

# Étude de la zone cathodique d'un arc électrique

Bartholomej POKRZYWKA<sup>a</sup>, Karol MUSIOL<sup>b</sup>, Stéphane PELLERIN<sup>c,d</sup>, Ewa PAWELEC<sup>b</sup>,  
Jean-Marie CORMIER<sup>c</sup>, Joseph CHAPELLE<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Institute of Physics, Cracow Pedagogical University, ul. Podchorazych 2, 30-084 Krakow, Poland

<sup>b</sup> Institute of Physics, Jagellonian University, ul. Reymonta 4, 30-459 Krakow, Poland

<sup>c</sup> GREMI, CNRS–université d'Orléans, BP 6759, 45067 Orléans cedex 2, France

<sup>d</sup> LASEP, université d'Orléans–Centre universitaire de Bourges, BP 4043, 18028 Bourges cedex 2, France

(Reçu le 17 août 1998, accepté le 23 septembre 1998)

**Résumé.** Dans le cas d'un arc électrique éclatant dans l'argon à la pression atmosphérique, les températures du plasma au voisinage de la pointe cathodique dépassent souvent  $T_e = 25\,000\text{ K}$  et les densités électroniques peuvent atteindre  $N_e = 2 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-3}$ . Par ailleurs, cette région de faible diamètre ( $d < 1\text{ mm}$ ) est caractérisée par de très forts gradients de températures et de densités qui donnent naissance à de violents courants radiaux de gaz froids dirigés de la périphérie vers l'axe de la colonne de plasma ; il en résulte une surpopulation des atomes d'argon dans leur état fondamental et bien que la densité électronique  $N_e$  soit très élevée, on observe d'importants écarts par rapport à l'équilibre thermodynamique local. Nous présentons une estimation théorique de cet effet qui donne des résultats cohérents avec l'expérience. © Académie des sciences/Elsevier, Paris

plasma d'arc / argon / zone cathodique / diagnostic spectroscopique

## *Study of the cathode region of an electric arc*

**Abstract.** *The plasma in the neighbourhood of the cathode tip of an electric arc shows spatial dependence on its physical equilibrium state. Near the axis the plasma is in the local thermodynamic equilibrium (LTE) state. Toward the outer zones, the plasma state deviates from the LTE equilibrium. This deviation is related to the distance from the cathode tip rather than to the electron temperature and density. In our opinion, it is caused mainly by the ArI ground state overpopulation. Results of our experiments support this conclusion. This overpopulation is caused by inward transport of ground state atoms into the plasma column due to the fast flow of the plasma near the tip. Our theoretical estimations of the ArI ground state overpopulation give results consistent with the experiment. © Académie des sciences/Elsevier, Paris*

*arc plasma / argon / cathode region / spectroscopic diagnostic*

Note présentée par Guy LAVAL.

## ***Abridged English Version***

### **1. Introduction**

Over the last few years, the near cathode region of an electric arc has been intensively studied. It has been observed in several experiments that the off-axis maximum value of the neutral atom line total intensity depends on the distance from the cathode. In particular, in our previous publications [1–3], we presented results of spectroscopic diagnostics performed for an argon arc plasma burned at atmospheric pressure with the arc current of 200 A where these phenomena were observed.

Formally, there are two possible explanations for this phenomena: the plasma equilibrium state depends on the distance from the cathode, or pressure gradients exist in this plasma zone. To find an answer to the question as to which mechanism plays the dominant role in the phenomenon described above, we performed plasma model calculations.

### **2. Experimental results**

Several slices at a distance  $h$  from the cathode of the electric arc were investigated spectroscopically and plasma diagnostic was performed using various methods applied to ArI, ArII and ArIII lines. It was possible to conclude that the arc plasma near the cathode tip shows radial dependence of the physical equilibrium state [3]. In particular, the Olsen–Richter (O.–R.) graph based on ArI and ArII lines (*figure 1*) shows that in the hot core ( $T_e > 17\,000$ ), close to the arc axis, the plasma is in the local thermodynamic equilibrium (LTE) state, and in the outer zones, the plasma state deviates from the LTE state at  $p = 1$  atm.

For plasma column layers (slices) closer to the cathode tip, deviation from the LTE state begins at a smaller distance from the axis and for higher temperature, even if the electron density is greater than  $1.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Deviation from the LTE state for  $p = 1$  atm decreases with the distance from the cathode and practically vanishes for  $h > 3$  mm.

### **3. Modelisation**

A deviation from the LTE state can be described only within the framework of the collisional–radiative model. One has to solve the equation set describing populations of neutral argon states, up to the ionisation limit lowered by interaction of atoms with the plasma. In the case of the argon plasma at atmospheric pressure, the transport of radiation may be described locally, using so-called escape coefficients. Furthermore, the real population density  $n_q$  of atoms in the  $q$  state is written in the form  $n_q = (1 + \delta_q) \cdot n_q^S$ , where  $\delta_q$  describes the overpopulation of the  $q$  state, and  $n_q^S$  is the density in the atomic  $q$  state when the Saha equilibrium exists between the  $q$  and ionic ground states. We also introduce a transport term  $W_q$ .

To estimate the overpopulation, we assumed that the argon energy levels system can be represented by four effective levels, the first one ( $q = 1$ ) being the ArI ground level [10].

To estimate the influence of the ground state atoms inward transport on the overpopulation coefficients  $\delta_q$ , we calculated them for different plasma temperatures  $T$ , for various values of transport term  $W_q$  [9]. Then, overpopulation factors for excited states ( $q > 1$ ) remain negligible in comparison to  $\delta_1$

for  $W_q$  as high as  $10^6$ – $10^7$  s<sup>-1</sup>. Furthermore, the influence of the transport of atoms in excited states is negligibly small. The dominant effect is the ArI ground state overpopulation, due to the ground state atoms transport term  $W_1$ , which stays several orders of magnitude higher than that created by ambipolar diffusion.

In the experimental O.–R. graph (*figure 1*), one may see that the overpopulation  $\delta_1$  qualitatively explains the behaviour of ArI lines.

The overpopulation  $\delta_1$  for the isotherm  $T = 15\,000$  K can be traced as a function of the distance from the cathode tip (*figure 2*). Then, although the overpopulation  $\delta_1$  seems to be underestimated in the model, it qualitatively explains the behaviour of neutral argon lines. Differences between measurements and the model could be attributed to any of the following causes: simplification in the magneto-hydrodynamical model (based on an invalid LTE hypothesis), uncertainties in the rate coefficient in collisional–radiative model, and so on.

### 4. Conclusion

Deviation from the LTE state for  $p = 1$  atm can be caused by an overpopulation of the ArI ground state that can be quite high. The dominating impact on the ArI ground state overpopulation is the inward transport of the ground state atoms. However, it must be pointed out that from experimental results of emission spectroscopy, it is not possible to decide which mechanism plays the dominant role in this phenomenon: it is worth noticing that formally, an assumption concerning the existence of pressure lowering in the plasma allows one also to obtain consistent results from different diagnostic methods in a mathematically simpler way [1, 2, 11].

---

### 1. Introduction

Ces dernières années, la zone cathodique des arcs électriques a fait l'objet de nombreuses études. Plusieurs auteurs ont observé que le maximum d'émission en dehors de l'axe (coefficient d'émission normatif) d'une raie atomique et la température correspondante (température normative), décroissent en se rapprochant de la pointe cathodique alors que, normalement, dans le cadre de l'équilibre thermodynamique local (ETL) et pour une pression donnée, ces paramètres, qui ne dépendent que de la pression, devraient rester constants [1–8].

Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ces observations :

- des écarts à l'ETL résultant d'importants courants radiaux de gaz froid en provenance de la périphérie de l'arc ;
- l'existence d'une chute de pression dans la colonne d'arc due à des mouvements tourbillonnaires de plasma, induits par les forces de Laplace.

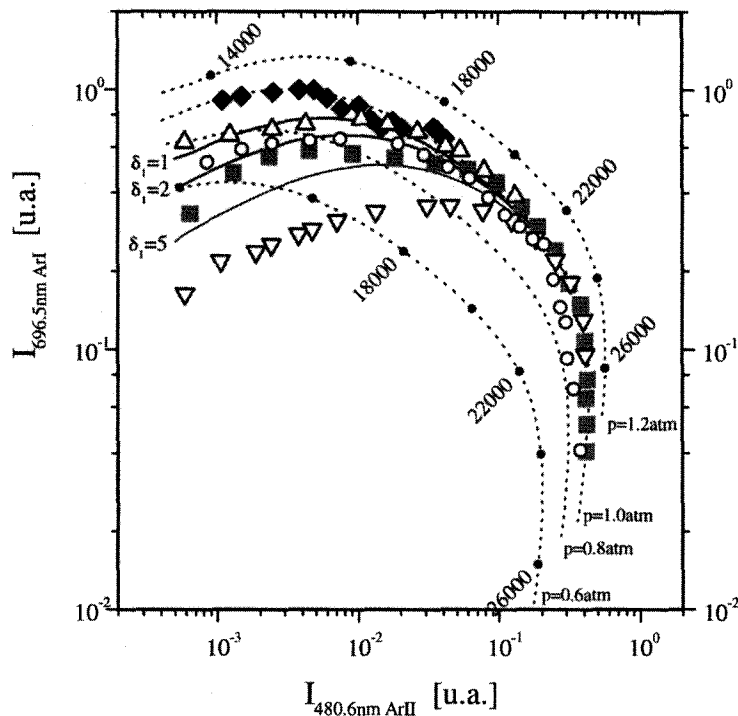
Les mesures spectroscopiques ne permettent pas de distinguer ces deux phénomènes. Aussi, pour déterminer le processus dominant, nous avons effectué dans le cas d'un plasma d'argon, une étude de la zone cathodique fondée sur le couplage d'un modèle magnétohydrodynamique du plasma avec un modèle collisionnel–radiatif à quatre niveaux effectifs permettant d'estimer les écarts par rapport à l'ETL des populations des atomes excités et dans l'état fondamental.

## 2. Résultats expérimentaux

Le diagnostic spectroscopique de la zone cathodique d'un arc électrique fonctionnant dans l'argon à pression atmosphérique avec un courant  $I = 200$  A a été effectué au cours de travaux antérieurs [1–3].

Le diagnostic de cette région est complexe, compte tenu de ses faibles dimensions géométriques (quelques millimètres) et de l'existence de forts gradients de température. La spectroscopie résolue spatialement, mettant à profit à la fois les raies d'ArI, d'ArII (très intenses dès que la température dépasse  $T = 17\,000$  K), d'ArIII (visibles au voisinage de la pointe cathodique) et le continuum d'argon à 486 nm, est pratiquement la seule voie possible pour explorer cette région qui joue un rôle déterminant dans l'interaction arc-électrode. Nous avons ainsi pu montrer [3] que le plasma est en ETL à pression atmosphérique dans les régions à haute température voisines de l'axe de l'arc ( $18\,000\text{ K} < T < 29\,500\text{ K}$  au voisinage de la cathode), alors que des écarts importants par rapport à l'ETL apparaissent dans les zones extérieures à plus basse température, où la densité électronique est encore très élevée [ $N_e > 1,5 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-3}$ ].

En particulier, les points expérimentaux du diagramme de Olsen–Richter [O.–R.] obtenus à partir des raies 696,5 nm de ArI et 480,6 nm de ArII (figure 1) se situent convenablement sur la courbe isobare correspondant à l'ETL à la pression  $p = 1$  atm pour les régions internes à haute température, alors qu'ils s'en écartent notablement pour les plus basses températures de la périphérie de l'arc. Par ailleurs, dans une section de la colonne de plasma, la température pour laquelle les écarts à l'ETL commencent à apparaître, décroît lorsque la distance  $h$  de cette section à la pointe de la cathode augmente. Pour  $h > 3$  mm, les écarts sont pratiquement inexistant.



**Figure 1.** Diagramme de Olsen–Richter pour différentes sections de la colonne de plasma.  $h$ : distance de la section de la colonne de plasma à la pointe cathodique;  $\nabla$   $h = 0,085$  mm,  $\blacksquare$   $h = 0,51$  mm,  $\circ$   $h = 1,1$  mm,  $\triangle$   $h = 2,1$  mm,  $\blacklozenge$   $h = 4,5$  mm; ..... ETL: isobares  $p = 0,6$  à  $1,2$  atm [ $\Delta p = 0,2$  atm]; — ETLP à  $p = 1$  atm avec  $\delta_1 = 1,0, 2,0$  et  $5,0$  (de haut en bas).

**Figure 1.** Olsen–Richter graph for different layers of the plasma column.

### 3. Modélisation

#### 3.1. Modèle magnétohydrodynamique d'un plasma d'arc en ETL

Le modèle magnétohydrodynamique de plasma d'arc, développé par J.J. Lowke et al. [9] dans le cadre de l'ETL, fournit les distributions macroscopiques des paramètres du plasma : température, surpression due à l'effet de pinch magnétique, vitesse du plasma et effet du gradient de pression (effet Maecker) et flux de masse dans le plasma.

J.J. Lowke nous a communiqué les résultats de son modèle magnétohydrodynamique de plasma d'arc calculés dans une configuration très proche de celle utilisée dans nos expériences. La modification de pression prévue par ce modèle n'excède pas 2 % de la pression atmosphérique, mais la vitesse du plasma à proximité de la cathode peut atteindre  $430 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et présente une forte dépendance radiale. Les flux de masse sont de l'ordre de  $100 \text{ mg}\cdot\text{s}^{-1}$ . Des vitesses aussi élevées peuvent fortement perturber les populations des états fondamentaux et exciter des atomes. C'est pourquoi nous avons cherché à estimer l'influence de l'écoulement du plasma sur la population des différents états de l'argon neutre.

#### 3.2 Modélisation de la surpopulation des niveaux d'ArI

On peut évaluer les écarts par rapport à l'ETL des populations des atomes ou des ions excités ou dans l'état fondamental en utilisant un modèle collisionnel radiatif qui prend en compte les processus de peuplement et de dépeuplement des états excités par les collisions électroniques et le rayonnement ; on suppose que les électrons ont une fonction de distribution maxwellienne de température  $T_e$ .

Dans le cas de l'argon à pression atmosphérique, dans les régions où la densité électronique est supérieure à  $\sim 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$  ( $T_e > 8\,000 \text{ K}$ ), les processus collisionnels sont prépondérants et le transport de rayonnement peut être décrit localement en introduisant des « coefficients d'échappement »  $A$ . On a alors à résoudre le système d'équations décrivant les populations  $n_q$  des différents niveaux  $q$  de l'argon neutre jusqu'à la limite d'ionisation abaissée par interaction des atomes avec le plasma

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_q}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{w}_q n_q) = n_e \sum_{p=1}^{q-1} (n_p k_{pq} - n_q k_{qp}) - n_e \sum_{p=q+1}^N (n_q k_{qp} - n_p k_{pq}) - n_e n_q k_{q+} \\ + n_e^2 n_+^1 k_{+q}^{(3)} + n_e n_+^1 k_{+q}^{(2)} A_{+q}^{(2)} - \sum_{p=1}^{q-1} n_q A_{qp} A_{qp} + \sum_{p=q+1}^N n_p A_{pq} A_{pq} \end{aligned} \quad (1)$$

avec :  $\vec{w}_q$  vitesse moyenne des atomes dans l'état  $q$  ;  $n_+^1$  densité des ions dans l'état fondamental ;  $n_e$  densité d'électrons libres ;  $k_{qp}$  coefficient d'excitation par collision électronique de l'état  $q$  vers l'état  $p$  ;  $k_{q+}$  coefficient d'ionisation par collision électronique ;  $k_{+q}^{(3)}$  coefficient de recombinaison électronique à trois corps ;  $k_{+q}^{(2)}$  coefficient de recombinaison électronique à deux corps ;  $A_{+q}^{(2)}$  facteur d'échappement pour la recombinaison électronique à deux corps ;  $A_{pq}$ ,  $A_{pq}$  probabilité de transition et facteur d'échappement pour la transition de l'état  $p$  vers l'état  $q$  ( $E_p > E_q$ ), respectivement. Pour les températures inférieures à  $\sim 17\,000 \text{ K}$ , on peut négliger les états excités d'ArII, et ce système doit être simplement complété par l'équation de quasi-électronneutralité et par la loi de Dalton.

Désignons par  $n_q^S$  la densité du niveau atomique  $q$ , lorsque l'équilibre est réalisé entre ce niveau et le niveau fondamental de l'état d'ionisation supérieur. En utilisant la loi de Saha, on peut écrire :

$$n_q^S = (n_e n_+^1) / S_q \quad \text{et} \quad S_q = \frac{2 g_+}{g_q} \cdot \left( \frac{2 \pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{\chi - \Delta\chi - E_q}{k T_e} \right) \quad (2)$$

avec :  $S_q$  facteur de Saha ;  $\chi$ ,  $\Delta\chi$  potentiel d'ionisation et son abaissement ;  $E_q$ ,  $g_q$  énergie d'excitation et poids statistique du niveau  $q$  ;  $T_e$  température électronique.

En écrivant la population réelle du niveau atomique  $q$  sous la forme  $n_q = (1 + \delta_q) \cdot n_q^S$ , où  $\delta_q$  décrit la surpopulation de l'état  $q$ , l'équation (1) devient, en régime stationnaire :

$$W_q = n_e \left( \sum_{p \neq q} \delta_p k_{qp} - \delta_q K_q \right) + S_q k_{+q}^{(2)} A_{+q}^{(2)} - \sum_{p=1}^{q-1} (1 + \delta_q) A_{qp} A_{qp} + \sum_{p=q+1}^N (1 + \delta_p) B_{pq} A_{pq} A_{pq} \quad (3)$$

$$\text{avec} \quad K_q = \sum_{p \neq q} k_{qp} + k_{q+} \quad \text{et} \quad B_{pq} = \frac{g_p}{g_q} \exp\left( -\frac{E_p - E_q}{k T_e} \right) \quad (4)$$

$$\text{et} \quad W_q = \frac{1}{n_q^S} \vec{\nabla} \cdot (\vec{w}_q n_q) : \text{terme de transport} \quad (5)$$

Au voisinage de la pointe cathodique d'un arc transféré, il existe de forts gradients axiaux et radiaux de la vitesse du gaz qui induisent d'importants transferts de masse. Dans cette région, on doit donc tenir compte dans l'équation (3) du terme de transport  $W_q$  qui est particulièrement important pour les atomes d'argon dans l'état fondamental.

Pour estimer simplement la surpopulation des niveaux atomiques dans l'état fondamental, on suppose que les niveaux d'énergie de l'argon peuvent être regroupés en quatre niveaux effectifs : le premier ( $q = 1$ ) est le niveau fondamental de ArI, le second ( $q = 2$ ) est formé des niveaux 4s, le troisième ( $q = 3$ ) est formé des niveaux 4p et le dernier niveau effectif ( $q = 4$ ) contient les niveaux 5s et 3d. Chaque niveau effectif est décrit par des paramètres effectifs tels que  $E_q$ ,  $g_q$ ,  $A_{qp}$  et  $k_{qp}$  dont les valeurs sont tirées du travail de R.J. Rosado [10] dans lequel cette approche et la méthode de calcul de tous les paramètres nécessaires pour résoudre le système d'équations (3) sont discutées en détail.

### 3.3 Estimation de la surpopulation des niveaux d'ArI au voisinage de la cathode

Pour estimer l'influence de l'injection, dans le plasma, d'atomes d'argon dans l'état fondamental sur les coefficients de surpopulation  $\delta_q$  des différents niveaux, nous avons calculés les valeurs des termes de transport  $w_q$  pour deux isothermes ( $T = 12\,000$  et  $15\,000$  K) en utilisant, dans l'équation (5), les distributions de vitesses et de températures déduites du modèle de J.J. Lowke et al. [9].  $W_q$  étant connu, les différents  $\delta_q$  sont ensuite déterminés à partir du système d'équations (3) ; un calcul itératif permet de tenir compte dans l'équation (5) des facteurs de surpopulation  $\delta_q$ .

Pour des valeurs de  $W_q$  aussi élevées que  $10^6 - 10^7 \text{ s}^{-1}$ , les facteurs de surpopulation  $\delta_q$  des états excités ( $q > 1$ ) sont de l'ordre de  $10^{-3} - 10^{-4}$  : ils restent négligeables, comparés aux valeurs du facteur de surpopulation du fondamental  $\delta_1$ . L'effet prédominant est donc la surpopulation du fondamental d'ArI induite par le terme de transport  $W_1$  des atomes dans leur état fondamental vers l'intérieur du plasma, qui est de plusieurs ordres de grandeurs supérieur à celui de la diffusion ambipolaire.

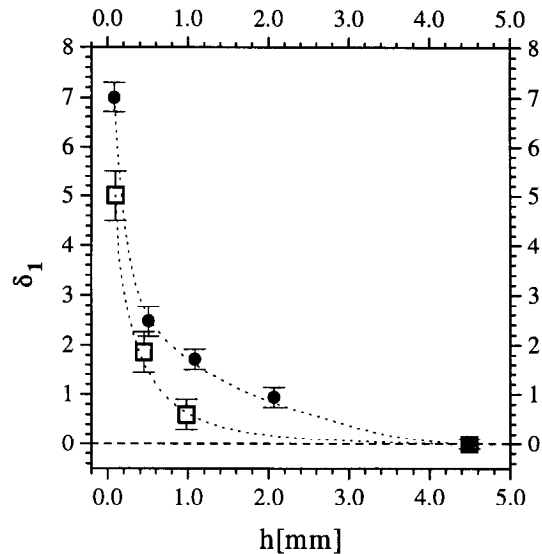
Pour illustrer l'influence du facteur de surpopulation  $\delta_1$  sur l'allure des isobares dans le diagramme de O.-R., nous avons tracé sur la *figure 1* les isobares correspondant à une pression  $p = 1$  atm dans le cas d'un plasma en ETL partiel (ETLP) pour différentes valeurs de  $\delta_1$  (1, 2 et 5). On peut vérifier que le modèle proposé permet d'expliquer convenablement le comportement de la distribution d'intensité des raies d'ArI.

Une comparaison plus détaillée entre l'expérience et l'estimation théorique peut être faite en traçant la surpopulation  $\delta_1$  pour l'isotherme  $T = 15\ 000$  K en fonction de la distance  $h$  du point de l'isotherme, à la pointe de la cathode (*figure 2*). Bien que les valeurs de  $\delta_1$  du modèle semblent sous-estimées, on constate que les courbes expérimentales et théoriques de  $\delta_1$  en fonction de  $h$  présentent, dans l'ensemble, un accord satisfaisant. Les différences qui existent peuvent s'expliquer par :

- la simplification du modèle magnétohydrodynamique qui se fonde sur une hypothèse d'ETL manifestement fautive ;
- les incertitudes existant sur les taux de réaction  $k_{pq}$  qui interviennent dans le modèle collisionnel-radiatif.

**Figure 2.**  $\delta_1$  en fonction de la distance  $h$  à la cathode, pour l'isotherme  $T = 15\ 000$  K. ● Valeurs expérimentales de  $\delta_1$  déduites du diagramme de O.-R. ; □ valeurs théoriques  $\delta_1$  déterminées dans le cadre du modèle magnétohydrodynamique/collisionnel-radiatif.

**Figure 2.**  $\delta_1$  as a function of the distance  $h$  for the isotherm  $T = 15\ 000$  K.



#### 4. Conclusion

Les écarts à l'ETL à pression atmosphérique, observés au voisinage de la pointe cathodique d'un arc électrique éclatant dans l'argon, proviennent probablement d'une forte surpopulation du niveau fondamental de l'ArI. La cause principale de cette surpopulation est l'injection d'atomes dans l'état fondamental dans la colonne de plasma, sous l'action des importants effets convectifs qui peuvent prendre naissance au voisinage de la pointe cathodique, par suite de l'existence de forts gradients des composantes longitudinales et radiales des vitesses de l'écoulement. Ces résultats peuvent avoir un impact important sur la modélisation des arcs et des interactions arc-électrodes.

**Remerciements.** Nous remercions le professeur J.J. Lowke (CSIRO – Sydney – Australie) d'avoir appliqué son modèle magnétohydrodynamique à notre arc et de nous avoir communiqué les résultats obtenus.

### Références bibliographiques

- [1] Pellerin S., Musiol K., Pokrzywka B., Chapelle J., Czernichowski A., Study of an electric arc in the vicinity of the cathode, High Temp. Chem. Proc. S.3 (1) (1992) 487–494.
- [2] Pellerin S., Musiol K., Pokrzywka B., Chapelle J., Investigation of a cathode region of an electric arc, J. Phys. D 27 (3) (1994) 522–528.
- [3] Pokrzywka B., Musiol K., Pellerin S., Pawelec E., Chapelle J., Spectroscopic investigation of equilibrium state in electric arc cathode region, J. Phys. D 29 (10) (1996) 2644–2649.
- [4] Haddad G.N., Farmer A.J.D., Temperature determinations in a free-burning arc, J. Phys. D 17 (1984) 1189–1196.
- [5] Haidar J., Farmer A.J.D., Temperature measurements for high-current free-burning arcs in nitrogen, J. Phys. D 26 (1993) 1224–1229.
- [6] Haidar J., Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon, J. Phys. D 28 (1995) 2494–2504.
- [7] Razafinimanana M., Gudzy P., Gleizes A., El Hamidi L., Vacquie S., Experimental study of the cathode region of an argon transferred arc, J. High Temp. Chem. Proc. 4 (1994) 51–58.
- [8] Megy S., Baronnet J.M., Ershov-Pavlov E.A., Distribution of plasma parameters in a nitrogen transferred DC arc, J. Phys. D 28 (1995) 344–352.
- [9] Lowke J.J., Kovitya P., Schmidt H.P., Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode, J. Phys. D 25 (1992) 1600–1606.
- [10] Rosado R.J., thesis, Eindhoven Univ. of Tech., Eindhoven, The Netherlands, 1982.
- [11] Pellerin S., Pokrzywka B., Musiol K., Chapelle J., Diagnostic et étude de la zone cathodique d'un arc électrique, J. Phys. III 5 (1995) 2029–2042.