

磁分散电弧等离子体位形的阴极形状效应

白冰, 查俊, 张晓宁, 陈塘, 王成, 夏维东

(中国科学技术大学热科学与能源工程系, 合肥 230027)

摘要: 采用简化阴极的一维边界层模型, 将同轴磁旋转电弧等离子体发生器的阴极与弧柱耦合求解, 使用 FLUENT 软件, 数值模拟了不同锥角阴极的形状对磁分散电弧等离子体、阴极弧根和阳极弧根位形的影响。结果表明: 阴极弧根具有扩散特征, 其电流密度为 $10^7 \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ 量级; 阴极形状的改变引起阴极弧根位形和电流密度分布变化, 从而影响等离子体参数分布; 随着阴极锥角的增大, 阴极弧根从阴极前端移动到阴极侧面, 等离子体区域向下游偏移, 等离子体轴向厚度减小。

关键词: 阴极形状; 电弧等离子体位形; 阴极弧根; 磁分散电弧

中图分类号: O539

文献标识码: A

1 引言

电弧等离子体在工业中应用广泛。然而由于电弧自收缩效应, 能量集中且能量梯度大, 导致了在大规模工业应用中的困难^[1]。为了得到梯度较小且面积较大的等离子体, 在同轴式等离子体发生器内加入轴向磁场, 使等离子体在洛伦茨力的作用下绕对称轴高速旋转, 形成充满整个发生器截面的分散电弧等离子体^[2]。典型的同轴电弧等离子体发生器的电弧具有收缩的阴极弧根、扩散或收缩的阳极弧根、自收缩的弧柱的特征, 与之不同, 充分分散的磁旋转电弧等离子体弧柱具有二维轴对称位形, 阳极为轴对称的周向扩散型, 而阴极弧根则呈现出多种位形结构: 收缩圆形斑点、分裂圆形斑点、扩散圆形斑点和扩散环状斑等^[3-5]。由于磁分散电弧等离子体存在多场耦合的复杂性, 其中阴极鞘层更加复杂, 对于这种多样的扩散型阴极弧根现象的产生机制、受何种因素影响、又如何影响等离子体参数分布等等, 目前还缺乏深入的研究。在磁分散电弧等离子体的模拟中, 边界条件对弧根的位形影响很

大, 弧根并不局限于电极(阴极)前端, 而且不同电极形状会影响发生器内的流场, 从而影响等离子体位形。因此数值模拟研究阴极形状对磁分散电弧等离子体参数分布的影响需要耦合阴极计算。本文采用数值模拟方法, 以不同阴极形状为对象, 数值模拟二维轴对称磁分散电弧等离子体阴极弧根位形、弧柱位形及阳极弧根位形, 探讨不同阴极弧根位形产生机制及阴极弧根位形与等离子体位形之间的关系。

2 模型介绍

小尺度磁分散等离子体的弧柱区高温区平均温度约为 13000K 左右, 等离子体基本处于局域热力学平衡的状态或偏离热力学平衡状态不远, 可以使用热力学平衡的磁流体力学方程组求解。湍流模型采用 $k-\epsilon$ 模型。方程组详见文献[1]。

研究阴极对等离子体分布的影响必然要考虑阴极鞘层的处理问题, 本文采用的是 LOWKE 提出的一维鞘层模型^[6]。该模型将电子迁移率与 LTE 下

收稿日期: 2012-04-20; 修订日期: 2012-08-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50876101; 11035005)

作者简介: 白冰(1984-), 男, 天津市人, 博士研究生, 从事磁分散电弧等离子体的模拟研究。

的等离子体电导率结合, 构造成有效电导率。

在近阴极区, 为了计算有效电导率, 需要近阴极区的电子数密度。只考虑电子的双极扩散与电离复合, 电子密度连续性方程可以写成:

$$\nabla \cdot (D_A \nabla n_e) = \gamma(n_e^2 - n_{eq}^2) \quad (1)$$

式中, n_e 为电子数密度; $D_A = \frac{2kT\mu_i}{e}$ 为双极扩散系数; μ_i 为离子迁移率; n_{eq} 为局域热力学平衡的电子数密度。 $\gamma = 1.1 \times 10^{-12} n_e T^{-4.5} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 为电子离子结合系数。

用式(1)求得的近阴极区的电子数密度, 可以得到近阴极区的有效电导率为:

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{n_e e}{n_0 / (n_T \mu_e) + (2en_e n_{eq}) / (n_T \sigma)} \quad (2)$$

式中, μ_e 为电子迁移率; σ 为局域热力学平衡的等离子体电导率; n_0 为当地温度的平衡中性粒子数密度; $n_T = n_0 + 2n_e$ 为总粒子数密度。

在阴极表面, 除了等离子体对阴极的传热外, 忽略等离子体对阴极表面的辐射, 能量通量还包括阴极热发射带走的能量、正离子对带给阴极的能量以及阴极热辐射:

$$F_c = |j_r| \Phi_c + |j_i| V_i - \epsilon \alpha T^4 \quad (3)$$

式中, T 为阴极表面的温度; Φ_c 为阴极的功函数; V_i 为工质的一次电离能; ϵ 为表面发射系数; α 为斯蒂芬-玻尔兹曼常数。 j_r 为电子发射电流密度, $J_R \sim J_c$; $j_i = j - |j_r|$ 为离子电流密度, 如果 $j_i < 0$, 令 $j_i = 0$ 。

$$|j_r| = AT^2 \exp \frac{-\Phi_c e}{k_B T} \quad (4)$$

式中, A 为热发射常数, 与阴极材料有关; Φ_c 为功函数; k_B 为玻尔兹曼常数。

3 计算条件

在轴对称结构的磁旋转电弧等离子体发生器中, 完全分散的等离子体具有很好的二维轴对称特性, 可以简化为二维计算。图 1 为计算域半剖面示意图, 尺寸如图所示。图 1 中 α 是阴极前端的半锥角, 分别为 30° 、 45° 、 60° 和 90° 。I 是阴极棒侧面(阴

极侧面)与阴极圆台侧面(阴极锥面)的交线, J 是阴极锥面与阴极前端面的交线, 反映在二维图上是两点, B 是前端面的圆心。当 α 为 90° 时, I、J、B 三点在一条直线上, 阴极锥面消失同面。G-H 是气体入口, 进气速度是 $0.5 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。H-A 是阴极电流入口, 总电流 200A。H-I-J-B 是阴极表面, 其热边界条件由方程(3) F_c 确定。G-F-E 是阳极壁面, 热边界恒温 1000K, 电势为零。A-B-C 是对称轴, C-D-E 是压力出口。计算域内外加 0.05T 的轴向磁场。工质气体为氩气(Ar), 阴、阳极材料分别是钨和石墨。

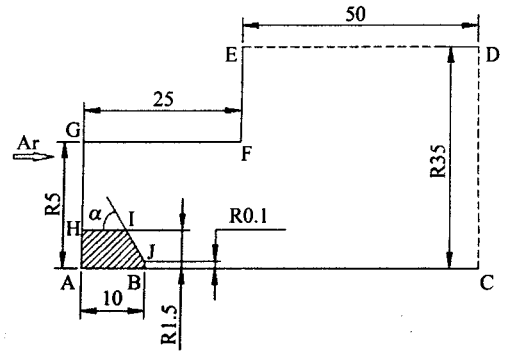


图 1 计算域

4 结果及讨论

图 2 为半锥角分别为 30° 、 45° 、 60° 和 90° 的四种阴极形状的等离子体温度分布图。从图 2 中可以看出, 等离子体温度分布轮廓类似“碗”状结构。“碗底”位于阴极前端, “碗口”朝弧室出口方向。在等离子体上游(气体流动方向)和下游各有一个漩涡回流区域, 形成“碗底”和“碗口”的“凹”形。等离子体高温区域位于阴极弧根附近, 等离子体极值温度在 13300K 左右。由于气体高速旋转流动产生径向射流, 径向射流在阳极壁面处被阻挡转变为轴向流动, 所以阳极壁面附近等离子体区域厚度显著增加。

4.1 阴极形状对弧柱及阳极弧根位形的影响

从图 2 中可以看出, 对于不同的阴极锥角, 等离子体温度分布轮廓形状相似, 但随阴极半锥角增加, 高温区位置由阴极前端中心和阴极锥面($\alpha=30^\circ$)转移至阴极侧面与锥面的交界线附近(I 点, $\alpha=90^\circ$)。

等离子体最高温度随阴极形状变化幅度很小，约为 1.4%。

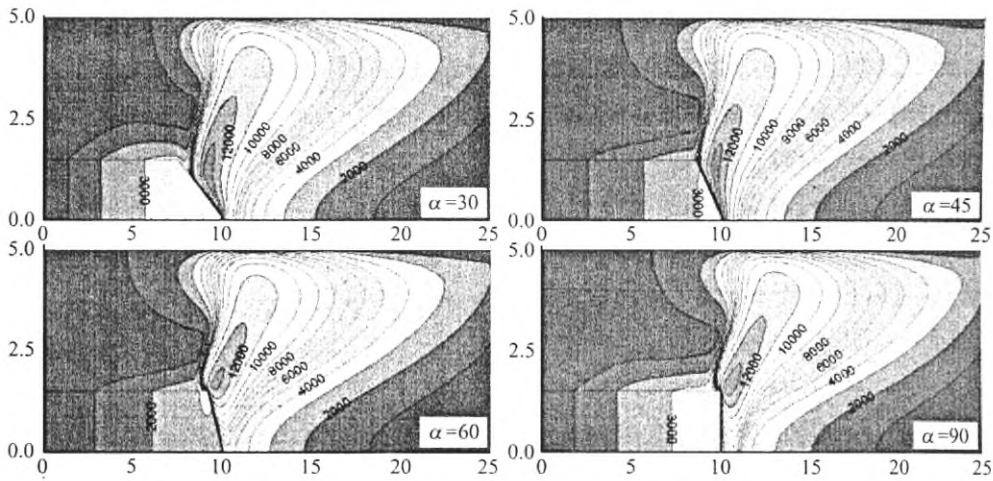


图2 等离子温度分布图

图3是 $r=3\text{mm}$ 处轴向温度分布。从图3中可以看出，不同形状阴极产生的等离子体在 $r=3\text{mm}$ 处温度分布变化趋势相似：温度分布曲线最大值约为 12000K ，等离子体上游温度梯度较高，最大值约为 $5.5 \times 10^6 \text{K} \cdot \text{m}^{-1}$ ，下游温度梯度相对较小，最大值约为 $9.2 \times 10^6 \text{K} \cdot \text{m}^{-1}$ ；随着阴极锥角的增加，等离子体向下游移动，轴向厚度略有减小。图4是阳极表面电流密度分布。与弧柱区变化趋势相似，随着阴极锥角的增加，阳极弧根向下游移动，弧根轴向宽度有所下降。

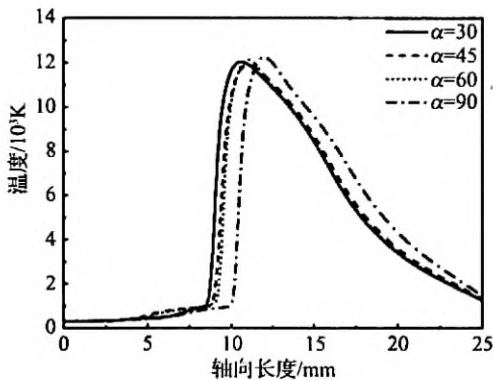


图3 距离轴线3mm处温度分布

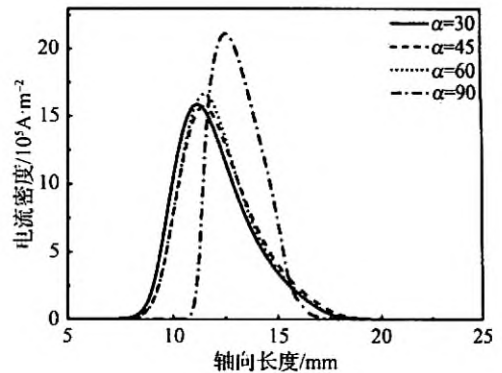


图4 阳极表面电流密度分布

从图4的阳极表面电流密度可以看出，与等离子体厚度变化趋势相反，半锥角为 90° 时，阳极电流密度最大，极值电流密度为 $2.1 \times 10^6 \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ 左右；随着阴极半锥角的减小，阳极弧根电流密度显著降低，半锥角为 30° ，阳极弧根电流密度极值下降到 $1.57 \times 10^6 \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ 。这种强迫分散等离子体的阳极的电流密度极值远小于自由电弧的阳极电流密度^[9] (最大值 $4 \times 10^6 \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$)。分析其原因可能是：相对向阳极发展自由电弧，周向分散的电弧等离子体的弧柱面积增大，从而导致阳极弧根面积增加，降低阳极弧根的电流密度。在同样弧室结构、同样阳极

边界条件,但阴极为固定收缩弧根时的数值模拟[7]所得到的阳极电流密度极值为 $2.5 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$,与之相比,本计算结果减小了 37%。这是本研究将阴极耦合计算,得到了分散型阴极弧根,阴极弧根面积增大,从而导致由阴极向阳极发展的电弧通道面积增大,进一步使阳极弧根面积增大。

从图 2~4 可以得到,随着阴极半锥角的增大,等离子体阴极弧根从阴极前端移动到阴极侧面,等离子体弧根区向下游移动,整个等离子体表现出向发生器出口偏斜的旋转特征,而且等离子体轴向厚度减小。

4.2 阴极形状对阴极弧根位形的影响

图 5 是阴极弧根的电离密度分布。图 5 中空心的箭头位置为阴极拐角 I 点——阴极锥面与阴极侧面交界线,实心箭头位置为阴极拐角 J 点——阴极锥面与阴极前端面交界线。 $x=0$ 点对应 I 点。

半锥角为 30° 时,除了在 J 点($x=2.8\text{mm}$)处电流出现由尖端效应造成的收缩外,电流较均匀分布于前表面和阴极锥面($x>0$),相比于典型收缩性阴极弧电流密度的指数形分布,电流密度变化不大,维持在 $(3 \sim 4) \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$,小于收缩弧根平均电流密度 ($1 \times 10^8 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$),呈现出扩散型阴极弧根的特征;半锥角为 45° 时,阴极弧根电流分布与半锥角为 30° 时相似,除了在 J 点处由尖端效应出现的收缩外,电流沿锥面在 $x>0.5$ 范围内分布,较为均匀,为扩散型阴极弧根。与半锥角为 30° 时略有不同,电流分布向 x 负方向移动,在 $x<0$ 的圆柱侧面,有电流分布。半锥角 60° 和 90° 时,阴极弧根在 I 点收缩,在 I 点两侧,电流密度梯度较大,锥面和端面电流分布大于圆柱侧面。锥面和前表面的电流分布 ($J < 2 \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$) 占总电流 59%,说明除了收缩点外,阴极弧根仍呈现扩散型特征。从电流密度量级来看,除了 I 点和 J 点外,其他部分的电流密度均小于收缩电弧弧根的平均电流密度,弧根在阴极的周向和轴向上扩散,弧根面积增大。扩散的阴极弧根随着阴极半锥角的增大向阴极侧面移动,尖端效应的收缩点从 J 点移动至 I 点。

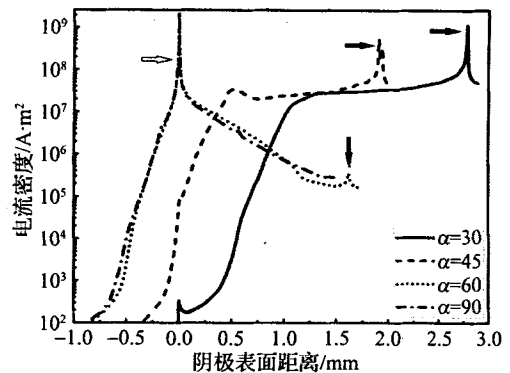


图 5 阴极表面电流密度分布

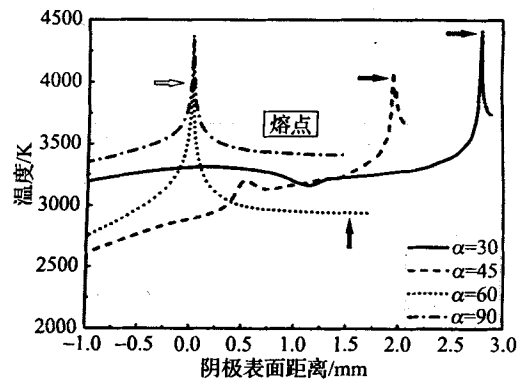


图 6 阴极表面温度分布

图 6 是阴极表面温度分布。图 6 中箭头含义与图 5 一致。半锥角为 30° 和 45° 的温度曲线相似,阴极侧面和前表面温度较低,约为 3300K ,温度曲线在 J 点有凸起,前者温度极值和平均值高于后者。半锥角为 60° 和 90° 的温度分布曲线类似,温度在 I 点凸起,除此之外,温度分布平滑,前者温度极值和平均值显著小于后者,平均减小了 14.3%。以上结果说明,阴极弧根所在位置的夹角越小,弧根处阴极表面温度越高,显然与阴极形状引起传热效果关系密切。 $\alpha=30^\circ$ 、 $\alpha=45^\circ$ 、 $\alpha=60^\circ$ 、 $\alpha=90^\circ$ 比较图 5 和图 6,可以看出,除了阴极拐角处外,阴极表面温度分布与电流密度分布并不具有很好的相关性。如半锥角为 30° 时, $0 < x < 1.0$ 处阴极表面温度略高于 $1.2 > x > 1.0$ 处,但前者区间的电流密度分布却显著小于后者。说明阴极弧电流密度不仅受阴极表面温度影响,也会受其他因素影响,例如受等离子体参数

分布影响。忽略等离子体扩散电子电流的影响,阴极电流包括阴极热发射电流和离子电流。而阴极热发射电流与阴极表面温度相关,而离子电流则主要与等离子体参数密切相关。因此等离子体位形的改变会影响阴极弧根位形。

4.3 流场对等离子体位形的影响

弧室半剖面流线图如图7所示。等离子体在洛伦茨力的作用下绕轴线旋转产生径向射流,等离子体弧柱区流线平行,主要方向为径向,略向下游倾斜;径向射流遇阳极壁面阻挡在电弧上游形成逆时针涡旋,在下游区与阳极壁面平行流出发生器;径向射流使等离子体下游区阴极前端产生负压,从而产生自发生器出口处的气体回流。弧柱区的轴向位置主要由上游气体流动和下游回流气体流产生的静力及与洛伦兹力之间平衡位置决定。从图中可以看出,随着阴极半锥角的增大,等离子体上游的涡旋变化明显,而下游无明显变化。阴极半锥角为 30°

时,上游涡旋较小,流线较密;半锥角为 45° 时,上游涡旋最大,半锥角为 60° 和 90° 时,涡旋呈减小的趋势。随着阴极半锥角的增大,等离子体区域的流线整体向下游倾斜略微增加。

在图2和图7中,我们注意靠近阴极的流线的变化。由于阴极形状效应,当半锥角为 30° 时,靠近阴极的流线在越过圆柱面与圆锥面交界拐点后继续沿阴极锥面处向下游流动,然后在电弧区经约 140° 转径向正向流动;随着半锥角的增大,过拐点后向下流动的趋势越来越小,流线的速度转折点的位置由阴极锥面($\alpha=30^\circ$, $\alpha=45^\circ$)转移至阴极侧面与锥面的交点处($\alpha=60^\circ$, $\alpha=90^\circ$),与阴极弧根中心的位置的转移趋势相同。根据以上分析,作者认为阴极形状影响阴极附近的流场,阴极形状与阴极附近的流场共同作用改变阴极弧根位形,从而影响等离子体弧柱位形。

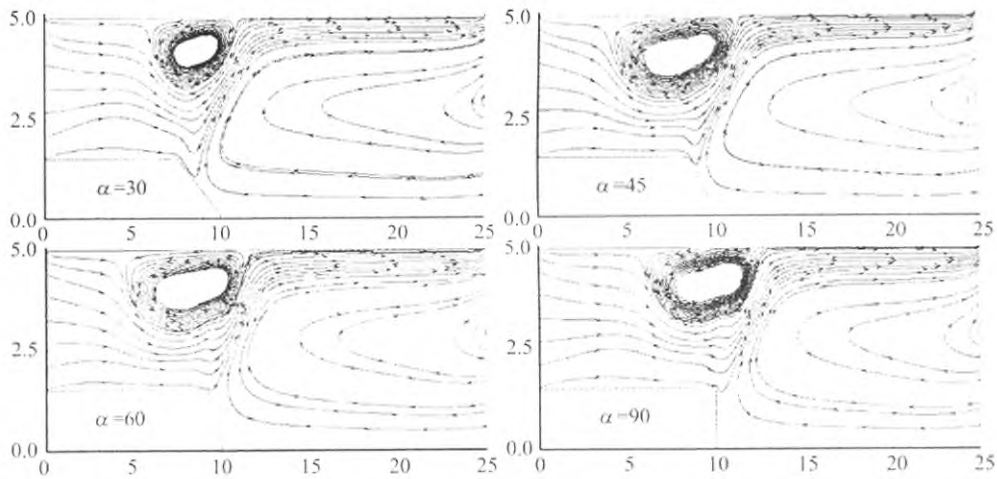


图7 不同阴极形状发生器内的流线图

5 结论

本文采用简单阴极鞘层模型耦合阴极,模拟了不同阴极锥角的磁分散电弧等离子体的传热与流动,得出如下结论:

等离子体呈碗状结构,阴极弧根和阳极弧根均为扩散的弧根形态。随着半锥角的增大,弧根位置

阴极前端向阴极侧面移动。等离子体总体略微向轴向正方向倾斜,等离子体轴向厚度减小。阳极弧根电流密度增大,弧根位置向下游移动。阴极弧根位形与弧柱相互影响,阴极形状对等离子体流场的直接影响较小,阴极形状的不同造成阴极弧根位置的不同才是造成等离子体流场变化的主要因素。

参考文献:

- [1] 陈熙. 热等离子体传热与流动 [M]. 北京: 科学出版社, 2009.
- [2] Xia Wei-dong, Zhou He-ling, Zhou Zhi-peng, et al. Evolution of cathodic arc roots in a large-scale magnetically rotating arc plasma [J]. IEEE Trans. Plasma Sci., 2008, 36(4): 1048–1049.
- [3] Zhou He-ling, Zhou Zhi-peng, Li Lin-cun, et al. Investigation of a novel large area dispersed arc plasma source with time-resolved ICCD imaging [J]. IEEE Trans. Plasma Sci., 2008, 36(4): 1082–1083.
- [5] Zhou He-ling, Li Lin-cun, Cheng Liang, et al. ICCD imaging of coexisting arc roots and arc column in a large-area dispersed arc-plasma source [J]. IEEE Trans. Plasma Sci., 2008, 36(4): 1084–1085.
- [6] Li Lincun, Xia Weidong, Zhou Heling, et al. Three-dimensional modelling of a DC arc in cross-flow [J]. Plasma Science and Technology, 2007, 9(5): 564–569.
- [7] Lowke J J, Morrow R, J Haidar. A simplified unified theory of arcs and their electrodes [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 1997, 30: 2033–2042.
- [8] 黎林村. 磁分散电弧等离子体的实验研究与数值模拟 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2008.

The effect of cathode shape in magnetically dispersed arc plasma

BAI Bing, ZHA Jun, ZHANG Xiao-ning, CHEN Tang, WANG Cheng, XIA Wei-dong
(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Abstract: The arc plasma in the coaxial magnetically dispersed arc plasma generator exhibits typically dispersed uniform arc column as well as diffusive cathode root. The arc root characteristic depends on the boundary condition as well as the cathode shape. Magnetically dispersed arc plasma coupled with different shape of cathode is numerically simulated by simplified cathode sheath model with FLUENT. The result shows that the cathode arc root appears to be dispersive, the order of magnitude of which is $10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$. The configurations and the current density of arc root which has an effect on the plasma distribution highly rely on the cathode shape. With the apex angle of the cathode increase, the cathode arc root moves from the tip to the side of the cathode. The plasma moves downstream and the thickness of the cathode decrease.

Key words: Cathode shape; Cathode arc root; Plasma configuration; Dispersed arc