

MODELISATION DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS DES PARTICULES SPHERIQUES UTILISEES EN PROJECTION PLASMA

M. Bouneder^{1,2}, M. El Ganaoui², T. Rezoug¹, P. Fauchais²

1. Institut d'Aéronautique, Université Saad Dahleb Blida. Route de Soumaa B.P.270 Blida Algérie.

2. Université de Limoges, SPCTS UMR 6638 CNRS, 123 Albert Thomas, 87000 Limoges Cedex.

RESUME

Ce travail est consacré à la simulation du comportement thermique de particules de forme sphérique mono ou multicouches injectées dans un milieu plasmagène.

Un modèle de solide thermiquement épais a propriétés physiques variables est d'abord comparé à un modèle de particule thermiquement mince. L'extension au cas d'une sphère bicouche thermiquement épaisse constituée de matériaux de nature différente est également traitée en tenant compte du contact solide solide, dans le cas où ce dernier devient imparfait, une résistance thermique de contact est introduite.

L'analyse des résultats montre que les processus mis en jeu sont extrêmement rapides, en particulier l'estimation du temps de fusion dans le cas d'une sphère bicouche présente un caractère non linéaire en fonction de son épaisseur.

Mots clés : modélisation, transfert de chaleur instationnaire, projection plasma, contact solide.

NOMENCLATURE

A : surface d'échange (m^2)

Bi : nombre de Biot

C_p : chaleur spécifique ($J/Kg \cdot ^\circ K$)

E : épaisseur de la couche alumine (m)

Nu : nombre de Nusselt

h : coefficient de transfert par convection ($W/m \cdot ^\circ K$)

k : conductivité thermique ($W/m \cdot ^\circ K$)

V : volume (m^3)

R : rayon (m)

S : terme source (W/m^3)

T : température ($^\circ K$)

t : temps (sec)

σ : constante de Stefan Boltzmann ($W \cdot m^2 / ^\circ K^4$)

ϵ : coefficient d'emmissivité

Indices:

a,b : matériau a ou b

e : enceinte

ini : initiale

∞ : milieu Plasma

Δ : différence

Σ : interface solide-solide

1. INTRODUCTION

L'élaboration de revêtements protecteurs par projection thermique met en œuvre des phénomènes de solidification ultrarapide qui régissent en grande partie la microstructure du dépôt et donc ses propriétés thermomécaniques. La maîtrise du procédé pour l'obtention de couches aux propriétés contrôlées exige une bonne compréhension des phénomènes de solidification après l'impact des gouttelettes mais aussi la quantification des transferts durant leur transport dans le gaz plasmagène.

Le transfert thermique entre particule projectile solide et milieu plasma est très complexe car différents modes de transmission de la chaleur peuvent exister (conduction, convection rayonnement et changement de phase)

sans oublier l'existence éventuelle d'interaction entre particules. En général, on peut distinguer quatre étapes dans ce processus et qui sont dans l'ordre chronologique suivant :

- chauffage de la particule solide,
- fusion
- chauffage de la particule liquide,
- ébullition.

Plusieurs travaux relatifs à des particules métalliques ou céramiques injectées dans un milieu plasma sont rapportés dans la littérature [1-4]. La référence [4] traite de l'ensemble des interactions plasma-particules mais elle concerne uniquement la configuration monocouche. Récemment une étude de faisabilité relative à des particules bicouche vient d'être publiée [5]. L'intérêt pour cette nouvelle configuration est qu'elle permet entre autres d'éliminer le problème d'oxydation nuisible au produit final et susceptible d'accompagner l'emploi de poudres métalliques.

2. MODELISATION

2.1. Cas d'un Solide thermiquement mince

Le modèle thermiquement mince permet une évaluation rapide du champs de température instationnaire. Il approxime le corps solide à un point matériel et en général moins de 5% d'erreurs sont commises sur le calcul des températures. Selon les références classiques [6], ce modèle reste valable tant que le nombre de Biot comparant les transferts conductifs/convectifs ne dépasse pas la valeur de 0.1.

Cependant dans le domaine de la projection plasma, les travaux de Bourdin et al. [3] ont montré une limite bien inférieure. $Bi \leq 0.03$

Pour une particule sphérique se trouvant dans une enceinte de dimension infinie et dont les parois sont à la température T_e , un bilan d'énergie donne :

$$r.V.C_p \cdot \frac{dT}{dt} = \left[h(T_\infty - T) - \epsilon \sigma (T^4 - T_e^4) \right] \cdot A \quad (1)$$

avec une condition initiale : $T(0) = T_{ini}$

Si l'on se place dans le régime de Stokes, la chaleur est transmise à la particule selon un mode purement conductif et le nombre de Nusselt est alors constant :

$$Nu = 2$$

Le coefficient d'échange par convection est obtenu par la méthode proposée par Bourdin et al [3] largement admise et en application dans le domaine de la projection plasma.

$$h = \frac{1}{R \cdot (T_\infty - T)} \int_T^{T_\infty} k_\infty(T) dT \quad (2)$$

Pour un milieu plasma de 15% d'hydrogène et de 45% d'Argon (HAr 1545) de constitution volumique, le calcul de la conductivité moyenne intégrée [7] donne un profil non linéaire:

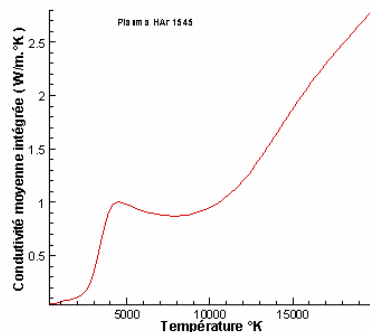


Figure 1: Conductivité thermique moyenne intégrée du gaz HAr1545

L'équation non linéaire (1) munie de sa condition initiale est intégrée par une méthode Runge-Kutta d'ordre 4.

2.2. La sphère conductrice mono-couche :

La particule solide est assimilée à une sphère à propriétés physiques homogènes et isotropes ; l'équation de conservation de l'énergie en absence de source de chaleur permet d'écrire en symétrie sphérique :

$$r.C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k \cdot \frac{\partial T}{\partial r}) \quad (3)$$

A l'instant initial la particule sphérique a une température égale à :

$$T(r, 0) = f(r) \quad (4)$$

La particule se trouve en situation de chauffage :

$$k \frac{\partial T}{\partial r} (R, t) = h(T(R, t) - T_\infty) - \epsilon \sigma (T(R, t)^4 - T_e^4) \quad (5)$$

L'effet du rayonnement sur le champ de température est peu élevé et peut dans un premier temps être négligé.

la deuxième condition aux limites peut être déduite du fait de la symétrie :

$$\frac{\partial T}{\partial r} (0, t) = 0. \quad (6)$$

Pour la résolution, on emploie la technique des différences finies sur un maillage uniforme en linéarisant le problème de la manière suivante :

Dans le cas d'une méthode totalement implicite, les propriétés physiques dépendantes de la température et le coefficient d'échange par convection sont évaluées au pas de temps (i) alors que les dérivées spatiales seront évaluées au pas de temps ($i + 1$).

Après discrétisation numérique des équations, on obtient une équation du type $\overline{A}X = \overline{B}$ ou \overline{A} est une matrice tridiagonale et X le vecteur colonne représentant les températures inconnues. La solution de ce système est obtenue classiquement par application de l'algorithme de Thomas. Pour un nombre de nœud de maillage élevé et pour diminuer les erreurs d'arrondi on peut associer à cet algorithme en plus d'un calcul en double précision une méthode itérative.

2.2. La sphère conductrice bi-couche

Cas d'un contact parfait

À l'interface de deux couches de matériaux homogènes et isotropes en contact parfait, on a continuité des flux de chaleur et des températures à travers Σ

Soient T_a et T_b respectivement les profils de températures dans le matériau a et le matériau b. Au point de contact on a :

$$T_a(r_\Sigma, t) = T_b(r_\Sigma, t) \quad (8)$$

et

$$\left[k_a \frac{\partial T_a}{\partial r} \right]_\Sigma = \left[k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \right]_\Sigma \quad (9)$$

Cas d'une résistance thermique de contact

En pratique le contact physique de deux matériaux n'est jamais parfait. La continuité des flux introduit une résistance thermique R_{th} . Le flux de chaleur entrant dans un matériau a et sortant d'un matériau b est proportionnel au saut de température et les conditions de transmission à l'interface s'écrivent :

$$\left[k_a \frac{\partial T_a}{\partial r} \right]_\Sigma = - \left[k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \right]_\Sigma = - \left[\frac{\Delta T}{R_{th}} \right]_\Sigma \quad (10)$$

3. RESULTATS

3.1 Comparaisons des modèles de la sphère thermiquement mince ou épaisse

Les prévisions numériques (figures 1 et 2) obtenues à partir des modèles thermiquement mince et épais pour des particules typiquement utilisées en projection thermique (sphère en Fe de 30 microns de diamètre et sphère en alumine de 90 microns de diamètre) plongées dans un milieu plasma HAr1545 sont présentées ci-dessous.

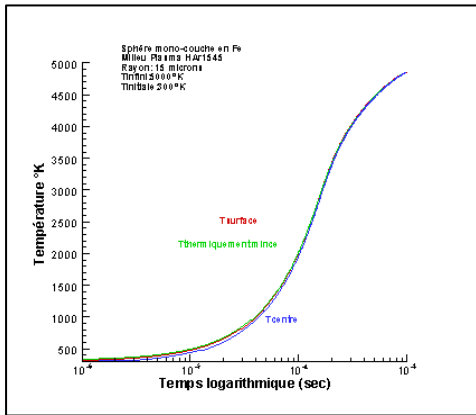


Fig. 2: Sphère en Fer ($\overline{Biot} = 0.026$)

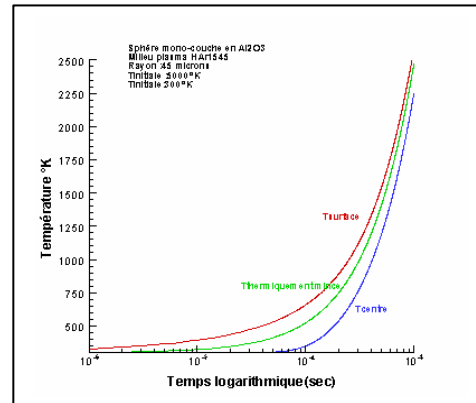


Fig. 3: Sphère en Al₂O₃ ($\overline{Biot} = 0.268$)

Sur la figure (2) le nombre de Biot moyen calculé sur un transitoire de 1 msec est de 0.026 et l'on voit bien le parfait accord des deux modèles. Par contre à la figure (3) où le nombre de Biot moyen est de 0.268, on constate au contraire une différence notable.

3.2. Sphère bicouche

Pour la configuration bicouche avec deux matériaux Fe-Al₂O₃ en contact parfait, la figure (4) présente la distribution radiale de la température adimensionnelle obtenue après un transitoire de 1 ms pour une épaisseur de Al₂O₃ égale à 6 microns. On constate à l'interface l'intensification du transfert par la présence de l'Alumine. Sur la figure (5) sont représentés les résultats obtenus pour une sphère de 60 microns de diamètre pour des configurations monocouche Fer, monocouche Alumine et bicouche Fer-Alumine avec différentes valeurs de rapport de forme E/R.

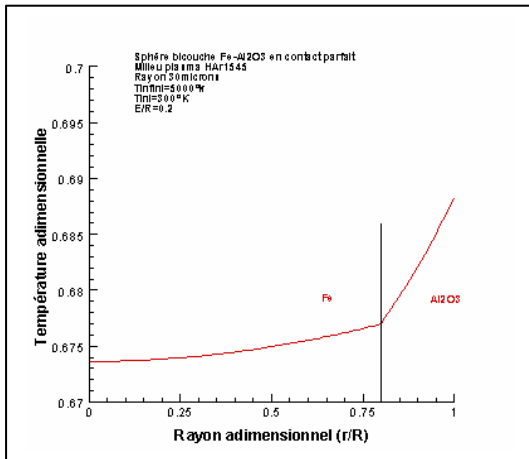


Fig. 4 : Distribution radiale de Température Dans une sphère bicouche Fe-Al₂O₃

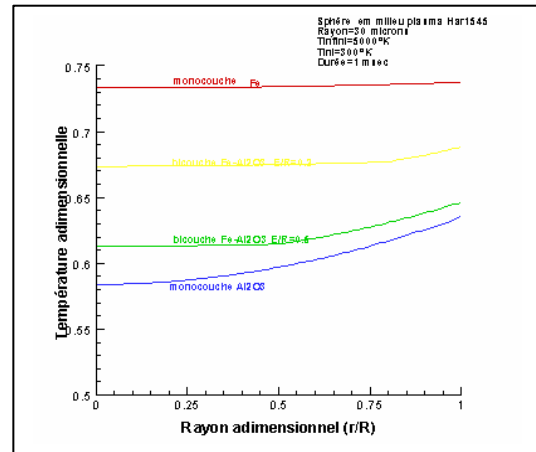


Fig. 5: Comparaisons monocouche--bicouche

Les figures (6) et (7) présentent l'évolution temporelle de la température de surface, de l'interface et du centre respectivement pour deux rapport de forme E/R=0.5 et E/R=0.2. On constate que la température du centre et celle du point de contact solide-solide entre les deux matériaux sont pratiquement confondues. La couche alumine joue un effet d'écran en limitant le passage du flux de chaleur vers le centre de la sphère.

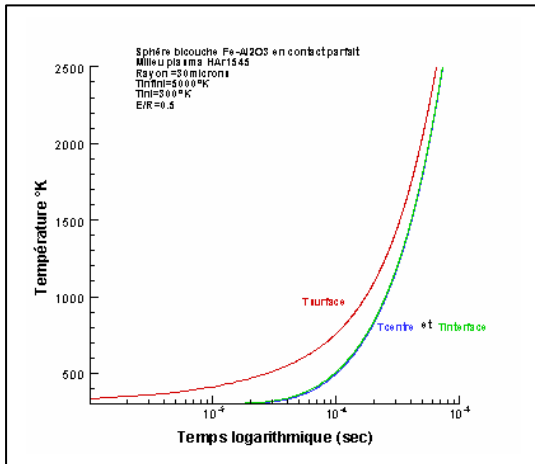


Fig. 7 : Evolution des températures bicouche Fe-Al2O3 E/R=0.5

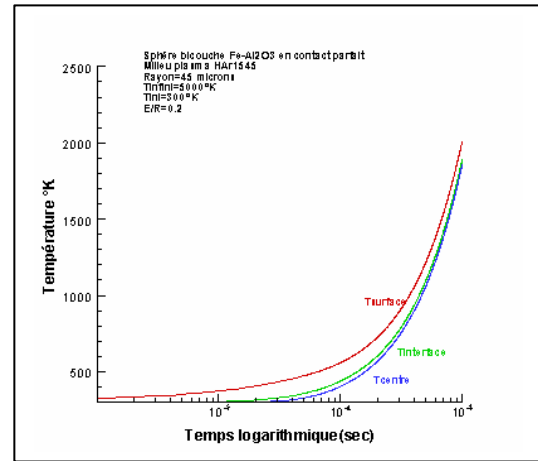


Fig.8: bicouche Fe-Al2O3 E/R=0.2

Les figures (8) et (9) présentent les résultats de nos prévisions numériques en présence d'une résistance thermique de contact entre les deux couches. Le transfert de chaleur se modifie notablement à l'interface à cause de la présence du saut de température. Dans le cas où une résistance thermique de contact d'une valeur de $1.e^{-6}$ ($m^2 \text{ } ^\circ K/W$) est considérée, le saut de température obtenu est très élevé de l'ordre de $160^\circ K$ pour l'exemple présenté; par contre lorsque la valeur de la résistance tombe à $1.e^{-8}$ ($m^2 \text{ } ^\circ K/W$) le contact peut être estimé comme parfait.

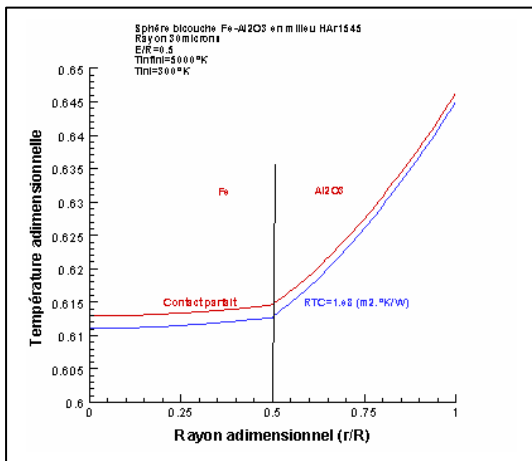


Fig. 8: Comparaison sphère bicouche en contact parfait et résistance thermique de contact

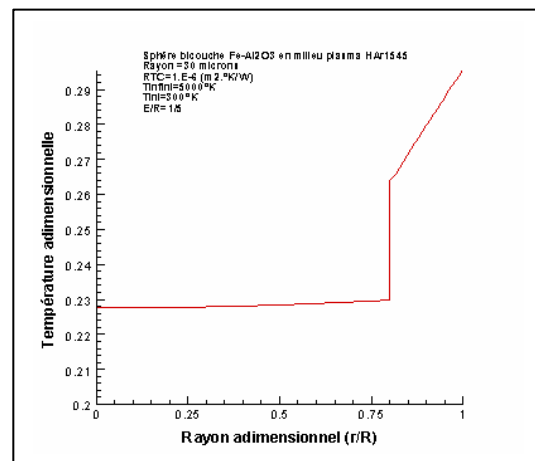


Fig. 9: Cas d'une résistance thermique de contact RTC=1.e-6 ($m^2 \text{ } ^\circ K/W$)

3.3. Estimation du temps de fusion

Cette estimation concerne uniquement la configuration bicouche Fe-Al2O3. Le but est de rechercher l'existence d'une relation entre le temps de fusion et l'épaisseur de la couche Alumine ou mieux avec le rapport de forme E/R. Comme l'écart de température entre les deux points de fusion est élevé de l'ordre de $530^\circ K$, la fusion a d'abord lieu dans la couche de fer.

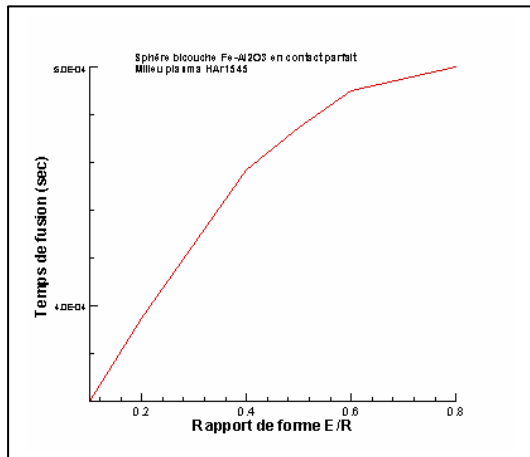


Fig. 10 : Estimation du temps de fusion de la couche de Fer

4. CONCLUSIONS

L'étude consacrée au problème de diffusion de la chaleur dans des particules monocouche ou bicouche Fer-Alumine injectées dans un milieu plasmagène a montré que le processus est très rapide. Les échelles de temps de fusion de la couche de Fer sont de l'ordre de la demie milliseconde et présentent un caractère non linéaire en fonction de la couche enveloppe Alumine.

La prise en compte d'une résistance thermique de contact a permis de voir que le saut de température obtenu à l'interface est assez élevé pour une valeur de la résistance thermique de contact égale à $1.e^{-6}$ ($m^2 \text{ } ^\circ K/W$); en revanche lorsque cette valeur tombe à $1.e^{-8}$ tout se passe comme si le contact est parfait. La résistance thermique de contact est donc un paramètre important dans de telles investigations.

A l'avenir d'autres matériaux seront étudiés et le modèle sera étendu au changement de phase pour mieux appréhender l'impact des particules contre le substrat.

3. REFERENCES

- [1] Pfender E., "Particle behavior in thermal plasmas", J. Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol 9. N 1, (1989), pp.167-195
- [2] Chen X.I, Pfender E. J. Plasma Chem. and Plasma Processing, .2(1982)
- [3] Bourdin E., Fauchais P, Boulos M.I "Transient heat conduction under plasma conditions", Int. J. of Heat and Mass Transfer, Volume 26, Issue 4, April (1983), pp.567-582.
- [4] Vardelle M., Vardelle A., Fauchais P. and Boulos M. "Plasma particle momentum and heat transfer: Modeling and measurement" AIChe Journal, 2 (1983), pp. 236-243.
- [5] Demetriou M. D., Lavine A. S., and Ghoniem N. M. "Feasibility of plasma spraying in developing MMC coating: modeling the heating of coated powder particle" J. Man.. Sci. and Eng., Trans. ASME, 124(2002), pp 58-64.
- [6] Holman J.P. "Heat Transfer", Fifth edition, Mac-Graw Hill 1979.
- [7] Pateyron B., Elchinger M.F., Delluc G., Fauchais P. "Thermodynamic and transport properties of Ar-H₂ and Ar-He plasma gases used for spraying ", J. Plasma Chem. and Plasma Processing, .2 (1996), pp.39-58