



Comportement d'une particule céramique dans un milieu gazeux à haute température

Abdelkader Nouredine¹, Aïssa Abderahmane², Mohamed Abdelouahab², Bernard Pateyron³,
Mohamed El-Ganaoui³

¹Laboratoire de Mécanique Appliquée -USTO-MB, ²Laboratoire de modélisation des systèmes industriels-USTO-MB, ³SPCTS Université de Limoges-(France)

redkanour@yahoo.fr, aissa86@gmail.com, abdelouahab.moha@gmail.com, pateyron@unilim.fr
mohammed.el-ganaoui@univ-lorraine.fr

Résumé : Actuellement, 80% de la production mondiale de modules photovoltaïques se fait à partir de plaques de silicium cristallin de 12 cm de côté sciées dans des lingots de silicium. Cette opération de sciage engendre une perte de matière qui est de l'ordre de 50 %. L'élaboration des lingots de silicium nécessite actuellement l'utilisation d'une charge issue de l'industrie électronique. Afin de pallier à ces deux principaux verrous technologiques, divers travaux de recherche sont actuellement en cours et concernent l'élaboration de cellules photovoltaïques en couches minces ou encore l'élaboration de silicium photovoltaïque par purification d'un silicium de qualité métallurgique.

La réalisation d'une couche mince de silicium cristallin de qualité solaire est faite à partir de poudres de silicium de qualité métallurgique qui sont purifiées et projetées sur un substrat en céramique avec un plasma thermique inductif. Les particules de silicium injectées dans un plasma d'argon faiblement hydrogéné sont dans un premier temps fondues puis purifiées par évaporation partielle pour être enfin déposées à l'état liquide sur le substrat. Les couches obtenues sont également hydrogénées par interaction entre le silicium liquide et les hydrogènes atomiques issus de la dissociation de l'hydrogène gazeux dans le plasma. Notre objectif est d'étudier le comportement thermique et mécanique des particules de silicium dans le gaz plasmagène avant l'impact sur le substrat.

Mots clés : nombre de Nusselt, plasma thermique, interaction.

1. Introduction

La projection thermique est un traitement de surface visant à améliorer les propriétés mécaniques du matériau support qui doit être revêtu. La résistance à l'usure et au frottement, la protection thermique et anticorrosion sont améliorées par ces revêtements. En général les systèmes de projection thermique en milieu plasmagène utilisent un gaz vecteur qui transporte avec une certaine accélération de fines particules (de l'ordre de 5 à 100 μm) d'un matériau fondu. Celles-ci suivent une trajectoire précise avant d'être déposées sur la surface à recouvrir. Les particules injectées sur le substrat créent le revêtement sur la base de liaisons physico-chimiques. Nous pouvons dire de façon certaine que le comportement à l'impact est directement lié à l'histoire thermique et dynamique de la particule dans la flamme. Ce comportement dynamique est décrit par des simulations numériques pour évaluer indépendamment l'écoulement axisymétrique du jet et le comportement de la particule injectée au sein de celui-ci [2,3], les calculs reposent sur des lois de transfert semi-empiriques [4, 5, 6, 7, 8]. Cette étude numérique nous a permis de définir les propriétés des paramètres physiques du flux thermique entre une particule sphérique et un gaz plasmagène à haute température en projection thermique et une meilleure compréhension des phénomènes de transferts ainsi que la validité des domaines des corrélations semi empiriques.

2. Position du problème

La projection thermique est composée principalement de quatre étapes fonctionnelles différentes comme le montre la figure 1. L'injection de la poudre dans le jet est suivie par la génération du jet plasma par la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique. Il s'en suit un écoulement plasma accompagné d'un traitement des particules de poudre puis la formation du dépôt par empilement des lamelles sur le substrat.

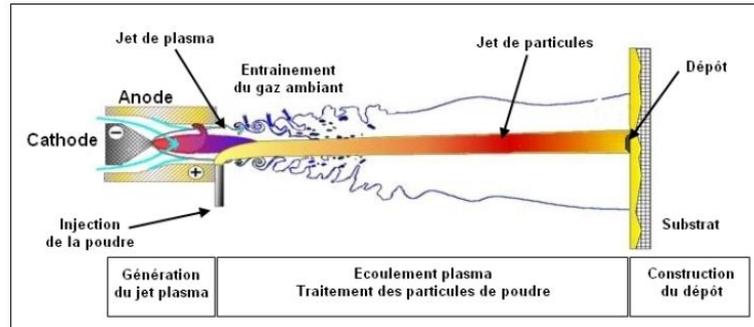


Figure 1 : Principe de la projection plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels

La corrélation dite de Ranz & Marshall [9] établie en 1952 permet d'expliciter le flux de chaleur entre une particule sphérique et le gaz plasmagène utilisé. Elle est couramment utilisée en projection plasma. Cette corrélation s'écrit :

$$Nu = h \cdot \frac{d_p}{k} = A + c \cdot Re^m Pr^n \quad (1)$$

Où Nu est le nombre de Nusselt pour le transfert plasma-particule, Re le nombre de Reynolds de la particule et Pr le nombre de Prandtl du gaz environnant. Le nombre de Nusselt est un nombre caractéristique de la couche limite thermique de la particule de diamètre d_p . Cette dernière reçoit sur toute sa surface à la température T_p , un flux thermique $\Phi = S \cdot h \cdot (T_\infty - T_p)$ du plasma à la température T_∞ . Ce flux thermique Φ est une fonction universelle du nombre de Reynolds caractérisant l'écoulement du plasma de masse volumique ρ et de viscosité dynamique μ , autour de la particule à la vitesse V ainsi que du nombre de Prandtl qui est une caractéristique du plasma de chaleur spécifique C_p et de conductivité thermique k . Cette relation universelle est en général recherchée sous la forme de l'équation (1). Dans la corrélation de Ranz & Marshall [9], il est postulé qu'à la vitesse du fluide nulle, le transfert de chaleur s'effectue uniquement par conduction, c'est-à-dire que $A=2$, et l'estimation des coefficients c , m et n est égale respectivement à 0,6, 0,5 et 0,33. Des termes correctifs sont ajoutés pour prendre en compte les effets du gradient de température dans la couche limite et de la non continuité relative aux écoulements de plasma où le libre parcours moyen des molécules est voisin du diamètre des particules. Le tableau 1 regroupe quelques-unes de ces corrélations du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl [10, 11, 12]. Pour tenir compte de la vitesse et de la convection forcée, le nombre de Reynolds est introduit dans un terme additif ainsi que le nombre de Prandtl qui est utilisé pour caractériser la nature du gaz et sa capacité de stockage de la chaleur.

Tableau 1 : Tableau des corrélations

Ranz & Marshall [9]	$Nu = 2 + 0.6Re^{0.5} Pr^{0.33}$
Lewis & Gauvin [10]	$Nu = (2 + 0.515Re^{0.5})(v_\infty / v_w)^{-0.15}$
Fiszdon [11]	$Nu = (2 + 0.6Re^{0.5} Pr^{0.33}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.6}$
Lee & Pfender [12]	$Nu = (2 + 0.6Re^{0.5} Pr^{0.33}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.6} \left(\frac{C_{p\infty}}{C_{pw}} \right)^{0.1}$
Kalganova [13]	$Nu = 2 \frac{K_w}{K_\infty} + 0.5Re^{0.5} Pr^{0.4} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.2}$

En raison de l'épaisseur de la couche limite thermique et du fort gradient thermique dont il est le siège, lequel génère des inhomogénéités des propriétés des termes faisant intervenir des rapport de viscosité cinématique ou bien des rapports de produit de la viscosité dynamique par la masse volumique ou même des rapports de chaleur spécifique ont été utilisés.

Notons que Kalganova [13] pondère le nombre de Nusselt du transfert par conduction par le rapport des conductivités thermiques. L'examen des variantes de la corrélation de Ranz et Marshall et leur domaine de validité a été réalisé sur la base d'un modèle numérique utilisant les éléments finis obtenu à l'aide du code de calcul Comsol- Multiphysiques. La condition initiale concernant la température à la surface de la particule est la même dans tous les calculs et elle est égale à $T_w = 300 \text{ °K}$.

2.1. Traitement thermique des particules

Le plasma dépend non seulement des paramètres de fonctionnement de la torche mais également des propriétés thermodynamique et de transport tels que la capacité calorifique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique des gaz plasmagènes. Ces dernières, sont fortement non linéaires sur l'étendue de la gamme de températures et il est utile de les expliciter en fonction du mélange gazeux utilisé. Les gaz les plus utilisés sont des gaz monoatomique argon, hélium et gaz diatomiques hydrogène, azote et leurs mélanges binaires Ar-H₂, Ar-He, H₂-N₂, etc. Les données utilisées dans ce travail sont extraites de la base de données de T&TWINner [14]. La figure 2 illustre le comportement de la capacité thermique spécifique des gaz monoatomiques l'argon et l'hélium. Comme nous pouvons le remarquer, contrairement aux gaz diatomiques qui présentent des pics de dissociation (H₂ => 2 H par exemple), la capacité thermique de ces deux gazes est presque constante sur une large gamme de températures (12000°K) jusqu'à l'apparition de l'ionisation (Ar => Ar + e par exemple). Dans le modèle que nous présentons, la capacité thermique C_p sera linéarisée par morceaux. La figure 3 souligne l'importance de l'ajout d'hydrogène sur la conductivité thermique du gaz plasmagène. Au voisinage de 3500°K, on note l'apparition de pics de dissociation de l'hydrogène puis à mesure que la température s'élève au-delà de 4000 °K, la conductivité thermique est multipliée par un facteur 5 dès que le pourcentage volumique d'hydrogène dépasse 10%. Le comportement de la conductivité thermique des gaz comme l'illustre la figure 3 reproduit assez fidèlement celle des chaleurs spécifiques. Pour le calcul des transferts plasma-particule, on utilise de préférence la conductivité thermique intégrée pour tenir compte des gradients thermiques colossaux (plus de 10^7 K/m) existants dans la couche limite thermique entourant la particule. L'épaisseur de cette couche, est de l'ordre de quelques microns et elle est définie comme la distance à laquelle le fluide atteint plus de 99% de la valeur de la température loin de la particule. Dans un procédé par plasma d'arc soufflé, lorsque le pourcentage d'hydrogène augmente, ce dernier se diffuse en périphérie de la colonne d'arc et corrélativement la conductivité thermique du gaz plasmagène croît, ce qui augmente à son tour la construction de l'arc. Le résultat de l'ensemble produit une augmentation du champ électrique et de la longueur de en permettant une meilleure dissipation de l'énergie et une plus grande expansion du jet avec des vitesses d'écoulement élevées.

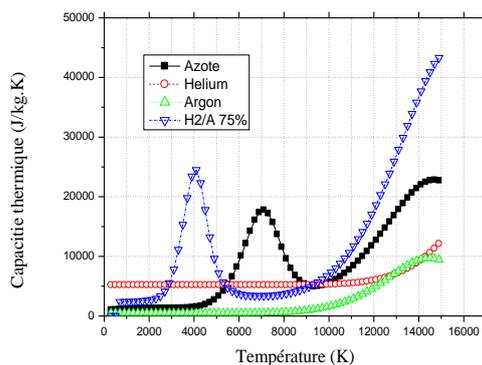


Figure 2: Capacité thermique spécifique des gaz purs Ar, H₂, He, N₂ et du mélange H₂Ar75% à pression atmosphérique.

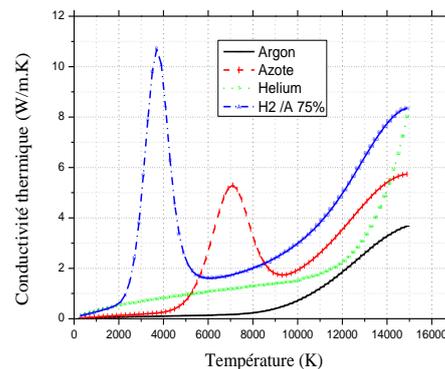


Figure 3: Conductivité thermique des gaz purs Ar, H₂, He, N₂ et du mélange H₂Ar75% à la pression atmosphérique.

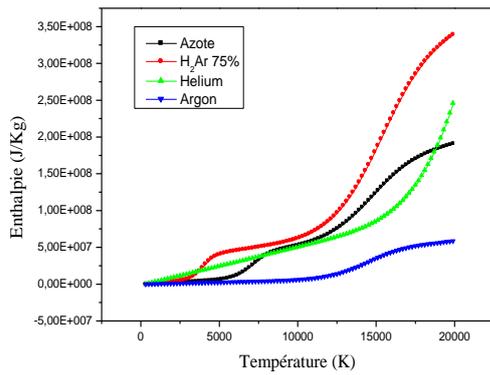


Figure 4: Enthalpie des gaz purs Ar, H₂, He, N₂ et des mélanges H₂Ar75% à pression atmosphérique.

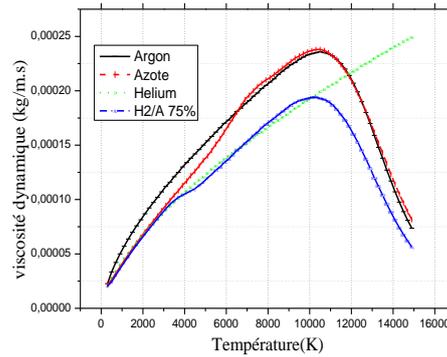


Figure 5: Viscosité dynamique des gaz purs Ar, H₂, He, N₂ et des mélanges H₂Ar75% à la pression atmosphérique.

La figure 3 représente la variation de l'enthalpie massique des gaz purs Ar et H₂ et de leurs mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique en fonction de la température, calculée à l'aide du logiciel T&TWinner [14]. A mesure que le pourcentage d'hydrogène augmente, nous constatons une forte variation de l'enthalpie massique dissipée au voisinage du pic de dissociation de H₂ vers 3500 °K, suivie d'un accroissement très intense lors de la dissociation qui survient à partir de 10000 °K. Toutefois, au-delà de 8000°K, une forte variation de l'enthalpie massique d'un plasma (passage d'Ar à Ar-H₂ par exemple) n'entraîne pas une forte variation de la température du jet mais plutôt un fort accroissement de la vitesse de l'écoulement du fait de la forte variation d'enthalpie avec un faible accroissement de température (figure 4). Pour le mélange Ar-H₂ étudié (75-25% vol.), la viscosité dynamique est très peu différente de celle de l'argon pur, en raison de la faible proportion d'hydrogène comme montre la figure 4. La viscosité dynamique des gaz croît sensiblement comme le carré de la température jusqu'à la température d'ionisation qui est de l'ordre de 10000°K puis elle s'écroule (figure 5).

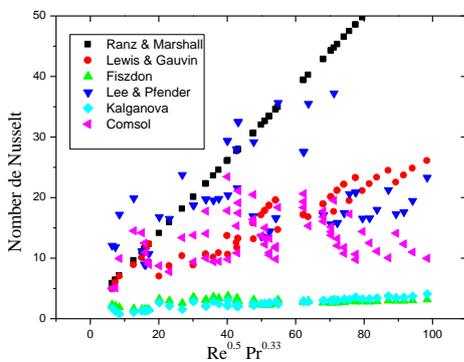


Figure 6 : Corrélation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds et de Prandtl pour H₂25%Ar75% (vol.)

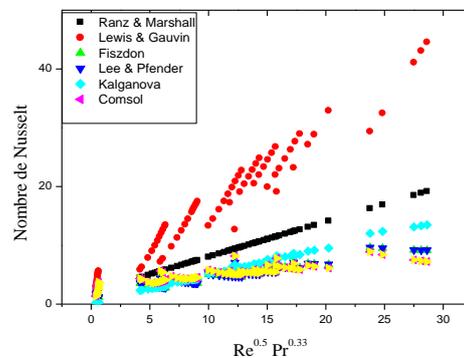


Figure 7 : Corrélation du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds et de Prandtl pour l'hélium.

3 Résultats et discussion

Concernant le gaz plasmagène H₂25%Ar75% illustré par la figure 6, nous avons tracé le nombre de Nusselt obtenu par la simulation et ceux obtenus à partir des corrélations proposées par les auteurs cités dans le tableau 1. La corrélation de Ranz & Marshall donne des valeurs très supérieures à la plupart des autres corrélations sauf celle de Lee & Pfender [12]. Elles sont aussi plus grandes que celles obtenues par la simulation quelle que soit la valeur de la variable $Re^{0.5}Pr^{0.3}$. Les valeurs obtenues avec le modèle de Fiszdon [11] sont remarquablement très faibles, ce qui explique probablement pourquoi Lee & Pfender [12] ont associé un correctif comme le montre le tableau 1. Les valeurs obtenues à l'aide de la corrélation de Chen (1985) [15] sont également trop faibles bien qu'elles semblent croître avec $Re^{0.5}Pr^{0.3}$. Les résultats obtenus à partir des corrélations proposées par Lewis & Gauvin (1973) [10] et Kalganova (1976) [13] sont proches des valeurs obtenues par la simulation que nous

avons réalisée. Il en est de même pour celles évaluées à partir de la corrélation de Lee & Pfender pour $Re^{0.5}Pr^{0.3} \geq 60$. Dans le cas où le gaz plasma est un gaz monoatomique comme l'hélium, les résultats du modèle sont comparés aux mêmes corrélations que sur la figure 6. Nous remarquons que toutes les données sont inférieures à celles de Ranz & Marshall. La plupart des corrélations donnent des résultats proches à celles de Ranz & Marshall. Les gaz diatomiques, comme par exemple celui que nous avons utilisé et qui est l'Argon-Hydrogène ($H_2Ar75\%$) comme le montre la figure 8. On remarque qu'il y'a une grande dispersion des valeurs de Nusselt par rapport aux valeurs données par la simulation numérique (Comsol) sauf celles de Lewis & Gauvin (1973) [10], Lee & Pfender (1981) [12] et celles que nous proposons qui restent très bonnes pour des valeurs de Nusselt (Comsol) ≤ 15 et relativement bonnes pour des valeurs de Nusselt (Comsol) > 15 .

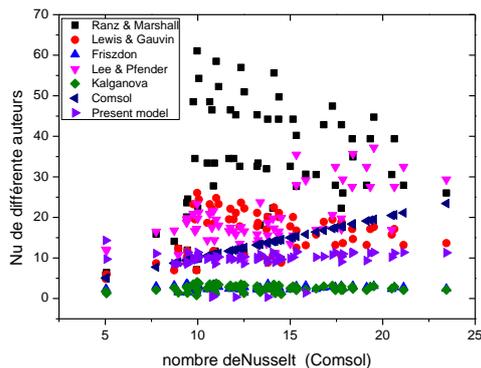


Figure 8 : Corrélation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Nusselt (Comsol) pour $H_2Ar75\%$.

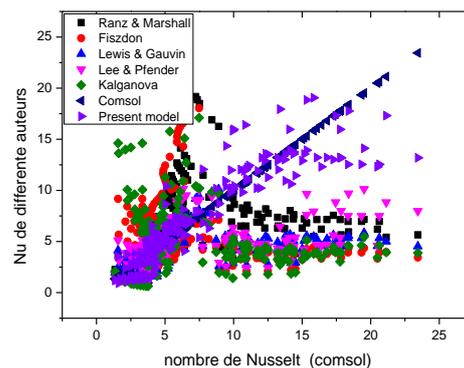


Figure 9 : Corrélation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Nusselt (Comsol) pour les quatre gaz

Par contre la figure 9 illustre bien que les résultats issus de la formule que nous proposons se rapprochent des résultats obtenus par la simulation. Les données des corrélations des auteurs cités ci-dessus restent relativement dispersées sauf pour Nu (Comsol) ≤ 10

4 Conclusion

Dans le travail présenté, nous avons élaboré les outils de modélisation et de simulation afin d'étudier le comportement thermique et dynamique transitoire d'une poudre de type métal/céramique dans un jet de plasma monoatomique (Ar, H_2 , N) et diatomique Ar- H_2 d'arc soufflé à courant continu DC. L'interaction entre le jet de plasma et les particules sphériques contient plusieurs mécanismes d'autant plus complexes que les propriétés des gaz et plus particulièrement pour les constituants diatomiques. On peut conclure que ni les corrélations dérivées de Ranz & Marshall ni le modèle actuel ne sont valides pour toute la gamme de compositions gazeuses ainsi que pour toutes les gammes de vitesses et de températures ; néanmoins celles que nous proposons donnent des résultats relativement meilleurs que les corrélations des auteurs suscités. Les perspectives de notre travail doivent tendre à effacer les limitations de cette étude et prendre en considération l'influence de l'effet de rotation des particules non sphériques dans leur déplacement dans l'injecteur et puis dans le jet. Cet effet se manifeste surtout au cours des collisions inter-particulaires ou particule-parois dans l'injecteur. Il faut aussi tenir compte de l'effet de charge en poudre qui impose de considérer le jet comme un écoulement diphasique car dans le cas de charge élevée de particules transportées, des altérations importantes des champs de température et de vitesse dans le jet plasma sont attendues. En toute rigueur la distribution des particules dans le jet plasma n'est pas axisymétrique, ce qui conduira à étendre le problème en géométrie 3D.

Nomenclature

k	conductivité thermique, $W/m.K$	ρ_{∞}	masse volumique du plasma, $kg.m^{-3}$
h	coefficient de chaleur, $W m^{-2} K^{-1}$	ρ_w	masse volumique de la particule, $kg.m^{-3}$
T	température, K	μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
C_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
d_p	diamètre de la particule, m		
V	vitesse, $m.s^{-1}$		
V_{∞}	vitesse du plasma, $m.s^{-1}$		
p	pression, Pa		
Re	nombre de Reynolds		
Pr	nombre de Prandtl		
Nu	nombre de Nusselt		
t	temps, s		

Exposant / Indices

p	particule
∞	plasma
s	sortie
w	paroi de la particule

Références

- [1] Pawlowski, L., *The science and engineering of thermal spray coatings*. J.Wiley, New York, 1995.
- [2] Y. Zhu, H. Liao, C. Coddet, Transient thermal analysis and coating formation simulation of thermal spray process by finite difference method, *J of Surface & Coatings Technology* 200 pp 4665– 4673, 2006.
- [3] S. Dyshlovenko, L. Pawlowski, B. Pateyron, I. Smurov, J.H., Modeling of plasma particle interactions and coating growth for plasma spraying of hydroxyapatite, *Surface and Coatings Technology*, 200, pp. 3757-3769, 2006.
- [4] J.R. Rojas, M. Cruchaga, M. El Ganaoui, B. Pateyron, Numerical simulation of the melting of particle injected in a plasma jet, *Ingeniare. Revistachilena de ingenieria*, vol 17 N3 pp 300-302, 2009.
- [5] W.E. Ranz and W.R. Marshall, Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog* vol 48 141-146, 1952.
- [6] F. Ben Ettouil, O. Mazhorova, B. Pateyron, H. Ageorges, M. El Ganaoui, P. Fauchais, Predicting dynamic and thermal histories of agglomerated particles injected within a d.c. plasma jet, *Surface and Coatings Technology*, 202 (18), pp. 4491-4495, 2008.
- [7] T. Klockner and T.W. Clyne, In flight behavior of dense and hollow particles during plasma spraying: Part I-A numerical model. Submitted to *J. of Thermal Spray Technology*, 2003.
- [8] R. M. Young and E. Pfender, Nusselt Number Correlations for Heat Transfer to Small Spheres in Thermal
- [9] W. Marshall, E.R., *Evaporation from drops*. *Chem. Eng. Prog* 1952. 48: p.141-146.
- [10] J. A. Lewis, W.H.G., *Motion of particles entrained in plasma jet*. *AIChE Journal* 1973. 19(5): p. 982-990.
- [11] Fiszdon, J.K., Melting of Powder Grains in a Plasma Flame. *Int. J. Heat Mass Transfer* 1979. 22: p. 749-755. *Plasma Flows, Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 7, 1985.
- [12] R. M. Young and E. Pfender, Nusselt Number Correlations for Heat Transfer to Small Spheres in Thermal Plasma Flows, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 7, 1985.
- [13] I. V. Kalganova, and V. S. Klubnikin, "Heat Transfer to a Sphere in an Ionized Gas," *High Temp.* 14, 369, 1976.
- [14] Delluc, B.P.a.G., ADEP Banque de données de l'Université de Limoges et du CNRS. (Ed.) <http://www.ttwinner.free.fr>. 1986.
- [15] Xi Chen and B. Lin, *On Coupling Effects between a Thermal Plasma Flow and Injected Particles* Seventh International Symposium on Plasma Chemistry, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands 1985. 3: p. p86-96;