

大气压直流氩等离子体射流工作特性研究*

严建华^{1)†} 屠昕¹⁾²⁾ 马增益¹⁾ 潘新潮¹⁾ 岑可法¹⁾ Cheron Bruno²⁾

1) 浙江大学热能工程研究所能源清洁利用国家重点实验室, 杭州 310027)

2) UMR6614 CNRS CORIA, Saint Etienne du Rouvray 76801, France)

(2005 年 9 月 4 日收到 2005 年 12 月 11 日收到修改稿)

介绍了一种新型大气压直流双阳极等离子体喷枪, 并对其电特性参数和发射光谱进行了测量. 通过对氩等离子体射流的电信号进行时域和频域分析, 研究了载气流量和弧电流的变化对射流脉动的影响, 结果表明氩等离子体电弧的伏安特性呈上升趋势, 射流脉动属于接管模式, 电源特性中的交流分量引起的电压波动是影响氩等离子体射流脉动的主要因素. 通过光谱法测量了氩等离子体射流在弧室内和弧室出口的发射光谱, 利用玻尔兹曼曲线斜率法计算了射流的激发温度. 根据 Ar I 谱线的斯塔克展宽得到了射流的电子密度, 并对等离子体射流满足局域热力学平衡(LTE)状态的判定标准进行了分析, 在本实验条件下大气压直流氩等离子体射流达到了局域热力学平衡.

关键词: 等离子体喷枪, 射流脉动, 激发温度, 局域热力学平衡

PACC: 5225, 5235, 5270

1. 引言

20 年来, 尽管热等离子体技术已经在工业中得到了广泛的应用, 如等离子喷涂、切割、焊接、制备超细粉末、处理有害废弃物等^[1,2]. 但是对于工业应用中等离子体射流物理状态和过程的认识仍显得不足, 由此带来诸如等离子体设备使用寿命短、效率低下、性能不可靠、电极腐蚀严重等负面因素, 直接影响到等离子喷涂、合成以及废弃物处理过程中最终产物的转化效率和质量.

等离子体射流的脉动特性和光谱特性反映了等离子体基本的物理状态和过程. 等离子体射流的非稳定性和阳极斑点在电极表面的往复运动是引起射流脉动的主要原因. 电子在等离子体电离和粒子间的碰撞过程中始终占据着主导地位, 射流温度和电子密度是表征等离子体射流状态最重要的物理参数. 等离子体射流的许多特征参量, 如电导率、射流粘性和热导率等也和射流温度和电子密度密切相关. 因此对等离子体射流脉动特性和光谱特性的研究, 一直受到国内外学者和工程技术人员的重视^[3-10]. 通过对等离子体射流的工作特性进行研究,

可以更深入的理解等离子体射流的物理状态和过程, 进而优化等离子体喷枪的运行参数, 延长电极的使用寿命, 从而能够获得稳定可靠高效的等离子体射流, 更好地应用于工业生产.

本文测量了大气压直流氩等离子体射流的电特性参数和发射光谱. 通过对氩等离子体电弧的电信号进行时域和频域分析, 研究了载气流量和电弧电流的变化对等离子体射流脉动模式和脉动特性的影响, 并分析了射流脉动频率产生的原因. 利用发射光谱法得到了弧室内和弧室出口射流的激发温度和电子密度, 并对等离子体射流满足局域热力学平衡的条件进行了讨论.

2. 实验装置

2.1. 等离子体喷枪结构

实验所用等离子体喷枪的结构如图 1 所示, 主要由阴极、阳极 I、阳极 II 和中间件四部分构成. 阴极为直径 5mm 的钨钨棒(2% 钨), 阳极 I 和阳极 II 均为拉法尔型铜阳极, 其中阳极 I 孔道直径为 5mm, 压缩角 30°, 孔道长 5mm, 阳极 II 孔道直径为 10mm, 压

* 国家自然科学基金(批准号:50476058), 科技部中法先进研究计划(批准号:PRA E01-06), 浙江省国际合作重点项目(批准号:2005C14014)资助的课题.

† E-mail: yanjh@cme.e.zju.edu.cn

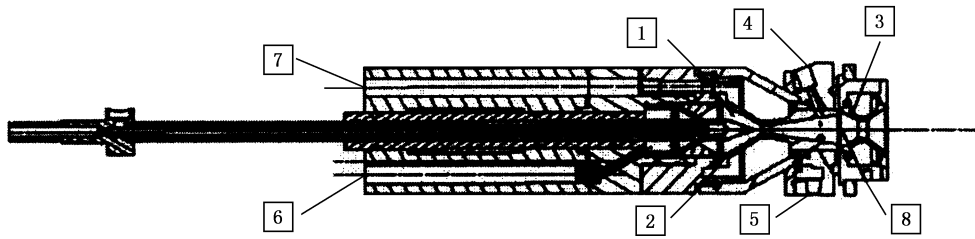


图1 双阴极等离子喷枪结构(1为阴极,2为阳极 I,3为阳极 II,4为粉末入口,5为光纤口,6为载气入口,7为水冷却,8为陶瓷圆环)

缩角 27° , 孔道长 5mm, 阴极尖端和阳极 I 孔道距离为 5mm. 中间件介于两个阳极之间, 和阳极 I 相连, 中间件和阳极 II 之间通过陶瓷圆环绝缘. 中间件上有光纤口, 用来测量弧室内等离子体射流的发射光谱, 并且粉末可以通过送粉装置从中间件粉末入口喷入射流中, 用来研究颗粒在等离子体射流中的运动规律. 阴极、阳极 I、阳极 II 和中间件均采用水冷却.

2.2. 测量系统

等离子体的电源共两组, 均采用三相异步电动机经整流滤波后得到的直流电源, 电源特性参数分别为 130V/200A 和 210V/200A. 启动第一组电源, 接通高频发生器, 在阴极和阳极 I 之间加载高频高压, 点燃第一个电弧, 此时电弧较短; 启动第二组电源在阴极和阳极 II 之间加载电压, 直接点燃第二个电弧, 此时电弧的长度和亮度都明显增加且燃烧更为稳定. 和传统的等离子喷枪相比, 双阴极结构的设计, 通过拉长弧长提高了电弧电压和功率, 且电压的波动幅度较小, 起到了很好的稳弧效果.

等离子体射流测量系统如图 2 所示, 包括等离子体射流电特性参数测量单元和等离子体射流光谱诊断单元两部分. 等离子喷枪阴极和两个阳极之间的电压 U_1 , U_2 和电流 I_1 , I_2 通过数字式示波器 (Lecroy9314AL) 采集, 并通过 GBIP 卡和计算机相连, 示波器带宽 400MHz, 采样频率 100MS/s. 等离子体射流光谱诊断单元由光谱仪、CCD、光纤和计算机组成. 光谱仪采用美国 Roper Scientific 公司的 ACTON 758i 型三光栅光谱仪, 可测波长范围为 190—1000nm, 分辨率为 0.023nm, CCD 图像分辨率为 1340×400 像素, 单位像素尺寸为 $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$. 光纤 a 和光纤 b 的直径均为 $600\mu\text{m}$, 分别用来测量等离子体射流在弧室内和弧室出口轴向 1cm 处的发射光

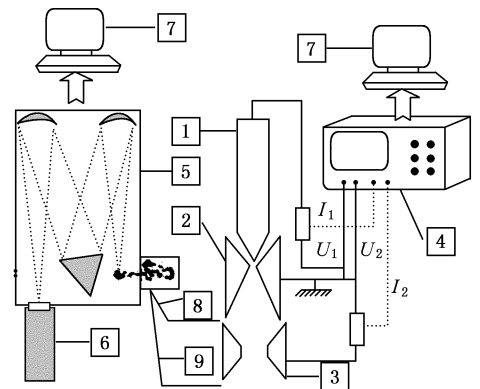


图2 等离子体射流测量系统(1为阴极,2为阳极 I,3为阳极 II,4为示波器,5为光谱仪,6为 CCD,7为计算机,8为光纤 a,9为光纤 b)

谱. 实验中使用纯氩气作为载气, 氩气流量为 15—30 L/min.

3. 实验结果与分析

3.1. 等离子体射流脉动特性

等离子体射流脉动最直接的反映就是电弧电压的脉动. 根据电弧电压的波形, 在直流等离子体射流的脉动中存在着三种基本模式^[4], 分别为重燃模式 (Restrike)、接管模式 (Takeover) 和稳定模式 (Steady). 在重燃模式下, 电弧电压的波动非常大, 波形呈锯齿状, 电压上升时间比下降时间大很多. 在接管模式下, 电弧电压的波动非常明显, 但是波动的幅度没有重燃模式大, 波形像正弦曲线, 电压上升时间和下降时间基本相等. 稳定模式下电弧的平均电压很低, 波动很小, 波形近乎一条直线. 这三种模式的出现和等离子喷枪的运行参数, 如载气成分、载气流量和电流大小等密切相关.

3.1.1. 电压和电流脉动

图 3 给出了氩气流量为 20 L/min 时氩等离子体射流的电压和电流脉动.从图 3(a)和(b)可以看到,电压 U_1 较小,在 19.5—22.5V 之间波动,而电压 U_2 较高,在 48—51V 之间波动,两组电压的波形均较为规则.图 3(c),(d)分别为电弧电流 I_1 和 I_2 的脉动.

表 1 给出了当电弧电流一定时,电弧电压的统计值随氩气流量的变化.从表 1 可以看到,电压的相对波动值 A_2 比 A_1 小很多,随着氩气流量的增加,电弧电压的平均值、电压波动值以及电压的相对波动值也随之增加.这是因为随着气体流量的增加,促使阳极斑点向喷嘴下方移动,使电弧的弧长增加,弧压升高,同时随着气体流量的增加,气体对电弧的热压缩效应也相应增强,从而使弧柱区的电场强度增大.从电弧电压的波形和统计值来看,氩等离子体射流的脉动属于接管模式.

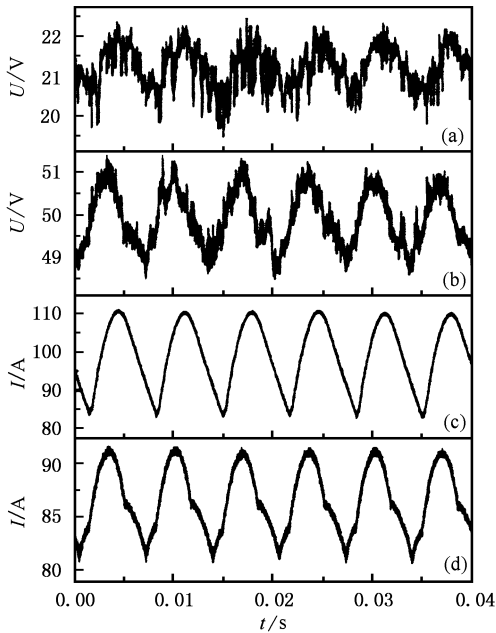


图 3 氩等离子体电弧电压和电流脉动($q_{Ar} = 20$ L/min) (a)电压 U_1 (b)电压 U_2 (c)电流 I_1 (d)电流 I_2

表 1 电压统计值随氩气流量变化($I_1 = I_2 = 100$ A)

q (slm)	V_1 /V	V_2 /V	ΔV_1 /V	ΔV_2 /V	A_1 /%	A_2 /%
20	21.2	49.9	3.3	3.4	15.6	6.8
25	21.6	52	3.4	3.8	15.7	7.3
30	22.5	53.6	4.8	4.2	21.4	7.8

注: V_1 和 V_2 分别表示电压 U_1 和 U_2 的平均值, ΔV_1 和 ΔV_2 分别表示 U_1 和 U_2 的波动值, A 为电压相对波动值,定义为电压波动值与均值之比.

3.1.2. 伏安特性

伏安特性是等离子体最重要的电特性.图 4 表示了在不同的氩气流量下电弧电压随电流的变化曲线.从图 4 可以看到,氩等离子体的伏安特性呈上升趋势,即当氩气流量一定时,电弧电压随着电流的增加而增大;当氩气流量增大到 30 L/min 时,氩等离子体的伏安特性上升趋势更加明显.

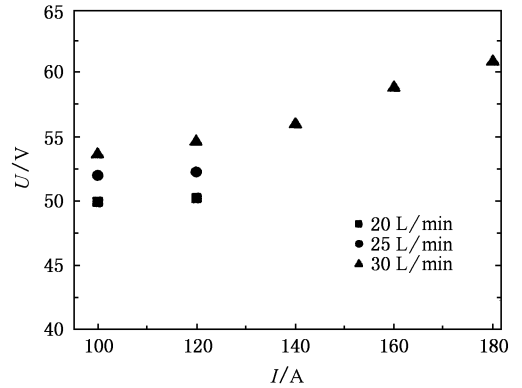


图 4 氩等离子体电弧伏安特性曲线

一般认为普通的等离子喷枪,当电弧电流小于 200A 时,等离子体的伏安特性为明显的下降特性.在我们的实验中,电弧弧柱的截面积由于室壁的存在而受到限制,即弧柱的截面积变化不大.当增大电弧电流时,弧柱的电流密度增大,且比弧柱的电导率增加得快,最终使弧柱的电场强度增加,弧压升高.另外从电弧能量平衡的角度分析,增大电弧电流提高了电弧温度和电子密度,同时也使电子密度的径向梯度增大,因此电源必须提供更多的能量才能维持电弧以达到能量平衡. Zhukov^[11]也指出当室壁限制了弧柱直径随电流增加而增大的时候,在电弧的伏安特性中可能出现上升部分.在文献 [12] 和 [13] 中也观察到呈上升趋势的伏安特性曲线.

3.1.3. 频谱分析

图 5 表示氩气流量为 20 L/min 时对电弧电压 U_1 和 U_2 做快速傅里叶变换得到的频谱.从图 5 可以清楚地看到 150Hz 的基频及其谐波,而在高频段 (1—10kHz) 没有明显的频率峰值. 150Hz 的频率是直流整流电源所具有内部固有频率特性的反映.当改变氩气流量或电弧电流时,对电弧电压进行频谱分析,除了 150Hz 的基频及其谐波,也没有高频峰值出现.电流信号的频谱分析结果也只显示 150Hz 的基频及其谐波.实验中还用麦克风测量了氩等离子体射流的声学信号,从声学信号的频谱分析结果来

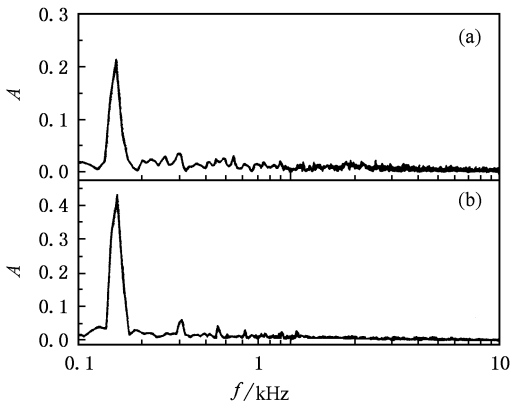


图5 电弧电压脉动频谱分析($q_{Ar} = 20 \text{ L/min}$, $I_1 = I_2 = 100 \text{ A}$)

(a) FFT result of U_1 (b) FFT result of U_2

看,同样没有高频峰值出现。

3.1.4. 相关分析

图6(a)(b)分别表示不同氩气流量下电弧电压 U_2 的自相关函数以及电弧电压 U_2 与电流 I_2 的互相关函数。150Hz 的频率值在图6(a)(b)中也得到体现,这和电弧时域信号的频谱分析结果是一致的。从图6还可以看到随着氩气流量的增大,信号之间的相关性减小。

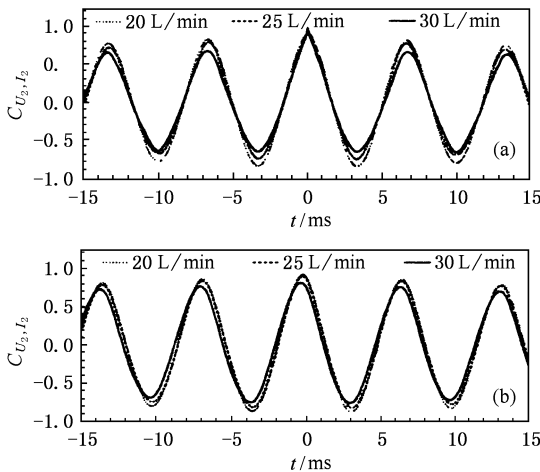


图6 电弧时域信号相关分析($I_1 = I_2 = 100 \text{ A}$) (a) 电压信号 U_2 的自相关函数 (b) U_2 和 I_2 的互相关函数

电弧时域信号的相关分析显示在低频段有150Hz的基频出现,而在高频段没有明显的频率峰值,和时域信号频谱分析得到的结果一致。这说明等离子喷枪的双阳极结构有效的抑制了电弧的大尺度分流,等离子体射流的脉动和电源的固有特性有着密切的关系,在本文的实验中,电源特性中的交流成

分引起的电压波动是影响氩等离子体射流脉动的主要因素^[9,10]。

3.2. 等离子体射流光谱特性

利用前文所述的光谱诊断单元测量了氩等离子体射流在弧室内和弧室出口轴向1cm处的发射光谱。氩等离子体射流的发射光谱是以弱连续光谱为背景的线光谱结构。等离子体射流在弧室出口会受到周围空气的卷吸作用,但是在距离弧室出口轴向1cm处,射流卷吸的空气量非常少,因此可以忽略卷吸的空气,而将弧室出口处的射流当作纯氩等离子体射流^[14]。

3.2.1. 激发温度

当等离子体达到热力学平衡或局域热力学平衡时,处于同种原子或离子的两个能级 E_n 和 E_m 上的粒子数满足玻尔兹曼分布^[15],有如下关系:

$$\frac{n_n}{n_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT}\right). \quad (1)$$

由高能级 E_n 向低能级 E_m 跃迁的谱线强度可以表示为^[15]

$$I_{nm} = A_{nm} \frac{h\nu_{nm}}{4\pi} n_n l, \quad (2)$$

其中 n_n 是处于上能级的粒子数, A_{nm} 是由上能级向下能级跃迁的跃迁概率, ν_{nm} 是跃迁频率, h 是普朗克常数, l 是测量方向上等离子弧的厚度。

由(2)和(3)式整理并取对数,可以得到

$$\ln\left(\frac{n_n}{g_n}\right) = -\frac{1}{kT_e} E_n + D. \quad (3)$$

以 $\ln\left(\frac{n_n}{g_n}\right)$ 为纵坐标, E_n 为横坐标画出玻尔兹曼曲线,然后对曲线进行线性拟合,拟合直线的斜率就是 $-\frac{1}{kT_e}$,由此可求得激发温度 T_e 。

为了计算氩等离子体射流在弧室内和弧室出口轴向1cm处的激发温度,分别从光谱中选择了一组 Ar II 谱线和一组 Ar I 谱线,谱线的光谱学参数见表2和表3。

表2 选定 Ar II 谱线的光谱学参数

λ/nm	$A/10^7 \text{ s}^{-1}$	E_u/eV	g_u	Ref
457.931	8.00	19.97	2	NIST
460.95	7.89	21.14	8	NIST
473.583	5.80	19.26	4	NIST
476.493	6.40	19.87	4	NIST
484.788	8.49	19.31	2	NIST
487.993	8.23	19.68	6	NIST
500.92	1.51	19.22	6	NIST

表 3 选定 Ar I 谱线的光谱学参数

λ/nm	$A/10^6\text{s}^{-1}$	E_u/eV	g_u	Ref
675.284	1.93	14.74	5	NIST
687.129	2.78	14.71	3	NIST
703.025	2.67	14.84	5	NIST
714.704	6.25	13.28	3	NIST
727.293	1.83	13.33	3	NIST
750.387	44.5	13.48	1	NIST

图 7(a)(b) 分别是根据表 2 和表 3 的数据得到的玻尔兹曼曲线, 由此得到氩等离子体射流在弧室内和弧室出口 1cm 处的激发温度分别为 $12000 \pm 500\text{K}$ 和 $10500 \pm 500\text{K}$.

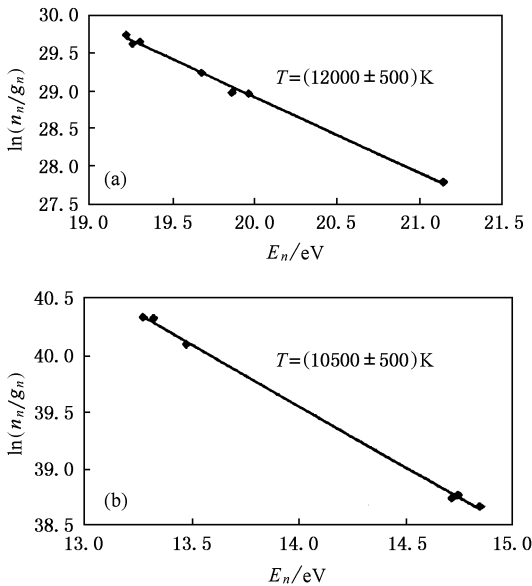


图 7 典型的玻尔兹曼曲线 ($q_{\text{Ar}} = 15\text{ L/min}$, $I_1 = I_2 = 100\text{A}$)
(a) 弧室内; (b) 弧室出口轴向 1cm

3.2.2. 电子密度

氩等离子体射流在弧室内和弧室出口轴向 1cm 处的电子密度利用 Ar I 谱线的斯塔克展宽来计算, 分别采用以下两种方法.

方法 1 根据 Ar I 谱线的斯塔克展宽计算. 利用公式 $w = \alpha n_e$, 其中 w 是谱线的半高全宽, α 是展宽参数^[15, 16]. 对于 Ar I 415.86nm 和 430.01nm, α 分别为 $2.3 \times 10^{-24}\text{ nm/m}^3$ 和 $2.27 \times 10^{-24}\text{ nm/m}^3$. 因此只要知道两条谱线的斯塔克展宽, 就可以得到电子密度.

方法 2 利用 Ar I 430.01nm, 根据经验公式来计算等离子体射流的电子密度^[15].

$$\ln n_e = 58.241 + 0.992 \ln \Delta \lambda_s - 0.414 \ln T, \quad (4)$$

公式中的温度值利用前面得到的结果, 通过 Ar I 谱线的斯塔克展宽即可求得电子密度. 计算结果见表 4.

表 4 电子密度计算结果

测量位置	$n_{e1}/10^{22}\text{m}^{-3}$	$n_{e2}/10^{22}\text{m}^{-3}$
弧室内	6.9	6.6
弧室出口	2.3	2.3

注: 下标 1 和 2 分别表示方法 1 和方法 2

从以上结果可以看到, 氩等离子体射流在弧室内的激发温度和电子密度分别为 $(12000 \pm 500)\text{K}$ 和 $(6.7 \pm 0.2) \times 10^{22}\text{m}^{-3}$, 弧室出口的电子温度和电子密度分别为 $(10500 \pm 500)\text{K}$ 和 $(2.3 \pm 0.2) \times 10^{22}\text{m}^{-3}$. 在氩等离子体射流的轴向方向上, 存在着激发温度和电子密度的梯度分布.

3.2.3. 局域热力学平衡 (LTE)

对于光学薄的等离子体, 许多研究人员从理论上讨论了影响等离子体局域热力学平衡 (LTE) 存在的因素, 并且从不同的研究角度推导出等离子体达到局域热力学平衡的判定标准. Griem^[17]指出在等离子体辐射中电子碰撞占据主导地位并忽略谱线的自吸收, 作为 LTE 存在的必要条件, 电子密度必须满足

$$n_e(\text{m}^{-3}) \geq 9.2 \times 10^{23} \left(\frac{k_B T}{E_H} \right)^{1/2} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_H} \right)^3, \quad (5)$$

其中 E_H 表示氢原子电离能, $E_2 - E_1$ 表示第一激发态和基态之间的能级差. Richard^[18]和 Drawin^[19]也提出了类似的理论模型作为等离子体 LTE 存在的判定标准. 根据 Griem 的判定标准, 当氩等离子体射流的激发温度为 10000K 时, 满足 LTE 所需的临界电子密度为 $1.1 \times 10^{23}\text{m}^{-3}$. 可见这一标准对 LTE 存在所要求的临界电子密度值非常高, 因为在该理论模型中假设了电子碰撞是等离子体中能量传递的唯一途径, 并假定等离子体不存在自吸收, 但实际上总是存在着一定的辐射自吸收.

不少学者从实验的角度, 考虑到谱线自吸收的情况, 推导出等离子体达到 LTE 的临界电子密度值, 这个值基本上在 1×10^{22} 数量级^[20]. Griem^[17]给出了在考虑共振谱线自吸收情况下等离子体局域热力学平衡建立的判定标准:

$$n_e(\text{m}^{-3}) \geq 10^{23} \left(\frac{k_B T}{E_H} \right)^{1/2} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_H} \right)^3. \quad (6)$$

对于激发温度为 10000K 的氩等离子体射流, 根

据(6)式的判定标准达到局域热力学平衡的临界电子密度为 $1.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 。

实验中氩等离子体射流在弧室内和弧室出口的电子密度分别为 $6.7 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 和 $2.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 满足局域热力学平衡的判定标准。

因此, 对于光学薄的氩等离子体射流, 忽略其三次电离, 在局域热力学平衡条件下, 根据道尔顿定律、电中性准则和沙哈定理, 各粒子浓度之间可以建立如下的电离平衡方程组:

$$\begin{aligned} p &= (n_e + n_{\text{Ar}} + n_{\text{Ar}^+} + n_{\text{Ar}^{2+}}) k_B T, \\ n_e &= n_{\text{Ar}^+} + 2n_{\text{Ar}^{2+}}, \\ \frac{n_e n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}}} &= \frac{g_e g_{\text{Ar}^+}}{g_{\text{Ar}}} \left[\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{\text{Ar}^+}}{k_B T}\right), \\ \frac{n_e n_{\text{Ar}^{2+}}}{n_{\text{Ar}^+}} &= \frac{g_e g_{\text{Ar}^{2+}}}{g_{\text{Ar}^+}} \left[\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{\text{Ar}^{2+}}}{k_B T}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 g 为统计权重, m_e 为电子质量, 下标 Ar, Ar^+ , Ar^{2+} 和 e 分别表示相应粒子的参数 E_{Ar^+} 和 $E_{\text{Ar}^{2+}}$ 分别表示 Ar^+ 和 Ar^{2+} 的电离能。

图 8 是根据电离平衡方程组得到的氩等离子体

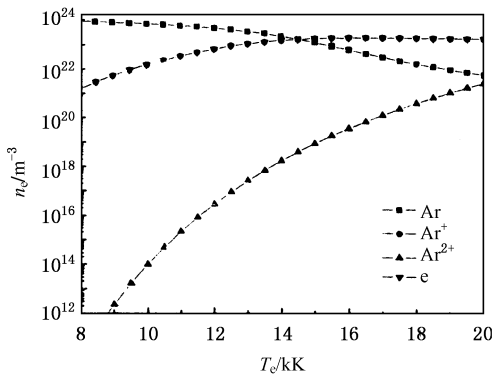


图 8 LTE 状态下氩等离子体射流各粒子浓度 ($1 \times 10^5 \text{ Pa}$)

射流在局域热力学平衡状态下各粒子浓度. 实验中氩等离子体射流在弧室内和弧室出口 1cm 处的激发温度分别为 12000K 和 10500K 时, 从图 8 得到对应的电子密度分别是 $6.66 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 和 $2.34 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 利用谱线斯塔克展宽得到的结果符合得很好. 因此氩等离子体射流在弧室内和弧室出口 1cm 处都达到了局域热力学平衡。

4. 结 论

本文测量了大气压直流氩等离子体射流的电特性参数和发射光谱, 对等离子体射流的脉动特性和光谱特性进行了分析, 得到如下结论:

1. 等离子喷枪采用双阳极结构能够有效地抑制电弧的大尺度分流, 同时起到较好的稳弧作用, 等离子体的伏安特性呈上升趋势, 气体电离充分, 氩等离子体射流脉动属于接管模式, 等离子体射流的脉动和电源的固有特性有着密切的关系, 电源的交流分量引起的电压波动是影响氩等离子体射流脉动的主要因素。

2. 氩等离子体射流在弧室内和弧室出口的激发温度分别为 $(12000 \pm 500) \text{ K}$ 和 $(10500 \pm 500) \text{ K}$, 对应的电子密度分别为 $(6.7 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 和 $(2.3 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 在氩等离子体射流的轴向上, 存在着激发温度和电子密度的梯度分布。

3. 对于光学薄的等离子体, 考虑谱线自吸收, 建立局域热力学平衡的临界电子密度在 $1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 数量级. 辐射的自吸收, 尤其是共振谱线的自吸收对等离子体局域热力学平衡的建立起着非常关键的作用. 在本文的实验条件下, 大气压氩等离子体射流在弧室内和弧室出口轴向 1cm 处均达到局域热力学平衡状态。

[1] Bonizzoni G and Vassallo E 2002 *Vacuum* **64** 327
 [2] Conrads H, Schmidt M 2000 *Plasma Sources . Sci. Technol.* **9** 441
 [3] Singh N, Razafinimanana M, Hlina J 2000 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** 270
 [4] Duan Z, Heberlein J 2000 *J. Thermal. Spray Tech.* **11** 45
 [5] Li H P, Chen X 2002 *Chin. Phys.* **11** 44
 [6] Gong J Q, Gong Y, Liu J Y, Zhang P Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 0291 (in Chinese) [宫继全、宫野、刘金远、张鹏云 2004 物理学报 **51** 0291]
 [7] Yuan X Q, Li H, Zhao T Z *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3806 (in Chinese) [袁行球、李辉、赵太泽等 2004 物理学报 **53** 3806]

[8] Yuan X Q, Li H, Zhao T Z *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2638 (in Chinese) [袁行球、李辉、赵太泽等 2004 物理学报 **53** 2638]
 [9] Zhao W H, Liu D, Tian K 2002 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **22** 556 (in Chinese) [赵文华、刘笛、田阔 2002 光谱学与光谱分析 **22** 556]
 [10] Zhao W H, Tian K, Liu D, Zhang G Z 2002 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **35** 2815
 [11] Zhukov M F 1981 *Practical Dynamics of Thermal Plasma* (Beijing : Science Press) [茹科夫、赵文华、周力行 1981 热等离子体实用动力学 (北京 : 科学出版社)]

- [12] Osaki K , Fukumasa O , Kobayashi A 2000 *Vacuum* . **59** 47 Academic)
- [13] Delair L 2004 *PhD Thesis* Université de Rouen (in French) [17] Griem H R 1963 *Phys . Rev .* **131** 1170
- [14] Zhao W H , Tang H Z , Tian K , Zhang G Z 2004 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **24** 388 (in Chinese) [赵文华、唐皇哉、田 阔、张冠忠 2004 光谱学与光谱分析 **24** 388] [18] Richard H H , Stanley L L 1965 *Plasma diagnostic techniques* . (New York : Academic)
- [15] Griem H R 1964 *Plasma Spectroscopy* (New York : Mc Graw Hill) [19] Drawin H W 1970 *High Pressures-High Temperatures* . **2** 359
- [16] Griem H R 1974 *Spectral Line Broadening by Plasmas* . (New York : 71 [20] Nubbemeyer H 1976 *J . Quant . Spectrosc . Radiat . Transfer* . **16**

Characterization of DC argon plasma jet at atmospheric pressure *

Yan Jian-Hua¹⁾ Tu Xin^{1 2)} Ma Zeng-Yi¹⁾ Pan Xin-Chao¹⁾ Cen Ke-Fa¹⁾ Cheron Bruno²⁾

1) (*Institute for Thermal Power Engineering , State Key Laboratory of Clean Energy Utilization , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China*)

2) (*UMR 6614 CNRS CORIA , Saint Etienne du Rouvray 76801 , France*)

(Received 4 September 2005 ; revised manuscript received 11 December 2005)

Abstract

An original DC double anode plasma torch operating with argon at atmospheric pressure which provides a long time and highly stable plasma jet is analyzed through its electrical and optical signals. Effects of gas flow rate and current intensity on the arc dynamics behaviour are studied using standard diagnostic tools such as FFT and correlation function. An increasing current-voltage characteristic is reported for different argon flow rates. It is noted that the takeover mode is characteristic for argon plasma jet and arc fluctuations in our case are mainly induced by the undulation of torch power supply. Furthermore, the excitation temperatures and electron densities of the plasma jet inside and outside the arc chamber have been determined by means of optical emission spectroscopy (OES). The criteria for the existence of local thermodynamic equilibrium (LTE) in plasma is then discussed. The results show that argon plasma jet at atmospheric pressure under our experimental conditions is close to LTE.

Keywords : plasma torch , jet fluctuation , excitation temperature , local thermodynamic equilibrium

PACC : 5225 , 5235 , 5270

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50476058) , the Sino-France Program for Advanced Research (Grant No. PRA E01-06) , and the Major Program of International Cooperation from Science and Technology Department of Zhejiang Province , China (Grant No. 2005C14014).