

Coefficients de transport des plasmas Al_2O_3 -air dans un disjoncteur électrique

W. C. YAGUIBOU, E. KORSAGA, A. KAGONE, N. KOHIO, Z. KOALAGA, F. ZOUGMORE

Laboratoire de Matériaux et Environnement, Université Joseph KI-ZERBO,
Corresponding author : weparicharles@gmail.com

INFOS SUR L'ARTICLE

Historique de l'article:

Reçu le : 31 juillet 2019

Reçu en format révisé le : 18 novembre 2019

Accepté le : 23 novembre 2019

Mots-Clés: Plasmas, oxydes d'aluminium, coefficients de transport, disjoncteur électrique

RESUME

L'harmattan est le principal vent qui permet le transport et le dépôt des aérosols dans la zone Sahel-Sahara. Ces aérosols proviennent du désert et des feux de biomasses et sont essentiellement composés d'oxydes de silicium, d'oxydes de calcium, d'oxydes ferriques, d'oxydes d'aluminium et d'éléments carbonés issus de la biomasse. Ainsi, les aérosols peuvent pénétrer dans un disjoncteur électrique par les trous d'évent et former une couche plus ou moins épaisse sur les joues gazogènes du disjoncteur. Les disjoncteurs peuvent avoir des comportements anormaux et des échecs de coupures. Ce travail porte sur l'influence des particules Al_2O_3 sur les coefficients de transport de plasma d'air à la pression atmosphérique et à l'équilibre thermodynamique local (E.T.L) dans une gamme de température allant de 4000 K à 20000 K. Les résultats montrent que pour une température inférieure à 10000 K, la conductivité électrique augmente avec le taux des Al_2O_3 . On observe également, une diminution de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique.

I. INTRODUCTION

La zone Sahel-Sahara est dominée par les aérosols désertiques et les feux de biomasses. Ces dernières années, elle subit une surexploitation des sols entraînant une diminution du couvert végétal et une augmentation des émissions de poussières désertiques. Les études ont montré que la composition chimique des aérosols de cette région est dominée par les oxydes de silicium, les oxydes de calcium, les oxydes d'aluminium et les oxydes ferriques [Antenne, 1985, Wépari et al, 2018, Doumbia, 2012.]. Les aérosols sont transportés par l'harmattan pendant la saison sèche. Ainsi, la pénétration des aérosols dans les appareils électriques tels que les disjoncteurs à air baignant dans une atmosphère poussiéreuse, sans protection spécifique et sans entretien, pourrait conduire à un comportement anormal et des échecs de coupures de ces disjoncteurs [Pascal et al, 2016].

L'objectif de ce travail est de montrer spécifiquement, l'influence des oxydes d'aluminium contenus dans les aérosols sur les coefficients de transport de plasma d'air à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et à la pression atmosphérique (1 bar), dans une gamme de température allant de 4000 K à 20000 K donnée par Morel [Morel, 2000]. Nous allons décrire la méthode de calcul, présenter les résultats obtenus et faire l'analyse de ces résultats.

II. METHODE ET MATERIEL

Le calcul de la composition d'équilibre est le point de départ pour comprendre les phénomènes physiques qui se manifestent au sein du plasma de l'arc électrique. Nous avons pris seulement en compte, la phase gazeuse des différentes particules qui composent notre plasma. Nous considérons que nos différents plasmas sont composés de vingt-trois ($N = 23$) espèces chimiques. Ces espèces sont : e^- , O, N, Al, O^+ , N^+ , Al^+ , O^- , N^- , Al^- , O^{++} , N^{++} , Al^{++} , O_2 , N_2 , Al_2 , NO, AlO, AlN, O_2^+ , N_2^+ , NO^+ et AlO⁺. Nous utilisons la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs pour déterminer la composition d'équilibre des plasmas [Cayet et al., 1996., Pascal, 1995., Pascal et al., 1997., Faure et al., 1999.].

La connaissance de la composition d'équilibre du plasma est la base fondamentale dans le calcul des coefficients de transport. Ainsi, la détermination des coefficients de transport passe par la résolution de l'équation de Boltzmann en utilisant la méthode de Chapman-Enskog. Cette méthode utilise également les polynômes de Sonine [Koalaga, 1991.].

2.1. Conductivité électrique

Devoto développe à la troisième approximation une expression de la conductivité électrique pour les gaz partiellement ionisés suivant l'équation [Devoto, 1967] :

$$\sigma = \frac{3}{2} e^2 n_1^2 \left[\frac{2\pi}{m_e kT} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\begin{vmatrix} q^{11} & q^{12} \\ q^{21} & q^{22} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} q^{00} & q^{01} & q^{02} \\ q^{10} & q^{11} & q^{12} \\ q^{20} & q^{21} & q^{22} \end{vmatrix}} \quad (1)$$

m_e est la masse des électrons (kg), n_1 est la densité numérique des électrons (m^{-3}), k est la constante de Boltzmann. q^{ij} dépend de la densité numérique et des sections de collisions entre les particules.

2.2. Conductivité thermique

La conductivité thermique totale (λ_{tot}) du plasma est la somme des conductivités thermiques de translation des particules lourdes, des électrons, de réaction et internes :

$$\lambda_{tot} = \lambda_{tr}^h + \lambda_{tr}^e + \lambda_{int} + \lambda_{reac} \quad (2)$$

a- Conductivité thermique des particules lourdes

La conductivité thermique de translation des particules lourdes est obtenue à la seconde approximation par la méthode de Chapman–Enskog suivant l'équation (3) :

$$\lambda_{tr}^h = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{11} & \dots & L_{1v} & x_1 \\ \dots & L_{ii} & \dots & \dots \\ L_{v1} & \dots & L_{vv} & x_v \\ x_1 & \dots & x_v & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11} & \dots & L_{1v} \\ \dots & L_{ii} & \dots \\ L_{v1} & \dots & L_{vv} \end{vmatrix}} \quad (3)$$

Les coefficients L_{ij} sont obtenus par Muckenfuss [Muckenfuss, 1958].

b- Conductivité thermique de translation des électrons

Devoto donne une approximation d'ordre trois de la conductivité thermique de translation des électrons [Devoto, 1967, Capitelli, 1977.] :

$$\lambda_{tr}^e = \frac{75}{8} n_1^2 k \sqrt{\frac{2\pi kT}{m_e}} \frac{q^{22}}{q^{11}q^{22} - (q^{12})^2} \quad (4)$$

Les q^{ij} sont les mêmes que ceux utilisés dans le calcul de la conductivité électrique.

c- Conductivité thermique interne

La conductivité interne exprime le transfert de l'énergie due à des mouvements internes de rotation et de vibration dans les molécules. Pour des plasmas à l'équilibre thermodynamique local, la conductivité interne peut être obtenue par la théorie d'Eucken qui est reprise par Capitelli [Capitelli et al., 2012, Abdoul et al., 2012] :

$$\lambda_{int} = \sum_{i=1}^N \frac{(\lambda_{int})_i}{\sum_{j=1}^N \frac{D_{ii}(1) x_j}{D_{ij}(1) x_i}} \quad (5)$$

$(\lambda_{int})_i$ est la conductivité interne de l'espèce chimique i et $D_{ij}(1)$ représente les coefficients de diffusion binaire.

d- Conductivité thermique de réaction

Elle est décrite par la relation suivante [Capitelli, 1977, Pascal et al., 2004] :

$$\lambda_{reac} = - \frac{1}{RT^2} \frac{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\vartheta} & \Delta H_1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ A_{\vartheta 1} & \dots & A_{\vartheta\vartheta} & \Delta H_\vartheta \\ \Delta H_1 & \dots & \Delta H_\vartheta & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\vartheta} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{\vartheta 1} & \dots & A_{\vartheta\vartheta} \end{vmatrix}} \quad (6)$$

avec

$$A_{ij} = \sum_{k=1}^{\vartheta-1} \sum_{l=k+1}^{\vartheta} \frac{RT}{PD_{kl}(1)} x_k x_l \left(\frac{a_{ik}}{x_k} - \frac{a_{il}}{x_l} \right) \left(\frac{a_{jk}}{x_k} - \frac{a_{jl}}{x_l} \right) \quad (7)$$

ϑ est le nombre de réactions et ΔH_i est la variation d'enthalpie pour une réaction i .

2.3. Viscosité dynamique

Le coefficient de viscosité dynamique caractérise le transport de quantité de mouvement dans le plasma. Il est donc pratiquement indépendant des propriétés des électrons en raison de la faible masse de ceux-ci par rapport à celles des autres particules. Une approximation à l'ordre 1 de ce coefficient est obtenue au moyen de l'expression suivante [Pascal et al., 2004., Kohioet al., 2014, Wépari et al., 2018] :

$$\eta = - \frac{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & H_{1v} & x_1 \\ \dots & H_{ii} & \dots & \dots \\ H_{v1} & \dots & H_{vv} & x_v \\ x_1 & \dots & x_v & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & H_{1v} \\ \dots & H_{ii} & \dots \\ H_{v1} & \dots & H_{vv} \end{vmatrix}} \quad (8)$$

où

$$H_{ii} = \frac{x_i^2}{\eta_i} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^v \left(\frac{2x_i x_k}{\eta_{ik}} \frac{M_i M_k}{(M_i + M_k)^2} \left[\frac{5\overline{\Omega}_{ij}^{-(1,1)}}{3\overline{\Omega}_{ij}^{-(2,2)}} + \frac{M_k}{M_i} \right] \right) \quad (9)$$

$$H_{ij} = - \frac{2x_i x_k}{\eta_{ij}} \frac{M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \left[\frac{5\overline{\Omega}_{ij}^{-(1,1)}}{3\overline{\Omega}_{ij}^{-(2,2)}} - 1 \right] \quad i \neq j \quad (10)$$

$$\eta_{ij} = 2.6693 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{2 \left(\frac{M_i M_j}{M_i + M_j} \right) T}{\overline{\Omega}_{ij}^{-(2,2)}}} \quad (11)$$

Les $\overline{\Omega}_{ij}^{-(l,m)}$ sont les intégrales de collision et v le nombre de particules lourdes.

III. RÉSULTATS

3.1. Validation du programme

Nous avons utilisé le logiciel MATLAB pour construire notre programme de calcul. Pour valider nos résultats, nous comparons les résultats (voir le tableau 1) de la conductivité thermique, de la conductivité électrique et de la viscosité dynamique d'un plasma d'air à la pression atmosphérique obtenus avec ceux de Kagoné [Kagoné, 2012]. Nous remarquons que de façon générale, ils sont proches de ceux de Kagoné. Cependant, certains écarts sont observés entre nos résultats obtenus et ceux de la littérature. Ces écarts pourraient s'expliquer par les données utilisées dans les calculs, notamment les intégrales de collision pour le calcul des coefficients de transport et les propriétés thermodynamiques standard pour le calcul de la composition d'équilibre.

Table 1: Comparaison de données d'un plasma d'air à l'Equilibre Thermodynamique Local

Viscosité dynamique ($10^{-4}kgm^{-1}s^{-1}$)			
Température (K)	Kagoné	Nos résultats	Différence (%)
6000	1,61	1,67	3,59
7000	1,89	1,93	2,07
11000	2,19	2,60	15,76
14000	1,24	1,19	4,20
17000	0,51	0,60	15
20000	0,21	0,25	16
Conductivité électrique ($\Omega^{-1}m^{-1}$)			
Température (K)	Kagoné	Nos résultats	Différence (%)
6000	83	101.33	17,82
7000	279	317	11,98
11000	4340	3960	9,59
14000	7560	6684	13,10
17000	9930	8995	10,39
20000	11700	10967	6,68
Conductivité Thermique ($Wm^{-1}K^{-1}$)			
Température (K)	Kagoné	Nos résultats	Différence (%)
6000	2,39	2,14	11,68
7000	3,95	3,84	2,80
11000	2,21	2,40	7,91
14000	5,15	5,52	6,7
17000	4,03	4,57	11,81
20000	3,27	3,37	2,96

3.2. Conductivité électrique

La figure 1 montre l'évolution de la conductivité électrique en fonction de la température et en fonction du pourcentage d'oxyde d'aluminium. Nous observons que la conductivité électrique de tous les plasmas étudiés croît rapidement lorsque la température augmente.

Pour une température inférieure à 10000 K, on remarque que la conductivité électrique du plasma croît également avec le pourcentage des oxydes d'aluminium. L'augmentation de la conductivité électrique du plasma en fonction du pourcentage d'oxydes d'aluminium est importante pour des faibles valeurs. Elle demeure peu

significative au-delà de 3% d'oxydes d'aluminium dans le plasma (exemple : à 4000 K, la conductivité électrique de l'air pur est de $2,39\Omega^{-1}m^{-1}$ et celle du mélange 99,9% et 0,1% d'oxyde d'aluminium est de $23,64\Omega^{-1}m^{-1}$ soit une d'augmentation de plus 980%). A partir de 10000 K, le pourcentage d'oxyde d'aluminium n'a plus d'influence sur la conductivité électrique du plasma. Cette situation s'explique par le fait que les interactions sont maintenant en majorité de types coulombiennes. Aussi, la densité électronique stagne pour un nombre de collisions sans cesse décroissant car la densité numérique des électrons dépend peu de la nature du mélange puisque le plasma est presque totalement ionisé.

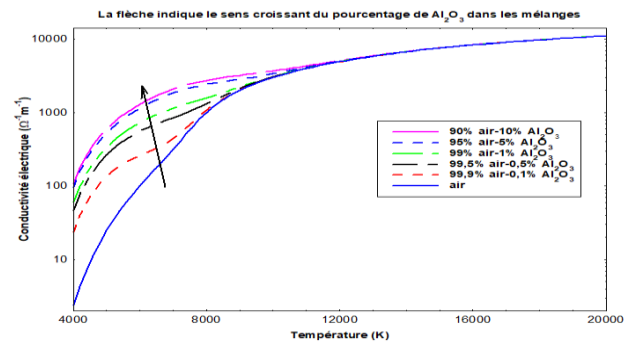


Fig.1. Evolution de la conductivité électrique en fonction de la température et du pourcentage d'oxydes d'aluminium.

3.3. Conductivité thermique

L'analyse de la figure 2 représentant la conductivité thermique totale des différents mélanges montre que les courbes présentent les mêmes allures avec l'apparition d'un premier pic autour de 7000 K pour toutes les courbes et d'un second pic autour de 14500 K. Ces différents pics observés sur les courbes de conductivité thermique sont similaires à ceux observés pour la chaleur spécifique à pression constante. Egalement, ces pics sont respectivement représentatifs des phénomènes de dissociation des molécules et d'ionisation des atomes.

Le premier pic correspond essentiellement, aux dissociations successives des molécules O_2 et N_2 . La molécule Al_2 se dissocie autour de 2000 K [Cressault et al, 2012].

Le second pic autour de 14500 K correspond à l'ionisation des atomes O et N. Les atomes d'aluminium s'ionisent autour de 9000 K [Cressault et al, 2012, Liu et al, 2018].

L'atome d'aluminium a une énergie d'ionisation faible par rapport aux atomes d'oxygène et d'azote ($Ei_{Al} = 5,986 eV, Ei_O = 13,628 eV$ et $Ei_N = 14,55 eV$) ; ce qui explique son ionisation autour de 9000 K.

On constate d'après ces courbes que la conductivité thermique dépend fortement de la nature du gaz.

La conductivité thermique est une donnée très importante pour le plasma car elle caractérise la capacité du plasma à évacuer la chaleur emmagasinée par la création de l'arc. Pour une bonne coupure du courant, le

milieu plasmagène doit être un bon conducteur thermique pour permettre la régénération du milieu après la coupure du courant. Une conductivité thermique plus élevée se traduit par un meilleur refroidissement du plasma. Cependant, nous observons le phénomène contraire. Les oxydes d'aluminium pourraient donc conduire à un échec de coupure du disjoncteur puisqu'ils abaissent la conductivité thermique du plasma.

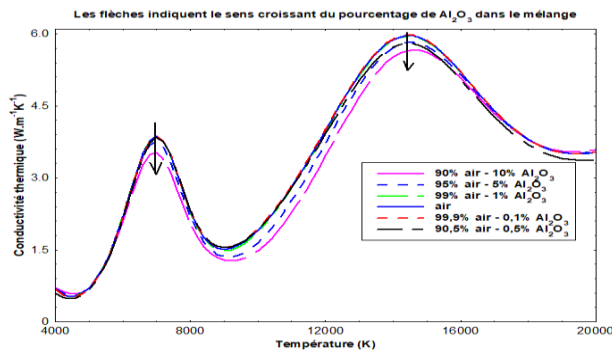


Fig.2. Evolution de la conductivité thermique en fonction de la température et du pourcentage d'oxydes d'aluminium.

3.4. Viscosité dynamique

La figure 3 présente les résultats obtenus pour la viscosité dynamique de mélange d'air et d'oxydes d'aluminium. Nous constatons que l'allure générale des courbes est la même. La viscosité varie suivant la racine carrée du produit de la température avec la masse et inversement proportionnelle à $\Omega_{ij}^{(2,2)}$; ce qui donne un rôle primordial aux sections efficaces de quantité de mouvement dans le comportement de la viscosité dynamique.

Le maximum de la viscosité est atteint entre 10000 K et 11000 K. Ce pic marque la limite entre les plasmas dominés par les particules neutres et de ceux régis par les ions. En effet, la viscosité du plasma est contrôlée avec l'augmentation de la température dans un premier temps par les interactions entre particules neutres et les molécules puis entre particules neutres uniquement, lorsque les molécules se dissocient. Alors, nous observons durant cette phase une augmentation de la viscosité. Quand les ions deviennent majoritaires dans le plasma à cause des différentes ionisations, la viscosité dynamique décroît avec l'accroissement de la température. Cette chute s'explique non seulement par la diminution des termes de diffusion binaire mais aussi par la dominance des forces coulombiennes liées aux interactions entre particules chargées dont les valeurs sont nettement plus élevées.

Nous observons que la viscosité dynamique des plasmas de mélange d'air et d'oxydes d'aluminium est inférieure à celle de l'air sec à basse température. Ce phénomène pourrait s'expliquer par le fait que l'oxydes d'aluminium contient de l'aluminium qui a un potentiel d'ionisation plus faible par rapport à l'oxygène et l'azote ($Ei_{Al} = 5,986$ eV, and $Ei_O = 13,628$ eV, $Ei_N = 14,55$ eV). Cette faiblesse de l'énergie d'ionisation provoque des ionisations à basses températures, donc une

transition plus rapide vers un plasma ionisé. Ce qui entraîne une apparition précoce du pic avec des faibles valeurs. Nous observons également que plus le pourcentage d'oxydes d'aluminium augmente, moins la viscosité du plasma est élevée pour des températures inférieures à 13000 K. Les variations sont plus élevées pour les fortes concentrations.

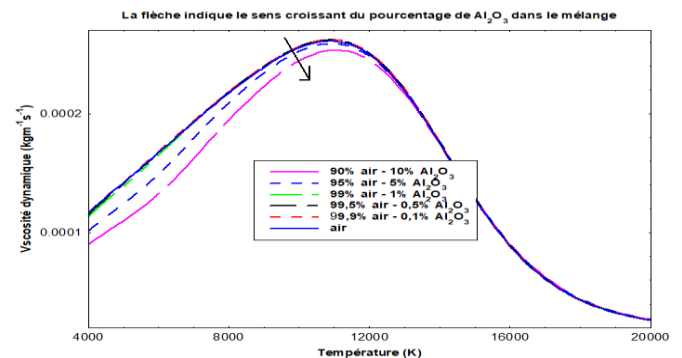


Fig.3. Evolution de la viscosité dynamique en fonction de la température et du pourcentage d'oxydes d'aluminium.

IV. CONCLUSION

Nous avons exposé dans ce rapport, les résultats des calculs des propriétés de transport des plasmas d'air et d'oxydes d'aluminium. Les résultats obtenus montrent que les viscosités dynamiques des plasmas des mélanges considérés ont des évolutions presque similaires sur toute la gamme de température. Les maxima se trouvent entre 10000 K et 11000 K. Cependant, on note une diminution de la viscosité dynamique lorsque le pourcentage d'oxydes augmente dans le mélange. Toutes les viscosités dynamiques des différents plasmas décroissent très rapidement après 13000 K.

Les conductivités électriques ont également des évolutions similaires en fonction de la température. La conductivité électrique croît avec le pourcentage d'aérosols ou d'oxydes dans les mélanges.

Les pics des conductivités thermiques des plasmas des différents mélanges apparaissent autour de 7000 K et de 14500 K. Il ressort également que la conductivité thermique du plasma diminue lorsque le pourcentage d'oxydes dans le mélange augmente.

Ainsi, nous pouvons dire que la présence des oxydes aluminium dans le plasma pourrait conduire à un échec de coupure. Cependant, les coefficients de transport ne suffisent pas pour conclure; une étude sur le rayonnement dans un tel plasma pourrait nous permettre de tirer une conclusion définitive.

REFERENCES

- Abdoul K K et al., 2012. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 29, 012004 doi: 10.1088/1757-899X/29/1/012004.
- Antenne G J. Y. (1985), "Le phénomène des brumes sèches au Sénégal, en 1984-1985", Bulletin n° 7 de

- L'ORSTOM et du centre de météorologie spatiale,
Sénégal.
- Thèse de doctorat de l'Université Blaise Pascal,
Clermont-Ferrand II, France.
- Capitelli M, 1977. *Journal de Physique Colloques*, 1977,
38 (C3), paper : C3-227-C3-237.
<10.1051/jphyscol :1977325><jpa-00217113>.
- Capitelli M, Bruno D, et al. Springer New York
Heidelberg Dordrecht London, doi: 10.1007/978-1-
4419-8172-1.
- Cayet S and al., 1996. *Journal de Physique III*, EDP
Sciences, 1996, 6 (3), pp.403-420.
<10.1051/jp3 :1996130>. <jpa-00249465>
- Cressault Y, Gleizes A et al., 2012 *J. Phys. D: Appl.
Phys.* 45 1-13.
- Devoto R S, 1967. *Phys. Fluids* 10, 2105, doi:
10.1063/1.1762005.
- Doumbia E H T., 2012. *Caractérisation physico-
chimique de la pollution atmosphérique urbaine en
Afrique de l'Ouest et étude de l'impact sur la santé*,
Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul
Sabatier, France.
- Faure G and al., 1999. *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.32,
2376 – 2386.
- Kagone A. K. 2012. *Caractérisation théorique de
plasmas thermiques d'arc électrique de mélanges
d'air et de vapeur d'eau : application au disjoncteur
basse et moyenne*. Thèse de doctorat de l'université de
Ouagadougou (Burkina Faso).
- Kohio N et al., 2014, *I.J.E.R*, Volume No.3, Issue No.12,
paper : 711-715.
- Liu Y, Wang X et al., 2018 *Eur. Phys. J. D.* 72 1–12.
- Morel R, 2000. *Techniques de coupure des disjoncteurs
BT*, Cahier technique n° 154, (disponible à
<http://schneider-electric.com>).
- Muckenfuss C, andal., 1958. *Journal of Chemical
Physics*, 29, 6, 1273-1277.
- Pascal A and al., 1997. *Plasma chemistry and Plasma
Processing* Vol. 17, No, 2, 207-217.
- Pascal, A et al., 2016. *JITIPEE*, doi:
10.18145/jitipee.v2i1.128.g70.
- Pascal A, 1995., "*Etude de la composition et des
propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques
à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique*",
Thèse de doctorat de l'Université Blaise Pascal,
Clermont-Ferrand II, France.
- Pascal A et al., 2004. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 25, 169–
182, doi: 10.1051/epjap: 2004007.
- Wèpari C Y and al., 2018. *IJER*, ISSSN : 2319-6890
(online), Vol. 7, No.4, pp : 43-47.
- Wèpari C Y and al 2018. *JITIPEE*, vol. 4, n°1, 5, 2018
doi :<http://dx.doi.org/10.18145/jitipee.v4i1.167>.
- Zacharie K, 1991. *Contribution à l'étude expérimentale et
théorique des plasmas d'arcs électriques laminés*.