电导率的研究还仅停留在理论阶段。

本文模拟采用文献[3, 9]中双温度模型的数据表。通过编写 Fortran 程序修改电导率参数, 采用列表查询的方式, 先确定非平衡 $\theta = T_e/T$ 的所在区间, 再通过指数插值法算出给定 θ 值、给定温度 T 下的电导率 σ 。所有变量参数的调用都是通过指针函数完成的, 并利用 UDF 函数将具体的双温度模型下的电导率赋值给模型中的变量。

对阴极钨和阳极铜两种物质材料的物性参数都取为定值, 具体数值取自文献[10, 11]。

3 数值模拟结果与讨论

3.1 典型模拟结果

以工作参数为电流 100A, 气流量 7slpm 的结果作为典型实例来分析本文数值模拟所得到的速度场、温度场和电子数密度等结果。

图 3a 速度分布图的结果表明, 工作气体从进气口流入、经阴极电离加热后, 直冲阳极表面, 然后折转流动方向沿着阳极表面流向出口, 并在计算区域中形成一个巨大的回流涡。由电子温度及重粒子温度分布图 3b 和图 3c 可以看出电弧的外形是典型的铃形形状, 阴极尖端附近, 两者温度都在 14100K 左右, 这一结果也与实验测量的结果吻合。电子温度在电弧中心区域一般都在 1eV 以上, 且与

重粒子温度分布的形状很接近。从电子数密度分布图 3d 中可以看到, 由于阴极尖端区域的强电场导致电离增强, 电子数密度最大, 但随着气体的流动沿轴向方向减少, 并在近阳极区域扩散开来, 也成铃形形状分布。

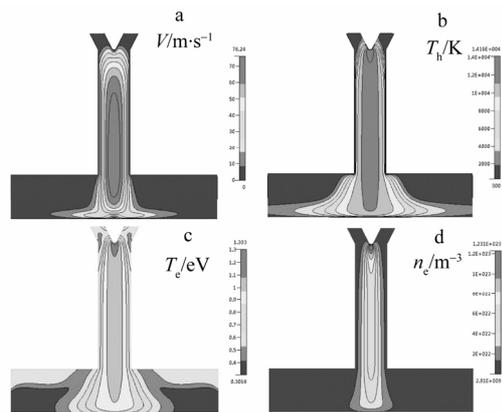


图3 速度、重粒子温度、电子温度和电子数密度分布

图 4 是工作参数为电流 100A 气流量 7slpm 的条件下, 直流电弧等离子体的实验照片, 取自本课题组中吴彬高级工程师在美国明尼苏达大学机械工程系的实验工作。

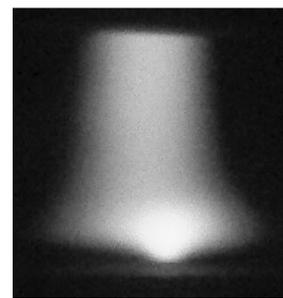


图4 直流电弧等离子体实验照片

将图 4 与重粒子温度分布图对比发现, 二者有很大的相似度。重粒子温度分布图表现出了电弧的扩散现象, 也与实验照片的结果相符。

3.2 流动特性

针对同一电流(100A)、不通气流量(2、5、8、12、15slpm)下直流电弧等离子体的模拟结果进行研

究。图 5 是速度、重粒子温度、电子密度、电子数密度和电流密度在中心轴线上随轴向距离的变化。

从图 5 可以看出，相同电流、不同气流量下重粒子温度、电子温度和电子数密度在阴极尖端(58mm)处，达到最大值。在水冷约束管内(图 5 中所示轴向距离 18.6~58mm 之间)变化不大，基本保持稳定；从约束管出口处到阳极表面，逐渐减少。

速度分布图 3 明显与图 5 不同。从图 3 中可看出随着气流的进入，气体速度逐渐加大，在离开水冷约束管后又逐渐减少，这是由于阳极表面为固壁，气体在此由轴向流动转为径向流动。在水冷约

束管区域，较大气流量的情况下，气体速度直到约束管出口附近仍随轴向距离增加而增加，并未达到充分发展状态，而较小气流量条件下速度已基本稳定，接近达到充分发展状态。这说明对于一定长度的水冷约束管存在一个临界气流量值，大于此气流量时，气体在约束管内部并未达到充分发展状态。这一结果与文献[12]的结果一致。因此，在不考虑水冷约束管的数值模拟研究中，采用速度边界条件为完全发展假设对于较大气流量条件下的结果是不准确的，忽略水冷约束管内的流动情况对准确模拟直流电弧等离子体有很大的影响。

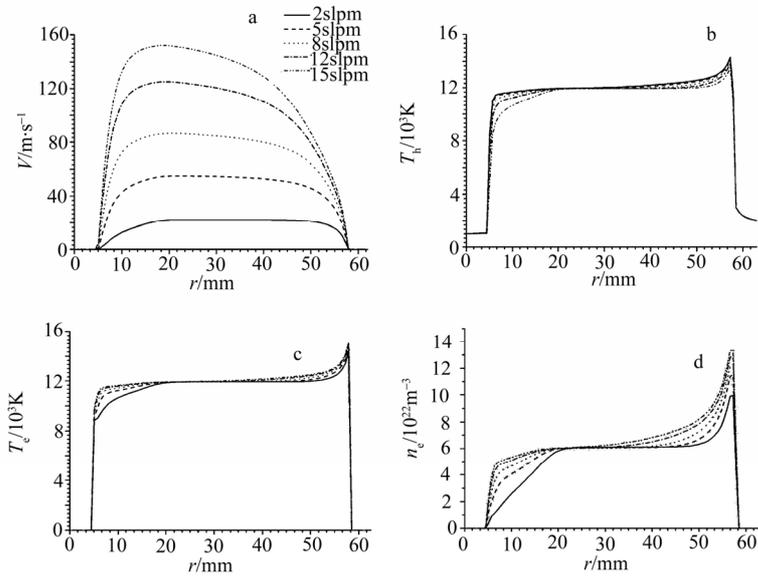


图 5 速度、重粒子温度、电子温度、电子数密度在中心轴线上随轴向距离变化

在图 5 阴极尖端放电区域和从约束管出口处到阳极表面区域(图中所示轴向距离 4.9~18.6mm 之间)，电子温度和电子数密度随气流量的加大而增加，而重粒子温度则降低。这说明在较大气流量的情况下，等离子体与冷气流强烈掺混，使等离子体柱收缩，电弧柱被气体约束得较细，单位体积内有更多的离子、电子存在，从而使电子数密度升高，导致电子温度也随之增加。

3.3 非平衡特性

选取工作参数为电流 200A，气流量 8slpm 的典型结果作为讨论对象。整个等离子体区域中重粒子温度与电子温度的对比结果图 6 所示。

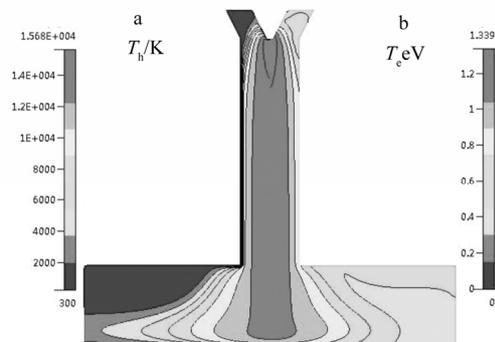


图 6 重粒子温度和与电子温度分布

由图 6 可以看出, 在等离子体电弧核心处(4.9~58mm)电子温度与重粒子温度几乎重合, 即两温度处处相等, 满足局域热力学平衡(LTE)假设。但是, 在阳极表面附近及远离弧柱中心的边缘区域, 可看到电子温度超过重粒子温度, 呈现非平衡现象。

为观察并讨论等离子体的非平衡区域, 特作重粒子温度与电子温度在不同截面上随径向距离变化的对比图, 如图 7 所示, 分别为轴向不同位置上电子温度与重粒子温度随径向距离变化的关系图。

从图 7 中可看出, 电子温度与重粒子温度在中心处基本重合, 这与前述所讨论的中心轴线上的温度分布一致, 说明在此区域满足 LTE 假设。但是, 图 7a 显示随着径向距离的增大, 电子温度与重粒子温度逐渐开始出现分离。在距离中心轴线 10mm 处, 分离度达到了 30%, 电子温度显著高于重粒子

温度, 由此可见, 在这样一个远离等离子体核心的电弧边缘区域, 存在着强烈的非平衡现象。产生这一现象主要是因为, 电弧周围的工作气体(冷气流)从电弧边缘吹过, 使得边缘区域的重粒子温度迅速下降, 而电子由于热运动依然保持很高温度, 导致等离子体偏离局域热力学平衡状态。因此有必要采用非局域热力学平衡假设(NLTE)来模拟带水冷约束管的直流电弧等离子体, 对电子温度与重粒子温度采用不同的能量方程。从图 7 的变化还可看出, 随着 x 的减少, 即截面位置距离约束管出口越来越远, 也就是距离阳极表面越来越近, 电子温度与重粒子温度在径向上又逐渐重合。这表明等离子体越靠近阳极表面, 满足局域热力学平衡假设的区域就越宽, 电弧越变得扁且平。这也与实验上观察到的现象吻合, 即电弧柱在近阳极区域扩散开来。

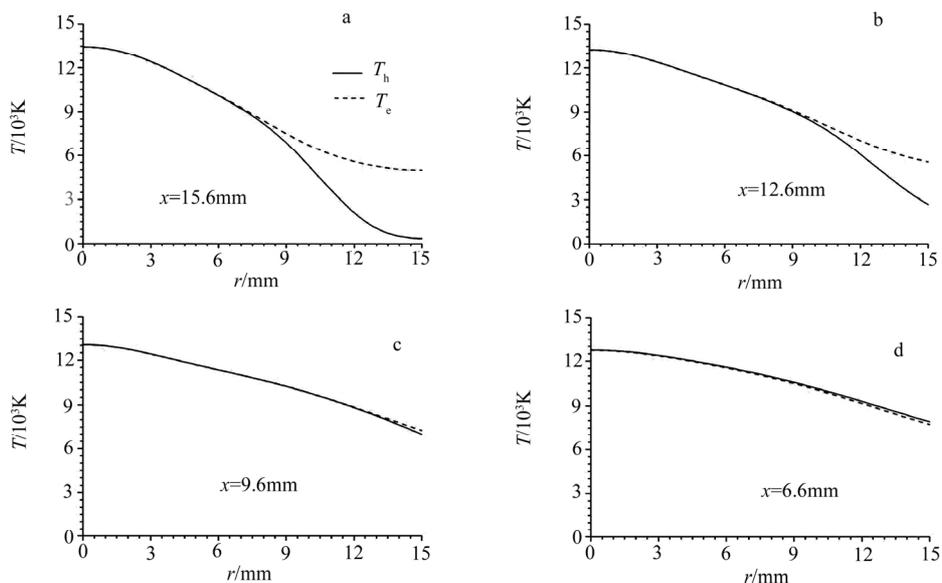


图 7 电子温度与重粒子温度随径向距离的变化

当越来越接近阳极表面时, 电子温度与重粒子温度又再次出现分离, 如图 8 所示。此时重粒子温度受边界条件的限制, 在阳极表面迅速下降到阳极温度附近, 而电子温度却仍然很高。这是因为, 为使电流通过阳极表面, 维持电弧放电, 等离子体在阳极表面附近仍有很高的电导率, 故电子温度依然保持在很高的水平。这样就出现了电子温度与重粒

子温度在阳极表面的显著差别。

图 8 表示沿中心轴线从阳极表面到距阳极 0.6 mm 处电子温度与重粒子温度的变化关系。图 8 中给出了两者之间的比率。可以看出在距阳极表面 0.4mm 附近, 电子温度与重粒子温度开始出现分离, 在 0.2mm 处分离达到 10%, 在 0.1mm 处分离达到 30%, 越趋向阳极电子温度与重粒子温度的分

离越显著。再有,工作参数为电流 200A,气流量 8slpm 时,在阳极表面电子温度约为 10000K,而重粒子温度约为 1000K,两者的比率达到 10。可见,在阳极表面很薄的区域内还是存在着很强烈的非平衡现象的,也即阳极边界层。这一结果也与文献 [2] 中的结果相近。

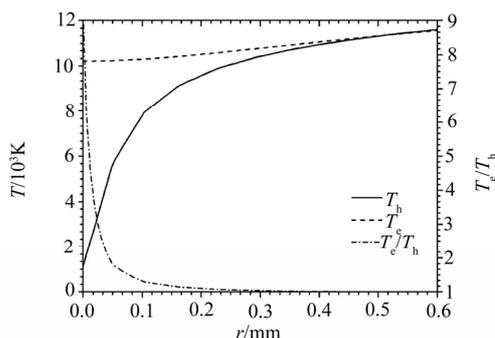


图 8 中心轴线上电子温度与重粒子温度的变化

4 结论

采用双温度化学非平衡 (2T-NCE) 模型,对直流电弧氩等离子体发生器进行了数值模拟。结果表明电弧的典型外形为铃形形状,在近阳极区域存在很大的回流涡,重粒子温度在阴极区最高可达 14100K 左右;在等离子体的中心区域电子温度与重粒子温度几乎处处相等,等离子体处于局域热力学平衡状态,但在电弧的边缘区域与阳极表面区域出现电子温度大于重粒子温度的情况,等离子体处于非局域热力学平衡状态;随着距离阳极表面越来越远,电子温度与重粒子温度分离越显著,非平衡

现象越明显。

参考文献:

- [1] Amakawa T, Jenista J, Heberlein J, et al. Anode-boundary-layer behaviour in a transferred high-intensity arc [J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1998, (31): 2826–2834.
- [2] Park J, Heberlein J, Pfender E, et al. Two-dimensional numerical modeling of direct-current electric arcs in non-equilibrium [J]. *Plasma Chem. Plasma Process*, 2008, 28: 213–231.
- [3] 陈熙. 热等离子体传热与流动 [M]. 北京: 科学出版社, 2009.
- [4] Trelles J P, Chazelas C, Vardelle A, et al. Arc plasma torch modeling [J]. *Journal of Thermal Spray Technology*, 2009, 18(5–6): 728–752.
- [5] ESI CFD Inc. CFD-ACE+V2009.0 modules manual [Z]. 2009.
- [6] Lowke J J, Kovitya P, Schmidt H P. Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode [J]. *J Phys. D, Appl. Phys.*, 1992, 25: 1600.
- [7] Scott D A, Kovitya P, Haddad G N. Temperatures in the plume of a dc plasma torch [J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, 6: 5232.
- [8] Butler G W, Kashiwa B A, King D Q. Numerical modeling of arc-jet performance [A]. 21st Fluid Dynamics Plasma Dynamics and Lasers Conference [C]. Seattle: AIAA, 1990.
- [9] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E. Thermal plasma, fundamentals and applications [M]. New York: London Plenum Press, 1994.
- [10] Chase M W. JANAF thermochemical tables [M]. American Chemical Society, 1985.
- [11] Boca Raton. CRC handbook of chemistry and physics [M]. FL: CRC Press, 1999.
- [12] Wang H X, Chen X. Numerical modeling of the high-intensity transferred arc with a water cooled constrictor tube [J]. *Plasma Science and Technology*, 2005, 5: 3051–3056.

A two-temperature chemical non-equilibrium modeling of DC arc plasma

QIAN Hai-yang, WU Bin

(Center for Plasma and Combustion Research, Institute of Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract: To a better understanding of non-equilibrium characteristics of DC arc plasma, a two-dimensional axisymmetric two-temperature chemical non-equilibrium (2T-NCE) model is applied for direct current arc argon plasma generator with water-cooled constrictor at atmospheric pressure. The results show that the electron temperature and heavy particle temperature has a relationship under different working parameters, indicating that DC arc plasma has a strong non-equilibrium characteristic, and the variation is obvious.

Key words: Atmospheric-pressure; DC arc; Two-temperature; Chemical non-equilibrium