

不同工作气体下直流电弧等离子体特性的数值模拟研究

谢文军¹ 陈文波^{1*} 陈伦江^{2*} 杨斌¹ 阳璞琼¹

(1. 南华大学 电气工程学院 衡阳 421001; 2. 核工业西南物理研究院 成都 610041)

Numerical Simulation of DC Arc Plasma Characteristics under Different Working Gases

XIE Wenjun¹, CHEN Wenbo^{1*}, CHEN Lunjiang^{2*}, YANG Bin¹, YANG Puqiong¹

(1. College of Electrical Engineering, University of South China, Hengyang 421001, China;

2. Southwest Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract Numerical simulation is an effective tool to study the internal jet characteristics of plasma DC arc due to its low cost. In this paper, the jet characteristics of plasma generators under different gas conditions are studied by numerical simulation. The results show that the temperature distribution and velocity distribution in the laminar plasma have a great relationship with the physical properties of the working gas. Under the condition of 75 A current and 3 g/s flow rate, the argon temperature is the highest and the hydrogen temperature is the lowest in the arc chamber. In most areas outside the anode, the temperature of oxygen is the highest, followed by nitrogen and then argon. The arc is not fully formed in nitrogen and hydrogen. The temperature distribution of several gases is U-shaped in the arc chamber, and the axis velocity increases in the arc chamber and decreases outside the arc. In this paper, the jet characteristics of DC arc plasma are analyzed from the point of view of gas physical property parameters, which provides crucial guidance for the research of DC arc plasma generators and their practical application in different scenarios.

Keywords Plasma DC Arc, Numerical simulation, Jet characteristic, Laminar flow model

摘要 数值模拟由于低成本的特点成为研究等离子体直流电弧内部射流特性的有效工具。文章通过数值模拟的方法研究了等离子体发生器在不同气体工况下电弧的射流特性。研究显示层流等离子体内部的温度分布以及速度分布与工作气体物性参数有着极大的关系,在电流为75 A,工作气体流量为3 g/s的条件下弧室内氩气的温度最高,氢气的温度最低;而在阳极以外的大部分区域氧气的温度最大、氮气次之、然后是氩气,氮气和氢气在阳极以外区域出现电弧未充分形成现象;几种的气体温度分布在弧室内均呈现U型分布,轴线上速度都是在弧室内增加,弧室外减小。文章从气体物性参数的角度分析了直流电弧等离子体的射流特性,为直流电弧等离子体发生器的研究以及在不同场景下的实际应用提供了极其重要的指导作用。

关键词 直流电弧等离子体 数值模拟 射流特性 层流模型

中图分类号: O53

文献标识码: A

doi: 10.13922/j.cnki.cjvst.202409009

直流电弧等离子体由于其良好的射流特性被广泛应用于焊接、等离子体切割、等离子体喷涂以及废弃物处理等领域^[1-3],电弧内部的射流特性对其在很多领域的应用有着很重要的影响。而等离子

内部复杂的物理化学现象以及高温环境使得通过实验的方法去分析电弧内部的射流特性极为困难,为了预测电弧内部温度场以及流场趋势,等离子体电弧数值模拟已经成为国内外许多学者的研究对

收稿日期: 2024-09-26

基金项目: 西物创新行动计划项目(202301XWCX003); 国家自然科学基金面上项目(12275121)

* 联系人: E-mail: snipers2004@163.com; lunjiangchen@163.com

象^[4-7]。Bobzin K 等^[8]开发了一个等离子体数值模型,以研究在多弧等离子体发生器中,外部喷嘴长度对电弧等离子体射流特性的影响。Liu F Y 等^[9]对其提出的带有热壁喷嘴的反极性等离子体喷枪进行了数值模拟,实验结果表明,热壁喷嘴的使用可以显著提高等离子体射流的能量,同时使出口下游区域的等离子体射流的温度和速度保持在较高水平。Zhang Z L 等^[10]建立了一个三维稳定的非局部热平衡模型来计算多阴极炬的温度、电流密度和洛伦兹力,结果表明,随着电流的增大,洛伦兹力分布和电流密度增大,电弧等离子体之间的相互作用越强。Niu C 等^[11]采用三维热力学和化学非平衡模型,数值模拟了阳极表面凸起对电弧阳极附着的影响,数值模拟结果表明阳极表面凸起的存在改变了阳极表面的电场分布,加剧了其附近的热力学和化学非平衡程度。目前的大部分数值计算研究主要在等离子体发生器结构对等离子体流动和传热特性的影响,在工作环境方面的研究也主要集中在电弧电流、气流量以及外界磁场等方面^[12-13],而对不同工作气体数值模拟的研究却很少,Jing T 等^[14]虽然通过氩气和氢气研究了气体组分对电弧特性的影响,但并没有从气体的物性参数方面去分析气体组分在等离子体射流特性上的影响。

本文将利用商业流体力学软件 ANSYS FLUENT 2020R2 计算了在不同工作气体工况下直流电弧等离子体的温度场以及速度场,并对电弧的射流特性从气体物性参数方面做了详细的分析。为等离子体直流电弧在不同领域的应用和优化提供参考。

1 层流等离子体建模

1.1 基本假设及控制方程

由于等离子炬的内部结构具有高度对称性,可采用二维轴对称模型进行计算。为了简化直流电弧等离子体计算模型,本文在进行数值模拟时做出了如下假设:(1)电弧等离子体为一种稳定的不可压缩流体,且流动状态为层流;(2)等离子体内部电子温度与重离子温度接近,即电弧等离子体炬处于热力学平衡态(LTE);(3)等离子体为光学薄的;(4)等离子体的密度、比热系数、热导率、电导率以及粘度等物性参数仅与温度有关;(5)等离子体处于电中性状态,动量方程中可忽略电场力及重力的作用。基于以上假设,层流等离子体直流电弧在柱坐标系下

(z - r)的控制方程可写为^[15-16]:

质量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) = 0 \quad (1)$$

轴向动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_z v_r) = & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + j_r B_\theta \end{aligned} \quad (2)$$

径向动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_r) = & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left[2r \mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] - 2\mu \frac{v_r}{r^2} - j_z B_\theta \end{aligned} \quad (3)$$

能量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r T) = & \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ & + \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma} + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \left(\frac{j_z}{c_p} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{j_r}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

电流连续性方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 0 \quad (5)$$

轴向磁矢势方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_z \quad (6)$$

径向磁矢势方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_r}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_r \quad (7)$$

式(1)~(7)中, ρ 表示等离子体密度; v_z 、 v_r 分别表示等离子体速度的轴向分量和径向分量; p 表示压强、 μ 表示粘滞系数、 j_r 、 j_z 分别表示电流密度的径向以及轴向分量、 B_θ 表示磁感应强度; T 表示温度、 λ 表示等离子体热导率、 σ 表示电导率; k_b 表示玻尔兹曼常数; c_p 表示比热容、 φ 表示电势、 μ_0 表示真空磁导率。

1.2 物性参数

Murphy A B 等^[17]使用基于 Chapman-Enskog 的方法近似计算了 300 k~30000 k 温度范围内常用气体等离子体输运系数以及热力学属性,其使用的用于计算的碰撞积分比前人使用的值要准确得多,因此得到的输运系数值更可靠。式(1)~(7)中等离子体的密度、比热系数、电导率、粘度以及热导率等物性参数来自于 Murphy A B 等^[17]的研究分别如图 1~图 5 所示。

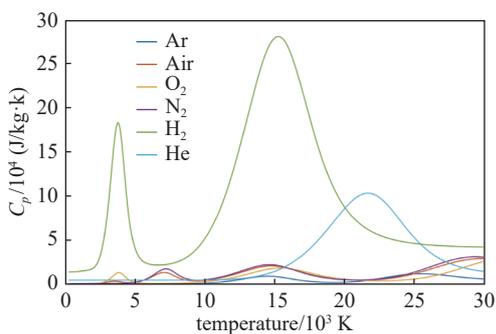


图1 比热容

Fig. 1 Specific heat at constant pressure

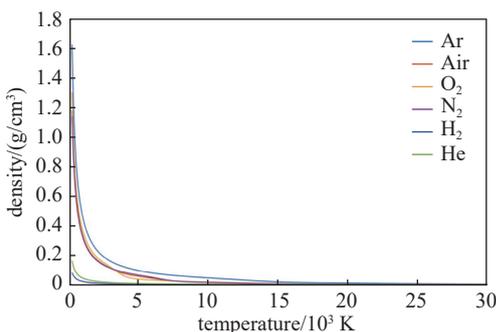


图2 密度

Fig. 2 Density

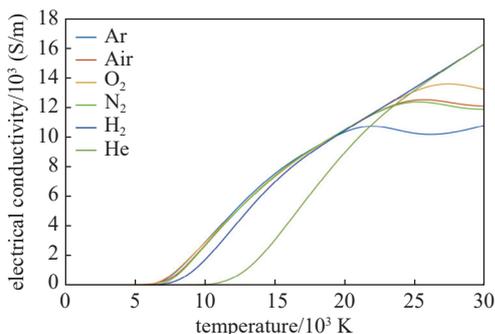


图3 电导率

Fig. 3 Electrical conductivity

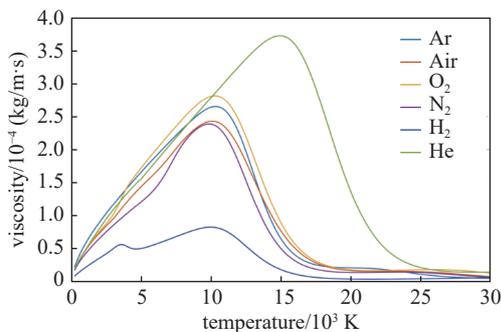


图4 粘度

Fig. 4 Viscosity

1.3 物理模型及边界条件

本次数值模拟计算研究所采用的层流直流电

弧等离子体发生器结构示意图如图6所示,该发生器由阴极、阳极、中间电极(Intermediate electrodes)、辅助电极(Pilot electrode)以及绝缘部分(Insulation)组成。利用 ANSYS 2020R2 软件建模,工作气体从入口处(Inlet)注入装置中,本次研究采用质量流入口边界且工作气体流量均为 6 g/s,出口(Outlet)设置为压力出口边界,其值的大小为 1.01 kpa。阳极(Anode)表面的电势为 0,阴极(Cathode)尖端的温度设置为 1500 k,其余壁面的温度设置为 300 k,阴极表面的电流密度 $j = I/\pi r^2$ 。

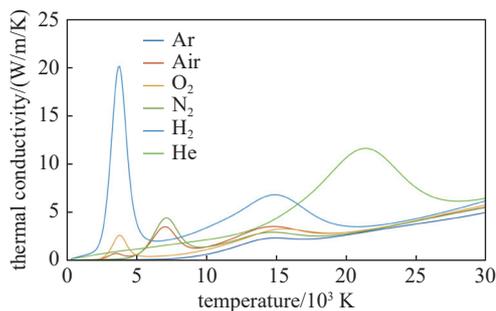


图5 热导率

Fig. 5 Thermal conductivity

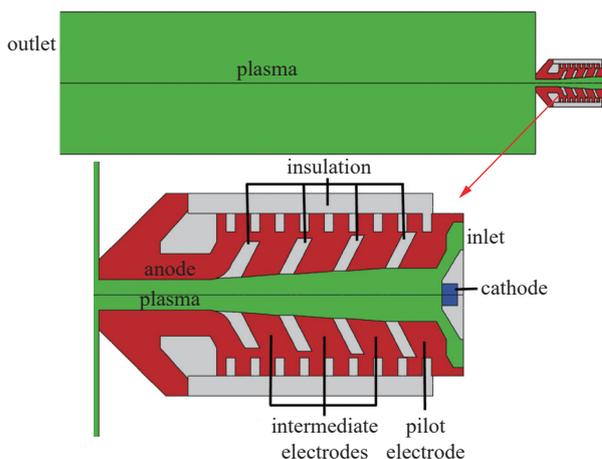


图6 层流直流电弧等离子体发生器结构示意图

Fig. 6 Structure diagram of laminar plasma DC arc generator

本文数值模拟计算采用 ANSYS Fluent 软件进行模拟计算,控制方程(5)~(7)由 Fluent 中 User-Defined Scalars(UDS)功能引入,各控制方程中的源项以及气体物性参数通过 User-Defined Function(UDF)功能引入,采用 simple 算法计算不同气体直流电弧等离子体的温度及速度分布^[18]。

2 结果与讨论

2.1 不同气体下的计算结果

图7依次给出了不同气体在电流为 75 A,工作

气体入口流量为 3 g/s 情况下,直流电弧等离子体的计算结果,由上图的计算结果可以看出,不同气体的温度分布有着巨大的差异,电弧室内氩气电弧的温度最高;氧气的电弧长度最长且在离阳极较远的区域能保持较高的温度;氮气的电弧长度仅次于氧气;氢气和氦气在阳极附近的电弧温度急剧降低,并且在阳极出口处出现电弧未充分形成的现象。

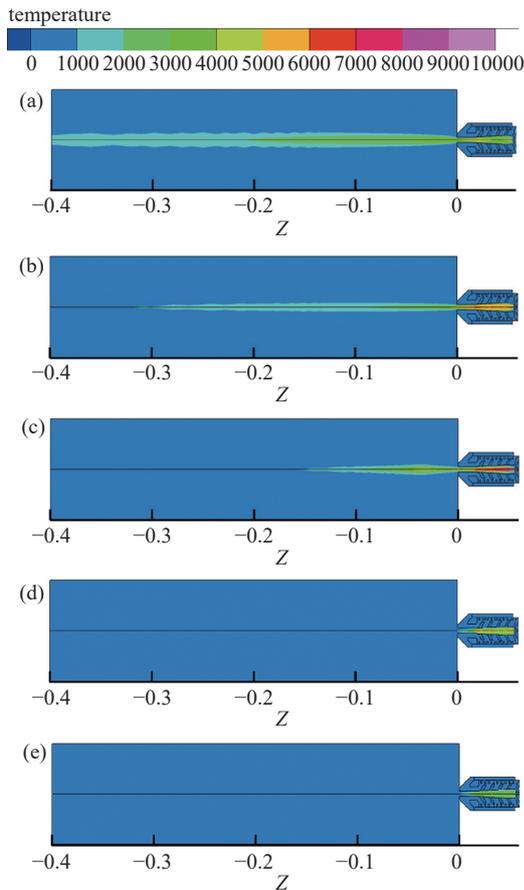


图7 不同气体工作条件下的计算结果。(a)O₂, (b)N₂, (c)Ar, (d)He, (e)H₂

Fig. 7 Calculation results under different gas operating conditions. (a) O₂, (b) N₂, (c) Ar, (d) He, (e) H₂

由于气体物理性质和化学性质的差异,如电离能、热导率、比热容、密度、电导率以及粘度等,以不同气体作为工作气体的电弧长度会出现巨大的差异,气体物理和化学性质对电弧长度的影响将会在 2.2 和 2.3 部分进行详细的讨论。

2.2 温度分布比较

由图 8 可知五种气体的电弧温度在阴极附近均达到最大值,并且五种气体在弧室内的温度近似呈现 U 型分布分别在阴极尖端以及阳极出口处出现峰值。这可能是由于阴极附近存在的场致发射

与热电子发射现象导致阴极附近的电流密度显著增大,而电流密度的增加又会引起焦耳热相应增大。与此同时,收缩型的弧室结构使等离子体的流通通道变窄,等离子体在流向阳极的过程中受到压缩并产生积累,进而提高了阳极附近的电流密度。阴极和阳极附近电流密度的增大,进一步提升了焦耳热的产生量,促使阴极和阳极附近区域的温度维持在较高水平。弧室内部温度的 U 型分布现象与 Liu F Y 等^[19]的研究有着相似的规律。

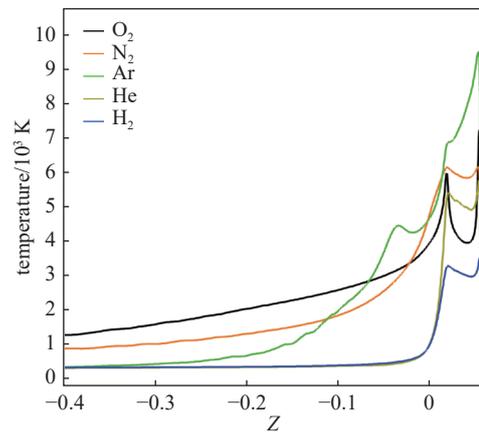


图8 不同气体工作条件下直流电弧等离子体轴线温度分布
Fig. 8 Axial temperature distribution of plasma DC arc under different gas operating conditions

相比于单原子气体双原子气体氢气更难电离,导致阴极附近电流密度小,产生的焦耳热少。并且由图 1 和图 5 可知在温度处于 4000 K 左右时有较大的比热系数,由于比热系数大在吸收相同的热量时比其他气体的温度升高的幅度小,因此氢气在电弧室内的温度在五种气体中的温度最低,电弧柱最短。而单原子气体氩气有着和氢气相反的比热特性,因此在弧室内部氩气的温度高于其他气体,而在阳极以外区域,等离子体电弧失去了电弧室对其的压缩作用,电流密度小,并且单原子气体氩气易电离,在相同情况下氩气的电阻率相对较小,在电流密度均减小的情况下,氩气电阻率增加的幅度没有其他气体大,产生的焦耳热少。因此在远离阳极区域的温度整体低于氮气和氧气。

同样是单原子气体的氦气,但是氦气的电弧温度整体低于氮气,氦气的在弧室内的温度虽然高于氧气但是在阳极以外区域温度却低于氧气。这可能是由于氮气的电导率较小的原因。电导率决定了电弧中的能量传输效率,高电导率使得更多的电能转换为等离子体的热能以及动能,电导率低容易

导致电流传导不畅,电能转换效率低,甚至有可能会出现熄弧现象。由图3可知在温度处于10000 k以下时氦气的电导率远低于其他气体,因此氦气的温度仅在弧室内部分区域的温度高于双原子气体氧气,而在阳极以外区域氦气的温度急剧下降,下降至与氢气接近。

双原子气体氧气在弧室内的大部分区域温度低于氦气、氮气以及氩气,最低温度不到4000 k,而在阳极以外区域的温度高于其他气体。在电弧室内,双原子气体氧气的电离能相对较高,在相同电弧能量输入的情况下用于升温的能量相对较少。在阳极以外区域,由图5可知当温度处于5000 k以下时,氧气的热导率相对较高,能够有效的传导热量。较高的热导率使得氧气内部热量传递较好,使得自身的温度能够维持在较高的水平。

2.3 速度分布

图9给出了在不同气体工作条件下直流电弧等离子体轴向上的速度分布。由图可知,氧气的轴向速度最大,几种气体在轴向上的速度分布有着类似的分布趋势,在弧室内部等离子体轴向流速不断增大,在出口附近达到峰值以后不断减小,轴向上速度的分布规律与文献[19]中Liu F Y等的倒U型分布规律相似。由动量方程可知,在阳极内部直流电弧等离子体的流动是自磁场的洛伦兹力、直流电场对带电粒子的电场力以及气体自身粘度产生的粘滞力等多重因素作用的结果^[20]。对同一种气体而言,电弧室内部直流电弧等离子体在电场、磁场以及温度场的作用下速度不断增加,而在阳极以外区域,由于等离子体电弧的温度变低,并且失去了电

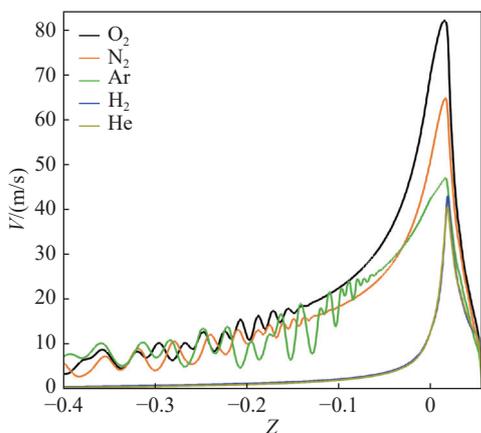


图9 不同气体工作条件下直流电弧等离子体轴线速度分布
Fig. 9 Velocity distribution on plasma DC arc axis under different gas operating conditions

场的作用,等离子的热运动变缓慢。

在弧室内的大部分区域氧气的温度仅高于氢气却具有最大的轴向速度,最高速度超过80 m/s。这可能与氧气在相对较低的温度下较低的粘性系数有关。气体粘度较大,会阻碍等离子体的流动,导致速度变低。由图4可知温度在10000 k以下时温度越高气体的粘性系数越大,温度在5000 k~6000 k时氧气的粘度系数均低于在高温下的其他气体,并且氧气在阳极出口处的速度远高于其他气体,因此在出口处具有较大的动能,粒子之间碰撞剧烈,使得阳极以外区域的轴向速度也高于其他气体。因此在温度和粘性系数的作用下以氧气为工作气体的电弧具有最快的轴向速度。温度在0~10000 k范围内氦气的粘性系数仅高于同温度下的氢气,因此电弧的速度仅次于氧气。氢气由于其自身的温度低,最高温度也仅在3500 k左右,等离子体内部粒子的热运动不剧烈,即使具有最小的粘性系数也不能弥补温度过低带来的影响。

由图9可以看出,随着速度幅值的不断增加,速度峰值的位置呈现出不断向外延伸的趋势。这种现象可能与直流电弧等离子体内部自磁场产生的洛伦兹力以及粒子粘性所产生的阻力密切相关。根据公式 $F=qvB$ 可知,洛伦兹力的大小与带电粒子的速度成正比关系。与此同时,由于粒子粘性的影响,粘滞力的作用会使速度较小的粒子会更早地进入减速阶段,且其进入减速阶段的位置距离阳极更近。

3 结论

本文利用数值模拟计算的方法对直流电弧等离子体发生器在不同工作气体工作条件下的射流特性,研究了气体物性参数对等离子体直流电弧的影响并得出了以下结论:

- (1)在发生器内部直流电弧等离子体的温度在轴向上呈U型分布,在弧室以外区域温度逐渐变小。
- (2)单原子气体氦气由于较小的比热特性以及热导率,在弧室内部的温度高于其他气体,氢气则相反在弧室内最低,出口处甚至电弧未充分形成现象。
- (3)由于电导率低导致电流传导受阻的缘故氦气在弧室内部的温度虽然高于氧气,但在弧室外部温度迅速降低,阳极出口处也出现与氢气相类似的情况。

(4)因为较强的氧化性,氧气在弧室外部能与环境中的其他物质发生放热的氧化反应,使得氧气

的温度降低得较慢。

(5) 等离子体流动的速度受内部电场、自磁场、温度以及粘度的影响。等离子体发生器内部速度变快,而在阳极以外区域速度变小。

参 考 文 献

- [1] Cao X Q, Yu D P, Li C. Influences of the arc chamber length on the jet characteristics of laminar plasma torch[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(8): 3017–3021
- [2] Hossam A Gabbar, Sharif Abu Darda, Vahid Damideh, et al. Comparative study of atmospheric pressure DC, RF, and microwave thermal plasma torches for waste to energy applications[J]. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 2021, 47: 101447
- [3] Kakiuchi Hiroaki, Ohmi Hiromasa, Yasutake Kiyoshi, et al. Atmospheric-pressure low-temperature plasma processes for thin film deposition[J]. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2014, 32(3): 030801
- [4] Li S, L X X, Zhao Y T, et al. Simulation of CO₂ plasma flow under heterogeneous electric field[J]. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 2019, 44(7): 627–635 (李森, 廖晓旭, 赵悦彤, 等. 非均匀电场条件下 CO₂ 等离子体流注的模拟研究 [J]. *真空科学与技术学报*, 2019, 44(7): 627–635 (in Chinese))
- [5] Wang Z J, Mo Y P, Tang Q, et al. Numerical simulation of residual plasma evolution in DC vacuum circuit breakers based on artificial current zero[J]. 2020 4th International Conference on HVDC (HVDC). IEEE, 2020: 1116–1120
- [6] Liang P, Groll Rodion. Numerical study of plasma-electrode interaction during Arc discharge in a DC plasma torch[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(2): 363–372
- [7] Xu C J, Ye Z H, Han X, et al. Numerical simulation of temperature field and temperature control of DC arc plasma torch[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, 2005(1): 012134
- [8] Bobzin K, Heinemann H, Dokhanchi S R, et al. Numerical investigation of the effect of a nozzle extension on the plasma jet in multi-arc plasma spraying[J]. *Journal of Thermal Spray Technology*, 2023, 32(6): 1856–1863
- [9] Liu F Y, Yu D, Zhang Q, et al. Experimental and numerical analysis of a novel reverse-polarity plasma torch with transferred arc hot-wall nozzle for atmospheric plasma spraying of YSZ coatings[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2023, 459: 129413
- [10] Zhang Z L, Sun Q, Wang C, et al. Numerical simulation and experimental study on a DC multi-cathode Arc plasma generator[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2024, 44(1): 159–175
- [11] Niu C, Meng X, Huang H J, et al. Numerical simulation of the effects of protrusion on DC arc anode attachment[J]. *Plasma Science and Technology*, 2021, 23(10): 51–61
- [12] Iurii Murashov, Vladimir Frolov, Mikhail Korotkikh, et al. Numerical simulation of DC air plasma torch modes and plasma jet instability for thermal spraying technology[J]. *MATEC Web of Conferences*, 2018, 245: 04003
- [13] Huang X L, Sun T, Wu Y Z, et al. Study of vacuum arc plasma transport characteristics during the DC interrupting process[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(16): 165501
- [14] Jing T, Li C P, Cao X Q, et al. Modeling of the arc characteristics inside a thermal laminar plasma torch with different gas components[J]. *Processes*, 2024, 12(6): 1207
- [15] Chen W B, Chen L J, Liu C D, et al. Numerical calculation of spatial distribution of temperature and velocity in inductively coupled plasma torch[J]. *High Voltage Engineering*, 2018, 44(9): 3035–3042 (陈文波, 陈伦江, 刘川东, 等. 高频电感耦合等离子体炬内速度及温度空间分布的数值计算 [J]. *高电压技术*, 2018, 44(9): 3035–3042 (in Chinese))
- [16] Chen X. Thermal plasma heat transfer and flow[M]. Beijing: Science Press, 2009: 353–378 (陈熙. 热等离子体传热与流动 [M]. 北京: 科学出版社, 2009: 353–378 (in Chinese))
- [17] Murphy A B, Arundell C J. Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas[J]. *plasma chemistry and plasma processing*, 1994, 14(4): 451–490
- [18] Chen W B, Chen L J, Liu C D, et al. Numerical study on influence of operating frequency and plasma torch structure on characteristics of radio-frequency inductive coupled plasma[J]. *High Voltage Engineering*, 2019, 45(1): 316–323 (陈文波, 陈伦江, 刘川东, 等. 工作频率及装置结构对射频感应等离子体特性影响的数值研究 [J]. *高电压技术*, 2019, 45(1): 316–323 (in Chinese))
- [19] Liu F Y, Yu D P, Chen Y W, et al. A novel reverse-polarity plasma torch with extended hot-wall nozzle for atmospheric plasma spraying of dense yttria-stabilized zirconia coatings[J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 2022, 437: 128366
- [20] Liu F Y, Yu D P, Lv C, et al. Experimental study on the jet characteristics of a steam plasma torch[J]. *Plasma Science & Technology*, 2018, 20(12): 125401-1–125401-9