

## 颗粒群辐射传热对电弧伏安特性影响的研究

秦鹏<sup>1</sup>, 廖梦然<sup>2</sup>, 夏维东<sup>1</sup>, 王城<sup>1</sup>

(1. 中国科学技术大学热科学与能源工程系, 安徽合肥 230026;

2. 武汉第二船舶设计研究所热动力技术重点实验室, 湖北武汉 430025)

**摘要:** 在对颗粒群与电弧相互作用的探究中, 颗粒群辐射传热对电弧伏安特性的影响是一个重要方面. 以 Elenbass-Heller 能量方程为基础, 建立了圆柱对称电弧等离子体流动传热与颗粒群辐射过程相结合的一维耦合模型, 利用 P-1 辐射模型求解了颗粒群辐射传热方程, 探究了石墨颗粒群的辐射对电弧伏安特性产生的影响. 结果表明: 石墨颗粒群辐射增加了电弧的传热, 电弧被“冷却压缩”, 电弧的电场强度升高; 同时电弧通道半径越大, 颗粒群辐射对电场强度的影响越显著; 颗粒群对氩气电弧等离子体的影响远远高于其对氢气电弧等离子体的影响. 通过对颗粒辐射的计算分析认为, 颗粒群辐射传热主要作用发生在电弧导电通道外侧, 在冷壁边缘颗粒群辐射为净吸收, 因此减小了电弧向壁面传热.

**关键词:** 电弧等离子体; 颗粒群; P-1 模型; 伏安特性

**中图分类号:** TM501<sup>+</sup>.2      **文献标识码:** A      doi: 10.3969/j.issn.0253-2778.2020.04.008

**引用格式:** 秦鹏, 廖梦然, 夏维东, 等. 颗粒群辐射传热对电弧伏安特性影响的研究[J]. 中国科学技术大学学报, 2020, 50(4): 442-449.

QIN Peng, LIAO Mengran, XIA Weidong, et al. Study on the influence of radiation of particle groups on arc volt-ampere characteristics[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2020, 50(4): 442-449.

## Study on the influence of radiation of particle groups on arc volt-ampere characteristics

QIN Peng<sup>1</sup>, LIAO Mengran<sup>2</sup>, XIA Weidong<sup>1</sup>, WANG Cheng<sup>1</sup>

(1. Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

2. Thermal Power Technology Key Laboratory, Wuhan Second Ship Design Research Institute, Wuhan 430025, China)

**Abstract:** When particle groups are injected directly into a plasma torch, the influence of the particle groups on the arc plasma is an important factor in the design of the plasma torch. This paper introduces the P-1 radiation model, which is used to describe the radiation between particle groups. Combined with the P-1 radiation model, the Elenbass-Heller equation is modified and then solved to probe into the radiation influence of the graphite particle groups on the volt-ampere characteristics of the arc plasma. The results show that the radiation of the graphite particle groups increases the heat conductivity of the arc, the arc is compressed by cooling down, and the intensity of the electric field of the arc increases. At the same time, the effect of particle group radiation on the intensity of the electric field is more evident along with the larger arc channel radius. Moreover, the effect on the argon arc plasma is much larger than its effect

收稿日期: 2018-12-13; 修回日期: 2019-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(11675177)资助.

作者简介: 秦鹏, 男, 1994年生, 硕士生. 研究方向: 热等离子体. E-mail: pengqin@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 夏维东, 博士/教授. E-mail: xiawd@ustc.edu.cn

on the hydrogen arc plasma. It is recognized by the calculation of the particle radiation that the particle group radiation mainly plays an important role in the location near the wall. At the edge of the cold wall, the particle group radiation functions as net absorption, and the heat transferred to the cold wall is reduced.

**Key words:** arc plasma; particle group; P-1 model; voltage-current characteristic

## 0 引言

电弧等离子体具有温度高、能量集中、气氛可控及高热效率等特点,在机械、化工、冶金等需要高温物理化学环境的各种领域中具有独特的优势.近几十年来,利用电弧等离子体炬对颗粒加热的工艺技术,已被广泛应用于等离子体喷涂<sup>[1]</sup>、纳米材料合成与微粉制备<sup>[2]</sup>、耐高温金属或陶瓷颗粒球化<sup>[3]</sup>、固废处理<sup>[4]</sup>、煤粉点火和辅助燃烧<sup>[5]</sup>、煤粉气化制乙炔<sup>[6]</sup>、钛白粉制备<sup>[7]</sup>等领域.虽然电弧等离子体技术已广泛用于颗粒加热相关工艺中,但目前关于颗粒在等离子体中流动传热问题的研究,大部分都聚焦在单颗粒在等离子体中的受力、受热、相变等方面,较少考虑颗粒群整体的辐射热分析及其对等离子体参数的影响.

Chen 等理论分析了单个颗粒在热等离子体中的受力<sup>[8]</sup>与受热情况<sup>[9]</sup>,得到了各种因素(颗粒相变等)对等离子体参数的影响<sup>[10]</sup>.Wan 等<sup>[11]</sup>建立了包含融化、蒸发、再固化等过程的一维分析模型,研究了各种介尺度等离子体对颗粒的传热特性.Proulx 等<sup>[12]</sup>通过计算分析了颗粒与射频等离子体之间的相互作用.然而,利用电弧等离子体加热颗粒的物理过程更为复杂,不仅涉及等离子体本身的磁流体动力学问题,而且还与等离子体与颗粒之间的相互作用有关.之前的研究大多聚焦在等离子体对单个颗粒的流动传热影响的分析上,缺少对颗粒群整体的辐射过程的分析;另一方面,研究者较少考虑颗粒群的辐射传热对电弧等离子体本身的影响.

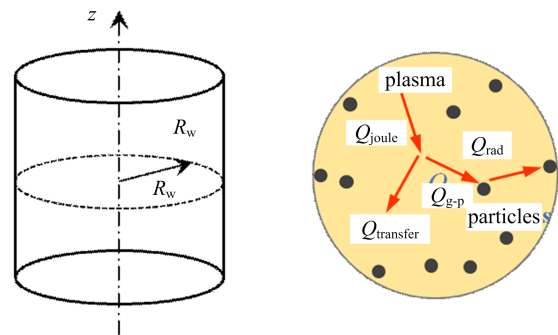
本文针对颗粒群辐射传热对电弧等离子体伏安特性的影响,以 Elenbass-Heller 能量平衡方程<sup>[13]</sup>为基础,建立了圆柱对称电弧等离子体流动传热与颗粒群辐射过程相结合的一维耦合模型,利用 P-1 辐射模型求解了颗粒群辐射传热方程<sup>[14]</sup>,通过数值模拟手段,考察了颗粒群对电弧等离子体伏安特性的影响,并对颗粒群辐射传热特性进行了分析讨论.

## 1 分析模型

### 1.1 基本模型

在充分发展的圆柱对称型电弧等离子体炬中,

等离子体参数在轴向的梯度变化较小,可简化为一维电弧通道模型,同时由于等离子体中的颗粒受热,需要考虑等离子体与颗粒的能量传输,本文采用的基本模型如图 1 所示.其中,电弧通道半径为  $R_w$ ,电流沿轴向( $z$  方向)传递,等离子体受到电流的焦耳加热作用,同时向外界传热;颗粒受到电弧等离子体的加热,同时向外辐射热量.



$Q_{\text{joule}}$  为焦耳热,  $Q_{\text{transfer}}$  为等离子体传热,  $Q_{\text{g-p}}$  为等离子体向颗粒的传热,  $Q_{\text{rad}}$  为颗粒群辐射传热.

图 1 电弧通道与能量传输示意图

Fig. 1 Arc channel and schematic figure of energy transfer

### 1.2 数学模型

#### 1.2.1 基本假设

由于电弧等离子体加热颗粒的物理过程较为复杂,为了简化问题难度并突出辐射过程分析,在节 1.1 的一维基本模型基础上,本文采取如下合理假设:

- ① 等离子体处于充分发展的定常稳定流动状态,因此可采用一维模型对其进行分析;
- ② 对电弧等离子体做光学薄假设,即忽略其本身的辐射吸收;
- ③ 电弧等离子体与颗粒群无滑移假设,即不存在相对速度;
- ④ 采用双温度假设,分别求解颗粒群温度与等离子体温度;
- ⑤ 忽略电弧与颗粒宏观流动带来的热量交换.

#### 1.2.2 等离子体控制方程

采用节 1.2.1 所做假设后,本文在电弧等离子体 Elenbass-Heller 能量方程的基础上<sup>[13]</sup>,考虑等离子体向颗粒群的导热作用,提出电弧等离子体与颗粒群相互耦合能量方程:

$$\sigma E^2 + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - Q_{g \rightarrow p} = 0 \quad (1)$$

式中,  $\sigma$  表示电弧的电导率;  $E$  为电场强度;  $\lambda$  为等离子体的热导率;  $Q_{g \rightarrow p}$  表示等离子体与颗粒群之间的换热量;  $T$  为控制区域的等离子体温度。

方程(1)中,  $\sigma E^2$  为焦耳加热,  $\nabla \cdot (\lambda \nabla T)$  为等离子体自身温度梯度引起的热传导,  $Q_{g \rightarrow p}$  为等离子体与颗粒群之间的热交换. 当忽略电弧与颗粒群宏观流动产生的热量交换<sup>[15]</sup>时, 等离子体与颗粒群之间的换热以热传导为主, 则

$$Q_{g \rightarrow p} = 4\pi [S(T) - S(T_p)] \cdot n \cdot \left(\frac{d_p}{2}\right) \quad (2)$$

$$S(T) = \int_{T_0}^T \lambda dT \quad (3)$$

式中,  $S$  为等离子体的热势;  $T_p$  为颗粒的表面温度;  $d_p$  为单个颗粒的直径;  $n$  为控制体积内颗粒的数密度;  $T_0$  为参考温度 300 K.

颗粒的初始温度  $T_{p0} = 300$  K, 稳态条件下, 颗粒在等离子体中达到平衡态: 颗粒温度小于其相变温度 ( $T_{\text{Phase-Change}}$ ) 时, 保持在与气体传热和辐射传热的能量平衡态, 如方程(4)所示; 颗粒温度上升到相变温度  $T_{\text{Phase-Change}}$  时, 保持在相变温度不变. 本研究颗粒群采用石墨颗粒, 大气压环境下石墨可被电弧加热而升华. 由于在相变的温度下, 石墨辐射很强, 石墨颗粒的升华速度很慢, 因此忽略石墨升华造成的颗粒尺寸减小, 以及忽略升华产生的蒸气对等离子体输运性质的影响. 因此, 当系统到达稳态时, 气体向颗粒群的传热与颗粒之间的辐射-吸收传热达到平衡, 即

$$Q_{g \rightarrow p} = Q_{\text{rad}} \quad (4)$$

式中  $Q_{\text{rad}}$  为颗粒之间的辐射-吸收传热, 下文将采用 P-1 模型对其进行分析.

### 1.2.3 颗粒群辐射-吸收传热模型

本文采用一维 P-1 辐射模型进行颗粒群辐射换热分析. P-1 模型在文献[14]中用于计算高温烟气中颗粒相之间的辐射换热, 其计算结果与实验结果具有较好的一致性.

P-1 模型中, 首先引入辐射通量  $G$ :

$$G(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\Omega \quad (5)$$

式中,  $I$  为辐射强度;  $\mathbf{r}$  为位置向量;  $\mathbf{s}$  为方向向量;  $\Omega$  为立体角.

将辐射强度  $I$  按球谐函数展开, 联立辐射输运方程进行化简, 得到的方程如下所示<sup>[16]</sup>:

$$\nabla \cdot (\Gamma_p \nabla G) + 4\pi E_p - a_p G = 0 \quad (6)$$

式中,  $\Gamma_p$  为颗粒群辐射通量的输运系数;  $E_p$  为颗粒群的等效入射辐射;  $a_p$  为颗粒群的等效吸收系数. 其具体表达式如下:

$$\Gamma_p = \frac{1}{3(a_p + \sigma_{sp})} \quad (7)$$

$$E_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \epsilon_{pn} A_{pn} \frac{\delta T_p^4}{\pi V} \quad (8)$$

$$a_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \epsilon_{pn} \frac{A_{pn}}{V} \quad (9)$$

式中,  $\sigma_{sp}$  为颗粒群散射系数; 方程(8)、(9)中的  $\epsilon_{pn}$  为第  $n$  个颗粒的黑度,  $A_{pn}$  为垂直于行程的投影面积; 斯蒂芬-玻耳兹曼常数  $\delta = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ ;  $V$  为控制体积. 颗粒的等效散射系数  $\sigma_{sp}$  定义为

$$\sigma_{sp} = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N (1 - f_{pn})(1 - \epsilon_{pn}) \frac{A_{pn}}{V} \quad (10)$$

式中,  $f_{pn}$  为第  $n$  个颗粒的散射系数.

定义颗粒群的辐射通量  $\mathbf{q}_{\text{rad}} = -\Gamma_p \nabla G$ , 方程(6)可改写为

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_{\text{rad}} = -4\pi E_p + a_p G \quad (11)$$

对于稳态电弧, 假设单位体积内颗粒群的质量与气体质量成正比<sup>[17]</sup>, 记为  $K$ :

$$K = m_s / m_g \quad (12)$$

$m_s$  与  $m_g$  分别代表控制体积中的颗粒质量与气体质量, 则

$$\rho_s V = N \cdot \rho_p \frac{1}{6} \pi d_p^3 = K \rho_g V \quad (13)$$

$$V_p = N \cdot \frac{1}{6} \pi d_p^3 \quad (14)$$

$$K = \frac{V_p}{V} \cdot \frac{\rho_p}{\rho_g} = \varphi \cdot \frac{\rho_p}{\rho_g} \quad (15)$$

式中,  $\rho_s$  为石墨颗粒群的相密度;  $\rho_p$  为石墨颗粒的真密度;  $\rho_g$  为控制体积内的气体密度;  $V_p$  为控制体积内的颗粒总体积;  $N$  为控制体积  $V$  中的颗粒数量;  $d_p$  为颗粒的粒径;  $\varphi$  为颗粒的体积分.

气体密度  $\rho_g$  随气体温度改变而发生变化, 假设随着气体的膨胀, 控制体积内所包含的颗粒数也成比例降低, 颗粒群体积分数  $\varphi$  则成反比降低, 所对应颗粒群与气体的质量比值  $K$  保持不变. 300 K 条件下初始颗粒体积分  $\varphi_0$  所对应的  $K$  值如表 1 所示.

表 1 300 K 时氩气、氢气气体环境下初始颗粒体积分数  $\varphi_0$  对应的  $K$

Tab. 1 The relationship between initial volume fraction  $\varphi_0$  and  $K$  in the atmosphere of argon and hydrogen under 300 K

$\varphi_0$	0.1%	0.2%	0.3%	0.4%	0.5%
$K_{Ar}$	1.39	2.77	4.16	5.55	6.93
$K_{H_2}$	27.48	54.97	82.45	109.93	137.41

1.2.4 边界条件与求解

本文中已知电弧通道壁面温度  $T_w$  以及电弧总输入电流  $I$ , 因此, 对于电弧等离子体控制方程(1)~(4), 其边界条件为

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0, T|_{r=R_w} = T_w \quad (16)$$

$$E = \frac{I}{2\pi \int_0^{R_w} (\sigma \cdot r) dr} \quad (17)$$

$R_w$  为通道的半径,  $r$  为径向距离,  $I$  为电流.

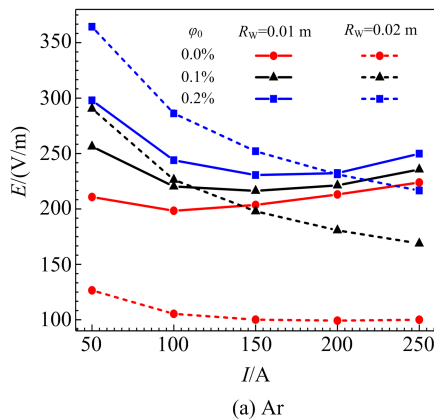
对于颗粒群辐射-吸收传热模型, 边界条件可以采用 Marshak 边界条件<sup>[14]</sup>:

$$q_{rad,w} = -\frac{\epsilon_{pr}}{2(2 - \epsilon_{pr})} (4\sigma T_w^4 - G_w) \quad (18)$$

式中,  $T_w$  为壁面处的温度;  $G_w$  为壁面处颗粒群的辐射热流.

联立方程(1)~(15)及边界条件(16)~(18)后, 可对其进行数值计算求解. 本文利用 Comsol Multiphysics 5.1 软件, 并编写自定义函数进行求解.

2 结果与讨论



2.1 颗粒群对电弧  $E-I$  特性的影响

图 2 与图 3 分别为颗粒群初始体积分数  $\varphi_0$  与通道半径对电弧伏安特性曲线的影响. 由公式(2)、(13)、(15)可以得到

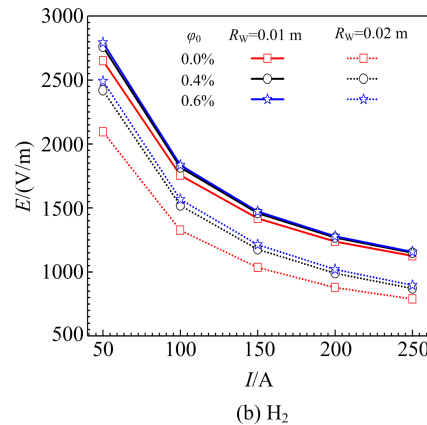
$$Q_{g \rightarrow p} = 12 \frac{\rho_g}{\rho_{g0}} \frac{\varphi_0}{d_p^2} [S(T) - S(T_p)].$$

由此可以得出颗粒通过  $d_p^2$  与  $\varphi_0$  共同影响电弧的伏安特性. 如果改变粒径, 从本质上而言与改变  $\varphi_0$  的作用相似, 也是通过改变颗粒的  $\frac{\varphi_0}{d_p^2}$  来实现对电弧伏安特性的影响. 因此, 研究颗粒对电弧的影响, 可以假设颗粒的粒径为定值, 通过设定初始体积分数  $\varphi_0$  为变量进行研究.

图 2(a)、(b) 分别计算了在颗粒直径为  $50 \mu\text{m}$ 、氢气与氩气气体环境下颗粒群初始体积分数  $\varphi_0$  对电弧伏安特性的影响. 电弧的伏安特性本质上可以从微分形式的欧姆定律进行解释, 即:

$$E = \frac{j}{\sigma}$$

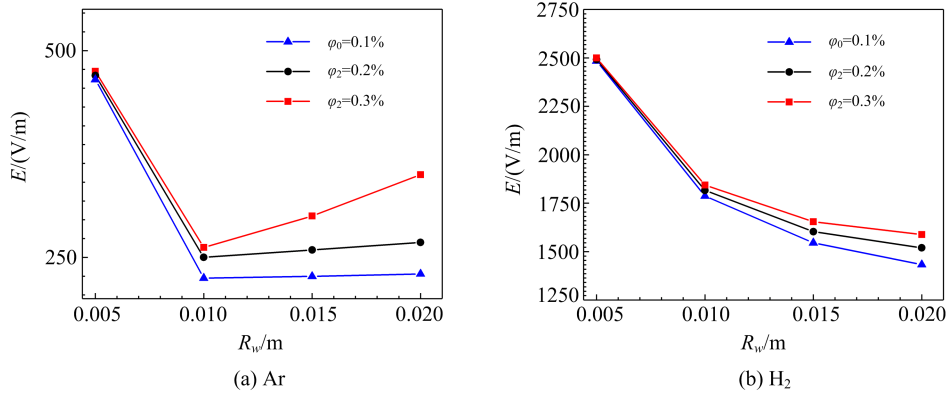
从公式上看电场强度  $E$  取决于  $j$  与  $\sigma$  的大小.  $I$  的增加使得电流密度  $j$  相应增加, 同时造成电弧温度的升高, 使得电导率也随之增加. 对于  $I=150 \text{ A}$ ,  $R_w=0.01 \text{ m}$  的电弧等离子体而言, 由于通道半径较小,  $j$  的增加超过  $\sigma$  的增长速率, 因此呈现上升的伏安特性. 然而, 对于  $R_w=0.02 \text{ m}$  的电弧等离子体而言, 随着  $I$  的增加,  $j$  的增加落后于  $\sigma$  的增长, 于是电场强度随着电流的增加而降低. 但是由于颗粒的存在, 颗粒的吸热作用会使得电弧的温度降低, 从而使得  $\sigma$  的增长变缓, 从图 2(a) 中可看出, 当  $R_w=0.02 \text{ m}$  时, 随着颗粒体积分数的上升, 即  $\varphi_0$  的升



$d_p = 50 \mu\text{m}$ ,  $R_w$  分别为  $0.01 \text{ m}$ ,  $0.02 \text{ m}$

图 2  $\varphi_0$  对电弧等离子伏安特性曲线的影响

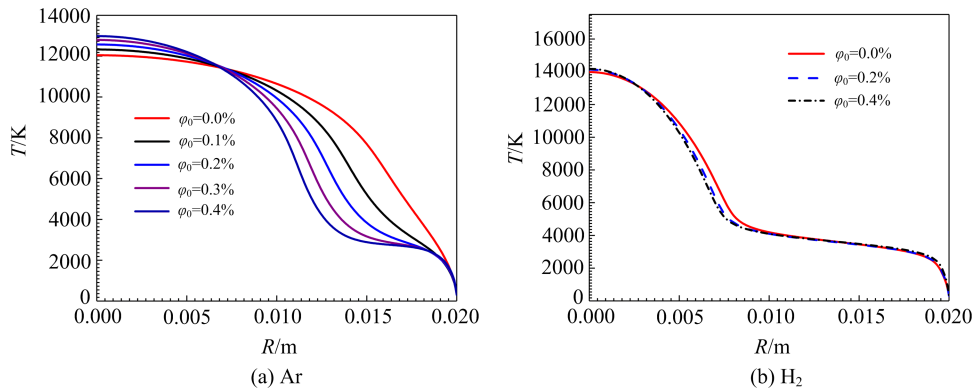
Fig. 2 The effect of  $\varphi_0$  on the voltage-current characteristic of arc plasma



$$d_p = 50 \mu\text{m}, I = 100 \text{ A}$$

图 3 通道半径  $R_w$  对电弧等离子电场强度的影响

Fig. 3 The value of channel radius  $R_w$  on the electrical field strength



$$I = 300 \text{ A}, d_p = 50 \mu\text{m}$$

图 4  $\varphi_0$  对电弧等离子径向温度分布的影响

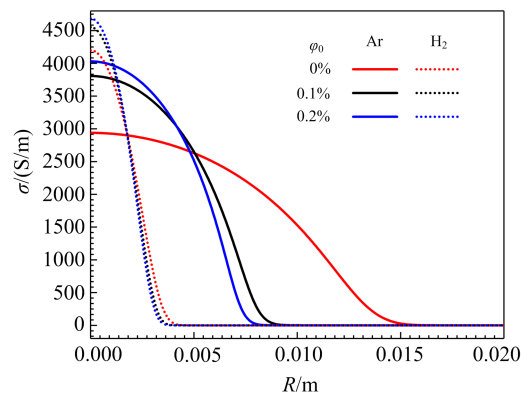
Fig. 4 The effect of  $\varphi_0$  on the radial temperature distribution of arc plasma

高, 电场强度随着  $I$  的增加下降变缓。从图 2(a) 中可以明显看出, 对于氩气电弧, 在相同的电流条件下, 随着  $\varphi_0$  的增加, 电场强度显著上升, 尤其在小电流和大管径的情况下, 电场强度  $E$  升高得愈是明显; 从能量平衡的角度而言,  $\varphi_0$  的提高意味着颗粒的增加, 此时颗粒从等离子体吸收的热量增加, 因而外部输入电弧的能量必须增加, 即焦耳热  $IE$  增加, 由于电流不变, 因此电场强度  $E$  必须增加。

颗粒群的辐射对电弧场强的影响在电弧  $E-I$  特性下降区效果更为显著; 对于管壁半径为 1 cm、电流为 100 A 的氩弧, 引入初始体积分数 0.1% 的石墨颗粒, 其辐射吸收传热可提高电弧场强约 2 倍。对比图 2(a)、(b), 也可以明显观察到不同  $\varphi_0$  影响氢电弧电场的变化趋势与氩电弧相似, 然而对于氩气电弧电场强度的影响要远大于氢气电弧。

图 3 给出了电流为 100 A 时颗粒群分别对氩气电弧和氢气电弧的场强影响随管壁半径  $R_w$  变化的

趋势: 随着电弧管壁半径的增加,  $\varphi_0$  对电场强度  $E$  的影响逐渐增强, 氩气电弧和氢气电弧两者变化趋势相似, 对前者的影响大于后者。



$$I = 300 \text{ A}, d_p = 50 \mu\text{m}$$

图 5  $\varphi_0$  对电弧等离子径向电导率分布的影响

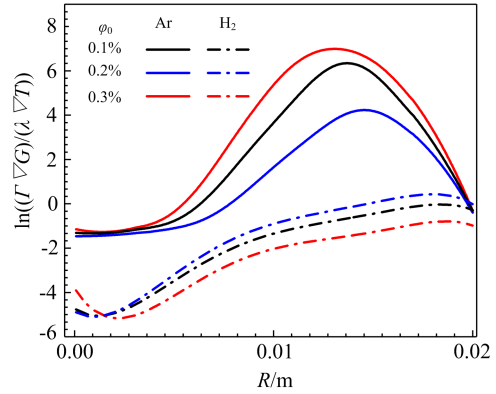
Fig. 5 The effect of  $\varphi_0$  on the radial electrical conductivity distribution of arc plasma

图 4、图 5 分别为电流为 300 A、颗粒直径为 50  $\mu\text{m}$  的工况下  $\varphi_0$  对电弧温度分布及电导率分布的影响。由图可知,随着  $\varphi_0$  的提高,电弧中心温度升高,同时弧柱高温区域变窄,高温区被压缩。从能量平衡的角度可知, $\varphi_0$  的提高导致颗粒群从等离子体吸收的热量增加,因而电场强度  $E$  增加(如图 2、图 3 所示),根据 Elenbaas-Heller 方程<sup>[13]</sup>,此时弧柱中心的温度将上升。另一方面,颗粒的吸热对电弧等离子体具有冷却作用,因而将导致电弧通道的收缩,即高温区域将减小。值得注意的是,此结果与 Proulx 等所做的计算结果<sup>[12]</sup> 相吻合。如图 4、图 5 所示,对比图 4(a)与(b)的温度分布,并且结合图 5 电导率分布,可以明显看出  $\varphi_0$  对 Ar 电弧通道的压缩作用要远远高于其对  $\text{H}_2$  电弧的影响。

### 2.2 颗粒群辐射传热特性

随着初始颗粒体积分数的增加,“颗粒辐射/气体导热功率比”增加。对于氢气电弧,“颗粒辐射/气体导热功率比”最大值略小于 1;对于氩气电弧,由于氩气的导热系数要远远低于氢气的导热系数,其“颗粒辐射/气体导热功率比”最大值远大于 1,造成了颗粒的体积分数对氩气温度分布的影响非常显著,明显强于对氢气电弧的影响。沿着半径增加方向“颗粒辐射/气体导热功率比”先增加后降低,结合图 7 的能量密度分布可以分析得到:在电弧内部,虽然电弧温度很高,但颗粒温度被限制在石墨升华点,且颗粒数密度低,所以辐射较小,影响不大,气体传热作用远大于颗粒辐射传热,焦耳热大部分由气体导热传递;随着半径增加,在电弧边缘(电导率为 0)外侧,由于颗粒温度和密度都高,辐射传热作用强,

$Q_{\text{rad}} = Q_{\text{g} \rightarrow \text{p}}$  显著增加,因此对电弧外边缘冷却作用显著增强,产生对电弧压缩作用;随着半径进一步增加,颗粒辐射逐步降低,吸收增强,传热作用逐步降低;在冷壁附近,颗粒辐射传热为负值,表现为净吸收,转变为颗粒向气体传热( $Q_{\text{g} \rightarrow \text{p}} < 0$ ),图 6、图 7 的颗粒群辐射-吸收通量梯度分布更明确地显示出壁面附近的颗粒对辐射吸收的作用。



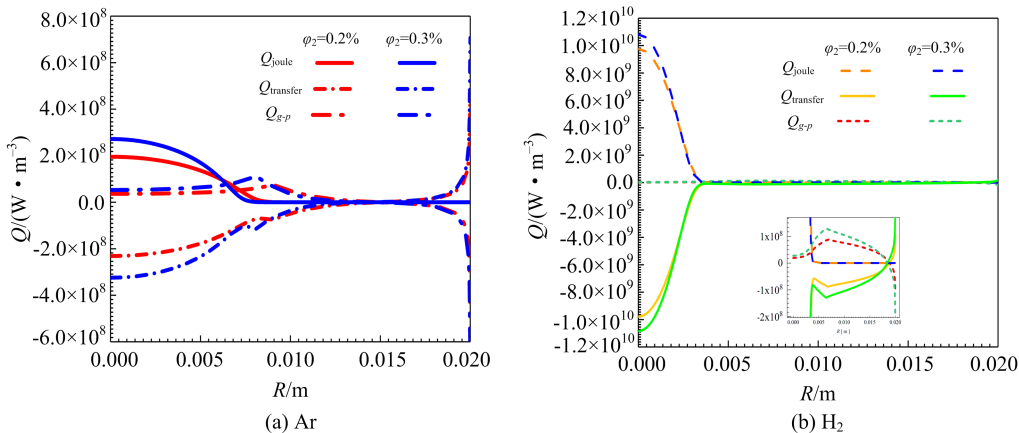
$I = 300 \text{ A}, d_p = 50 \mu\text{m}$

图 6  $\varphi_0$  对颗粒间辐射传热功率与气体导热功率比值的影响

Fig. 6 The effect of  $\varphi_0$  on the ratio of radiation between particle groups to the heat transfer of thermal plasma

### 2.3 颗粒群辐射传热应用的讨论

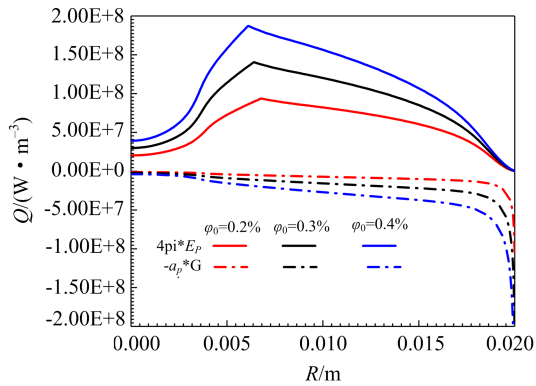
图 8 描述了在电流为 100 A、颗粒直径为 50  $\mu\text{m}$ 、通道半径为 0.02 m 的氩气工况下, $\varphi_0$  对颗粒群辐射发射和辐射吸收的通量梯度分布的影响。结合图 6、图 7 和图 8 分析可知,颗粒群辐射传热在径向不同区域有其各自特点:①在电弧内部,虽然等离子体温度很高,但是颗粒群数密度较低,且由于颗粒最高温度只能达到相变温度,因而辐射传热作用不



$I = 300 \text{ A}, d_p = 50 \mu\text{m}, R_w = 0.02 \text{ m}, Q_{\text{Transfer}} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T); Q_{\text{Joule}} = \sigma E^2; Q_{\text{g-p}} = \nabla \cdot (\Gamma \nabla G)$

图 7  $\varphi_0$  对能量分布的影响

Fig. 7 The effect of  $\varphi_0$  on the radical distribution of energy



Ar,  $I = 100$  A,  $d_p = 50$   $\mu\text{m}$ ,  $R_w = 0.02$  m.

图 8  $\varphi_0$  对颗粒群辐射发射和辐射吸收的  
通量梯度分布的影响

Fig. 8 The effect of  $\varphi_0$  on the distribution of flux gradient  
of radiation emission and radiation absorption

明显. 若要发挥该区域作用, 可通过外力方式, 提高电弧内部颗粒群数密度. ②在电弧外部边缘, 颗粒群辐射传热作用显著增强: 对于氩气, 颗粒群辐射传热远高于气体导热; 对于氢气, 颗粒群辐射传热略小于气体导热. 这是影响电弧  $E-I$  特性的主要区域. 由于氢气是导热性最好的单元素气体, 因而可以推测, 对于其他单元素气体电弧等离子体, 颗粒群辐射传热作用对电弧  $E-I$  特性的影响更为显著. ③在壁面附近, 如图 7 所示, 颗粒群辐射传热为净吸收, 实际应用中颗粒群的辐射吸收能量转变为颗粒的温升 (而不是转变为颗粒向气体传热), 从而降低了对壁面传热损耗, 加强了对焦耳热的有效利用, 有利于提高等离子体炬的热效率.

本文基于定常电弧的径向充分发展段 (无轴向梯度), 讨论了颗粒群辐射传热对电弧的作用. 颗粒群辐射传热对电弧产生冷却压缩作用, 导致电弧场强增加, 其作用随着冷却管壁尺寸增大而增强. 由于加热效率要求, 实际应用等离子体炬时电弧全部处于发展段, 其电弧等效冷却尺寸 (流动气体冷却) 小于实际管壁直径, 颗粒群辐射作用效果可能有所降低. 但可以通过延长电弧提高颗粒群的作用: 随着电弧纵向长度增加, 电弧径向能够得到进一步发展, 颗粒群辐射传热作用段长度增加, 从而提高电弧电压; 或者从另一个角度, 颗粒群辐射传热可以压缩电弧, 限制电弧径向发展, 提高电弧长度.

将颗粒直接注入电弧等离子体炬的应用不多, 但具有极大的潜在应用价值, 对此的基础研究报道寥寥无几. 本文研究仅考虑了电弧特殊状态下颗粒

群辐射传热对电弧的影响, 实际在等离子体炬中颗粒群与电弧的相互作用有更多更复杂的因素: 处于等离子体-颗粒群热非平衡状态及密度分布非平衡状态下的非定常状态、湍流、颗粒群的热物性、颗粒的相变过程, 以及颗粒气化或气体凝聚引起等离子体气体性质的变化等. 这些因素可以直接或间接影响电弧的传热特性进而影响伏安特性. 这些因素作用相互耦合, 具有较强的非线性. 理解这些问题具有较大的挑战性和很高的应用价值.

### 3 结论

本文以 Elenbass-Heller 能量平衡方程为基础, 考虑颗粒群的辐射-吸收传热过程, 采用 P-1 辐射模型求解辐射传热项, 数值计算分析颗粒群辐射-吸收特性对电弧传热特性和电弧  $E-I$  特性的影响, 得到以下几点主要结论:

(I) 随着初始颗粒体积分数  $\varphi_0$  的增加, “冷却压缩”的效果变得更加明显, 并且电压值显著上升. 例如, 当  $\varphi_0$  从 0 增加 0.1% 时, 氩气电弧的导电通道半径可以被压缩多达三分之一, 并且电压的增加高达 100%.

(II) 由于氢气的热导率远高于氩气的热导率, 因此颗粒群的辐射对氩弧等离子体的影响远高于对氢弧等离子体的影响.

(III) 当通道半径较大时, 颗粒群对电弧伏安特性曲线的影响要更加显著. 在相同的初始颗粒体积分数下, 当通道半径较大时, 电弧电场强度升高得更明显.

#### 参考文献 (References)

- [1] YANG K, RONG J, FENG J, et al. Excellent wear resistance of plasma-sprayed amorphous  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  ceramic coating [J]. Surface and Coatings Technology, 2017, 326: 96-102.
- [2] ZAVAREH M A, SARHAN A A D M, RAZAK B B A, et al. Plasma thermal spray of ceramic oxide coating on carbon steel with enhanced wear and corrosion resistance for oil and gas applications [J]. Ceramics International, 2014, 40(9): 14267-14277.
- [3] PRAVEEN K, SIVAKUMAR S, ANANTHAPADMANABHAN P, et al. Lanthanum cerate thermal barrier coatings generated from thermal plasma synthesized powders [J]. Ceramics International, 2018, 44(6): 6417-6425.
- [4] GOMEZ E, RANI D A, CHEESEMAN C, et al.

- Thermal plasma technology for the treatment of wastes: A critical review[J]. *Journal of Hazardous Materials*, 2009, 161(2-3): 614-626.
- [5] KARPENKO E, MESSERLE V, USTIMENKO A. Plasma-aided solid fuel combustion[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 3353-3360.
- [6] MA J, SU B, WEN G, et al. Pyrolysis of pulverized coal to acetylene in magnetically rotating hydrogen plasma reactor[J]. *Fuel Processing Technology*, 2017, 167: 721-729.
- [7] MELLOR I, GRAINGER L, RAO K, et al. 4-Titanium Powder Production via the Metalysis Process [M]// *Titanium Powder Metallurgy: Science, Technology and Applications*. New York: Elsevier, 2015: 51-67.
- [8] CHEN X, CHEN X M. Drag on a metallic or nonmetallic particle exposed to a rarefied plasma flow [J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1989, 9(3): 387-408.
- [9] CHEN X, PFENDER E. Heat transfer to a single particle exposed to a thermal plasma [J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1982, 2(2): 185-212.
- [10] CHEN X, CHYOU Y, LEE Y C, et al. Heat transfer to a particle under plasma conditions with vapor contamination from the particle[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1985, 5(2): 119-141.
- [11] WAN Y, PRASAD V, WANG G X, et al. Model and powder particle heating, melting, resolidification, and evaporation in plasma spraying processes[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1999, 121(3): 691-699.
- [12] PROULX P, MOSTAGHIMI J, BOULOS M I. Plasma-particle interaction effects in induction plasma modeling under dense loading conditions [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1985, 28(7): 1327-1336.
- [13] LIAO M R, LI H, XIA W D. Approximate explicit analytic solution of the Elenbaas-Heller equation[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 120(6): 063304.
- [14] SAZHIN S, SAZHINA E, FALTSI-SARAVELOU O, et al. The P-1 model for thermal radiation transfer: advantages and limitations[J]. *Fuel*, 1996, 75(3): 289-294.
- [15] CHEN X. Particle heating in a thermal plasma[J]. *Pure and Applied Chemistry*, 1988, 60(5): 651-662.
- [16] SIEGEL R, HOWELL J R. *Thermal Radiation Heat Transfer* [M]. Washington D. C.: Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- [17] REYNOLDS Q. Interaction of dust with the DC plasma arc: A computational modelling investigation [J]. *Journal of the Southern African Institute of Mining and Metallurgy*, 2015, 115(5): 395-407.