

滑动弧低温等离子体放电特性的数值模拟研究*

汪宇 李晓东[†] 余量 严建华

(浙江大学能源清洁利用国家重点实验室, 杭州 310027)

(2010年4月19日收到; 2010年5月12日收到修改稿)

滑动弧等离子体的电弧温度场、电场和导电区域尺寸是确定电子温度、电子密度、化学反应速率以及能量效率的重要参数. 对气流量为 1.43 L/min 和 6.42 L/min 时 50 Hz 交流滑动弧放电的电参数进行了测量; 用瞬态的电弧模型描述滑动弧的能量传递, 并用近似的介质电导率和热扩散系数对模型进行简化, 解决了由于电弧结构变化所导致的移动边界问题; 模拟求得等离子体的电弧结构、电场强度和动态温度场等参数的演化. 其中, 电弧电场的模拟值与实验值基本符合, 计算得到电弧轴心温度可以达到 5700—6700 K. 研究表明, 气流直接影响电弧结构和电流密度进而影响电弧电场和温度分布, 在一个放电周期中电场呈先减小后增大的趋势.

关键词: 滑动弧等离子体, 温度场, 电场强度, 导电半径

PACS: 52.80.Mg, 52.50.Nr, 52.25.Fi

1. 引言

非平衡等离子体又称冷等离子体, 由于它具有较高的电子密度、能量输入并且对化学反应有良好的选择性, 而被广泛应用于化工、环境和能源等领域^[1-4]. 滑动电弧作为一种大气压非平衡等离子体, 具有较大的温度调节范围和较高的能量利用率, 近年来得到了各国学者的关注^[5-12]. 目前国内外在滑动弧应用和实验方面已经做了大量的工作, 但在理论和数值模拟方面研究较少. 由于气流的影响会使滑动弧的不稳定性增加, 而其动态效应更是增加了数据采集和测量的不便, 所以目前对滑动弧的热力学特性、放电特性和电弧的不稳定性等方面的研究仍处于探索阶段. 这方面, Fridman 等研究了分散流反应器 (diverging-flow reactor) 中直流滑动弧的物理特性、电弧过调现象和放电稳定性^[7,8]. Pellerin 在假设单位电弧长度功率和电场在放电过程中保持不变的基础上对匀流反应器 (uniform-velocity reactor) 中直流滑动弧等离子体电参数变化、温度分布和能量转化进行了实验和数值模拟^[9]. Lin 等研究了直流滑动弧的非平衡特性^[10], Xia 等对磁驱动滑动电弧尺寸及运动状态进行了研究^[11].

本文以 50 Hz 正弦交流滑动弧放电为例, 测量

了两种气流量下滑动弧的电参数, 并用采集到的电信号计算求得电弧电场的变化情况. 为了研究滑动弧放电中能量的转化与传递、电参数和温度的变化规律, 本文采用了电弧瞬态 Elenbaas-Heller 模型^[12,13], 并用近似的电导率方程和热扩散系数来简化模型. 研究的目的是用以确定等离子体电子温度、电子密度、非平衡度、化学反应速率常数和能量效率等重要参数. 结果对滑动弧等离子体物理化学特性的认识以及实际应用都有重要意义. 本文虽然是以正弦交流电作为放电电源, 研究的方法和模型同样适用于其他类型电源的滑动弧放电.

2. 实验装置与结果

交流滑动弧放电实验装置如图 1 所示, 主要包括滑动弧放电反应器、气源、电源和测量系统. 反应器外罩为内径 110 mm、高 200 mm 的石英玻璃制成. 电极为厚度 4 mm 的不锈钢双刀片电极, 电极最窄处为 3 mm. 放电所使用的氩气由反应器下方的渐缩喷嘴喷入. 为避免气流的强烈干扰, 实验和模拟均采用在流量 0.5—7 L/min 范围之内.

等离子体放电采用的电源是经 220 V/10 kV 高压变压器转变成的 50 Hz 高压交流电. 电流和电压用示波器 (Tektronix TDS2024) 测量, 而电弧运动变化

* 国家自然科学基金 (批准号: 50476058, 50976099) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: lixd@zju.edu.cn

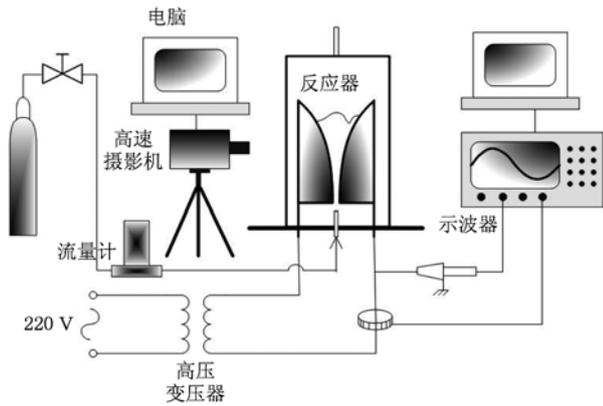


图1 实验装置示意图

情况用高速摄影机(HG-100 K)拍摄记录. 通过测量高速摄影机拍摄的电弧照片,可以得到电弧长度的变化规律. 示波器测出的电压是电极和电弧上的电压之和,改变电极间距,测得气体击穿瞬间电压,拟合即可求得电极上的电压降(120 V),在整个放电过程中可以认为这个值为定值^[14].

实验中,当电极间电压增加到足够大时,电极间最窄处气体会被击穿,形成电弧放电. 在气流的吹动下,电弧会向下游滑动,同时受电极外形和气流的影响逐渐被拉长,长度达到极限值时,电弧熄灭,这时在电极间最窄处会重新击穿形成新的电弧,产生周期为100 Hz的循环放电. 在一个放电周期中,电弧的热力学状态也在发生变化,在此过程中主要的换热方式是导热和对流换热^[15].

图2是气流量为1.43 L/min和6.42 L/min时的电弧电流和电压的波形,由于气流湍流的不稳定性对电弧的影响,电弧电参数会出现局部脉动. 如图所示,输出电流近似正弦波. 电压并非正弦变化,以气流量为1.43 L/min为例,一个放电周期初始的0.00036 s内电极充电,电压由零达到极大值7500 V,气体击穿,流量大击穿电压也会增大. 击穿后由于电弧导通,极间电压瞬间下降到320 V. 由于气体击穿阶段处于一种复杂的热力学状态,本文研究了击穿后到熄灭前这一过程中参数的变化特点.

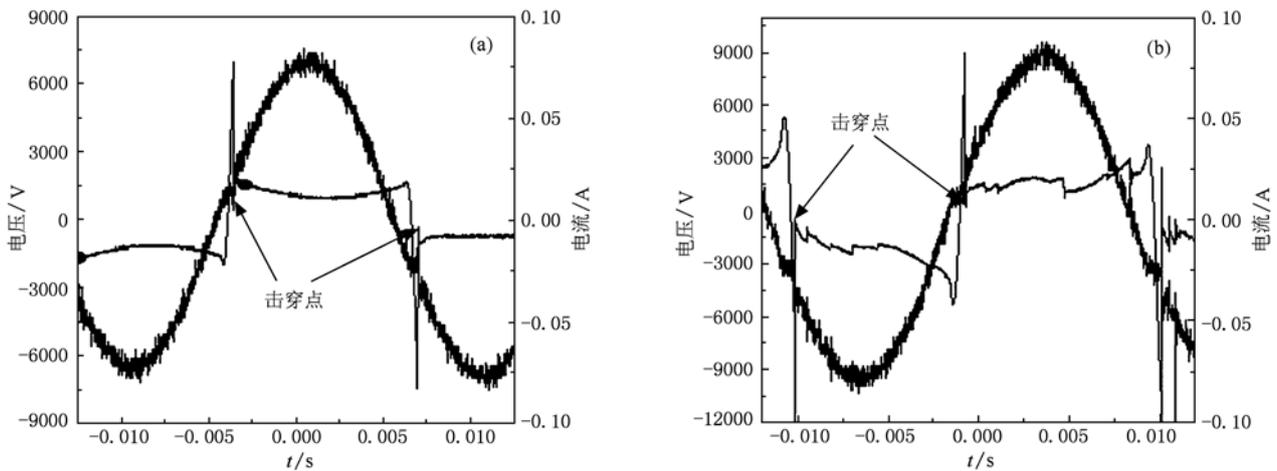


图2 不同流量时电压电流波形图 (a)1.43 L/min; (b)6.42 L/min

总电压减去电极电压降可得弧电压,在电弧等离子体放电过程中可认为电场沿弧长不变化^[9],故而可以得到电弧电场强度.

3. 数学模型的建立

3.1. 模型

滑动弧等离子体放电是一个复杂的物理化学过程,期间发生的传热传质过程至今尚不清楚. 由于滑动弧放电基本在大气压下进行,而且气体温度

并不高,所以可以认为氩气是热辐射的透明体^[15]. 为了研究电弧的热传递和放电特性,忽略辐射和自感磁场等因素的影响. 如图3所示,可以将电弧视为一根沿电极运动的轴对称圆柱,并划分为内部半径为 r_0 的柱状导电核心区 and 外径为 R 的非导电区. 为简化分析,采用以下假设:

- 1) 同一气体流量下,非导电区外径 R 为定值,外径处温度 T_w 也恒定不变,而导电半径实时变化;
- 2) 介质电导率随温度单值变化;
- 3) 电弧电场强度和导电半径沿电弧轴线不发生改变.

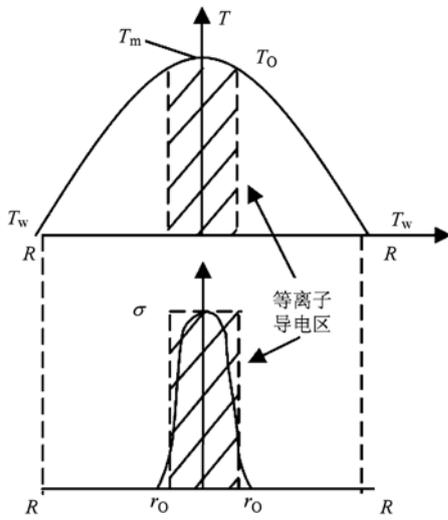


图3 模型示意图

在以上假设的基础上,用电弧的能量方程和欧姆定律即可描述电弧的运动变化情况.滑动弧能量方程采用瞬态 Ellenbaas-Heller 模型^[12,13]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

其中,时间 $t > 0, 0 \leq r \leq R$, 并且电弧外围温度 $T(R, t) = T_w$ 为定值(文中取该值为 1000 K, 根据直流滑动弧放电模型^[9], 可求得 R 值). λ, σ 和 ρ 分别表示气体的导热系数 ($\text{W/K} \cdot \text{m}$)、电导率 ($1/\Omega \cdot \text{m}$) 和密度 (kg/m^3), E 和 T 是电场 (V/m) 和温度 (K). 为做对照, 本文的模拟以氩气作为放电气体, 输运参数由文献中查得^[16-18].

由于方程(1)中的输运参数都是温度的函数, 并且出现了电场的二次方项, 这些使方程产生强烈的非线性, 对其直接进行数值求解是很困难的, 因此需要对方程进行必要的简化. 为此定义两个新变量热势 $S (\text{W/m})$ 和能量密度 $F (\text{J/m}^3)$ 为

$$S(T) = \int_{T_{\text{ref}}}^T \lambda(T) dT, \quad (2)$$

$$F(T) = \int_{T_{\text{ref}}}^T \rho(T) C_p(T) dT, \quad (3)$$

其中, T_{ref} 为积分参考温度, 可见热势 S 是温度的函数. 此处, 用 S 取代温度而作为能量方程的变量. 氩气的电导率值在温度低于 4500 K 时极小, 因此选择导电半径 r_0 处温度恒为 4500 K.

氩气电导率在高温区段几乎随热势线性变化,

于是可以采用 Maecker 线性化方法^[12], 即令

$$\begin{aligned} \sigma &= 0, & S &\leq S_1 \\ \sigma &= K(S - S_1), & S_1 &\leq S, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 S_1 是导电区边界处的热势, 假设该处温度为常数, 则 S_1 保持常数, K 也为常数(单位 $1/\Omega \cdot \text{W}$), 这两个常量和气体类型有关^[12,13].

同样地, 在热势比较高的时候能量密度可视为随热势线性变化. 而能量方程中的时间项

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = F' \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (5)$$

其中 F' 是能量密度曲线线性化的斜率, 对特定的气体是一个常数. 因为 $1/F' = \lambda/\rho C_p$, 是等离子体的热扩散率, 故令 $1/F' = a$.

模型的能量方程在导电区和非导电区有不同的形式, 由于导电半径是变化的, 所以这是一个移动边界问题. 为了方程的求解, 引入以下参数.

对于导电区:

$$\begin{aligned} x &= r/r_0, & 0 &\leq r \leq r_0, \\ U &= (S - S_1)/(S_1 - S_2). \end{aligned}$$

对于非导电区:

$$\begin{aligned} y &= (R - r)/(R - r_0), & r_0 &\leq r \leq R, \\ V &= (S_1 - S)/(S_1 - S_2). \end{aligned}$$

而其他参数转化为

$$\begin{aligned} \delta &= r_0/R, & E^* &= \sqrt{KR}E, \\ I^* &= I/\sqrt{KR}(S_1 - S_2), & \theta &= R^2/a, \\ \tau &= t/\theta. \end{aligned}$$

上面的式子中, S_2 为 $r = R$ 处的热势, 经过简化, 能量方程变为

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \frac{d\delta^2}{d\tau} \left(x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \delta^2 E^{*2} U \\ = \delta^2 \frac{\partial U}{\partial \tau}, \quad 0 \leq x \leq 1, \tau > 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{1 - \delta}{1 - y(1 - \delta)} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \delta}{\delta} \right) \\ \times \frac{d\delta^2}{d\tau} \left(y \frac{\partial V}{\partial y} \right) \\ = (1 - \delta)^2 \frac{\partial V}{\partial \tau}, \quad 0 \leq y \leq 1, \tau > 0. \end{aligned} \quad (7)$$

欧姆定律

$$2\pi\delta^2 E^* \int_0^1 x U dx = I^*. \quad (8)$$

对于正弦交流电有

$$I^* = I_m^* \cos\omega\theta\tau,$$

式中, I_m^* 为电流峰值.

至此, 移动边界问题转化定边界问题. 方程(6) — (8) 中的变量有 U, V, E^* 和 δ , 需要另外附加方程. 考虑到两个区域交界处热势连续可导, 于是

$$(1 - \delta)U_x(1, \tau) = \delta V_y(1, \tau). \quad (9)$$

非稳态的数学模型需要确定初始条件, 可将初始条件选在电流最大值时, 此时电弧稳定性较强, 可以认为等同于相同大小电流的直流滑动弧放电.

对于直流电弧放电, 能量方程不存在时间项, 可以直接求解出模型的分析解^[12].

3.2. 模拟条件

由于模型中的非线性项增加了求解的难度, 特别是方程(6) 和(7) 中存在 $d\delta^2/d\tau$ 项, 如去除这一项, 即将电弧导电区半径视为不变, 会简化计算. 事实上, 这种做法是有限制的, 不难发现 $1/\omega\theta$ 即是傅里叶数, 即

$$Fo = \frac{1}{\omega\theta} = \frac{aT_0}{2\pi R^2}, \quad (10)$$

式中, ω 是电流角频率, T_0 是电流周期. 如果电源频率为 50 Hz, 而氩气流量为 1.43 L/min 和 6.42 L/min 时傅里叶数分别为 1.33 和 4.07. 对于电弧等离子体来说这个值是较大的, 这意味着电弧边界上发生有限大小的热扰动会很快传递到内部. 而电弧产生的焦耳热直接影响到传热, 电弧结构会发生不可忽视的变化, 所以如果去掉 $d\delta^2/d\tau$ 项会对结果造成很大影响. 为满足研究的普适性, 本文不进一步简化, 而直接对模型采用有限差分求解. 为保证计算快速收敛, 迭代过程采用隐式求解. 计算所需参数由最新计算结果求得, 迭代过程中, 容差采用 10^{-4} .

为使所划分的网格有效, 必须保证在一个时间步长内, 换热在相邻单元格进行. 如果选取计算域网格尺寸 Δr 作为特征长度, 时间步长 Δt 为特征时间, 约定网格傅里叶数满足

$$Fo_{\Delta} = \frac{a\Delta t}{(\Delta r)^2} < 0.5, \quad (11)$$

于是, 由前面的参数约定可以得到

$$\Delta\tau \leq 0.5(1 - \delta)^2(\Delta y)^2, \quad (12)$$

显然, 当 $r_0 \rightarrow R$, $(1 - \delta)$ 会变得较小, 而 $\Delta\tau$ 也会随之减小, 因此稳定性的限制会降低计算效率, 拉长运算时间.

由前面的分析可以看出, 滑动弧的边界是由传

热状况所决定的. 事实上, 在某些情况下 (ω 很大或 a 很小), 交流滑动弧的傅里叶数 Fo 会比较小. 这样可忽略弧柱结构的变化, 即 $d\delta^2/d\tau = 0$, 这时候参数变化并不大. 作为放电的一种极限情况, 电流基本恒定的直流滑动弧的电参数在整个放电周期中可视为不变^[9].

4. 结果与分析

4.1. 电弧结构和单位弧长功率的变化情况

为便于计算结果与前面的实验对比, 模拟中采用的电源频率为 50 Hz, 气体放电周期为 100 Hz, 气体采用氩气. 模拟电场和温度场等参数的变化情况.

图 4 和图 5 分别给出了无量纲的导电半径(电弧导电半径与电弧半径之比)和单位长度电弧功率的变化. 从图中可以看出, 一个放电周期内电弧导电半径与电弧半径之比先增大后减小. 放电初始阶段电弧短时间产生大量的焦耳热, 气体击穿产生的粒子迅速积聚使导电半径增大, 而同时冷气流会带走电弧产生的热量, 这两个方面的约束使得电弧导电半径变化减缓, 中间阶段电压变化不大, 正弦电流在中间时刻会出现一个峰值, 电功率也会出现一个峰值, 而导电半径也随之达到极大值. 在放电的最后阶段, 电弧被拉长, 电流的减小使得单位长度电弧产生的焦耳热也在减小, 以至于无法平衡气流对流换热量, 电弧熄灭, 显然在这个过程中电弧功率对电弧结构起了很大作用. 另外, 可以看出气流量越大, 电弧结构变化越快, 这是由于气流量增大时电弧半径会减小, 而使电弧傅里叶数增加, 热惯性降低, 电弧结构变化相对加快.

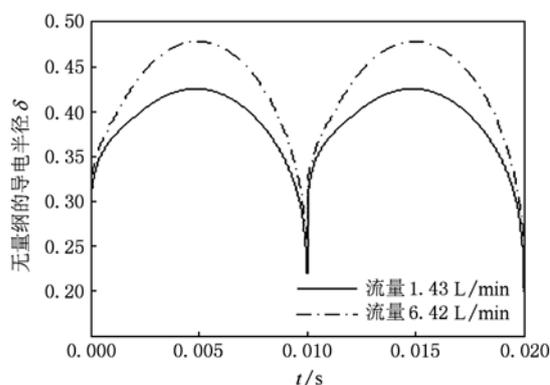


图 4 无量纲导电半径随时间的演化

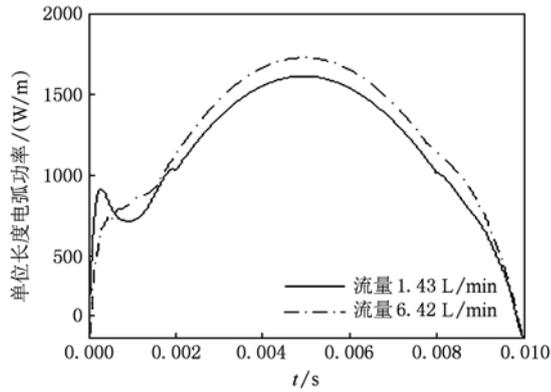


图5 单位长度电弧功率随时间的演化

4.2. 电流密度对电场强度的影响

图6和图7分别给出了一个放电周期内不同流量下,平均电流密度和电弧电场强度随时间的变化曲线. 电场强度的模拟结果与实验结果很符合,从图中可以看到,放电初始0.002 s内,电场强度变化急剧,而从0.002 s到0.009 s,电场先减小后增大,但基本保持在 3×10^4 — 4×10^4 V/m 范围内. 气体击穿后迅速发生电离,单位体积内带电粒子增多,电场在极短时间内剧增. 而后,由于靠近喷嘴处气流与电弧的相对速度较高,气流对电弧的拖拽强,电弧长度变化快,而电弧电场强度也会迅速减小. 实际上,在前半周期电弧内气体温度是上升的(见后面分析),电导率也会相应增大,而电流密度也是上升的,当电流密度的增加赶不上电导率的增加时,弧电场就会下降. 反之,在某时刻后电流密度是和电弧内气体温度是减小的,电导率也会减小,而弧电场却会增加,这和直流滑动弧放电情况一致^[8].

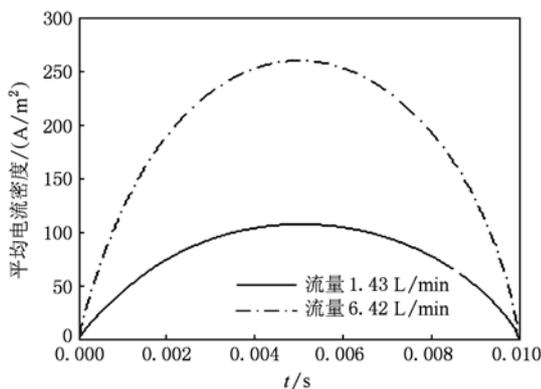


图6 平均电流密度随时间的演化

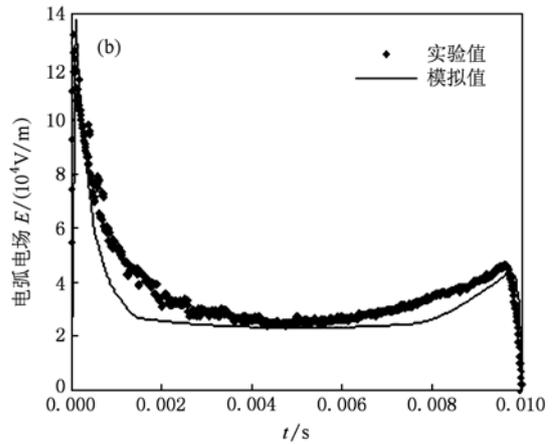
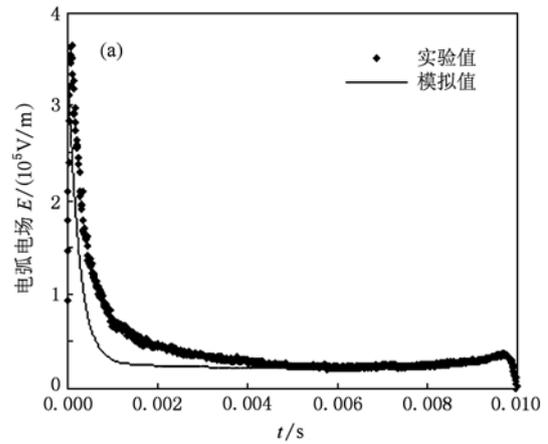


图7 电弧电场强度随时间的演化 (a) 流量 1.43 L/min; (b) 流量 6.42 L/min

4.3. 电弧温度场的变化情况

图8给出了电弧的温度分布随时间的变化,两个流量下温度的分布状况没有本质的区别,和直流滑动弧放电相似^[9],非导电区温度梯度比导电区温度梯度要大. 造成这种情况的主要原因是导电区温度相对比非导电区温度高,其热扩散率也就比较大,温度分布较为平坦,大致在 5000—6700 K 间变化.

图9给出了电弧轴心温度的变化情况,从图中可以看出,虽然气流量改变较大,而电弧轴心温度保持在 5700—6700 K 范围内. 较大流量下轴心温度比较小流量下轴心温度高,这意味着气流量增大时轴心温度升高,这是因为当气流量增大时电弧外围温度降低,此处介质温度降低意味着不能导电,其结果是导电截面积减小即弧柱导电半径被压缩. 在一个放电周期中,气流量不同情况下的同一时刻电流大致相等,导电半径减小必然导致电流密度增加

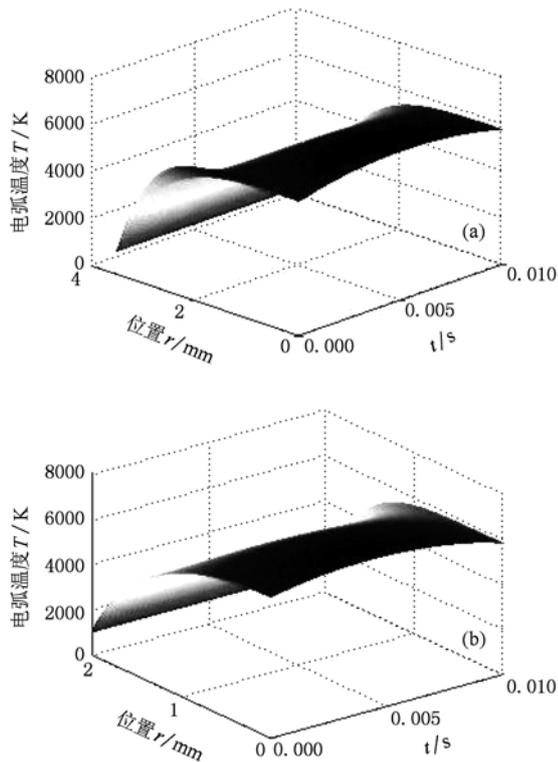


图8 电弧动态温度分布 (a)1.43 L/min; (b)6.42 L/min(位置 r 为距离电弧中轴线的距离)

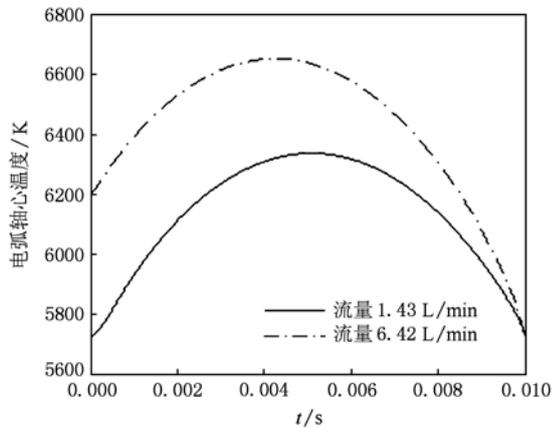


图9 电弧轴心的温度随时间的演化

(如图6),即热源强度增加,因此电弧轴心温度将升高.对电弧的冷却程度越烈,弧柱被压缩得就越厉害,轴心温度就越高^[18].

以上数值模拟结果求解出交流滑动弧放电过程中的若干参数,通过这些参数可以计算出电子温度、等离子密度、电子能量分布^[19, 20]以及滑动弧等离子体内磁场分布状况,进一步可以研究等离子非平衡特性、非稳定性和放电的能量效率等.

5. 结 论

滑动弧放电是一个动态过程,热力学参数变化较快而且很不稳定,加上气流湍流对电弧运动的影响,使得电弧温度分布难以直接测量.本文用数值模拟的方法研究了滑动弧低温等离子体的放电特性,得到如下结论:

1. 模型用变化的导电半径描述滑动弧等离子体区结构受气流和电流的影响而发生变化的情况,计算出电弧中电场强度和温度的变化规律.电场的模拟值与实验值十分符合,一个放电周期的0.002 s到0.009 s,电场先减小后增大,并基本保持在 3×10^4 — 4×10^4 V/m 范围内.

2. 研究表明气流和电流直接决定电弧结构和电流密度的发展变化,进而影响电场强度和温度场分布状况.同一放电周期内,气流量从1.43 L/min增加到6.42 L/min时,相同时刻的轴心温度会增加.

3. 模型中没有明确考虑到对流换热的影响,而认为电弧内部只存在导热,所以对于模型中传热传质的处理有待进一步细化.作为一个探索性研究,本文研究结果可以为交流滑动弧放电特性作一个较为系统的表征.

[1] Qiu L, Meng Y D, Ren Y X, Zhong S F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5872 (in Chinese) [裘亮、孟月东、任兆杏、钟少锋 2006 物理学报 **55** 5872]
 [2] Zhang X H, Huang J, Lu X D, Peng L, Sun Y, Chen W, Feng K C, Yang S Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1595 (in Chinese) [张先徽、黄骏、刘筱娣、彭磊、孙岳、陈维、冯克成、杨思泽 2009 物理学报 **58** 1595]

[3] Hao Y P, Yang L, Tu E L, Chen J Y, Zhu Z W, Wang X L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2610 (in Chinese) [郝艳捧、阳林、涂恩来、陈建阳、朱展文、王晓蕾 2010 物理学报 **59** 2610]
 [4] Liu L Y, Zhang J L, Guo Q C, Wang D Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2653 (in Chinese) [刘莉莹、张家良、郭卿超、王德真 2010 物理学报 **59** 2653]

- [5] Yu L, Yan J H, Tu X, Li X D, Lu S Y, Cen K F 2008 *EPL (Europhysics Letters)* **83** 45001
- [6] Yu L, Li X D, Tu X, Wang Y, Lu S Y, Yan J H 2010 *J. Phys. Chem. A* **114** 360
- [7] Fridman A, Nester S, Kennedy L A, Saveliev A, Mutaf-Yardimci O 1999 *Prog. Energy Combust. Sci.* **25** 211
- [8] Kuznetsova I, Kalashnikov N, Gutsol A, Fridman A, Kennedy L A 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 4231
- [9] Pellerin S, Richard F, Chapelle J, Cormier J M, Musiol K 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2407
- [10] Lin L, Wu B, Yang C, Wu C K 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 653
- [11] Zhao Y H, Ma Q, Xia W D 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 65
- [12] Phillips R L 1967 *Brit. J. Appl. Phys.* **18** 65
- [13] Wu H M, Carey G F 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 1041
- [14] Dalaine V, Cormier J M, Lefauchaux P 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2435
- [15] Guo Z Y, Zhao W H 1986 *Electric Arc and Thermal Plasma* (Beijing: Science Press) P23 (in Chinese) [过增元、赵文华 1986 电弧与热等离子体 (北京: 科学出版社) 第 13 页]
- [16] Watanabe T, Atsuchi N, Shigeta M 2007 *Thin Solid Films* **515** 4209
- [17] Colombo V, Ghedini E, Sanibondi P 2008 *Progress in Nuclear Energy* **50** 921
- [18] Chen X 1993 *Heat Transfer and Flow of High-temperature Ionized Gas* (Beijing: Science Press) P73 (in Chinese) [陈熙 1993 高温电离气体传热与流动 (北京: 科学出版社) 第 329 页]
- [19] Li H, Su T, OU Y L, Wang H H, Bai X Y, Chen Z P, Liu W D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3506 (in Chinese) [李弘、苏铁、欧阳亮、王慧慧、白小燕、陈志鹏、刘万东 2006 物理学报 **55** 3506]
- [20] Sun K, Xin Y, Huang X J, Yuan Q H, Ning Y Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6465 (in Chinese) [孙恺、辛煜、黄晓江、袁强华、宁兆元 2008 物理学报 **57** 6465]

Numerical simulation study on characteristics of gliding arc discharge *

Wang Yu Li Xiao-Dong[†] Yu Liang Yan Jian-Hua

(State Key Laboratory of Clean Energy Utilization, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(Received 19 April 2010; revised manuscript received 12 May 2010)

Abstract

The arc temperature field, electric field and size of conducting zone of gliding arc plasma are important parameters to determine the temperature and density of the electrons, the chemical reaction rates and energy efficiency. Electrical parameters of a 50 Hz ac gliding arc discharge were measured under conditions of two gas flow rates, 1.43 L/min and 6.42 L/min. An instantaneous model which was used to describe the energy transfer of gliding arc discharge was simplified by using an approximate expression for the electrical conductivity and diffusivity of plasma, which revealed out the moving boundary in the gliding arc simulation resulting from variation of arc structure. The current density, electric field, dynamic temperature field and the structure of ac gliding arc was calculated. The electric field strength from the simulation result of the model was in agreement with the experimental data. According to the calculational result, the temperature on the axis of arc reached as high as 5700—6700 K. It showed the gas flow directly affected the arc structure and current density, thus further affected the electric field strength and temperature distribution. The electric field strength increased firstly and then decreased during a discharge period.

Keywords: gliding arc plasma, temperature field, electric field strength, conducting radius

PACS: 52.80.Mg, 52.50.Nr, 52.25.Fi

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50476058, 50976099).

[†] Corresponding author. E-mail: lixd@zju.edu.cn