



# **Channel-Arc Model (CAM) d'un plasma d'hydrogène à courant continu : influence du rayonnement de l'arc et de la très haute pression**

Papa Gueye, Yann Cressault, Vandad-Julien Rohani, Laurent Fulcheri

## **► To cite this version:**

Papa Gueye, Yann Cressault, Vandad-Julien Rohani, Laurent Fulcheri. Channel-Arc Model (CAM) d'un plasma d'hydrogène à courant continu : influence du rayonnement de l'arc et de la très haute pression. CAE XI - 12ème Colloque sur les arcs électriques, Laboratoire Arc Electrique et Plasmas Thermiques (LAEPT EA 4646) de l'Université Blaise Pascal et de l'Université d'Auvergne, Mar 2015, Clermont-Ferrand, France. ⟨hal-01144644⟩

**HAL Id: hal-01144644**

**<https://minesparis-psl.hal.science/hal-01144644v1>**

Submitted on 22 Apr 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

# CHANNEL-ARC MODEL (CAM) D'UN PLASMA D'HYDROGENE A COURANT CONTINU : INFLUENCE DU RAYONNEMENT DE L'ARC ET DE LA TRES HAUTE PRESSION

**Papa GUEYE<sup>(1)</sup>, Yann CRESSAULT<sup>(2)</sup>, Vandad ROHANI<sup>(1)</sup>, Laurent FULCHERI<sup>(1)</sup>**

<sup>(1)</sup> MINES ParisTech, PSL-Research University, PERSEE Centre procédés, énergies renouvelables et systèmes énergétiques, CS 10207 rue Claude Daunesse 06904 Sophia Antipolis Cedex, France

Tel : +33.493.957.540, Email: [papa.gueye@mines-paristech.fr](mailto:papa.gueye@mines-paristech.fr)

<sup>(2)</sup> Université de Toulouse, UPS, INPT, LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie), 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse Cedex 9, France

Tel : +33.561.558.221, Email : [cressault@laplace.univ-tlse.fr](mailto:cressault@laplace.univ-tlse.fr)

## Résumé :

Cette étude porte sur la colonne positive d'arc stabilisé par parois. Le phénomène convectif d'auto-pompage par effet Maecker et engendrant un jet cathodique y est négligé. Dans le bilan énergétique conduisant à l'équation d'Elenbaas-Heller en courant continu, sont alors à considérer uniquement la conduction thermique et le rayonnement. Ce dernier, négligé ou grossièrement fixé dans beaucoup d'études sur le plasma, est ici estimé par la méthode du coefficient d'émission nette (CEN) [6] qui requiert la connaissance des coefficients d'absorption spectraux. Ceux-ci sont générés par un modèle [7] qui prend en compte les spectres atomiques et moléculaires continus, les raies atomiques et les bandes moléculaires. Ce travail servira à estimer la caractéristique courant-tension d'un plasma d'hydrogène, étudier l'effet du confinement de l'arc et surtout de la pression (jusqu'à 20 bars), un enjeu crucial en terme de flux aux parois et de contraintes sur les matériaux.

**Mots clés :** rayonnement, plasma, très haute pression, *channel arc model*, hydrogène

## Introduction

Le groupe PERSEE mène depuis plusieurs années des recherches dans le domaine de la conversion d'hydrocarbures assistée par plasma ayant notamment conduit au développement d'une technologie plasma triphasée qui a atteint un degré de maturité préindustriel en fonctionnement à pression atmosphérique avec différents types et mélanges de gaz plasma (Ar, He, N<sub>2</sub>, Air,...) [1-3]. Des études sont actuellement conduites pour faire évoluer la technologie pour un fonctionnement à haute voire très haute pression sous hydrogène pur. Parallèlement aux modèles numériques avancés CFD, MHD couteux en temps de calcul, certains modèles simplifiés offrent l'alternative d'accéder rapidement à des résultats approchés d'une grande utilité. C'est le cas des modèles d'arc de type « Channel Arc Model » qui consistent à considérer l'arc comme une géométrie cylindrique [4].

## 1. Hypothèses générales

On ne s'intéresse pas aux phénomènes aux électrodes. Ceci revient à supposer une longueur de l'arc si grande que la contribution des tensions aux électrodes est négligeable devant celle de la colonne positive. Par ailleurs, il a été prouvé qu'un gradient de température, pouvant être fort selon les conditions d'opérations, existe dans un plasma. De plus, les électrons tirent leur énergie de la source électrique et la confèrent aux particules lourdes à la suite de

collisions. Un tel processus s'avère inefficace due à la différence de masse entre électrons et particules lourdes et peut conduire à une différence dans leur température respective. On suppose alors que l'équilibre thermodynamique n'est satisfait que localement, pour des densités électroniques suffisantes pour que les collisions électroniques déterminent les processus physiques et pour des gradients de température et densités peu élevées (donc avec moins de flux diffusifs).

## 2. Modèle d'arc

Le principe de l'arc stabilisé par paroi est adopté ici. Il consiste à faire fonctionner l'arc dans un cylindre dont le diamètre est inférieur au diamètre naturel de la colonne. La paroi impose alors sa température à la périphérie de l'arc et évacue ainsi son énergie. Néanmoins, un confinement extrême peut avoir un effet sur la validité de l'équilibre thermodynamique local (ETL). En diminuant le diamètre et à courant égal, on augmente en effet la température et la densité électronique. Mais ce renforcement des gradients conduit à une augmentation des flux de particules dans la direction radiale, rendant l'établissement de l'ETL plus difficile. On fera quand même l'hypothèse de rester toujours dans les limites de sa validité.

## 3. Equations

### 3.1. Uniformité du champ électrique

L'écriture de la loi de Faraday en régime permanent et en coordonnées cylindriques donne

$$\nabla \times \vec{E} = \vec{0} \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = \left( \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\partial z} \right) \vec{e}_r + \left( \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta + \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_z$$

La composante  $\vec{E}_\theta$  est nulle en raison de la symétrie cylindrique. Et, par définition, la colonne positive constitue la région de l'arc où il y a une invariance

$$\text{axiale, } \frac{\partial}{\partial z} = 0$$

Finalement, on obtient

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

d'où l'uniformité du champ électrique.

### 3.2. Equation d'Elenbaas-Heller

Il s'agit ensuite d'écrire l'équation de conservation de l'énergie dans la colonne d'arc fonctionnant en régime continu.

$$\text{div} \left[ q + p v_0 + \rho v_0 \left( u + \frac{v_0^2}{2} \right) \right] - jE + q_{\text{rad}} = 0 \quad (5)$$

Dans le cas d'un arc horizontal stabilisé et sans soufflage de gaz, il est parfaitement fondé de supposer que la vitesse moyenne d'entraînement du fluide  $v_0$  est nulle.

Le courant électrique qui circule dans la colonne engendre une induction magnétique circulaire  $\vec{B}$ . En supposant la colonne parfaitement cylindrique avec une densité de courant  $\vec{j}$ , on peut écrire la force de Lorentz qui s'exerce sur la colonne. Elle dépend du gradient de pression

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (6)$$

dirigé vers l'axe de la décharge et, avec l'hypothèse que le plasma est un fluide unique et parfait, avec une densité de courant uniforme,

$$\Delta p = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 r^2} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (7)$$

Cette force tend à confiner la colonne. Mais elle est négligeable dans le domaine de courant considéré ici (jusqu'à quelques centaines d'ampères).

Il découle alors de ce qui précède que le champ magnétique propre est négligeable et qu'en conséquence, le terme de convection dans le bilan d'énergie l'est aussi.

On montre aussi que dans les conditions actuelles (courant de l'ordre de quelques centaines d'ampères, absence de champs magnétiques propre et extérieur), la loi de d'Ohm simplifiée est valable

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (8)$$

Par ailleurs, pour évaluer le terme de radiation dans le bilan d'énergie, on utilise l'approche de Lowke [6] sur le coefficient d'émission nette (CEN) dont le calcul sera présenté en détails ultérieurement. Elle permet d'estimer le terme radiatif par

$$q_{\text{rad}} = 4\pi\epsilon_N \quad (9)$$

Avec la loi de Fourier

$$q = -\lambda \nabla T \quad (10)$$

on déduit alors finalement l'équation d'Elenbaas-Heller en coordonnées cylindriques

$$\sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\kappa \frac{dT}{dr}) - 4\pi\epsilon_N = 0 \quad (11)$$

Cette équation, simple en apparence, donne en réalité des résultats très acceptables lorsque l'arc est peu éloigné de l'E.T.L., stabilisé (R est fixé).

Les conductivités électrique  $\sigma$  et thermique  $\kappa$  sont fonctions de la température et tirées du logiciel T&T Winner [8] pour une gamme de température allant de 300 à 20.000 K. Dans notre modèle, le champ électrique uniforme est prescrit pour une raison de simplicité et on en déduit numériquement le profil de température et le courant correspondant grâce à loi d'Ohm

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(T) r dr \quad (12)$$

R étant le rayon de la décharge et c'est une donnée avec la température  $T_R$  à la paroi. Celle-ci est fixée à 300 K dans l'ensemble de cette étude. L'autre condition limite est dictée par

$$\frac{dT}{dr} = 0 \text{ sur l'axe.}$$

A chaque valeur de E correspondent un profil de température T(r) et donc un courant I et la caractéristique électrique E-I.

### 3.3. Puissance rayonnée

Il est prouvé que dans le champ de courant fort et/ou de forte pression, le rayonnement a une influence considérable [9]. Les modèles mathématiques qui doivent décrire le bilan d'énergie nécessitent alors d'intégrer la puissance rayonnée, comme exprimée dans l'équation d'Elenbaas-Heller. Le coefficient d'émission nette qui y est mentionné est défini par

$$q_{\text{rad}} = 4\pi\epsilon_N = \nabla \cdot \vec{F}_R \quad (13)$$

$\vec{F}_R$  étant le flux de radiation et qui est relié à l'intensité radiative  $I_\nu$  par

$$\vec{F}_R(r) = \int_{\nu} \int_{4\pi} I_\nu(\vec{n}, r) \cdot \vec{n} d\Omega d\nu \quad (14)$$

$I_\nu$  est donnée par l'équation de transfert radiatif.

$$\vec{n} \cdot \nabla I_\nu(\vec{n}, r) = k'_\nu (I_\nu^0 - I_\nu) \quad (15)$$

Partant de l'intégration de cette dernière équation, Lowke [6] donnent les expressions du CEN pour deux géométries : aux centres d'un cylindre isotherme et d'une sphère isotherme. Il en a résulté que 10% de différence pour le CEN entre ces deux géométries. De ce fait, dans le modèle d'arc cylindrique présenté ici, il est acceptable d'utiliser l'expression du CEN pour la géométrie sphérique de rayon  $R$

$$\varepsilon_N = \int_0^{\infty} k'_\nu I_\nu^0 \exp(-k'_\nu R) d\nu \quad (16)$$

avec  $I_\nu^0$  la distribution spectrale donnée par la loi de Planck et  $k'_\nu$  le coefficient d'absorption. Ce dernier découle des travaux récents de T. Billoux [7] où sont considérées à la fois les contributions atomiques et moléculaires. Cette base de données est définie pour des températures comprises entre 300 et 30 000 K et des longueurs d'ondes allant de 0,209  $\mu\text{m}$  jusqu'à l'infrarouge lointain. Elle prend en compte le rayonnement provenant du continuum moléculaire ( $\text{H}_2$ ), des continums atomiques ( $\text{H}$ ,  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}^+$ ), des bandes moléculaires diatomiques ( $\text{H}_2$ ), et des raies atomiques (74 pour l'hydrogène). Par ailleurs, les pertes par radiation peuvent être partiellement réabsorbées dans les zones froides de l'arc et ce phénomène aura sans doute beaucoup d'importance à très haute pression d'où sa prise en compte ici, comme présentée sur la figure 1.

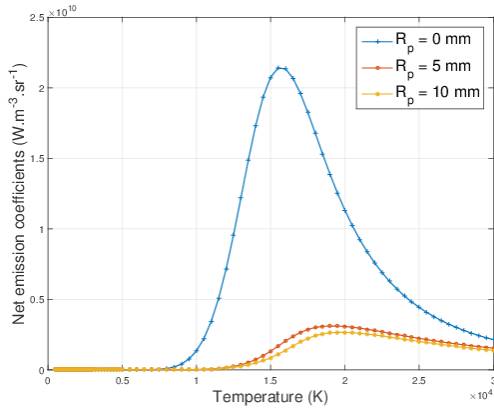


Fig. 1: Coefficient d'émission net en fonction de la température, à 1 bar et pour différents rayons plasma

## 4. Résultats

### 4.1. Profils de température

On observe des formes de profils de température qui peuvent varier en fonction du courant (Fig.2) et de la pression. Ils sont essentiellement de trois types : une distribution quasi-isotherme avec un plateau qui s'étale radialement, un profil dit d'un arc en constriction avec un très fort gradient de température au voisinage de l'axe et enfin un profil intermédiaire entre ces deux cas de figure.

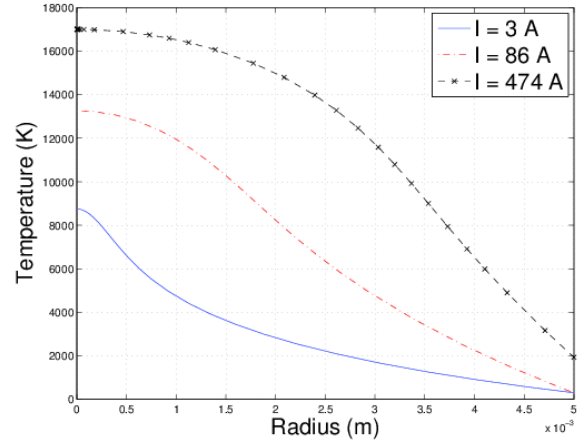


Fig. 2: Distribution radiale de la température d'un arc stabilisé dans un tube de rayon 5 mm et à 1 bar et avec le rayonnement

Pour comprendre ces différentes allures, replongeons-nous dans le bilan d'énergie. Avec la température du plasma augmentant, la contribution du rayonnement devient de plus en plus importante et a ainsi davantage d'effet sur le profil de température. L'information première sur la distribution radiale découle de l'équation différentielle de l'énergie au voisinage de l'axe. On montre qu'elle s'écrit

$$-2\kappa \frac{d^2 T}{dr^2} \Big|_{r=0} = \sigma_0 E^2 - q_{rad_0} \quad (17)$$

On voit alors que le signe de  $\sigma_0 E^2 - q_{rad_0}$  détermine celui de la dérivée seconde de  $T$ , et par conséquent, le signe de la courbure du profil dans un voisinage immédiat de l'axe. Il découle aussi de la précédente relation que, dans l'hypothèse d'une température maximale sur l'axe, il est nécessaire que le champ électrique satisfasse la condition  $E^2 > q_{rad_0} / \sigma_0$ . Ceci justifie l'absolue nécessité, à une pression de 20 bars, de prendre en compte même à faible courant l'auto-absorption pour obtenir une solution qui soit physique.

Parallèlement, il a été montré [6] que la forme du profil de température dépend fortement de la variation du complexe  $q_{rad} / \sigma$  en fonction de la température. A faible courant, il est négligeable et la conduction est alors le processus physique prépondérant dans l'évacuation de l'énergie vers la paroi et, à cet effet, un fort gradient est nécessaire. Ce profil à température faible est très similaire à ceux calculés par Maecker [10]. Le rayonnement négligé, l'arc peut être modélisé par une juxtaposition d'une zone conductrice et d'une zone non conductrice et la conduction électrique  $\sigma$  comme une fonction nulle puis linéaire à partir d'une valeur seuil du potentiel de flux de chaleur

$$S = \int \kappa dT \quad (18)$$

et de résoudre le modèle analytiquement.

Enfin, notons que pour un courant et par conséquent une température d'arc très élevée, la condition limite à la paroi est difficilement imposable, le rayon de l'arc s'il était libre étant supérieur à la valeur de  $R$  défini.

#### 4.2. Caractéristique courant-tension pour l'arc d'hydrogène et effet de la pression

Le profil radial de température sert à déterminer la caractéristique courant-tension de l'arc en utilisant la loi d'Ohm (10).

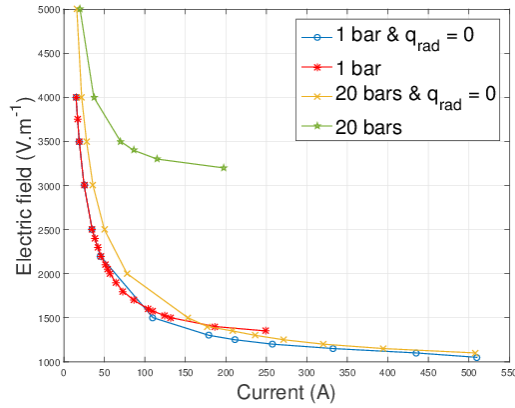


Fig. 3: Caractéristique courant-tension pour un arc stabilisé dans un tube de rayon 10 mm

Il découle de la figure 3 que la caractéristique est décroissante dans la gamme de courant fixée. Son hyperbolicité montre que la puissance linéique  $w = EI$  varie très peu avec le courant.

On remarque qu'à 1 bar, l'effet du rayonnement se manifeste qu'à des courants au-delà de la centaine d'ampères. Mais, à 20 bars, il est impératif d'en tenir compte même pour des courants très faibles. Le rayonnement entraîne un refroidissement de l'arc et par conséquent une augmentation du champ électrique à courant fixé. La pression, en augmentant, accroît les pertes radiatives et conduit à une très forte augmentation du champ électrique et à un refroidissement très conséquent de l'arc comme le montre la figure 4.

En faisant varier le rayon de la paroi entre 5 et 10 mm, les conclusions précédentes sur l'effet de la pression restent inchangées. Les seuls effets d'un élargissement des parois restent une baisse du champ électrique due conjointement à un refroidissement de l'arc et une modification du profil de température vers un type d'arc en constriction (figure 5,6 et 7). En résumé, le passage des conditions d'opération de 1 à 20 bars entraîne une augmentation du champ électrique d'un facteur voisin de deux. Ceci est en bon accord avec les ordres de grandeurs obtenus sur l'effet de la pression sur la caractéristique électrique de l'arc par des lois empiriques issues de la littérature pour des arcs soufflés [11-12] et pour lesquelles le facteur est proche de trois.

$$E \propto P^{0.4} \quad [11] \quad (19)$$

$$E = A \ln(P) + B \quad [12] \quad (20)$$

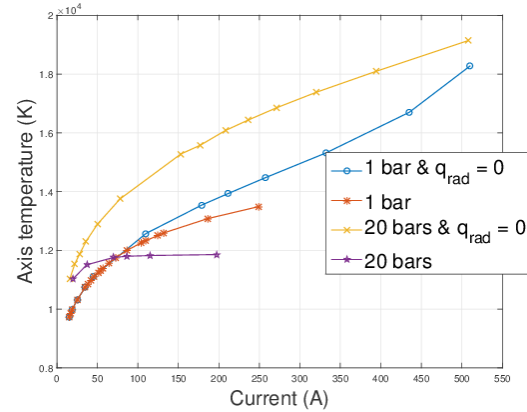


Fig. 4: Température sur l'axe de l'arc stabilisé dans un tube de rayon 10 mm

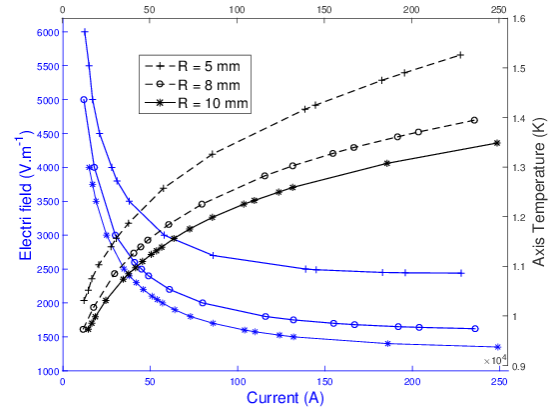


Fig. 5: Champ électrique et température sur l'axe de l'arc en fonction du courant et pour différents rayons de la paroi cylindrique à  $P = 1$  bar.

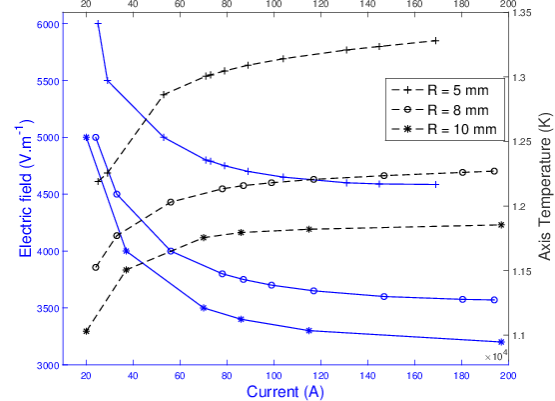


Fig. 6: Champ électrique et température sur l'axe de l'arc en fonction du courant et pour différents rayons de la paroi cylindrique à  $P = 20$  bars.

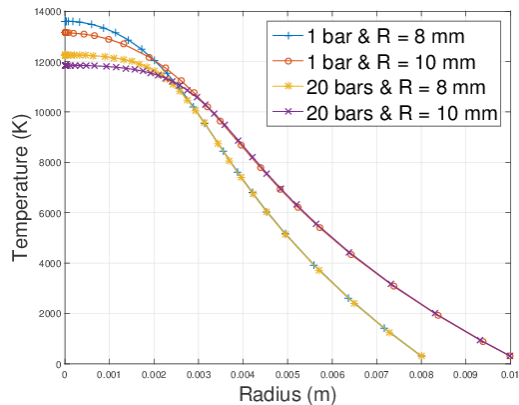


Fig. 7 : Distribution radiale de la température de l'arc pour différents rayons de la paroi cylindrique et aux pressions  $P = 1$  et 20 bars.

## Conclusion

Ce modèle simple d'arc d'hydrogène non soufflé et stabilisé par parois a permis d'établir des résultats qui se comparent favorablement à d'autres travaux de la littérature sur la détermination de la caractéristique courant-tension [10-12] ainsi que sur l'effet de la très haute pression [11-12]. On retrouve ainsi l'effet prépondérant du rayonnement à 20 bars.

## Références

- [1] L. Fulcheri, N. Probst, G. Flamant, F. Fabry, E. Grivei, X. Bourrat, Plasma processing: a step towards the production of new grades of carbon black, *Carbon*, 40 (2002) 169-176.
- [2] F. Fabry, G. Flamant, L. Fulcheri, Carbon black processing by thermal plasma. Analysis of the particle formation mechanism, *Chemical Engineering Science*, 56 (2001) 2123-2132.
- [3] C. Rehmet, Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique, PhD thesis, 2013.
- [4] H. L. Larsen, AC electric arc models for a laboratory set-up and a silicon metal furnace, PhD, 1996.
- [5] Maecker, H., "Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge Eigenmagnetische Kompression", *Zeitschrift für Physik*, Volume 141, 1955, pp. 198-216.
- [6] J.J. Lowke, J.J 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 2588
- [7] T. Billoux, Élaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type  $C_wH_xO_yN_z$  et application au transfert radiatif pour des mélanges air,  $CO_2$  et  $CO-H_2$ , in, 2013, pp. 1 vol. (226 p.).
- [8] B. Pateyron, T&Twinner, Université de Limoges, 2009.
- [9] B. Pateyron, Contribution à la réalisation et à la modélisation de réacteurs plasmas soufflés ou transférés appliqués à la métallurgie extractive et à la production de poudres ultrafines métalliques ou céramiques(1987).
- [10] Maecker, *Zeitschrift für Physik*, Volume 157, 1959.
- [11] M F. Zhukov, Thermal plasma torches, CISP, pp.230-241,
- [12] R. Philips et al, Three-phase ac arc heater, ARL 64-29, Aerospace Research Laboratories, US Air Force (1964).