

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences-Technologie-Santé

Faculté des Sciences et Techniques

Année :2006

Thèse n° 23 -2006

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Physique

Spécialité : Science des matériaux Céramiques et Traitements de Surfaces

Présentée et soutenue publiquement par

Mohamed Bouneder

le 15 Juin 2006

**Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans les poudres composites
métal/céramique en projection thermique :
Application à la projection par plasma d'arc soufflé argon hydrogène**

Thèse dirigée par le Professeur Emérite Pierre Fauchais et le Dr. Mohammed El Ganaoui

JURY :

Président : Armelle Vardelle Université de Limoges Professeur

Rapporteurs :

Najib Laraqi Université de Paris X Professeur

Jean-Bernard Saulnier Université de Poitiers Professeur

Examineurs :

Rachid Bennacer Université Cergy-Pontoise HDR

Jean-Pierre Bonnet ENSCI de Limoges Professeur

Salah Boukraa Université de Blida Professeur

Pierre Fauchais Université de Limoges Professeur Emérite

Mohammed El Ganaoui Université de Limoges Maître de Conférences

Jean-Claude Labbe Université de Limoges Professeur

Bernard Pateyron CNRS-UMR 6638 HDR

Hélène Ageorges Université de Limoges Maître de Conférences

A mes chers parents

A ma chère épouse et à mes deux enfants

A mes frères et soeurs

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené au sein du Laboratoire des Sciences des Procédés Céramiques et Traitements de Surfaces (SPCTS) de l'université de Limoges.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma sincère gratitude, ma reconnaissance et mes remerciements à Messieurs le Professeur Pierre Fauchais et au Docteur Mohammed El Ganaoui pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire, de m'avoir témoigné de leurs confiances et d'avoir suivi minutieusement ce travail de recherche. Durant mon séjour, j'ai pu bénéficier de leurs directives, conseils et encouragements. Je remercie vivement Monsieur Bernard Pateyron, Docteur es-Sciences et Ingénieur de Recherche au CNRS-UMR 6638 d'avoir discuté mes résultats, encouragé et mis les moyens à ma disposition tout au long de ce parcours.

J'exprime mes remerciements à Messieurs Salah Boukraa et Tahar Rezoug, respectivement Professeur et Maître de conférences au département Aéronautique de l'Université de Blida, d'avoir initié ce projet et de l'intérêt qu'ils ont témoigné pour cette thèse.

Je tiens à remercier Madame Armelle Vardelle, Professeur à l'ENSIL de Limoges d'avoir accepté de présider mon jury de soutenance

A Monsieur le Professeur Jean Bernard Saulnier, de l'Université de Poitiers (ENSMA), pour avoir accepté d'examiner ce travail avec minutie, d'en être le Rapporteur, et de me faire part de ses observations constructives.

Je remercie Monsieur le Professeur Najib Laraqi de l'Université Paris X, pour m'avoir fait l'honneur d'être mon Rapporteur, et de s'être penché sur mon travail.

J'exprime ma sincère reconnaissance à Monsieur Braham Zouaoui, Maître de Conférence au Département Aéronautique de l'université de Blida, d'avoir porté de l'intérêt à ce travail en participant aux délibérations.

J'exprime mes remerciements à Monsieur Rachid Bennacer, Habilité à diriger les Recherches (HDR), de m'avoir encourager et conseillé tout le long de ce travail et d'avoir accepté de participer au Jury de thèse et à messieurs les Professeurs Jean Claude Labbe et Jean-Pierre Bonnet, respectivement directeur du laboratoire SPCTS et Directeur du Groupe d'Etudes sur les Matériaux Hétérogènes (GEMH) de l'Ecole Nationale Supérieure de Céramiques Industrielles (ENSCI), qui m'ont fait l'honneur de participer comme examinateurs au Jury de thèse.

J'adresse également mes remerciements au Docteur Hélène Ageorges du SPCTS, d'avoir mis à ma disposition les résultats expérimentaux du traitement thermique des poudres composites par projection plasma et d'avoir participé au Jury de thèse.

Mon séjour au sein du SCPTS avait été une aventure scientifique fructueuse, et je ne manquerais pas de citer la collaboration du Docteur Alain Grimaud du SPCTS.

Je remercie mon collègue El Alami Semma, Post-Doctorant au SPCTS, pour son généreux soutien moral et pour les heures que nous avons passé à discuter du changement de phase solide-liquide.

Je tiens à saluer mes amis le Docteur Mohamed Amara et les doctorants Hamid, Said, Yakoubi, Zouhair, Omar qui m'ont accompagné au cours de cette aventure sans oublier Ferhat Himoune, l'étudiant de DEA que j'ai encadré.

Je ne manquerais pas de remercier Monsieur Nicholas Calvé pour ses multiples services (entre autre le choix de mon Laptop Asus) et de son inébranlable bonne humeur.

Finalement je remercie Madame Nadine Tchefranoff pour sa gentillesse et le soin qu'elle a apporté pour régler certains impondérables administratifs.

Table des matières

Introduction générale

i) Position du problème.....	I
ii) conduite de l'étude.....	IV
iii) Références.....	VI

Chapitre I : Etude bibliographique

I.1 Introduction.....	1
I.2 Description des procédés de projection thermiques.....	2
I.3. Fonctionnement d'une torche à plasma d'arc soufflé	5
I.4. Nature des gaz plasmagènes.....	9
I.5. Approches mathématiques.....	13
I.6 Transfert de chaleur plasma-particules.....	15
1.6.1 Introduction.....	15
1.6.2 Cas d'une particule monocouche.....	17
1.6.2.1 Milieu plasma infini.....	17
1.6.2.2 Milieu plasma réel.....	21
1.6.3 Cas d'une particule bicouche.....	43
I.7 Transfert de masse.....	46
I.7.1 Introduction.....	46

1.7.2 Evaporation sans réactions chimiques.....	47
1.7.3 Evaporation avec réactions chimiques.....	49
I.8 Conclusions.....	51
I.9 Références.....	54

Chapitre II : Modèles physiques

II.1 Introduction.....	61
II.2 Evaluation des coefficients de transferts de chaleur et de masse.....	62
II.3 Modélisation du traitement thermique d'une particule bicouche métal/céramique dans un jet de plasma.....	65
II.3.1 Hypothèses.....	67
II.3.2 Définition de l'enthalpie.....	67
II.3.3. Formulation enthalpique.....	70
II.3.3.1 Conditions initiales et aux limites.....	75
II.3.3.2 Modèle de la RTC variable.....	78
II.3.3.3 Quelques remarques.....	79
II.4 Extension a la prise en compte des trajectoires.....	80
II.4.1 Paramétrisation des trajectoires.....	84
II.4.2 Caractérisation d'un milieu de projection par plasma d'arc soufflé Ar-H ₂ 75-25 % vol.....	81
II.5 Aspects thermomécaniques pour les particules composites bicouches.....	85
II.5.1 Dilatation thermique sans changement de phase.....	87
II.5.2 Dilatation thermique avec changement de phase.....	88
II.6 Modélisation d'une particule agglomérée matrice+grains.....	91

II.6.1 Formulation enthalpique de l'équation de conservation de l'énergie dans une particule agglomérée hétérogène.....	92
II.6.2 Application : cas du système carbone-titane.....	94
II.7 Conclusions.....	97
II.8 Références.....	99

Chapitre III : Méthodes numériques

III.1 Introduction.....	103
III.2 Choix de la méthode.....	103
III.2.1 Techniques de maillage.....	104
III.2.1.1 Maillage de type A.....	104
III.2.1.2 Maillage de type B.....	105
III.2.2 Mise en œuvre de la méthode enthalpique.....	106
III.2.2.1 Linéarisation.....	112
III.2.2.2 Conditions aux limites.....	113
III.2.2.3 Positions des fronts de fusion et d'évaporation.....	115
III.2.2.4 Méthode de résolution.....	115
III.3 Validations.....	116
III.3.1 Cas d'une conduction pure dans une sphère mono matériau.....	117
III.3.2 Cas d'une conduction pure dans une sphère composite bicouche..	119
III.3.3 Cas de la solidification d'une sphère mono matériau avec condition de Dirichlet.....	120
III.3.4 Cas de la fusion d'une sphère mono matériau avec conditions mixtes.....	123
III.3.5 Choix des paramètres de discrétisation dans un cas couplé.....	124

III.4 Conclusion.....	128
III.5 Références.....	130

Chapitre IV : Résultats numériques

IV.1 Introduction.....	131
IV.2 Cas d'une particule composite bicouche homogène.....	131
IV.2.1 Généralités	131
IV.2.2 Observations expérimentales.....	134
IV.2.3 Milieu plasmagènes Ar-H₂.....	138
IV.2.3.1 Milieu infini.....	138
IV.2.3.2 Milieu de projection.....	149
IV.3 Aspects thermomécaniques.....	180
IV.3.1 Dilatation thermique sans changement de phase.....	181
IV.3.2 Dilatation thermique avec changement de phase.....	185
IV.4 Cas d'une particule hétérogène''matrice+grains.....	186
IV.4.1 Application : cas d'une matrice incrustée de grains de itane.....	187
IV.5 Conclusions.....	191
IV.6 Références.....	194

Chapitre V

Conclusions générales et perspectives	195
----------------------------------------------------	------------

Liste des tableaux

<u>Tableau I.1 : Caractéristiques des procédés de projection thermique.....</u>	<u>4</u>
<u>Tableau I.2 : Résultats numériques de Remesh et al. et ceux mesurés expérimentalement par Kucuk et al.....</u>	<u>39</u>
<u>Tableau IV.1 : Caractéristiques de la torche plasma utilisée par les auteurs de la Référence.....</u>	<u>133</u>
<u>Tableau IV.2. Propriétés physiques du Fe et Al₂O₃.....</u>	<u>137</u>
<u>Tableau IV.3 : caractéristiques de transition de phase solide-liquide des matériaux.....</u>	<u>160</u>
<u>Tableau IV.4 : Taux d'évaporation en fonction de la RTC variable dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable=10⁻⁶ m².K/W) en chauffage uniforme.....</u>	<u>170</u>
<u>Tableau IV.5 : Comparaisons des maxima dans deux particules Fe/Al₂O₃ et Fe/ZrO₂ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W) sur une trajectoire optimale en chauffage uniforme.....</u>	<u>180</u>
<u>Tableau IV.6 : Estimations de la contrainte thermique différentielle dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=de 60um, T_∞=10⁴ K, t=0.1ms, en contact thermique parfait dans un plasma infini Ar-H₂ 75-25% vol).....</u>	<u>183</u>
<u>Tableau IV.7 : Estimation des contraintes thermiques différentielles subie par l'enveloppe céramique (Fe/Al₂O₃ ,d_p=de 60um, RTC=10⁻⁶m².K/W, t=0.25ms, en phase de conduction le long d'une trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).....</u>	<u>185</u>
<u>Tableau IV.8 : Estimations de la contrainte thermique différentielle subie par l'enveloppe céramique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=de 60um, RTC=10⁻⁸m².K/W, trajectoire optimale en présence de la fusion du fer et conditions de tir du tableau IV.1).....</u>	<u>187</u>
<u>Tableau IV.9 : Propriétés physiques des matériaux de la configuration matrice+grains.....</u>	<u>188</u>

Liste des figures

<u>Figure I.1 : Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé.....</u>	<u>6</u>
<u>Figure I.2 : Schématisation du mode d'accrochage de l'arc électrique dans une torche de projection à plasma d'arc soufflé d'après [12].....</u>	<u>7</u>
<u>Figure I.3 : Profils instationnaires des puissances, de la température et de la vitesse du gaz, mesurés en sortie de tuyère et sur l'axe du jet pour les conditions expérimentales d'un jet de plasma Ar-H₂ (45l/mn Ar, 15l/mn H₂, diamètre tuyère=7mm, I=600 A, V=65V±15%, rendement thermique de 57%) [13].....</u>	<u>9</u>
<u>Figure I.4 : Conductivité thermique des gaz purs Ar, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].....</u>	<u>11</u>
<u>Figure I.5 : Enthalpies massiques des gaz purs Ar, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].....</u>	<u>12</u>
<u>Figure I.6 : Viscosité moléculaire des gaz purs Ar, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].....</u>	<u>13</u>
<u>Figure I.7 : Schématisation du transfert de chaleur plasma particule [21].....</u>	<u>16</u>
<u>Figure I.8 : Schématisation du transfert de chaleur en présence des mécanismes (fusion, évaporation, rayonnement) d'une particule mono matériau en milieu HVOF.....</u>	<u>28</u>
<u>Figure I.9 : Températures et vitesses des particules de titane et d'alumine de 30 µm de diamètre dans un jet Ar-N₂ selon la référence [46].....</u>	<u>30</u>
<u>Figure I.10 : Représentation schématique d'un jet de Plasma turbulent [47].....</u>	<u>31</u>
<u>Figure I.11 : coefficient de transfert de chaleur plasma particules selon différentes corrélations, obtenus pour (T_s=1000 K, dp=50µm, H₂=50 l/mn, Ar=8.5 l/mn, u=50m/s), selon la référence [21].....</u>	<u>36</u>
<u>Figure I.12 : Températures de la particule de zircone yttrée dans un jet de plasma.....</u>	<u>37</u>
<u>Figure I.13 : Prévisions des températures d'une particule de zircone yttrée partiellement stabilisée dans un jet plasma Ar-H₂-N₂ selon [50].....</u>	<u>40</u>

<u>Figure I.14 : Profils de température et de vitesse d'un jet de plasma Ar-H₂ 2.5% vol. générés par la torche SG-100 de 24 KW de puissance électrique et calculés par Jets & Poudres [65].</u>	43
<u>Figure I.15 : Transformations de phases (solide-liquide-vapeur) possibles pour une particule mono matériau d'hydroxyapatite dans un jet de plasma Ar-H₂ [64].</u>	44
<u>Figure I.16 : Configuration des particules composites bicouches étudiées par Demetriou et al. [68].</u>	45
<u>Figure I.17 : Température de surface et rayon d'évaporation de particules (WC-Co, SiC-Ni, SiC-Al) de 20 µm de diamètre avec 2 µm d'épaisseur enveloppe métallique dans un jet de plasma d'argon selon la réf [68].</u>	46
<u>Figure II.1 : Conductivité thermique d'un mélange Ar-H₂ (75-25%vol.).</u>	64
<u>Figure II.2 : Sections droites de particules sphériques monocouche et composite bicouche.</u>	65
<u>Figure II.3 : Relation enthalpie-température pour un matériau pur et alliage.</u>	68
<u>Figure II.4 : Coordonnées sphériques et élément de volume correspondant.</u>	71
<u>Figure II.5 : Représentation polaire d'une particule.</u>	72
<u>Figure II.6 : Distributions de température dans une particule bicouche en contact thermique parfait et imparfait.</u>	73
<u>Figure II.7 : Résistance thermique de contact avec constriction de tubes de flux.</u>	75
<u>Figure II.8 : Variation spatiale du coefficient convectif autour d'une particule.</u>	80
<u>Figure II.9: Les différentes trajectoires considérées et suivies par une particule bicouche métal/céramique dans un jet de plasma d'arc soufflé Ar-H₂.</u>	83
<u>Figure II.10 : variations des nombres de Reynolds et de Prandtl et de la conductivité thermique d'un plasma Ar-H₂ le long d'une trajectoire non optimale (45 NI/mn Ar, 15NI/mn H₂, I=400A, Puis.32 kW, rendement57%, diamètre injecteur interne</u>	

Liste des tableaux et des figures

<u>1.4mm)</u>	84
<u>Figure II.11 : Section droite de particules acier/Al₂O₃ vues au MEB [2].</u>	86
<u>Figure II.12 : Sphères à parois mince et épaisse</u>	89
<u>Figure II.13 : Mécanisme de formation de fissures</u>	90
<u>Figure II.14 : Représentation d'une matrice incrustée d'une distribution uniforme de grains de dimensions très réduites.</u>	91
<u>Figure III.1 Pratique A en géométrie 1D</u>	105
<u>Figure III.2 : Pratique B en géométrie 1D.</u>	106
<u>Figure III.3 : Discretisation d'un volume de controle 2d polaire.</u>	107
<u>Figure III.4: Domaines de calcul et physique montrant la singularité au centre.</u>	112
<u>Figure III.5 :Profil du flux de diffusion près des frontières du domaine de calcul dans le cas d'un traitement du second ordre.</u>	114
<u>Figure III.6 : Comparason des solutions analytique/numérique dans le cas d'une sphère immergée (dp= 60µm, Biot=0.03)</u>	118
<u>Figure III.7 : Comparaison des solutions analytique et numerique dans une sphère bicouche Fe/Al₂O₃ (dp=50µm, $h_{\infty}=40$ kW, $T_{\infty}=5000$ K, durée de 0.35 ms.</u>	120
<u>Figure III.8 : Solidification dans une particule sphérique mono matériau.</u>	122
<u>Figure III.9 : Comparaison de la fraction liquide dans une sphère mono matériau avec une condition aux limites de type convection.</u>	124
<u>Figure III.10 Type de distribution de maillage spatial adopté.</u>	125
<u>Figure III.11 : Test sur la températurede surface obtenu, pour différentes grilles de calcul $N_r \times N_q$ (Fe/Al₂O₃, dp=60µm, Ra/Rb=0.93, RTC variable 10^{-6} m².KW, trajectoire optimale dans un plasma Ar-H₂ 75-25 vol.)</u>	126
<u>Figure III.12: Test sur la température de centre, obtenu pour différents pas de temps et une grille de calcul $N_r \times N_q$ (100x20). (Fe/Al₂O₃, dp=60µm, Ra/Rb=0.93, RTC variable 10^{-6}m².KW) le long d'une trajectoire optimale dans un plasma Ar-H₂ 75-25 vol.</u>	127
<u>Figure IV.1 : Sections droites des particules composites bicouches acier/ alumine obtenues par mecanofusion [10].</u>	133

Liste des tableaux et des figures

<u>Figure IV.2 : Particules composites bicouche acier/Al₂O₃ de type A collectées en vol [10].</u>	134
<u>Figure IV.3 : Particules composites bicouches acier/Al₂O₃ de type (B) collectées en vol [] et montrant une enveloppe Al₂O₃ brisée et un démouillage partiel.</u>	135
<u>Figure IV.4 : Splat de la particule de type A acier/alumine sur un substrat d'acier préchauffé à 300°C.</u>	136
<u>Figure IV.5 : Splat de la particule de type A acier/alumine sur un substrat d'acier non préchauffé.</u>	136
<u>Figure IV.6 : Effet de la température du gaz plasmagène sur une particule bicouche Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait (dp= 50µm, Ra/Rb=0.93, durée de 0.1ms) dans un plasma infini Ar-H₂ 75-25 vol.</u>	138
<u>Figure IV.7 : Distribution radiale de la température dans une particule monocouche ou bicouche en contact thermique parfait (dp=50µm, T[∞] =10⁴ K, T_{ini}=300 K, durée du transitoire de 0.1 ms).</u>	139
<u>Figure IV.8 : Distribution radiale de la température dans une particule Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait (dp=50 µm, T_{infini}=10⁴ K, durée du transitoire de 0.17 ms).</u>	140
<u>Figure IV.9 : Vue 3D du champ thermique et position des fronts de fusion dans les matériaux Fe et Al₂O₃ obtenus à partir de simulations.</u>	141
<u>Figure IV.10 : Front de fusion dans la couche de Fer (particule Fe /Al₂O₃, dp=50 µm, T_∞=10⁴ K, Ra/Rb=0.92).</u>	142
<u>Figure IV.11 : Positions des fronts de fusion (Fe/Al₂O₃, dp=50 µm, Ra/Rb=0.5, T[∞] =10⁴ K, Ar-H₂ 75-25% vol.).</u>	142
<u>Figure IV.12 : Effet de la RTC sur la distribution de la température dans une particule bicouche Fe/Al₂O₃ (dp=50µm, Ra/Rb=0.93, durée=0.1ms, T_∞ =10000 K).</u>	143
<u>Figure IV.13: Comparaison du champ radial de température dans une particule Fe/Al₂O₃ (dp=50µm, Ra/Rb=0.9, durée=0.1ms) pour deux valeurs de la RTC (10⁻⁸ m².K/W et 10⁻⁶ m².K/W).</u>	144

Liste des tableaux et des figures

Figure IV.14 : Evolutions du saut de température à l'interface de contact pour différentes RTC dans une particule bicouche Fe/Al₂O₃ (dp=50µm, Ra/Rb=0.92, T[∞]=10000 K, durée= 1ms)..... 145

Figure IV.15 : Saut de température à l'interface de contact d'une particule Fe/Al₂O₃ (dp=60µm, T[∞]=10⁴ K et Ra/Rb=0.93)..... 146

Figure IV.16 : Instantané de température obtenu à 0.3 ms avec une particule Fe/Al₂O₃ avec une RTC de 10⁶m².K/W (dp=60µm,Ra/Rb=0.5 ,T[∞]=10⁴ K) dans un plasma Ar-H₂ 75-25% vol..... 147

Figure IV.17 : Instantané de température obtenu à 0.3 ms avec une particule Fe/Al₂O₃ avec une RTC de 10⁻⁸m².K/W (dp=60µm,Ra/Rb=0.5,T[∞]=10⁴K) dans un plasma Ar-H₂ 75-25% vol..... 147

Figure IV.18 : Champ stationnaire des iso-vitesse et des iso-température dans le jet de plasma Ar-H₂ (conditions de tir du tableau IV.1)..... 148

Figure IV.19 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 µm, Ra/Rb=0.93, RTC constante=10⁻⁵ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du Tableau IV.1)..... 150

Figure IV.20 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 µm, Ra/Rb=0.93, RTC constante=10⁻⁶ m²K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 151

Figure IV.21 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 µm, Ra/Rb=0.93, RTC constante=10⁻⁷ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV.1)..... 151

Figure IV.22 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (dp=60µm, Ra/Rb=0.93, RTC=10⁻⁸ m²K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 152

Figure IV.23 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (dp=60 µm, Ra/Rb= 0.93, RTC constante de 10⁻⁶ m².K/W, sans évaporation le long d'une trajectoire optimale (conditions de tir du tableau IV.1)..... 154

Figure IV.24 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 µm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ à 10⁸ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 155

Liste des tableaux et des figures

Figure IV.25 : Fractions liquides et saut de température (Fe/Al_2O_3 , $d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0.93$, RTC constante $=10^{-6} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV.1)...... 156

Figure IV.26 : Fractions liquides et saut de température pour une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0.93$, RTC variable de $10^{-6} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 157.

Figure IV.27 : Sauts de température à l'interface dans le cas d'une RTC constante (trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 158

Figure IV.28 : cas d'une RTC variable (trajectoire optimale conditions de tir du tableau IV.1)...... 158

Figure IV.29 : Fractions liquides avec RTC variable $5.10^{-6} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 160

Figure IV.30 : Histoire thermique avec RTC variable de $5.10^{-6} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 161

Figure IV.31 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al_2O_3 avec RTC constante de $5.10^{-6} m^2K/W$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 161

Figure IV.32 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 avec RTC constante de $5.10^{-6} m^2K/W$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 162

Figure IV 33 : Fronts d'évaporation avec RTC variable pour une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0.93$, d'une trajectoire optimale et conditions de tir du tableau I.4)...... 163

Figure IV.34 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0.87$, RTC constante de $10^{-5} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)...... 164

Figure IV.35 : Fractions liquides et saut de température à l'interface d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0.87$, RTC variable de $10^{-5} m^2K/W$, trajectoire optimale)...... 165

<u>Figure IV.36 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable=10⁻⁵ m².K/W, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau 1.4).....</u>	166
<u>Figure IV.37 : Fractions liquides volumiques et saut de température à l'interface Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable=10⁻⁵ m².K/W, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).....</u>	167
<u>Figure IV.38 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).....</u>	168
<u>Figure IV.39 : Champ de température dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.184 ms, trajectoire optimale en chauffage uniforme et sans évaporation).....</u>	171
<u>Figure IV.40 : Champ de température dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.184 ms, trajectoire optimale en chauffage non uniforme sans évaporation).....</u>	171
<u>Figure IV.41 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.15 ms) le long d'une trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation.....</u>	172
<u>Figure IV.42 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.184ms, trajectoire optimale en chauffage non uniforme sans évaporation).....</u>	172
<u>Figure IV.43 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.322ms, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).....</u>	173
<u>Figure IV.44 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t = 0.350 ms, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).....</u>	173
<u>Figure IV.45 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, t=0.5 ms, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).....</u>	174

Liste des tableaux et des figures

Figure IV.46 : Histoire thermique d'une particule Fe/ZrO₂ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁵ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 175

Figure IV.47 : Histoire thermique d'une particule Fe/ZrO₂ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 176

Figure IV.48 : Fractions liquides et saut de température pour une particule Fe/ZrO₂ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)..... 177

Figure IV.49 : Dilatation de particules monocouche et bicouche en contact thermique parfait (plasma infini Ar-H₂ 75-25% vol. à T=10⁴K sur une durée de 0.1 ms)..... 180

Figure IV.50 : Evolution du rayon d'une particule Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre en fonction du temps le long d'une trajectoire optimale..... 182

Figure IV.51 : Numérotation des volumes de contrôle..... 186

Figure IV.52 : Evolution de la température de la matrice et des grains du volume de contrôle N°20 pour les conditions (Ar-H₂ 75-25% vol., dp= 100 μm, T[∞]=5000 K., hc=10⁻⁵ m².K/W, fvp=5%)..... 186

Figure IV.53 : Evolution de la température de la matrice et des grains du volume de contrôle N°20 pour les conditions (Ar-H₂ 75-25% vol., dp= 100 μm, T[∞]= 8000 K., hc=0.1 W/m².K, fvp=30%)..... 187

Figure IV.53 : Evolution de la fraction liquide dans une particule agglomérée pour les conditions (Ar-H₂ 75-25% vol., dp= 100 μm, T[∞]= 8000 K, hc=0.1 W/m².K, fvp=12%)..... 188

Introduction Générale

1) Position du problème

La technologie de projection thermique est une solution éprouvée et reconnue pour des applications mécaniques, thermiques, anti-usure, anti-corrosion et de génie électrique les plus diverses. Bien que d'application courante depuis trente ans dans les domaines aéronautique et spatial ainsi que nucléaire, elle n'est présente que maintenant dans le secteur de l'automobile, des textiles, de la chimie, de la pétrochimie, de l'électronique et du biomédical.

Elle permet d'apporter des solutions à des problèmes de corrosion, d'usure, de fatigue, de protections électromagnétiques et thermiques [1-4], par l'élaboration de revêtements de plus en plus élaborés. Elle est actuellement utilisée pour la synthèse de nouveaux matériaux [5] dans des domaines où une grande pureté du produit est exigée.

Dans l'industrie aérospatiale, les enjeux économiques et écologiques orientent actuellement la recherche vers l'élaboration de matériaux alliant à la fois légèreté pour une plus faible consommation carburant, un moindre rejet de pollution dans l'atmosphère et une augmentation de la résistance à l'usure et à la fatigue.

L'emploi de matériaux céramiques renforcés par du métal de type MMC (Metal Matrix Composite) est tout indiqué dans ce contexte. L'origine de ces matériaux remonte aux années 1960 [6,7] et ils sont bien connus dans le monde industriel; mais les coûts élevés liés à leur production ont limité leur emploi.

L'utilisation du procédé de projection thermique combiné à l'utilisation d'une poudre composite métal / céramique, devrait permettre de répondre à une partie de ces besoins.

Ces composites métal-céramique sont réalisés soit par agglomération de petites particules (de quelques microns) de céramique et de métal (par atomisation séchage suivi de densification par frittage), soit par enrobage de particules métalliques de quelques dizaines de microns de diamètre par une céramique en utilisant le procédé de mécanofusion ou encore en enrobant des particules de céramique par du métal via des techniques électrochimiques. Les particules micrométriques enrobées étant obtenues par atomisation-séchage.

Globalement, l'étude thermique d'un processus de projection peut être divisée en deux parties :

- la première s'intéresse aux échanges plasma-particules avant impact sur un substrat.
- la seconde étudie l'impact, le refroidissement des lamelles résultantes et la construction du dépôt.

Ainsi, la qualité des revêtements obtenus dépend fortement de l'histoire thermique des particules en vol avant impact. Par exemple, l'obtention d'un revêtement plus ou moins poreux dépend fortement de l'état de fusion et de la vitesse des particules au moment de l'impact [8-10].

L'intérêt d'une modélisation fine de transferts d'énergies, de quantités de mouvement et du transfert de masse jet de plasma-particules est clairement affiché par la communauté scientifique travaillant dans ce domaine. On peut le voir par le nombre de travaux publiés dans les différents journaux scientifiques et le nombre de colloques et conférences associant des thèmes relatifs à la projection thermique dans leurs agendas.

Le travail de cette thèse a comme but la modélisation et l'investigation du transfert de chaleur et de masse en vol avant impact entre un jet de plasma et une particule cermet, soit bicouche fabriquée par mécanofusion, soit agglomérée et constituée d'une matrice incrustée de grains de tailles très réduites. Les modèles de simulation numériques présentés s'appliquent en principe à tous les procédés de projection

thermique utilisant une flammeensemencée de particules sans effets de charge, ce qui est généralement le cas en projection thermique lorsque le débit de poudre est inférieur à 1kg/h [11]. Néanmoins, les situations étudiées dans cette thèse concernent le cas restrictif d'un jet binaire réactif Ar-H₂ 75-25 % vol. en plasma d'arc soufflé en courant continu. Ce mélange gazeux est généralement utilisé pour la fusion des matériaux céramiques réfractaires.

Les poudres composites à cœur métal/enveloppe céramique sont une nouveauté et ont été peu étudiées. Nous avons relevé à ce jour une seule étude de modélisation, celle de Demetriou et al. [12], relative à la faisabilité de production de revêtements métalliques à matrice composite par projection plasma. Ces auteurs traitent le cas de poudre composite WC-Co, SiC- Ni et SiC-Al en contact thermique parfait, où la particule céramique est enrobée par du métal avant d'être projetée dans un jet de plasma d'argon. Le modèle thermique présenté par ces auteurs, ne considère que le changement de phase de la couche enveloppe, car les matériaux constitutifs du cœur de la particule bicouche sont à haut point de fusion et ne sont donc pas fondus en plasma d'argon.

Notre étude, traite par contre du changement de phase dans les deux matériaux, qu'ils soient en contact thermique parfait ou non.

En configuration bicouche cœur acier/ enveloppe alumine, le laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges, a commencé dès l'année 1999 des expériences de projection de particules composites ayant un diamètre moyen de $60\ \mu\text{m}$ et un rapport alumine/acier de l'ordre de 1% en poids et obtenues par un procédé de mecanofusion en plasma d'argon hydrogène à pression atmosphérique [13,14].

Les résultats expérimentaux de ces études ont montré la faisabilité d'un tel procédé avec une diminution du phénomène d'oxydation sous certaines conditions de granulométrie de la poudre, de débit, de mode d'injection et de puissance de la torche plasma.

Ce travail constitue donc une suite logique de cette ouverture thématique. Le cas d'une particule agglomérée est considéré dans cette étude comme étant une extension à l'étude du transfert de chaleur en présence du changement de phase en milieu hétérogène ; il permet l'étude du problème du couplage thermique entre une matrice et une inclusion de grains et cette configuration peut intéresser le domaine de la projection des suspensions entre autres.

II) Conduite de l'étude

Au chapitre I, nous proposons une étude bibliographique sur le traitement thermique des poudres en projection thermique. La revue de l'état de l'art dans ce domaine porte sur les transferts de chaleur et de masse (conduction, convection, rayonnement et transition de phase-solide-liquide-vapeur) de particules sphériques (le plus souvent mono matériau) qui ensemencent un jet. Dans cette configuration, aussi bien le modèle thermiquement mince (conductivité infinie) que le modèle thermiquement épais, sont d'usage. Sur la base de ces connaissances, nous proposons une modélisation prenant en charge le traitement de poudres composites bicouches métal/céramique dans un jet de plasma Ar-H₂.

Au chapitre II, nous présentons :

- d'une part, les modèles physiques de transfert de chaleur et de masse en configuration composite bicouche homogène avec une attention particulière aux transitions de phase et à la résistance thermique de contact "RTC" céramique-métal. Par ailleurs, la présence de deux matériaux côte à côte introduit un problème thermomécanique de dilatation thermique, qui dans le cas d'un taux élevé, affecte l'intégrité de la particule en brisant la couche enveloppe de céramique. A cet effet, nous proposons un calcul simplifié des contraintes thermiques pour expliquer la rupture de l'enveloppe dans le cas de particules Fe /Al₂O₃.
- et d'autre part, le modèle physique qui permet d'étudier le transfert de chaleur dans une matrice incrustée de grains de tailles très réduites. Cet aspect n'est pas abordé dans toute sa complexité, mais du moins un modèle simplifié (1D

thermique) ayant vocation à être étendu est proposé. Ce dernier consiste en une matrice incrustée de grains microniques sièges du changement de phase solide-liquide. Les premières simulations permettent déjà de considérer une étude paramétrique des couplages thermiques matrice-grain

Au chapitre III, Nous présentons les méthodes numériques mises en œuvre pour résoudre les équations des modèles physiques. Un accent particulier est mis sur le traitement numérique de la solution pour représenter convenablement les interfaces de contact et du changement de phase " problème de Stefan " où il est question de l'application de la technique des volumes finis et de la méthode enthalpique Etant donné la forte non linéarité des problèmes étudiés, la validation des résultats est effectuée soit par comparaisons avec des études similaires publiées dans la littérature soit à des solutions analytiques représentatives de cas linéarisés..

Le chapitre IV est consacré à l'analyse des résultats numériques obtenus. Nous commencerons par la présentation des résultats dans un milieu infini en suite ceux d'un milieu de projection en considérant deux types de trajectoires. La première, passant près de l'axe de symétrie (déviation de 4°) du jet de plasma et elle est qualifiée comme optimale, car la particule reçoit le maximum de flux de chaleur en provenance du milieu plasma. La seconde trajectoire est qualifiée de non optimale car elle est déviée loin de la première et passant par les zones froides du jet et elle est qualifiée de non optimale.

Finalement, le chapitre V propose une conclusion générale de nos travaux de simulation numérique. Des recommandations pour le futur sont formulées en vue d'améliorer les résultats obtenus.

III) Références

- [1]. **P. Fauchais, A. Vardelle and B. Dussoubs**, *Quo vadis thermal spraying?* Journal of Thermal Spray Tech., vol. 10, Issue 1, March (2001), 44-65.
- [2]. **M. I. Boulos, P. Fauchais, A. Vardelle and E. Pfender**, *Plasma spraying, Theory and Applications*. (Ed.) Suryanarayanan, World Scientific, (1993), 3-60.
- [3]. **L. Pawloski**, *The science and engineering of thermal spray coating*. Wiley, New York, 1995.
- [4]. **National Research Council**, *Coatings for high-temperature structural materials: Trends and opportunities*. National Academy Press, Washington DC, 1996.
- [5]. **F. Gitzhofer**, *Induction plasma synthesis of ultra fine SiC*. Pure & Appl. Chem., vol. 68 (1996), 1113-1120.
- [6]. **Jerry G. Baetz**, *“Metal matrix composites: their time has come”*. Aerospace America, Nov. (1998), 14–16.
- [7]. **S. P. Rawal**, *Metal matrix composite for space applications*, JOM 53, (4), (2001), 14-17.
- [8]. **J. Madejski**, *Solidification of droplet on cold surface*. Int.J.Heat Mass Transfer, vol.19, (1976), 1009-1013.
- [9]. **A. C. Léger, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais and S. Sampath**, *Plasma sprayed zirconia: Relationship between particles parameters, splat formation and deposit generation part I: impact and solidification in Thermal Spray*. Practical solutions for engineering. (Ed.) C.C. Berndt, ASM International, Materials Park, Oh. USA, (1996), 623-628.
- [10]. **K. Mailhot, F. Gitzhofer and M.I. Boulos**, *Supersonic induction plasma spraying of dense YSZ electrolyte membrane. in thermal spray. A united forum for scientist and technological advances*, (Ed.) C.C. Berndt, ASM International, Materials Park, Oh. USA, (1997), 21-24.
- [11]. **P. Fauchais**, *Understanding plasma spraying*. J. Phys. D: Appl. Phys.37 (2004), 86-108.
- [12]. **M. D. Demetriou, A. S. Lavine and N. M. Ghoniem**, *Feasibility of plasma spraying in developing MMC coatings: modeling the heating of coated powder particles*. J. of Man. Science and Eng., Trans.ASME, vol.124 (2002), 58- 64.
- [13]. **H. Ageorges, A. Grimaud and P. Fauchais**, *Plasma sprayed coatings of mechanofused alumina-steel particles*. Progress in Plasma Processing of Mater. (Eds.) P.Fauchais and J. Amouroux, (1999), 471-478.
- [14]. **H. Ageorges and P. Fauchais**, *Plasma spraying of stainless-steel particles coated with an alumina shell*. Thin Solid Films 370 (2000), 213-222.

Chapitre I : Etude bibliographique

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude bibliographique des modèles de simulation des transferts de chaleur et de masse entre les particules et le jet de plasma. Etant donné le nombre de phénomènes physiques abordés (conduction, convection, rayonnement, changement de phase et transfert de masse) et le nombre important de travaux recensés, la liste des travaux rapportée dans ce chapitre n'est pas exhaustive et pour une meilleure clarté de l'exposé, nous avons jugé utile de scinder notre étude en deux parties :

- la première est relative aux travaux (les plus nombreux) de modélisation du transfert de chaleur entre un milieu plasma et des particules monocouche ou bicouche, injectées soit dans un milieu plasma infini, soit dans un jet de plasma représentatif des expériences de projection thermique
- la seconde est relative aux travaux traitant du transfert de masse (évaporation) avec ou sans réaction chimique

L'étude de l'écoulement du jet de plasma, l'influence du pied de l'arc électrique, le problème de l'injection, les effets de la charge, de la turbulence et le transfert de quantité de mouvement ne sont pas rapportés dans cette étude. Les références [1-5] peuvent être consultées avec profit. En effet, elles contiennent l'essentiel de l'état de l'art dans le domaine de la projection par plasma. Dans un tel problème, les effets dynamiques et thermiques sont couplés et les particules sont mobiles et empruntent plusieurs trajectoires. Toutefois pour fixer le cadre général dans lequel s'inscrit notre étude, nous commencerons par une brève description des procédés de projection thermique et d'une torche plasma à arc soufflé et à courant continu, de la nature des

gaz plasmagènes utilisés ainsi que des approches mathématiques en usage dans ce domaine.

1.2 Description des procédés de projection thermique

Les procédés de projection thermique [6] regroupent plusieurs techniques et utilisent des plasmatrone parfois appelés torches (gun en anglais), où une source chaude communique un flux de chaleur et une quantité de mouvement à un matériau projectile. On peut les classer en plusieurs catégories :

- subsonique à la flamme acétylénique, où le matériau à projeter se présente sous la forme de poudre, fil ou tige
- supersonique à la flamme oxygène-propane, méthane, propylène... ou (High Velocity Oxy-fuel Flame HVOF) ou à air-kérosène (High Velocity Air Fuel HVAF), où le matériau à projeter se présente généralement sous une forme pulvérulente et quelquefois sous forme de tige
- au canon à détonation, appelé D-Gun pulsé à 10 coups/s (matériau pulvérulent)
- à l'arc fil, où le matériau à projeter se présente sous la forme de deux fils ductiles associés continûment et entre lesquels éclate un arc électrique qui fait fondre leurs extrémités; les gouttelettes étant atomisées et projetées par un jet d'air comprimé
- à l'arc plasma (arc soufflé en courant continu DC), où cette fois-ci le matériau à projeter se présente sous la forme d'une poudre pulvérulente constituée de particules de tailles généralement comprises entre 10 à 100 μm de diamètre. D'autres techniques [7], comme celle dénommées SPS pour "Suspension Plasma Spraying" sont actuellement développées pour projeter des particules de taille nanométrique, pour l'obtention de revêtement finement structuré. La poudre est d'abord mélangée à un liquide pour former une suspension, puis injectée sous forme de grosses gouttes ($\sim 300 \mu m$) dans le jet de plasma et ce pour lui permettre de pénétrer dans l'écoulement

- par décharge Radio Fréquence RF à couplage inductif, où les poudres traitées, peuvent atteindre $200 \mu m$ de diamètre.

Le temps de résidence des particules dans une torche à plasma d'arc classique à courant continu est de l'ordre de 0.5 à 1 ms. Pour une torche à induction où la vitesse de l'écoulement est 20 à 30 fois plus faible, le temps de résidence est de l'ordre de 5 à 25 ms ; ce qui explique la possibilité de faire fondre des particules beaucoup plus grosses qu'en plasma d'arc en utilisant un gaz de faible conductivité thermique comme l'argon.

Dans les applications courantes de projection par plasma, les matériaux candidats doivent avoir au moins $300 K$ de différence entre leur point de fusion et de vaporisation ou de décomposition afin que le rendement de projection reste raisonnable (30 à 60%).

Ces procédés opèrent soit à l'air ambiant (Atmospheric Plasma Spraying APS), soit à pression réduite dans une enceinte (Low Pressure Plasma Spraying LPPS), soit encore sous une atmosphère contrôlée généralement de l'argon pour réduire le phénomène de l'oxydation du substrat et des particules lorsque le matériau projeté est un métal ou un alliage métallique. L'utilisation des deux dernières techniques est limitée aux matériaux à forte valeur ajoutée, car les coûts d'investissements sont 10 à 20 fois plus élevés qu'en APS.

Il existe évidemment beaucoup de variantes à ces techniques ; l'adaptation d'une tuyère de type de Laval convergente-divergente, permet en effet d'obtenir des vitesses d'écoulements supersoniques en sortie de tuyère. Le cas classique d'une projection par plasma d'arc soufflé à pression atmosphérique ou à induction radio fréquence à quelques 30 à 40 kPa, reste du domaine subsonique même si des vitesses de $2200 m/s$ peuvent être atteintes en plasma d'arc avec un mélange Ar-H₂ (25% vol.). Par exemple l'utilisation de ce type de tuyère avec un plasma RF, permet de fondre des particules céramiques ($d_p < 20 \mu m$) dans la partie subsonique de la décharge puis de les accélérer à plus de $600 m/s$ dans la tuyère de Laval.

Chapitre I : Etude bibliographique

A titre de comparaison, nous avons résumé dans le tableau I.1 quelques caractéristiques de procédés classiques de projection thermique.

Tableau I.1 : Caractéristiques des procédés de projection thermique.

Procédés	Source de chaleur	Mat. projeté	Gaz d'écou. ou d'accél.	Temp. du gaz (K).	Vitesse des particules (m/s)	Nature du revête.	Niveau de porosité % vol.
Plasma	Arc plasma d.c	poudre	Ar / Ar+H ₂ / N ₂ -H ₂ / Ar+He+H ₂	14000	100-600	métal, cér. composites	2-20
	Plasma inductif R.F	poudre	Idem	8000	< 50	Idem	7-20
Arc-fil	Arc électrique	fil ductile	air	6000	100 à 200	matériaux ductiles	8-15
Flamme	O ₂ +C ₂ H ₂	poudre fil ou tige	air	2000 à 3000	50 50	métal ,plastique cér.(fil)	10-20
D gun	O ₂ / C ₂ H ₂ /N ₂	poudre	détonation par ondes de chocs	4500	800 -1000	métal & composites	0.1-1
HVOF	O ₂ +C ₃ H ₆ / O ₂ +H ₂ / O ₂ +C ₃ H ₈	poudre	air	2800	1350	métal / cermet	0.5-2

Il ressort de cette comparaison, que dans le cas d'un procédé par plasma d'arc classique, on privilégie les hautes températures alors que dans le procédé HVOF, c'est plutôt la vitesse. Ceci laisse deviner que pour obtenir un revêtement très dense (i.e. à faible porosité) et réfractaire de type zircone, il faut utiliser de préférence un procédé par plasma avec éventuellement une tuyère supersonique pour augmenter les vitesses à l'impact. Il faut rappeler ici que la vitesse reste un paramètre parmi

d'autres (plus de 50) selon la référence [8], pour assurer un revêtement aux qualités reproductibles.

1.3 Fonctionnement d'une torche à plasma d'arc soufflé

Les torches classiques à plasma d'arc soufflé, sont constituées de deux électrodes. Une cathode à extrémité conique en tungstène thorié (2% en masse de thorie) qui permet de supporter une température de 3600 à 3800 K à l'extrémité du cône et ϕ qui facilite l'émission thermo-ionique. Une anode en cuivre très pur avec un insert en tungstène, servant le plus souvent de tuyère. L'ensemble est refroidi par une circulation d'eau sous pression jusqu'à 2 MPa, afin d'évacuer la quantité de chaleur dissipée.

La torche démarre par une décharge électrique haute tension (5-10 kV) et haute fréquence (quelques MHz), entre la pointe de la cathode et l'anode. Les gaz plasmagènes introduits en amont, sont chauffés par effet Joule et subissent une ionisation partielle et la décharge électrique initialise le plasma dans le gaz plasmagène. Une fois l'arc établi, les électrons et les ions positifs ainsi formés, sont accélérés respectivement vers l'anode et la cathode. Le plasma obtenu est un milieu global de masse volumique de 20 à 40 fois plus faible, que celle du même gaz à pression atmosphérique.

Un injecteur disposé en sortie de tuyère et perpendiculairement à son axe, permet d'introduire radialement, un mélange de poudre à l'aide d'un gaz porteur généralement de l'argon. Le but recherché est de chauffer ces particules jusqu'à leur fusion complète ou partielle, de les accélérer et de les faire entrer en collision avec un substrat préalablement préparé. La vitesse de trempe des particules écrasées sur le substrat est de l'ordre de 10^8 K/s, et les particules impactent sur des couches lamellaires qui se sont déjà solidifiées. Lorsque la projection a lieu à l'air ambiant, ces couches contiennent parfois des inclusions de particules non fondues, des oxydes dans le cas où le matériau d'apport est un métal ou un alliage métallique. La porosité due aux difficultés d'accommodement des lamelles lors de leur formation,

aux rugosités et aux espaces entre les lamelles déjà déposées, peut varier de 1% à 10-20%. La figure I.1 représente schématiquement le principe du procédé de projection pour une torche à plasma d'arc soufflé à courant continu fonctionnant à pression atmosphérique (APS).

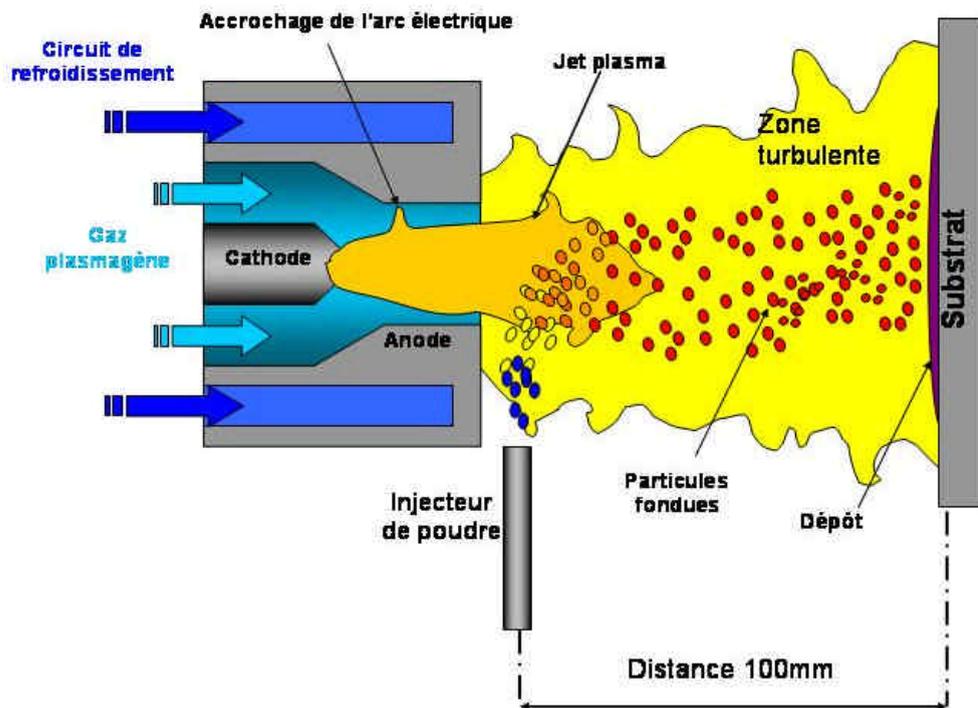


Figure I.1 : Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé.

La formation de l'arc électrique, celle du jet et de ses fluctuations ont été étudiées par les auteurs des références [9-12]. Sur la figure I.2 sont représentées les fluctuations du pied de l'arc électrique.

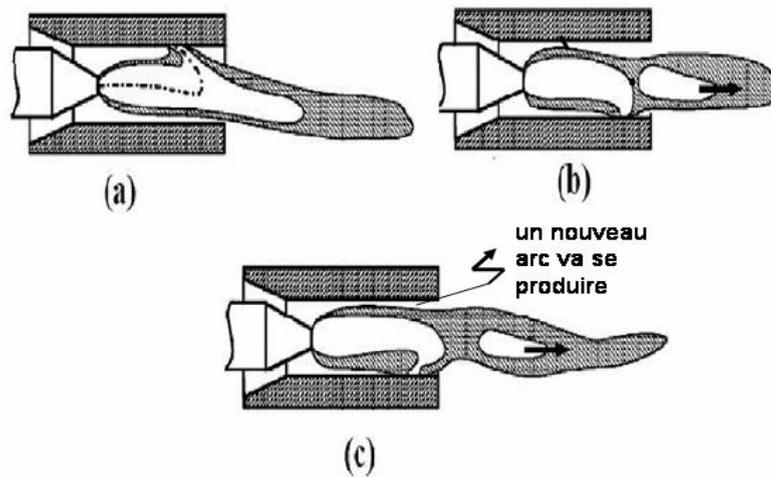


Figure 1.2 : Schématisation du mode d'accrochage de l'arc électrique dans une torche de projection à plasma d'arc soufflé d'après [12].

Les fluctuations du jet de plasma dues aux phénomènes physiques d'accrochage de l'arc électrique, font que les particules en vol ne reçoivent pas un traitement homogène. En effet les travaux de Wutzke et al. [9], effectués sur une anode plane, ont montré qu'ils existaient différents modes de comportements de l'arc électrique:

- le mode stable (a), correspond à une colonne d'arc stationnaire avec une tache anodique fixe et une tension électrique constante dans le temps ; mais ce mode est fatal pour la tuyère (quelques secondes).
- le mode oscillant (b), correspond à un accrochage où un pied d'arc naît pendant que l'autre s'éteint progressivement et ceci se traduit, par des oscillations presque sinusoïdales de la tension électrique de l'arc. Ce mode dénommé « takeover-mode », est essentiellement observé avec les gaz monoatomiques.
- le mode fluctuant (c), consiste en un réamorçage « restrike-mode », caractérisé par un mouvement du point d'attachement de l'arc sur l'anode. La longueur de

celui-ci augmente jusqu'à ce qu'un court-circuit apparaisse et l'arc se réamorçe en un autre point. Ce phénomène de réamorçage se traduit par des variations importantes de la tension d'arc en forme de dents de scie comme l'ont montrés les travaux de Planche [11]. Il est essentiellement observé avec des gaz plasmagènes diatomiques.

Les modes «take-over» et «restrike» dépendent en fait de l'épaisseur de la couche limite entourant la colonne d'arc. Lorsqu'elle est fine, le mode est «takeover» alors que pour une couche limite épaisse on a le mode «restrike». En général, le mode «take-over» est obtenu avec les gaz monoatomiques et le mode «restrike» avec un gaz plasmagène diatomique. Cependant à fort courant et faible diamètre de tuyère, un plasma Ar-H₂ peut présenter un mode takeover.

A ce sujet, les travaux théoriques récents de Legros [13], ont révélé que les modifications continues de la puissance dissipée dans le jet, entraînent aussi bien des fluctuations de vitesse ($\pm 35\%$) que de température du gaz ($\pm 12\%$), illustrées à la figure I.3. Ces fluctuations entraînent par un effet piston d'une part, une succession d'allongements et de raccourcissements du jet plasma, en favorisant son mélange avec l'air ambiant et, d'autre part elles occasionnent un traitement thermique inhomogène des particules soumises aux bouffées successives formant le jet, comme l'ont signalés les travaux de Coudert et al. [12] et Lagnoux [14].

A ce niveau, nous ne manquerons pas de signaler le phénomène d'érosion des électrodes. En effet pour la cathode, les travaux d'Heberlein par exemple [15], ont montré que celle-ci s'usait assez rapidement, faisant chuter la tension d'arc de quelques volts (en environ 1h) alors que l'anode présente une usure plus lente et moins régulière. Cette dernière, est sensible aux conditions de fonctionnement (nombre de redémarrages et à la façon dont ceux-ci sont effectués). Cette usure est préjudiciable pour le transfert de quantités de mouvement et d'énergie plasma-particules, car ceux-ci dépendent entre autres de l'enthalpie du plasma, c'est-à-dire de la puissance dissipée pour un débit de gaz plasmagène donné. Les sources de puissances étant des sources de courant, toute chute de tension entraîne une

diminution de la puissance dissipée. La chute de puissance doit donc être compensée.

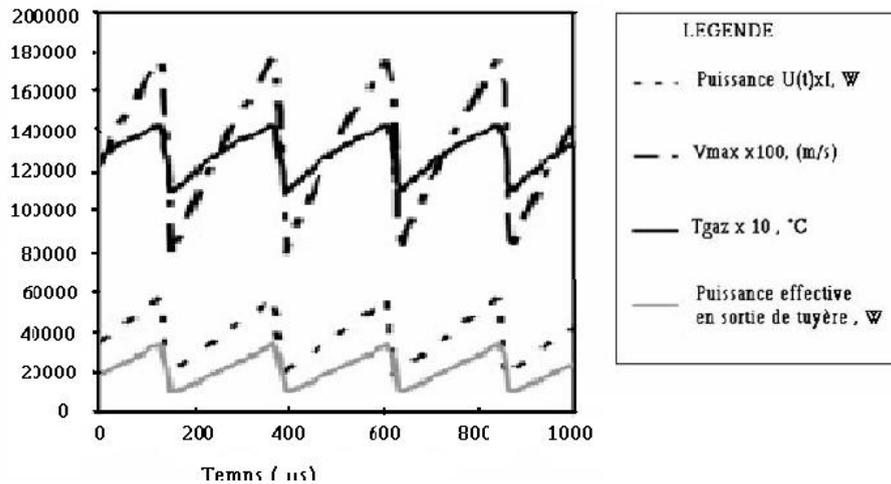


Figure 1.3 : Profils instationnaires des puissances, de la température et de la vitesse du gaz, mesurés en sortie de tuyère et sur l'axe du jet pour les conditions expérimentales d'un jet de plasma Ar-H₂ (45l/mn Ar, 15l/mn H₂, diamètre tuyère=7mm, l=600 A, V=65V ± 15%, rendement thermique de 57%) [13].

1.4 Nature des gaz plasmagènes

Le traitement thermique des particules dans un milieu plasma, dépend non seulement des paramètres de fonctionnement de la torche mais également des propriétés thermodynamiques et de transport [1,2,3,16-18] 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 l'argon, les mélanges binaires Ar-H₂, Ar-He, N₂-H₂ et les mélanges ternaires Ar-He-H₂.

L'azote est abondant et moins cher, mais on lui préfère l'argon, car ce gaz est plus lourd et permet ainsi un transfert de quantité de mouvement plus important. De plus, les torches sont plus stables avec l'argon qu'avec l'azote. Par ailleurs, les variations de la conductivité thermique de réaction sont dues essentiellement aux phénomènes de dissociation et d'ionisation. L'ajout d'hydrogène ou d'azote a pour effet d'augmenter le transfert de chaleur [1] au voisinage des températures de dissociation (vers 3500 K pour H₂ et 7500 K pour N₂). Avec l'hélium, dont la conductivité thermique est nettement plus élevée, alors que son ionisation ne commence que vers 16000 K, le transfert de chaleur est également amélioré.

D'un point de vue transfert de chaleur, l'hydrogène avec sa plus basse température de dissociation est le gaz le plus utilisé. L'hélium quant à lui, contribue également à améliorer l'impact des particules en augmentant la viscosité du mélange gazeux au-delà de 10000 K et en limitant la turbulence autour de la colonne d'arc et l'entraînement de l'air ambiant.

Il existe donc tout un choix de dosage du mélange gazeux suivant l'application de projection recherchée. La conductivité thermique totale d'un gaz plasmagène peut s'exprimer comme la somme de quatre termes [1] :

$$k_{\text{totale}} = k_{\text{trans}} + k_{\text{electrons}} + k_{\text{int erne}} + k_{\text{react}} \quad (I.1)$$

- la conductivité thermique de translation des particules lourdes, importante jusqu'à 8000 K-9000 K.
- la conductivité thermique des électrons, prépondérante au-delà de 10000 K.
- la conductivité thermique interne, en général négligeable
- la conductivité thermique réactionnelle présentant des pics importants lors de la dissociation puis de l'ionisation.

La figure I.4 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%.

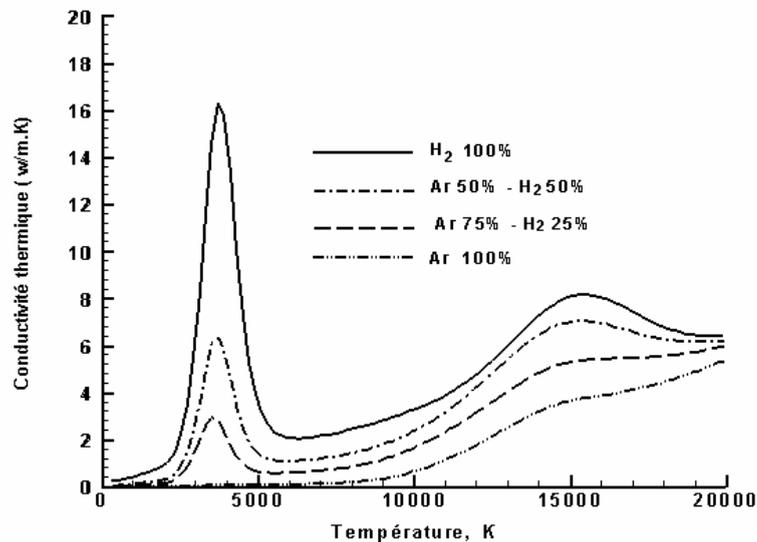


Figure I.4 : Conductivité thermique des gaz purs Ar, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].

Pour le calcul des transferts plasma-particule, on utilise de préférence la conductivité thermique intégrée [19] 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 diffuse en périphérie de la colonne d'arc et corrélativement la conductivité thermique du gaz plasmagène croît, ce qui augmente à son tour la constriction de l'arc. Le résultat de l'ensemble produit une augmentation du champ électrique et de la longueur de l'arc et donne lieu à une meilleure dissipation de l'énergie et une plus grande expansion du jet avec des vitesses d'écoulement élevées. La figure I.5 présente la variation avec la température de l'enthalpie

massique des gaz purs Ar et H₂ et de leur mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique, calculée avec le logiciel T&TWinner [18].

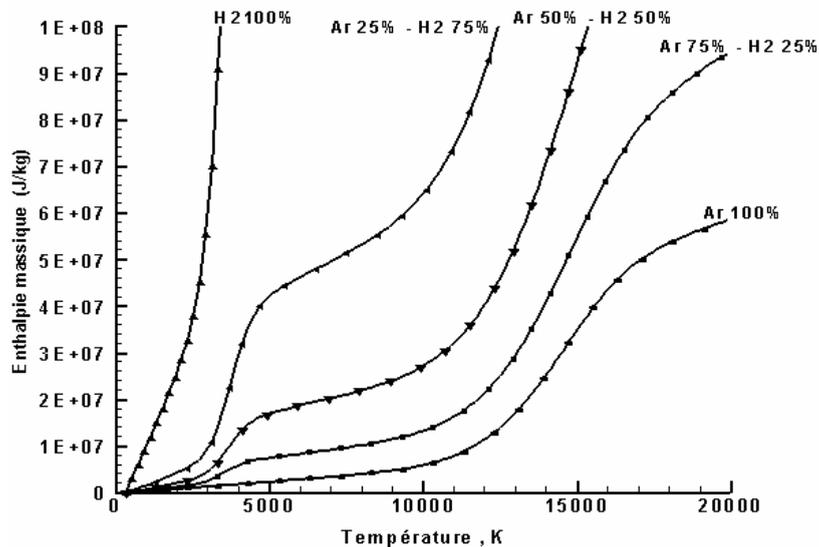


Figure I.5 : Enthalpies massiques des gaz purs Ar, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].

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 de 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.

Pour le mélange Ar-H₂ étudié (75-25% vol.), la viscosité moléculaire est très peu différente de celle de l'argon pur, en raison de la faible proportion d'hydrogène comme le montre la figure I.6.

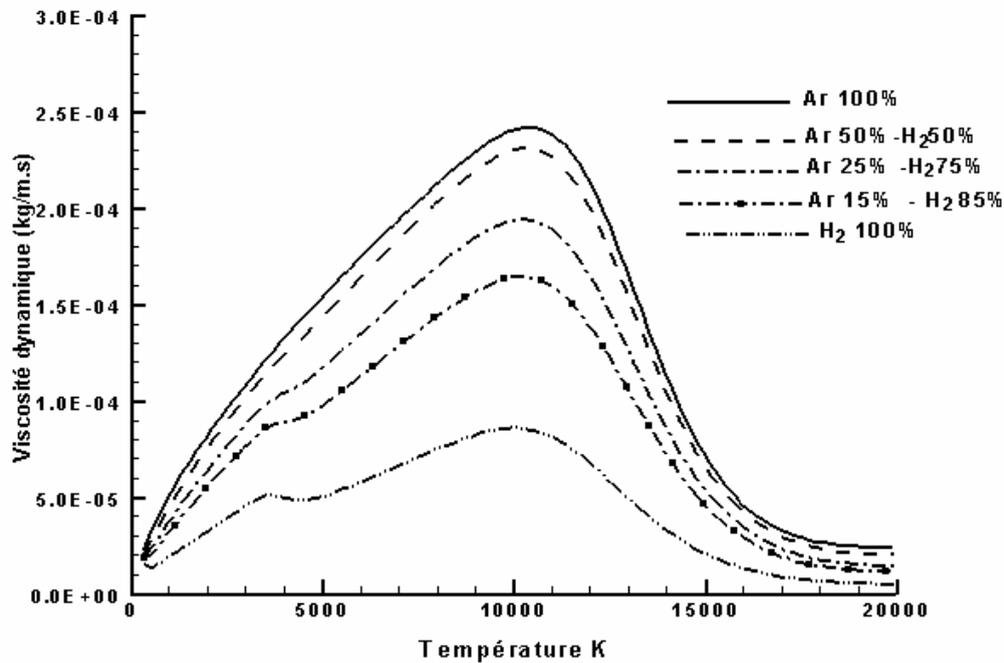


Figure I.6 : Viscosité moléculaire des gaz purs Ar-, H₂ et de mélanges Ar-H₂ à pression atmosphérique [18].

1.5 Approches mathématiques du traitement des particules

Le comportement dynamique et thermique des particules en vol dans les procédés de projection thermique peut être décrit selon deux approches : Eulérienne ou Lagrangienne [20].

La résolution des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces chimiques peut être effectuée selon trois méthodes que l'on peut qualifier comme :

- les méthodes couplées
- les méthodes semi couplées
- les méthodes découplées

L'approche Eulérienne, consiste à formuler un système d'équations traitant l'interaction gaz particules comme un écoulement diphasique unique ; les deux

phases sont considérés comme deux fluides, occupant chacun une fraction volumique de l'espace. Cette approche donne de meilleurs résultats lorsque les fractions sont larges; cependant elle requiert un temps de calcul élevé en raison des algorithmes de résolution de type implicite.

En revanche, l'approche Lagrangienne considère que le volume occupé par les particules est négligeable devant celui du fluide environnant et il est donc possible d'utiliser des méthodes de type semi couplées ou découplées dans la résolution des équations. Pour les méthodes semi couplées, le couplage se traduit par la présence d'un terme source dans les équations de la phase gazeuse. On peut donc incorporer un modèle de statistique, pour tenir compte de la distribution de taille et de vitesse d'injection des particules.

En ce qui concerne la méthode de découplage, celle-ci suppose que l'écoulement de la phase gazeuse n'est pas perturbé par la présence des particules et les équations sont ainsi séparées, pour le gaz et les particules. D'un point de vue numérique, le couplage implique une résolution simultanée des équations des deux phases et en général on suppose un écoulement stationnaire. Les problèmes faisant intervenir des transitions de phase dans la particule sont difficilement pris en charge par cette technique. En revanche la technique de découplage peut être appliquée aussi bien pour les écoulements stationnaires et instationnaires et la résolution des problèmes faisant intervenir le changement de phase par fusion ou solidification se trouve grandement facilitée.

Le choix d'un modèle dépend donc fortement du problème à traiter et en ce qui nous concerne, les modèles étudiés sont utilisés dans le cadre de l'approche Lagrangienne et de la méthode de découplage car le débit de poudre est inférieur à 1kg/h (milieu dilué) et n'influence en rien l'écoulement du jet plasma et que l'interaction entre particules elles mêmes est négligée.

1.6 Transfert de chaleur plasma particules

1.6.1 Introduction

La densité de flux de chaleur q (W/m^2), absorbée par un corps solide immergé dans un milieu plasma obéit à la loi de Newton :

$$q = h_{\infty}(T_{\infty} - T_s) \quad (1.2)$$

où h_{∞} ($W/m^2 \cdot K$) est le coefficient de transfert plasma-particules, T_{∞} (K) la température du gaz plasmagène, T_s (K) la température de surface de la particule.

Ainsi lorsqu'une particule est plongée dans un bain plasma, elle est progressivement chauffée à travers une couche limite (figure 1.7) par un flux de chaleur provenant de la conduction thermique (recombinaison ion électron et atome atome, bombardement électronique, absorption de rayonnement UV, activité catalytique vis-à-vis des espèces chargées et d'éventuelles réactions chimiques de type oxydation), et des courants convectifs lorsqu'elle se déplace. Cependant de ce flux de chaleur, il faut aussi soustraire les pertes radiatives (émission propre de la particule).

Notons au passage que lorsque l'on suppose l'équilibre thermodynamique local partiel, le calcul de la conductivité thermique présenté au §1.4 prend en compte les phénomènes de recombinaison. De plus dans une expérience de projection thermique, il y'a lieu de faire fondre les particules pour qu'elles puissent s'accrocher sur le substrat, sans leur faire subir une trop importante évaporation. A l'équation précédente, il faut donc ajouter le changement de phase solide liquide et une transition liquide vapeur pour retracer l'histoire thermique des particules en vol

Dans le cas de l'évaporation, et en particulier des espèces métalliques, il convient de rappeler que leurs vapeurs modifient le rayonnement du plasma [1-3] et donc elle doit être contrôlée ; car l'énergie alors rayonnée fait diminuer considérablement celle disponible dans le plasma.

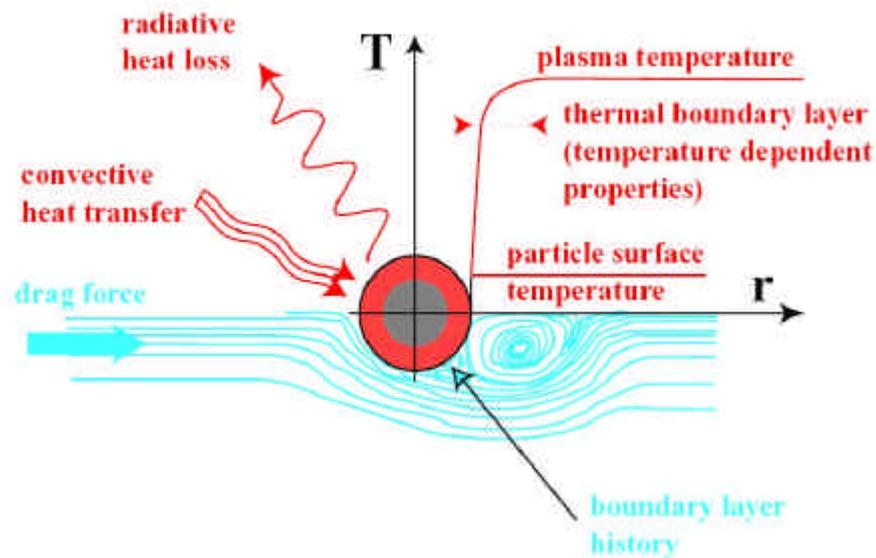


Figure I.7 : Schématisation du transfert de chaleur plasma particule [21]

Par ailleurs l'état de la couche limite plasma particule est caractérisé par un gradient élevé de température et une variation de la composition du mélange gazeux au sein de la couche limite. Ces variations ont tendance à écarter l'état du gaz de l'équilibre chimique. Cet écart dépend en premier lieu de l'écart relatif entre les vitesses spécifiques de réactions chimiques et de la vitesse de diffusion des espèces. La couche limite entourant une particule se trouve dans un état intermédiaire entre deux cas extrêmes :

a) Une couche limite en équilibre

Les vitesses de réaction chimique sont très grandes devant celles de la diffusion des molécules et le pouvoir catalytique de la paroi n'intervient pas. De ce fait, le gaz entourant la particule reste en équilibre thermodynamique et les concentrations ne dépendent plus que de la pression et de la température.

b) Une couche limite figée

Les vitesses de réaction chimique sont faibles devant celles de la diffusion des molécules et le pouvoir catalytique de la paroi intervient fortement par la condition qu'il impose sur les concentrations des espèces chimiques.

La majorité des travaux consultés considère le cas d'une couche limite en équilibre; très peu d'entre eux traitent le cas d'une couche limite hors équilibre.

1.6.2 Cas d'une particule monocouche

1.6.2.1 Milieu plasma infini

Les travaux de la décennie 70, ont commencé d'abord par considérer un milieu plasma infini. Un tel milieu, se caractérise par une température constante et uniforme du gaz et de ce fait, la particule est considérée comme immobile. Dans le cas d'un régime de Stokes $Re \ll 1$ (vitesse relative comme un infiniment petit), les modèles d'écoulement associés sont monodimensionnels ou 1D. Cette hypothèse reste irréaliste car si elle simplifie le problème de calcul des échanges thermiques plasma particule, elle ignore à la fois l'aspect non uniforme du milieu plasma et la diversité des trajectoires.

La corrélation de transfert de chaleur communément utilisée est celle de Ranz et Marshall [22], obtenue pour des gouttes liquides en mouvement de translation :

$$Nu = \frac{h_{\infty} d_p}{k_{\infty}} = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33} \quad (1.3)$$

Ainsi Borgianni et al. [23], traitent le cas d'une particule thermiquement mince dans une flamme à haute température et proposent à partir d'un bilan d'énergie conservatif, un calcul de la fraction liquide et de la diminution du rayon de la particule en cas d'évaporation. Ces auteurs considèrent que le début de l'évaporation a lieu au moment où la température de la particule atteint le point d'ébullition.

Bonet [24], dresse un bilan complet des échanges thermiques et dynamiques, susceptibles de se produire entre un plasma d'air et des particules de zircone ayant une taille comprise entre 10 et 1000 μm de diamètre. Une attention particulière est accordée au rayonnement du milieu plasma, selon qu'il est thermiquement épais (milieu opaque) ou thermiquement mince (milieu transparent). Pour ce dernier cas, les résultats de son étude montrent que pour des particules de diamètre inférieur à 50 μm , les phénomènes les plus importants sur le traitement thermique des grains sont le rayonnement, la conduction interne, la diffusion de Fick à la surface de la particule et le changement de phase (diffusion enthalpique). En revanche, pour les grosses particules, il semble qu'il ne faille négliger aucun mécanisme et inclure en plus des phénomènes cités plus haut, l'effet de la convection forcée, l'effet Soret (thermo diffusion) et l'effet Dufour (effet du flux de matière sur le flux thermique).

Bourdin et al. [25], développent une analyse des différents phénomènes, intervenants dans le calcul du transfert de chaleur entre un plasma thermique infini et une particule sphérique isolée. Ils démontrent dans le cas d'un transfert purement conductif, que le nombre de Nusselt serait rigoureusement égal à 2, à condition de le calculer avec la conductivité thermique moyenne intégrée définie par :

$$\overline{k_{\forall}} = \frac{1}{(T_{\forall} - T_s)} \int_{T_s}^{T_{\forall}} k_{\forall}(T) dT \quad (1.4)$$

Des simulations effectués pour différents diamètres de particules de 20 à 100 μm d'alumine, de tungstène, de silicium et de cuivre, immergées dans un plasma d'argon, d'azote ou d'hydrogène avec des températures allant de 4000 K à 10000 K, ont montré l'importance de la conduction interne au grain et c'est ainsi que la limite entre le modèle thermiquement mince (conductivité infinie) et le modèle thermiquement épais est traduite par une nouvelle valeur du nombre de Biot :

$$Bi = \frac{\overline{k_{\infty}}}{k_p} = 0,01 \quad (1.5)$$

et non pas par la valeur de 0,1 généralement admise dans la littérature classique. A ce sujet, les calculs ont montré que pour l'alumine dans un plasma Ar-H₂ et des nombres de Biot inférieurs à 0,02, une différence de température de 1000 K peut exister entre le centre et la surface de la particule. L'évaluation du flux rayonné par la particule, a montré que celui-ci ne devient notable que lorsque la température de surface a dépassé 2000 K.

Par ailleurs, le calcul du coefficient de transfert de chaleur convectif exige la connaissance d'une température de référence et le choix d'une température du gaz T_{∞} à l'extérieur de la couche limite n'est pas commode. De plus, la présence d'un gradient élevé de température dans la couche limite, nécessite de modifier les corrélations du coefficient de traînée et du nombre de Nusselt par des termes correctifs ; il est donc judicieux, afin de les rendre indépendantes du choix d'une température de référence, de les calculer avec des propriétés physiques moyennées dans la couche limite. Les travaux de Bourdin et al. [25] sont à la base de la corrélation de transfert de chaleur dite de Limoges [19]. Le coefficient de transfert de chaleur moyen est calculé comme une somme algébrique de potentiel de conductivités :

$$h_{\infty} = \frac{2}{d_p (T_{\infty} - T_{ps})} \int_{300}^{T_{\infty}} k_{\infty}(V) dV - \int_{300}^T k_{\infty}(V) dV = \frac{2}{d_p (T_{\infty} - T_{ps})} [I(T_{\infty}) - I(T)] \quad (1.6)$$

Dans le cadre de la mise au point d'une installation pilote de purification de silicium par plasma thermique réactif Ar-H₂ ou d'argon, Humbert et al. [26] présentent une modélisation du transfert de chaleur avec prise en compte de la conduction interne, de la fusion et de l'évaporation dans un milieu plasma infini. Le modèle présenté ne prend en compte ni la recombinaison des espèces chimiques à la surface de la particule et encore moins l'effet de raréfaction (les particules considérées ont un diamètre de 100 μm). En revanche pour tenir compte du gradient de température dans la couche limite, ils adoptent la méthode de Bourdin avec un coefficient de transfert de chaleur purement conductif. Les résultats obtenus montrent que la vitesse d'échauffement de la particule est fortement influencée par la

température et la composition chimique du plasma (ajout d'hydrogène) et par la taille des particules.

Un peu plus tard dans un travail de doctorat, Humbert [27] traite le cas de particules d'oxyde de Silicium SiO_2 et inclut la variation de concentration des espèces chimiques dans la couche limite qu'il considère comme équilibrée. Il montre ainsi que le rayonnement des particules de diamètre supérieur à $50 \mu\text{m}$ peut être suffisamment élevé pour inhiber complètement l'évaporation. Ce résultat vient confirmer les résultats de Boulos [3] dans le cas de la fusion de grosses particules en plasma RF.

En milieu hors équilibre, Leveroni et Pfender [28] présentent un modèle pour le transfert thermique d'un plasma infini en incluant l'effet de raréfaction sur le domaine complet du nombre de Knudsen, du non équilibre thermique et chimique de la couche limite entourant la particule. Le flux global de chaleur est obtenu en déterminant séparément les contributions de la conduction des espèces lourdes et du transport d'énergie par l'écoulement ionique à la surface de la particule. Les effets de Knudsen sont pris en compte au moyen de la formule d'interpolation de Sherman pour le problème de conduction et son équivalent dans la théorie électrostatique pour le transport ionique à la surface. Les résultats sont présentés pour des plasmas d'argon dans le domaine de pression $10\text{--}100 \text{ kPa}$ et pour des tailles de particules dans le domaine de 10 à $100 \mu\text{m}$.

Les calculs récents de Fazileau [7], montrent que l'effet Knudsen pour des particules de moins de $5 \mu\text{m}$, peut diminuer le flux thermique de plusieurs ordres de grandeurs.

Wu et al. [29] étudient l'évaporation de particules d'aluminium, d'alumine et d'oxyde de titane dans un plasma d'argon. La fusion des particules est traitée numériquement par la technique du maillage mobile et le calcul de la diminution de la taille des particules a montré la nécessité de tenir compte de l'évaporation dans la modélisation.

Essoltani et al. [30], prennent en charge l'étude du rayonnement thermique plasma-particule en présence de vapeur métallique. Ils développent un modèle d'évaporation instationnaire d'une particule de fer immergée dans un plasma infini d'argon et montrent pour des particules de taille comprise entre 10 et 100 μm , que le coefficient de transfert de chaleur est sérieusement affecté par les pertes radiatives. La présence de ces vapeurs modifie la température, la composition du milieu plasma et la taille de la couche limite de la particule.

Dresvin et Mikhailov [31], considèrent l'injection de particules d'alumine et d'oxydes de magnésium de diamètre compris entre 300 et 800 μm injectées dans une torche à plasma inductif R.F d'argon. La connaissance du milieu plasma (longueurs d'ondes, spectres d'émission et d'absorption, radiosité) leur permet de calculer la température de surface de la particule directement à partir la première loi de WIEN :

$$T_{sp} = \frac{C_2}{I \ln \left(\frac{C_1 t_0 e(T)}{J l^5} \right)} \quad (1.7)$$

où C_1, C_2 sont les constantes de Planck, e est l'émissivité, t_0 la transparence, J la radiosité du milieu plasma et l la longueur d'onde du rayonnement effectif. Dans cette étude, le nombre de Biot expérimental est inférieur à 0,05 et la comparaison des résultats de leur modèle théorique avec les mesures expérimentales a montré une erreur globale de 15 %.

1.6.2.2 Milieu plasma réel

La prévision numérique du traitement thermique des grains dans un jet plasma, nécessite au préalable la connaissance des trajectoires suivies par les particules dans l'écoulement. Chaque trajectoire est conditionnée par une taille de grain et une vitesse d'injection et comme le nombre de particules est élevé, on comprend bien que le problème est de nature statistique.

Les premiers travaux dans ce domaine ont traité le cas d'une seule particule avec des modèles d'écoulement simplifié unidimensionnels ou 1D. L'extension aux modèles laminaires et turbulents 2D puis turbulent à bas Reynolds, a été effectuée pour mieux représenter l'écoulement plasma en terme de vitesses et de températures.

Actuellement, ces travaux ont permis grâce au couplage Eulérien–Lagrangien de suivre la particule sur des trajectoires rectilignes. La vitesse d'injection des particules constitue dans ce cas une condition aux limites à l'entrée du domaine de calcul. Un traitement stochastique des particules a permis de confronter les résultats numériques aux mesures expérimentales qui restent de nature statistique. L'écoulement du jet plasma est souvent considéré comme axisymétrique. Cependant pour tenir compte du phénomène d'injection des particules, avec en particulier la perturbation du plasma par le gaz porteur ainsi que la vraie distribution des particules, un modèle 3D est nécessaire dont le développement n'a été fait que depuis une dizaine d'année. Enfin récemment ont commencé à apparaître des modèles 3D transitoires pour tenir compte des fluctuations du pied de l'arc électrique.

A/ Modèles 1D / 2D laminaires

En 1973, Lewis et Gauvin [32] étudient le mouvement des particules dans un jet de plasma, en mesurant par sonde calorimétrique le profil de température du gaz et suggèrent, pour tenir compte des propriétés variables dans la couche limite entourant une particule, d'apporter une correction au coefficient de transfert de chaleur adimensionnel. Ils proposent alors une nouvelle corrélation du nombre de Nusselt :

$$\text{Nu}_c = (2 + 0,515 \text{Re}_f^{0,5}) \left(\frac{\mu_{\text{film}}}{\mu_s} \right)^{0,15} \quad (1.8)$$

Les travaux de Fizsdon et Leszinski [33], Yoshida et Akaksi [34] ont portés sur le développement d'un modèle de transfert de chaleur et de masse dans des grains injectées dans un jet de plasma à induction RF en tenant compte de la conduction interne, de la fusion et de l'évaporation de la particule.

Pour une particule partiellement fondue entourée d'un film de vapeur, l'application d'un bilan thermique donne :

$$Q_T = Q_s + L_v + Q_v \quad (I.9)$$

où Q_s (J/kg) est l'énergie absorbée par la phase solide, L_v (J/kg) la chaleur latente nécessaire à l'évaporation et Q_v (J/kg) celle absorbée par la phase vapeur.

L'équation de la chaleur instationnaire unidimensionnelle en coordonnées sphériques s'écrit :

$$r_p C_{p_p} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (I.10)$$

Où r_p en (kg/m^3) est la masse volumique de la particule, C_{p_p} en ($J/kg.K$) sa chaleur spécifique et k_p ($W/m.K$) sa conductivité thermique. La résolution de I.10 est entreprise en considérant différentes conditions aux limites : sans ou avec changement de phase solide liquide et liquide vapeur. En particulier, le traitement du changement de phase solide liquide est traité de façon non conservative en appliquant la condition de Stefan à l'interface:

$$k_{ps} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_f-e} - k_{pl} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_f-e} = r_p L_f \frac{dR_f}{dt} \quad (I.11)$$

où R_f , représente la position du front de fusion. Notons que cette méthode de résolution est tributaire de la valeur de l'infiniment petit e .

Lorsque la température de la phase liquide atteint le point d'ébullition, la condition aux limites applicable à l'interface liquide vapeur est

$$k_{pl} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_v} = h_v (T_{\infty} - T(R_v)) - \dot{m}_v L_v \quad (I.12)$$

où R_v , représente la position du front d'évaporation et \dot{m}_v ($kg/m^2.s$) le flux massique d'évaporation.

La densité de flux de chaleur perdue par évaporation $\dot{m}_v L_v$ dépend de plusieurs facteurs tels que la pression de vapeur, l'état de la couche limite (équilibrée ou non), la présence de réaction chimique et du coefficient de transfert de masse. Ces auteurs ont cependant considéré une couche limite équilibrée sans réaction chimique.

Sayegh et Gauvin [35], s'intéressent à un jet de plasma d'argon laminaire confiné et à des particules de molybdène de 2 à 5,6 mm et proposent cette fois-ci afin d'inclure les propriétés variables dans la couche limite, de calculer les propriétés thermodynamiques et de transport du gaz non pas à la température du film mais à une température égale à :

$$T^* = T_{ps} + 0,19(T_{\infty} - T_{ps}) \quad (I.13)$$

Selon ces auteurs les températures de particules calculées sont en bon accord avec celles précédemment mesurés par pyrométrie [36].

A la même époque, Fiszdon [37] propose un modèle numérique thermiquement épais, résolu par une méthode de différences finies et prenant en charge la fusion et l'évaporation des particules d'alumine dans un plasma argon-hydrogène. Pour tenir compte de la non linéarité des propriétés physiques dans la couche limite, il développe sur la base d'un modèle semi empirique une corrélation de transfert de chaleur corrigeant celle de Ranz et Marshall :

$$Nu_c = \left[2 + 0,6 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,33} \right] \frac{\rho_f r_{\infty} m_{\infty}^{0,6}}{\rho_s r_{sp} m_{sp}^{0,6}} \quad (I.14)$$

En plus des résultats de vitesses et de températures, l'auteur présente les zones où les particules ont totalement fondues et conclut sur l'importance d'introduire dans la modélisation les distributions de la taille des particules et des vitesses d'injection.

Les travaux de Pfender et Lee [38] et de Lee et al. [39] ont permis la proposition d'une nouvelle corrélation de transfert de chaleur par l'ajout d'un facteur correctif

pour prendre en compte l'existence du gradient élevé de température dans la couche limite :

$$Nu_c = \left[2 + 0,6 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,33} \right] \frac{\alpha(r_m)_{\gamma}}{\alpha(r_m)_s} \frac{\rho_{\gamma}^{0,6} C_{p\gamma} \theta_{\gamma}^{0,38}}{\rho_s C_{ps} \theta_s} \quad (I.15)$$

Cette corrélation est connue dans la littérature comme étant celle de Lee & Pfender.

Jusqu'à présent l'effet de la présence du film de vapeur et de la raréfaction ne sont pas encore pris en compte.

Chen et Pfender [40] s'attachent donc à la quantification du transfert de masse et à son incidence sur le transfert de chaleur plasma particule. Ils considèrent des particules d'alumine, de tungstène, de graphite et des gouttelettes d'eau injectées dans un milieu plasma d'argon, d'azote ou d'argon hydrogène. En présence de la conduction interne et de l'évaporation, ils calculent la densité du flux conductif reçu par les grains comme :

$$Q = \frac{2DH_L}{d_p} \int_{T_p}^{T_{\gamma}} \frac{k_{\gamma} dT}{H_{\gamma} - H_p + DH_L} \quad (I.16)$$

et proposent une nouvelle corrélation pour le nombre de Nusselt :

$$Nu = 2 \left[1 + 0,63 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,48} \frac{\alpha(r_m)_{\gamma}}{\alpha(r_m)_p} \frac{\rho_{\gamma}^{0,52} C_{p\gamma} \theta_{\gamma}^{1,14}}{\rho_p C_{pp} \theta_p^2} \frac{1 - \frac{\alpha H_p}{\alpha H_{\gamma}} \frac{\theta_{\gamma}^{0,5}}{\theta_p}}{1 - \frac{\alpha H_p}{\alpha H_{\gamma}} \frac{\theta_{\gamma}^2}{\theta_p}} \right] \quad (I.17)$$

Où H_p et H_{γ} désignent respectivement l'enthalpie massique du milieu plasma calculée à la température de la particule et à la température du gaz plasma T_{γ} .

Dans la référence [41], Chen et Pfender tiennent compte du degré de raréfaction du milieu sur le transfert de chaleur pour les particules de diamètre de l'ordre du micron. En régime de glissement, où le nombre de Knudsen est compris entre 0.01 et 0.8, ils proposent de corriger le flux conductif par le facteur suivant :

$$f_{Kn} = \frac{Q_{nc}}{Q_c} = \frac{1}{1 + \frac{2z}{3} \frac{\lambda}{d_p}} \quad (I.18)$$

où Q_{nc} est le flux de chaleur en régime de glissement et z est un terme correctif qui dépend de la nature du gaz et du matériau. Une approche basée sur la théorie cinétique des gaz, montre que ce facteur correctif pour le nombre de Nusselt devient égal à :

$$f_{Kn} = \frac{1}{1 + \frac{2-w}{3} \frac{\lambda}{d_p} \frac{g}{1+g} \frac{4}{Pr_p} Kn^*} \quad (I.19)$$

où w est un facteur d'accommodation égal à 0,8 et g est le rapport des chaleurs spécifiques. Pr_p désigne le nombre de Prandtl du gaz calculé à la température de surface de la particule et Kn^* est le nombre de Knudsen effectif défini par :

$$Kn^* = \frac{1}{d_p} = \frac{2\bar{k}}{d_p \sqrt{\frac{8k_B T_p}{pM_g} r_p C_p}} \quad (I.20)$$

Dans cette expression, les valeurs moyennes sont celles qui prévalent dans la couche limite entourant la particule. A titre indicatif pour un plasma Ar-H₂, le libre parcours moyen entre molécules est d'environ 8 μm à 10000 K et de 4 μm à 5000 K.

En posant les facteurs correctifs introduits par Lee et Pfender comme :

$$f_{prop} = \left(\frac{r_m}{r_s} \right)^{0,6} \quad \text{et} \quad f_{grad} = \left(\frac{C_{p_s}}{C_{p_p}} \right)^{0,38} \quad (I.21)$$

Une corrélation corrigeant celle de Ranz et Marshall et qui tiendrait compte à la fois des variations des propriétés physiques, du gradient de température et de l'effet de raréfaction dans la couche limite est en vertu du principe de superposition égale à :

$$\mathbf{Nu_c} = (2 + 0,6\mathbf{Re}^{1/2} \mathbf{Pr}^{1/3}) \mathbf{f_{prop}} \mathbf{f_{grad}} \mathbf{f_{Kn}} \quad (I.22)$$

Young et Pfender [42] présentent dans une revue, l'état de l'art en matière de modélisation et soulignent les insuffisances des modèles laminaires, de la modélisation de la couche limite en hors équilibre en présence de réaction chimique ou de vapeurs métalliques et leur incidences sur les pertes radiatives.

Vardelle [43] étudie numériquement le transfert de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à pression atmosphérique et des particules solides en mouvement dans un écoulement monodimensionnel. La comparaison des résultats numériques (vitesses et températures des particules) sont confrontés aux résultats de M. Vardelle [44], obtenus expérimentalement par anémométrie laser et par pyrométrie bichromatique. Un bon accord est obtenu entre le calcul et l'expérience sauf pour les vitesses d'injection (trouvées inférieures) à celles mesurées pour l'obtention d'une trajectoire passant parfaitement sur l'axe. En général, la trajectoire optimale fait un angle de 3° à 4° avec l'axe. Leurs études ont montré également l'influence des facteurs correctifs sur les coefficients de transfert plasma-particule.

Yang et al. [45], développent un modèle numérique de simulation du comportement dynamique et thermique d'une particule dans un écoulement stationnaire supersonique HVOF. Pour décrire les mécanismes de transfert de chaleur et de masse dans la particule, ils reprennent le modèle de Agosta et Hammer auparavant utilisé par les auteurs de la référence [34] :

$$\mathbf{Q_T} = \mathbf{Q_S} + \mathbf{Q_L} + \mathbf{L_f} + \mathbf{L_v} + \mathbf{Q_v} + \mathbf{Q_{rad}} \quad (I.23)$$

Les diverses puissances échangées par une particule mono matériau lors d'une transition de phase solide-liquide-vapeur sont explicités sur la figure I.8.

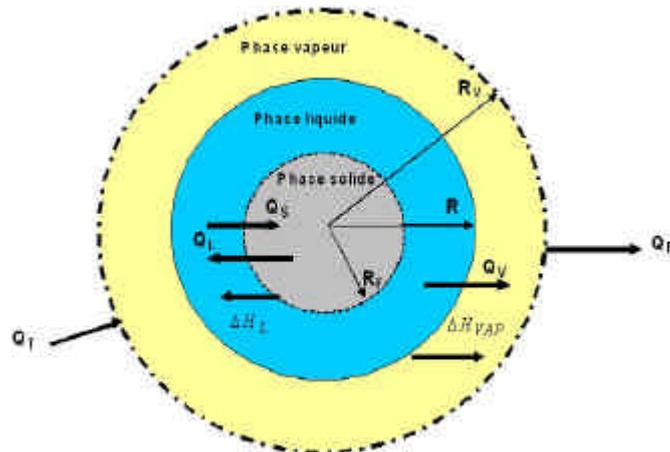


Figure I.8 : Schématisation du transfert de chaleur en présence des mécanismes (fusion, évaporation, rayonnement) d'une particule mono matériau en milieu HVOF.

Ces auteurs utilisent une approche lagrangienne et intègrent les équations de la dynamique par la méthode de Runge-Kutta et présentent un modèle complet de thermique prenant en compte la conduction interne à la particule, la fusion et l'évaporation en supposant une couche limite équilibrée. Le coefficient de transfert de chaleur conducto-convectif est calculé selon la méthode de la moyenne intégrée et le nombre de Nusselt est celui de Ranz et Marshall sans facteur correctif. La fusion et la solidification sont traitées par une méthode de fixation de front sur un maillage mobile. Lors du traitement thermique de la particule dans le jet, ils identifient cinq états physiques susceptibles de se produire :

solide, solide-liquide, liquide-solide, solide-liquide-solide, liquide

Les résultats numériques du modèle sont comparés favorablement à ceux obtenus expérimentalement. Par exemple dans le cas de l'injection d'une poudre de MCrAlY, les auteurs affirment que les particules qui n'ont pas réussi à fondre dans le jet ont été prédites numériquement.

Récemment Shanmugavelayutham et al. [46], ont examiné la coprojection d'une poudre de Al_2O_3 et de TiO_2 de diamètre compris entre 40 et 60 μm dans un jet laminaire unidimensionnel et stationnaire produit par une torche plasma d'argon et d'azote opérant entre 9 et 16 kW de puissance et sous une faible charge de particule (10g/mn, 5 NI/mn de gaz porteur) et des débits de gaz plasmagènes (20 NI/mn Ar, 2 NI/mn de N_2). La distance de la torche à un substrat en acier doux est prise égale à 125 mm et les particules sont supposés suivent la ligne axiale du jet de plasma où règne un profil moyen de température en décroissance exponentielle avec la distance. Ces auteurs ont adopté plusieurs hypothèses simplificatrices, comme le choix d'un profil de vitesse parabolique, le rayonnement, l'évaporation et la conduction interne au grain négligeables. Cette dernière hypothèse nous semble incohérente en raison de la nature céramique de l'alumine et du dioxyde de titane. Les résultats présentés, concernent la température et la vitesse pour différents diamètres de particule et pour différentes puissances de la torche plasma. La figure (I.9) montre un de leur résultat, obtenu pour des particules de 30 μm de diamètre et une puissance de la torche égale à 16 kW. Il est à signaler toutefois, que les prévisions de ce modèle n'ont pas été confrontées à des mesures directes sur des particules, mais à des examens aux rayons X des dépôts obtenus. A la suite de leurs observations, ils ont conclu alors qu'il y avait une parfaite corrélation !

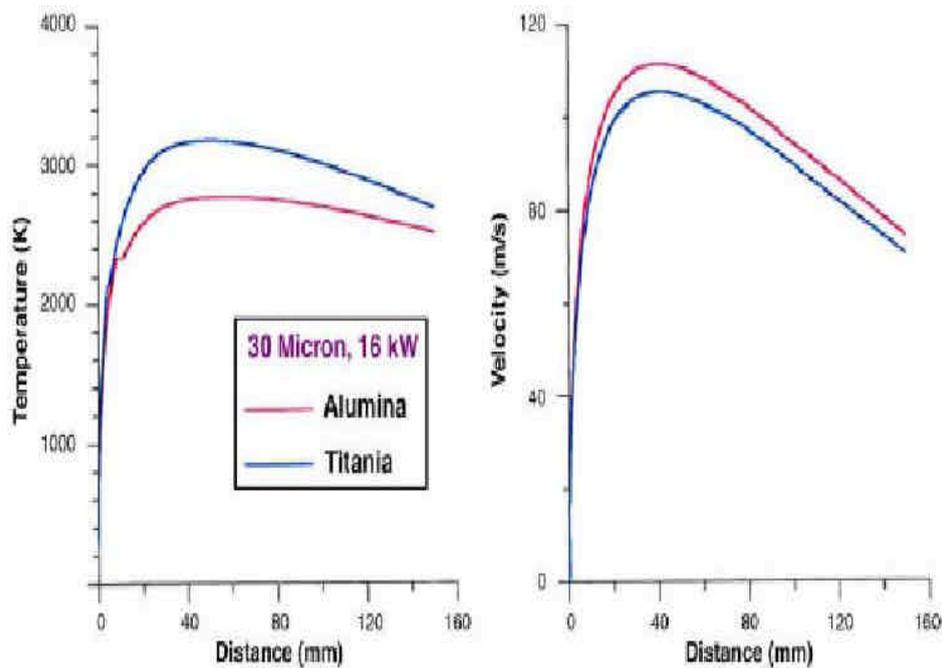


Figure I.9 : Températures et vitesses des particules de titane et d'alumine de 30 μm de diamètre dans un jet Ar-N₂ selon la référence [46].

B/ Modèles 2D ou 3D Turbulents

L'analyse de l'écoulement du jet dans une expérience de projection plasma à l'air atmosphérique, montre que celui-ci est constitué d'un cœur laminaire « cœur potentiel » et d'une enveloppe turbulente [47], due d'une part à la fluctuation du pied de l'arc électrique et d'autre part, à un effet de pompage occasionné par l'engouffrement de l'air ambiant comme le montre la figure I.10.

La revue de certains travaux, montre que les grains sont souvent traités comme des solides thermiquement mince ou de conductivité infinie même lorsqu'il s'agit de poudre céramique et que la limite du nombre de Biot, énoncé par Bourdin et al. [25] n'est pas souvent prise en compte.

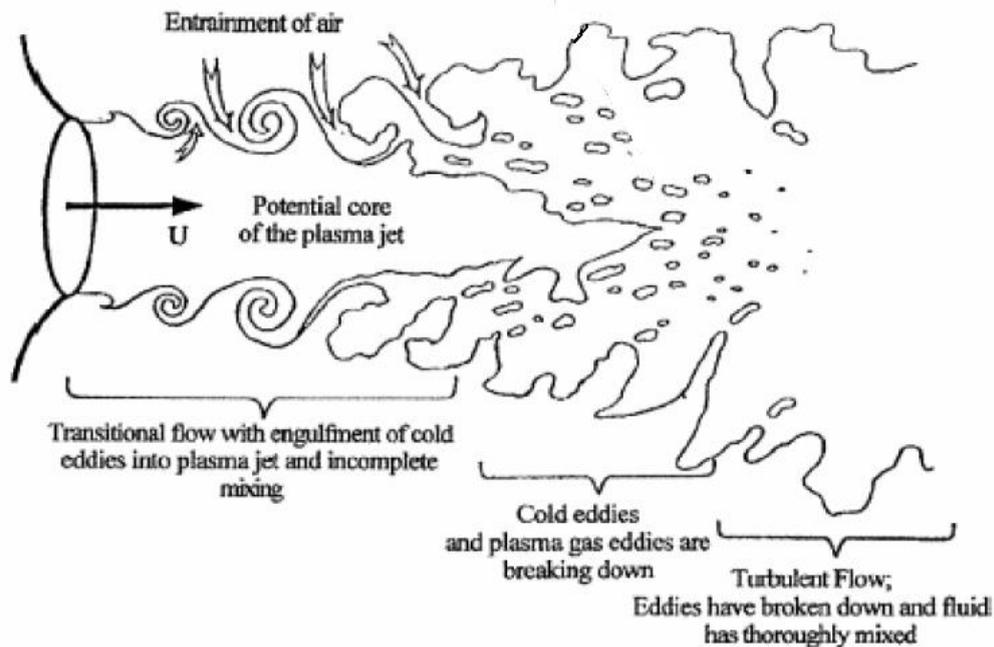


Figure I.10 : Représentation schématique d'un jet de Plasma turbulent [47].

Pour des particules ayant un diamètre inférieur à $20 \mu\text{m}$, une dispersion turbulente peut exister à la sortie de l'injecteur et en périphérie du jet de plasma. Les premiers travaux dans ce domaine ont d'abord considéré des géométries bidimensionnelles du jet, en incluant différents modèles de turbulence (modèle de la longueur de mélange, modèle $k - \epsilon$, RNG) avec plus ou moins de succès. Mais on s'est vite rendu compte, que pour certains phénomènes comme les fluctuations de l'arc électrique par exemple, la modélisation ne peut être que tridimensionnelle. Notons que, le passage aux écoulements tridimensionnels ne s'est fait que récemment et le plus souvent associés à l'utilisation de codes de calcul commerciaux tel que Phoenix, Fluent, Estet [48-51].

Les travaux de Proulx et al. [52] sur les plasmas d'arc soufflé et radio fréquence, ont mis en évidence l'effet du débit de poudre sur l'entraînement de l'air ambiant et sur le refroidissement du jet causé par la présence de vapeurs métalliques.

En général, plus le débit de poudre est élevé et moindre est l'effet d'entraînement. En effet, Russ et Pfender [53] ont réexaminé l'effet de l'entraînement de l'air sur l'échauffement des particules. Pour des particules d'alumine de $20 \mu m$ de diamètre dans un plasma d'argon, ils emploient un modèle de jet axial instationnaire et turbulent, où les valeurs de l'énergie cinétique de turbulence et sa dissipation sont introduites de manière ad hoc à partir de valeurs expérimentales mesurées. La conduction interne à la particule est prise en compte par leur modèle et les coefficients de transfert de chaleur et de traînée sont calculés à partir des corrélations de Lee et Pfender [38,39] en tenant compte de l'effet Knudsen. Les résultats de leurs calculs ont montré que, la trajectoire des particules est peu affectée par l'effet d'entraînement, mais le chauffage l'est fortement avec une possible solidification de la particule avant impact.

McKelliget [54] étudie la fusion de particules d'alumine sous une forte charge (débit de $40 lb/h$), dans une torche plasma d'argon à induction RF et présente un modèle mathématique bidimensionnel, pour la prédiction du champ de vitesse et de température du jet de plasma, de même que la vitesse et l'histoire thermique des particules. La turbulence est traitée par un modèle $k - \epsilon$ et les interactions plasma-particules sont résolues par un modèle PSI-CELL qui permet de quantifier l'effet de refroidissement. Afin de tenir compte du gradient thermique interne à la particule, il adopte un profil parabolique :

$$T_p(r, t) = a(t) + b(t)r + c(t)r^2 \quad (I.26)$$

où les trois constantes du modèle sont déterminées à partir des conditions aux limites sur la particule. L'évaporation n'est pas prise en compte et l'auteur invoque la méconnaissance de propriétés physiques du plasma en présence de telles vapeurs. Même si la forte charge en débit réduit notablement la température du jet, aucune solidification avant impact n'est prédite par ce modèle pour des particules d'alumine de $50 \mu m$.

Ramshaw et Chang [55] et Chang [56] développent un code de calcul dénommé LAVA spécifique à la projection thermique des particules et pouvant traiter les

écoulements bi ou tridimensionnels turbulents en régime instationnaire avec ou sans réaction chimique.

Nam [57] compare les résultats numériques prédits par l'approche Eulérienne et Lagrangienne et trouve qu'ils sont sensiblement les mêmes. L'existence d'un gradient thermique interne à la particule est liée, selon cet auteur, à la faible conductivité thermique du matériau, au temps de résidence élevé dans le jet et à son nombre de Reynolds.

Dans le but d'analyser plus finement l'entraînement de l'air ambiant dans le jet de plasma, Huang, Heberlein et Pfender [58], proposent un modèle original de jet de plasma turbulent biphasique très différent des modèles $k - \epsilon$ en usage. Les équations de l'écoulement associées à un modèle stochastique de traitement des particules de nickel de diamètre compris entre 10 et 30 μm , sont résolues à l'aide du code commercial Phœnix. L'échauffement des particules est traité par un modèle thermiquement mince avec lequel sont pris en compte le rayonnement et l'évaporation. Le coefficient de transfert de chaleur convectif est calculé à partir de la corrélation de Lee & Pfender [38,39], évalué à la température du film et auquel on a rajouté un terme correctif tenant compte de l'effet de nuage de vapeur.

$$h = \frac{Nu_c k_{\text{eff}}}{d_p} \left(\frac{x}{\delta} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.27)$$

Avec $x = \frac{\dot{m}_v C_{pf}}{A_p h_{\text{eff}}}$; A_p (m^2) étant la surface d'échange de la particule et h_{eff} est le coefficient de transfert de chaleur convectif évalué à la température du film.

Une remarque importante s'impose à ce niveau : si on introduit ce facteur correctif dans la corrélation du nombre de Nusselt, il n'y a pas lieu de tenir compte de la perte de flux de chaleur par évaporation dans la condition aux limites en surface de la particule.

Ces auteurs utilisent le modèle de conductivité infinie. Le chauffage des particules est trouvé fortement influencé par les variations locales des propriétés de transport du gaz, de l'effet Knudsen et du transfert de masse. Bien que le modèle s'appuie sur plusieurs hypothèses qui sont difficilement vérifiables, il n'en demeure pas moins qu'il permet d'étudier la dispersion des particules dans l'écoulement ; une chose impossible à prévoir avec le modèle $k - e$.

Wan et al. [59] présentent un modèle de traitement thermique de grains dans une expérience de projection thermique. La modélisation thermique des particules prend en charge la conduction interne au grain, la fusion, la solidification, l'évaporation et les pertes radiatives vers l'ambiance. Le coefficient de transfert de chaleur convectif est calculé selon la méthode de Bourdin et al. [25] mais le nombre de Nusselt utilisé, est celui de Ranz et Marshall avec des termes correctifs dans une couche limite en équilibre :

$$h = \frac{\overline{k_g} Nu}{d_p} = \frac{\overline{k_g}}{d_p} \left[\left(2 + 0,66 Re^{1/2} Pr^{1/3} \right) f_{prop} f_{grad} f_{Kn} f_{vap} \right] \quad (1.24)$$

Par rapport aux corrélations précédentes, on voit apparaître un terme correctif supplémentaire tenant compte de la réduction du coefficient de transfert de chaleur en présence du nuage de vapeur dans la couche limite.

$$f_{vap} = \frac{x}{\exp(x - 1)} \quad (1.25)$$

Avec $x = \frac{m_v}{d_p} \frac{C_{pf}}{p \overline{k}}$; Il suffit de remarquer que $h_{f} = d_p p \overline{k}$ mais au lieu que ce soit évalué à la température du film, il l'est avec une conductivité moyenne intégrée du gaz plasmagène.

Zhang et al. [60], étudient numériquement l'influence des paramètres du procédé de projection sur le chauffage et l'accélération des particules de nickel, dans un plasma d'arc Ar-H₂ 9% en volume. Les paramètres étudiés sont la vitesse d'injection

de la poudre, la taille des particules, la vitesse et la température du gaz plasmagène. Le modèle d'écoulement du jet est bidimensionnel stationnaire et turbulent (**k** - **e**) et sa résolution est effectuée au moyen du code commercial Star CD. Là encore, le modèle de chauffage incorporé reste le modèle thermiquement mince et ce indépendamment de la taille des particules étudiées (entre 20 et 80 μm). Le nombre de Nusselt utilisé dans cette étude est celui de Ranz et Marshall sans terme correctif. Les résultats présentés sont ceux de la vitesse, de la température et de la fraction liquide des particules en fonction de la distance axiale et à différentes vitesses radiales d'injection et de température du gaz plasmagène. L'analyse de leurs résultats montre que la fusion des particules est fortement tributaire des deux derniers paramètres. Par exemple, une particule de 36 μm de diamètre, injectée sous une vitesse radiale de 20 m/s ne fondra que si la température du gaz en sortie de tuyère dépasse 10000 K. A noter qu'au vu des graphiques présentés, on ne détecte aucune solidification des particules. Dans leur conclusion, ils signalent la faiblesse du modèle thermiquement mince en affirmant que la mesure de la température de surface ne peut en aucun cas être prise comme témoin de fusion de la totalité de la particule. Ils proposent de travailler plutôt avec l'état final des particules « end of state » juste avant impact sur le substrat.

Dans un travail récent, Klocker et Clyne [21] se proposent d'élucider le comportement en vol d'une poudre de zircone poreuse ou dense en conditions de projection thermique. Le modèle numérique proposé permet la considération d'une seule particule ou bien de toute une population, de granulométrie donnée. Le traitement stochastique des particules à l'injection est effectué par l'emploi d'une méthode Monte Carlo. La modélisation thermique des particules proposée par ces auteurs suit celle de Wan et al. [58]. Sur la figure I.11, est présentée une comparaison des différentes corrélations de calcul du coefficient de transfert de chaleur convectif.

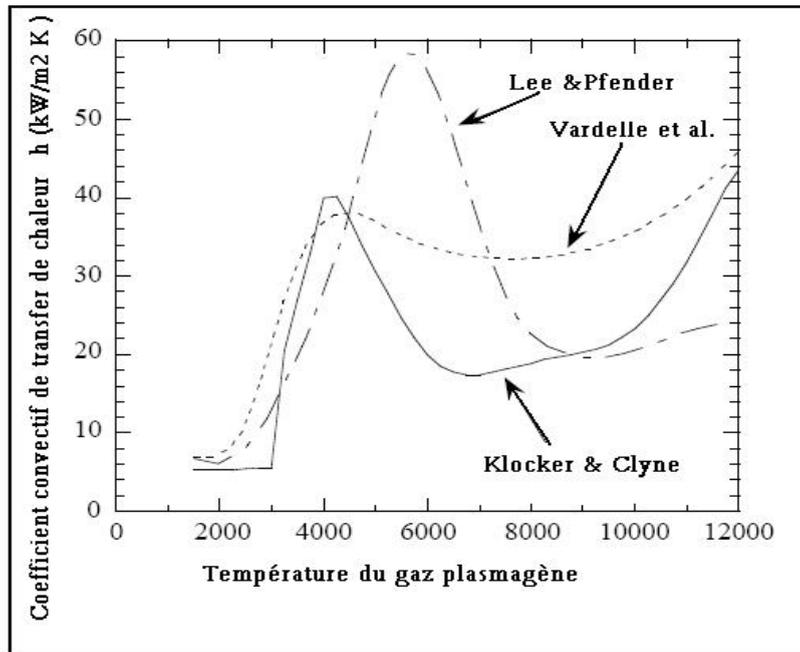


Figure I.11 : coefficient de transfert de chaleur plasma- particule selon différentes corrélations, obtenus pour ($T_s=1000$ K, $d_p=50\mu m$, $H_2=50$ l/mn, $Ar=8.5$ l/mn, $u=50$ m/s), selon la référence [21]

Cette figure montre que la corrélation de Lee et Pfender surestime le flux de chaleur reçu par la particule, car elle n'introduit pas des termes correctifs de l'effet de raréfaction et de la présence du film de vapeur. En revanche en dessous de 5000 K, la corrélation de ces auteurs donne sensiblement le même résultats que celle de Vardelle et al. [18]. Au delà de cette température, la différence est très nette entre les trois corrélations. Nous notons également une dispersion dans les pics obtenus, dus à la contribution des phénomènes de dissociation du mélange gazeux Ar-H₂ sur la conductivité thermique de réaction ; celle-ci provient d'une différence dans les modèles de calcul des propriétés de transports. La figure I.12 montre les résultats obtenus sur la température d'une particule de zircone partiellement stabilisée de 30 μm de diamètre projetée dans un plasma Ar-H₂ 40-12 slm en comparaison avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

Concernant le comportement thermique des poudres de zircono étudiées, Klocker et Clyne [21] montrent dans cette étude théorique et expérimentale, que les particules poreuses s'échauffent beaucoup plus vite en surface que les particules denses et que le rendement de la projection se trouve amélioré, mais pas nécessairement avec de meilleures propriétés.

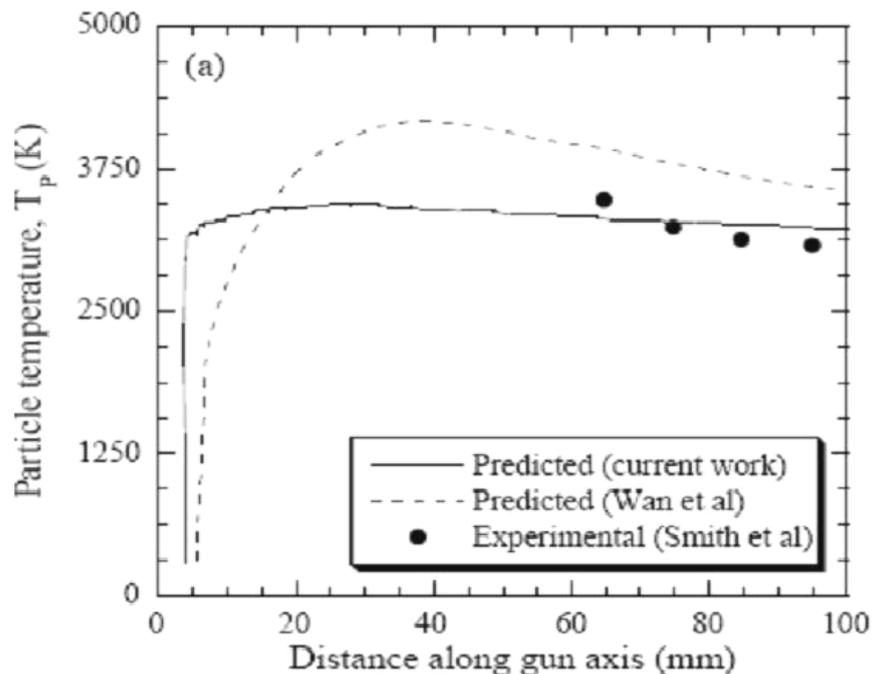


Figure 1.12 : Températures de la particule de zircono ytriée dans un jet de plasma Ar-H₂ ($d_p=30 \mu m$, $I=600 A$, $Ar=40l/mn$, $H_2=12l/mn$) en comparaison des travaux de Wan et al. & Smith et al. Selon la référence [21].

Amouroux et al. [61], revisitent à nouveau le traitement thermique de grains de silicium, dans une torche à plasma d'argon à induction RF. La torche considérée fonctionne sous une puissance de 10 KW, une fréquence de 5 MHz, un débit d'injection de 5 l/mn et un débit de gaz plasmagène de 30 l/mn. Les grains de silicium étudiés sont injectés axialement et ont un diamètre de 58 μm . La thermique adoptée est celle du modèle de conductivité infinie et les transitions de phase solide-liquide et liquide-vapeur sont traitées par un bilan global d'énergie. La corrélation de

transfert de chaleur utilisée est celle de Ranz et Marshall sans termes correctifs mais la réduction du flux de chaleur en présence du film de vapeur entourant la particule est explicitement prise en compte dans les équations de bilan. Sur la base des résultats présentés, on ne détecte aucune solidification des particules le long de leurs trajectoires. Les auteurs de cet article proposent une nouvelle méthode de correction de la masse perdue par évaporation.

Xu et al. [62], mènent une étude sur le mouvement et le chauffage de particules non sphériques injectées dans un jet de plasma laminaire et axisymétrique. Le nickel est choisi comme matériau d'étude et les particules de forme « oblate » ou « prolate » ont un diamètre de $30 \mu m$. Le modèle thermique associé aux grains est de conductivité infinie, avec un flux provenant du plasma purement conducteur. Les surfaces d'échanges des particules sont ajustées par des coefficients. et la corrélation du nombre de Nusselt utilisée est celle de Chen et Pfender [41]. Leurs résultats montrent que dans le cas où l'axe de la particule sphéroïde « prolate » à la même direction que l'écoulement plasma, la trajectoire et le chauffage sont sensiblement identiques à ceux rencontrés par une particule sphérique de volume identique. Par contre pour une particule de forme « oblate », l'augmentation de son coefficient de traînée nécessite une augmentation de la vitesse d'injection pour retrouver le comportement de la particule sphérique. Toutefois, cette étude reste purement théorique et aucun résultat expérimental n'est présenté pour corroborer leurs prévisions numériques.

Remesh et al. [50], étudient l'effet de débit du gaz porteur sur le comportement en vol d'une particule de zircone yttrée partiellement stabilisée (Metco 204 NS) dans un jet de plasma Ar-H₂-N₂. La torche étudiée a une puissance de $42 kW$ avec des débits de gaz primaire et secondaire respectivement égaux à 40 et $12 slm$. Les calculs sont effectués avec le code de calcul Fluent V.4 et tiennent compte à la fois de la dispersion turbulente des particules et de la distribution de leurs tailles variant entre $20 \mu m$ à $125 \mu m$. L'écoulement du jet tridimensionnel est supposé en équilibre thermodynamique local (ETL), stationnaire et turbulent. Les particules sont considérées comme thermiquement minces, avec un rayonnement et une

évaporation ignorés. Le coefficient de transfert de chaleur est calculé à partir de la corrélation de Ranz et Marshall [22] sans termes correctifs. Les résultats présentés portent sur les vitesses et les températures de la particule à différentes positions en sortie de tuyère et pour différents débits de gaz primaire Ar, secondaire H₂ et de gaz porteur N₂. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de Kucuk et al. [63], obtenus expérimentalement avec le système DVP 2000 (Teknar Automation, St Hubert, QC, Canada). Le tableau I.2 et la figure I.13 illustrent les résultats de leurs travaux. Nous notons une erreur moyenne de l'ordre de 15% sur la mesure expérimentale de la température maximale de la particule, alors que celle de la température moyenne calculée ne dépasse pas 10%. Un autre résultat est à signaler en raison de l'évaporation, la température de la particule n'atteint jamais la température d'ébullition du matériau et ce quel que soit le diamètre de la particule étudiée (entre 30 à 80 μm).

Tableau I.2 : Résultats numériques de Remesh et al. [50] et ceux mesurés expérimentalement par Kucuk et al. [63].

Station en sortie de tuyère (mm)	Déb. gaz porteur (slm)	Temp. moyenne (°C)		Temp.max. mesurée (°C)		% Var = $\frac{(B-A).100}{A}$
		calculées	mesurées	Condition A	Condition B	
20	2.0	2906± 240	2432± 325	2757	3146	14.1
50	4.0	3201± 221	2538± 373	2911	3422	17.6
80	6.0	3217± 310	2524± 371	2895	3527	21.8
100	3.5	3054± 275	2577± 446	3923	3329	10.1

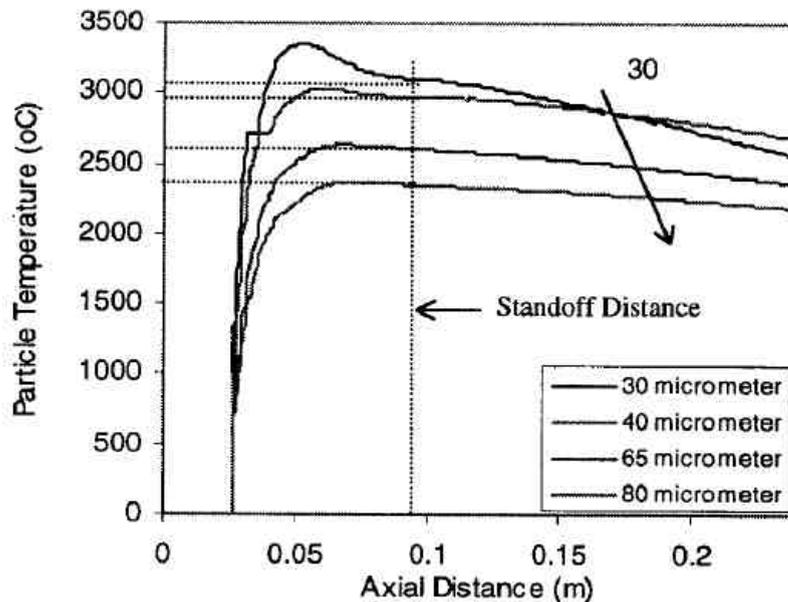


Figure I.13 : Prévisions des températures d'une particule de zircone yttrée partiellement stabilisée dans un jet plasma Ar-H₂-N₂ selon [50].

Fauchais [5] dans une récente revue de l'état de l'art des procédés de projection par plasma, souligne dans la partie modélisation des échanges plasma-particules, que le flux de chaleur reçu par la particule est fortement affecté par les points suivants :

- l'existence d'un gradient très élevé dans la couche limite entourant la particule.
- l'effet de raréfaction ou de non continuité du milieu à prendre en compte dès que le diamètre de la particule devient inférieur à $20 \mu m$.
- les tampons thermiques constitués par les vapeurs entourant la particule et voyageant avec elle. Le nombre de Reynolds de la particule est généralement inférieur à 60.
- le rayonnement émis par la particule et éventuellement par les vapeurs métalliques lorsque celles-ci se produisent. Ce phénomène est important pour

- les matériaux réfractaires car de telles particules peuvent rester dans un état plastique et rebondir sur le substrat. Des mesures expérimentales effectuées sur des particules WC-Co collectées en vol dans un plasma Ar-H₂ ont montré que certaines d'entre elles étaient entourées d'un nuage de vapeur 5 à 20 fois plus grand que la particule elle-même.
- la dispersion turbulente à la sortie de l'injecteur et en périphérie du jet de plasma pour les particules ayant un diamètre inférieur à 20 μm .
- les réactions chimiques se produisant à la surface de la particule (oxydation).
- les fluctuations du mouvement du pied de l'arc électrique entre accrochage et réamorçage induisent de ce fait des fluctuations de nature aléatoire de la longueur et du diamètre du jet en sortie de tuyère ; ce qui modifie l'injection des particules. La fréquence d'attachement de l'arc électrique en un point de l'anode est comprise entre 2 et 20 kHz.

De plus, le jet de plasma entraîne non pas une particule mais plusieurs centaines voir des millions ($10^8/\text{s}$ pour le cas de l'alumine de 20 μm de diamètre avec un débit de 3 kg/h) et l'on se retrouve avec beaucoup de trajectoires différentes. Les trajectoires optimales seront celles qui traverseront le cœur du jet de plasma où règne les plus hautes températures (8000 K à 15000 K).

Récemment, dans un travail de simulation numérique portant sur l'interaction plasma-particule et la formation d'un dépôt de revêtement, Dyshlovenko et al. [64] présentent une modélisation sur l'utilisation d'un plasma Ar-H₂ et d'une poudre d'hydroxyapatite (Tomita) de diamètre de 120 μm et une porosité inférieure à 12%. La faible conductivité thermique de ce matériau, incite les auteurs à considérer un modèle thermiquement épais pour la particule et ce pour tenir compte de la non uniformité du champ de température. Le modèle présenté néglige les pertes radiatives et la corrélation de transfert de chaleur jet de plasma-particule est choisie selon la valeur du nombre de Reynolds de la particule et sans termes correctifs :

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = 2 + 0,6Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad \text{si} \quad Re \leq 2 \\ Nu = 1,05 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad \text{si} \quad 2 \leq Re \leq 500 \end{array} \right. \quad (I.28)$$

La deuxième expression est une approximation expérimentale prévalant en écoulement turbulent. Les champs de température et de vitesse du jet de plasma représentés à la figure (I.14) sont obtenus grâce au logiciel Jets&Poudres [65].

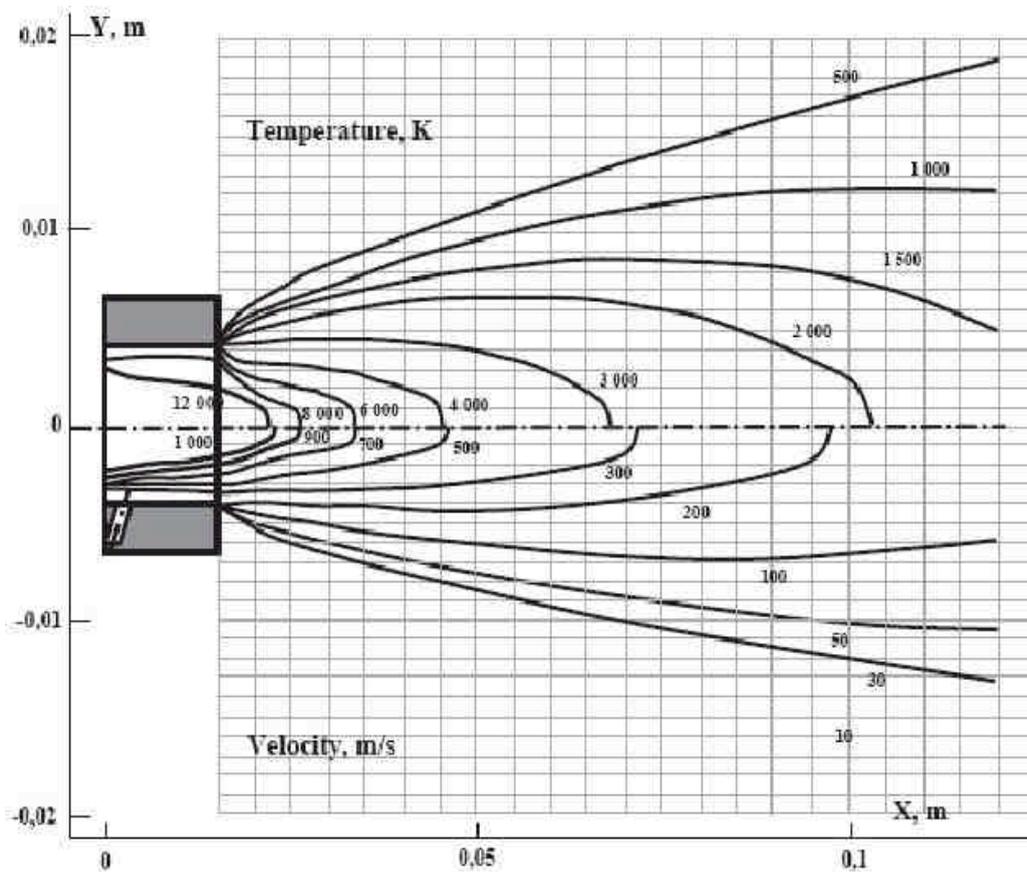


Figure I.14 : Profils de température et de vitesse d'un jet de plasma Ar-H₂ 2,5% vol. générés par la torche SG-100 de 24 KW de puissance électrique et calculés par Jets & Poudres [64].

Par ailleurs, comme le montre la figure (I.15), ces auteurs énumèrent les différentes transformations de phases possibles pour une particule de cette nature dans le jet de plasma considéré. Dans leurs conclusions, ils signalent une divergence entre les résultats prédits et ceux obtenus expérimentalement et en particulier, ceux ayant trait à la formation du dépôt comme la porosité, la cristallographie et la distribution de la taille des particules collectées. Ils recommandent de tenir compte à l'avenir, du rayonnement et de mieux évaluer l'effet du refroidissement.

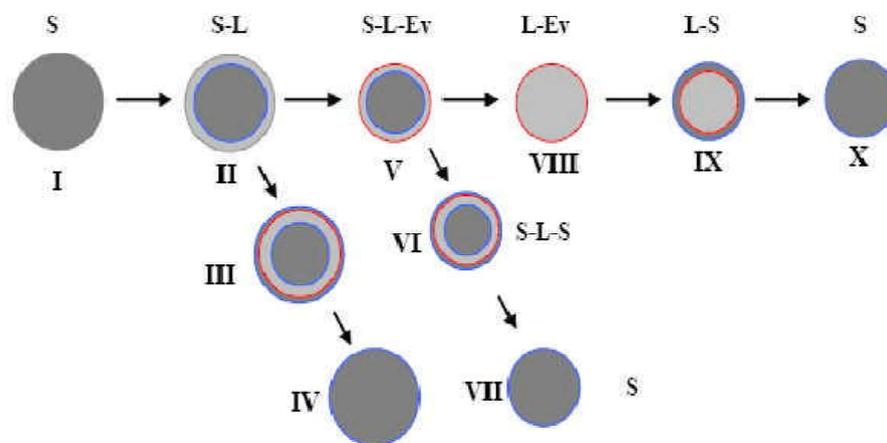


Figure I.15 : Transformations de phases (solide-liquide-vapeur) possibles pour une particule mono matériau d'hydroxyapatite dans un jet de plasma Ar-H₂ [65].

1.6.3 Cas d'une particule bicouche dans un jet de plasma

Les poudres constituées de particules bicouches sont une nouveauté dans le domaine de la projection thermique.

A ce sujet, Ageorges et Fauchais [66,67] étudient le comportement thermique d'une poudre composite bicouche coeur acier /enveloppe céramique, obtenue par un procédé de mécanofusion et projetée à l'air libre dans un jet Ar-H₂. La poudre a une granulométrie comprise entre (50 μ m, 80 μ m) avec un rapport de poids de 1%. Les résultats obtenus sur des particules collectées en vol montrent que certaines gardent parfaitement leurs morphologies si les conditions de tir sont adaptées alors que

d'autres se désagrègent ou bien se brisent sous l'effet d'une dilatation thermique différentielle. En général, il y a une amélioration nette du procédé avec réduction des oxydes sur le dépôt.

L'analyse de plusieurs collectes de particule a également montré un phénomène de ségrégation dû à la solidification de la couche enveloppe avec migration vers l'arrière ou vers l'avant de la particule en formant ainsi une calotte. L'explication est due à la différence des masses spécifiques de l'alumine et l'acier parfaitement fondus. L'alumine est entraînée vers l'avant de la particule par le gaz plus rapide. Au refroidissement ; soit le centre de gravité est peu modifié et on a l'alumine puis l'acier ; soit le centre de gravité se déplace et provoque un basculement vers l'arrière et on obtient l'acier puis l'alumine.

L'autre étude relative à des particules de configuration bicouche est celle de Demetriou et al. [67] relative à la faisabilité d'une expérience de projection par plasma de poudre composite Cermets pour la production de revêtements de type MMC. Ces auteurs considèrent le cas d'une poudre de taille de 20 à 60 μm de diamètre sous un faible débit d'injection. Les couples de matériaux étudiés et représentés schématiquement sur la figure I.16 sont les WC-Co, SiC-Ni et SiC-Al dans un jet de plasma d'argon à pression atmosphérique. Le modèle thermique utilisé est celui de Chen et Pfender [38,39] et les propriétés du jet de plasma d'argon (vitesses et température axiales) sont déterminées par interpolation à partir des données de Huang et al. [58]. La particule composite est supposée en contact thermique parfait et le traitement du changement de phase est basé sur la méthode enthalpique explicite résolue avec la technique des volumes finis. Bien que la conductivité des matériaux ait été formulée comme variable avec la température, en fait et d'après les données numériques présentées, elle a été prise constante mais différente d'un matériau à un autre. Ils présentent dans cette étude, pour différents diamètres de la particule (de 20 à 60 μm), l'histoire thermique de la particule à différentes positions dans le jet, en faisant varier le rapport de forme de 0.2 à 0.8.

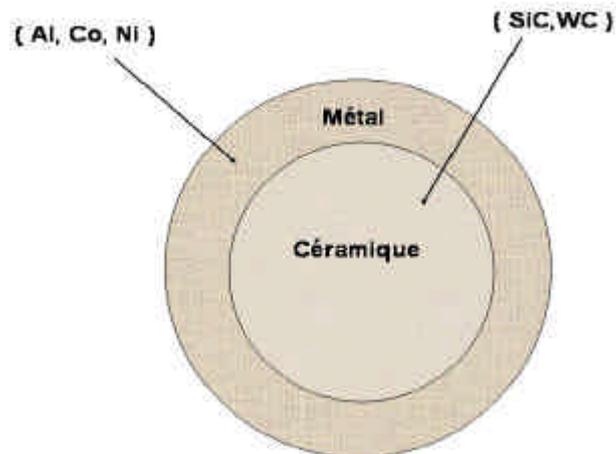


Figure I.16 : Configuration des particules composites bicouches étudiées par Demetriou et al. [67]

Le choix de ces valeurs est guidé par le fait que l'on cherche à faire fondre la couche enveloppe métallique et à retenir le cœur céramique de la particule dans un état parfaitement solide. Nous avons noté qu'aucune indication n'est donnée quant à la direction de la trajectoire suivie par les particules dans le jet de plasma. La figure I.17 présente un résultat de leurs travaux, lorsque l'on considère le traitement thermique d'une particule cermet (WC-Co, SiC-Ni ou SiC-Al) de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre avec un rapport de forme de 0.8 soit une épaisseur enveloppe de $2\ \mu\text{m}$.

L'analyse de ces graphiques, montre que les températures de surface des particules n'atteignent jamais le point d'ébullition du matériau. A titre d'exemple, pour la particule WC-Co, la température de surface atteint au maximum la valeur de $2650\ \text{K}$ alors que le point d'ébullition du Co à pression ambiante se situe autour de $2870\ \text{K}$. Par ailleurs, nous notons que ces auteurs enregistrent un "plateau" pour la température de surface au moment du changement de phase solide-liquide. Ce résultat n'a jamais été enregistré auparavant (dans des études similaires) pour la température de surface de la particule. Etant donné que la surface est représentée numériquement par un seul volume de contrôle en contact avec le milieu plasma, le changement de phase de ce dernier est rapide et le profil de la température de

surface devrait accuser une légère inflexion. En revanche, c'est plutôt la température du centre de la particule qui se manifeste par un plateau caractéristique du changement de phase isotherme.

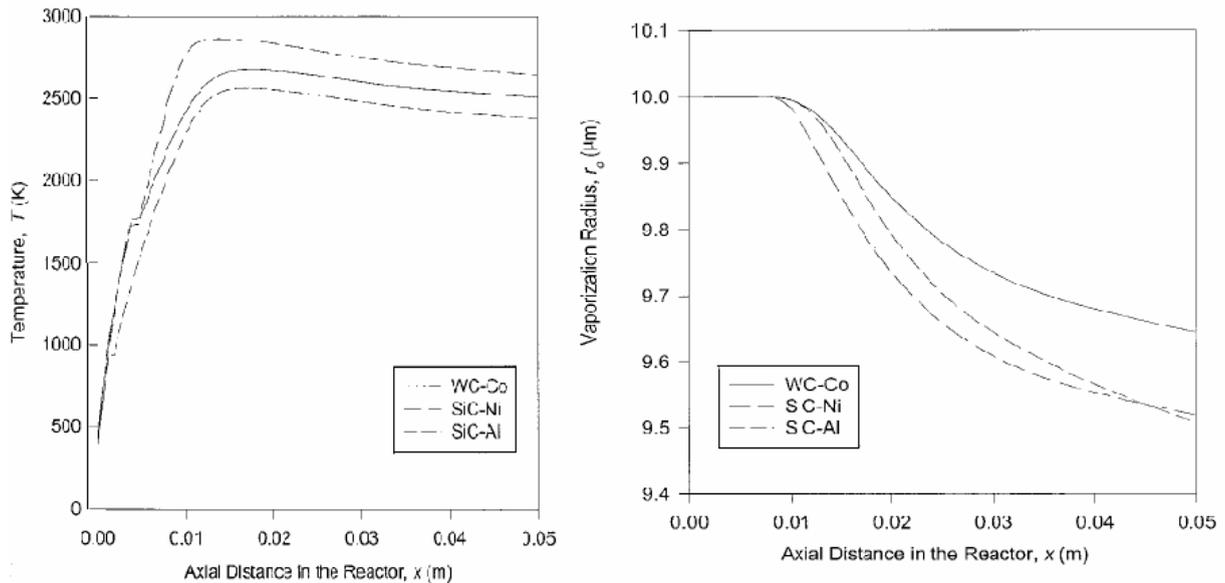


Figure I.17 : Température de surface et rayon d'évaporation de particules (WC-Co, SiC-Ni, SiC-Al) de 20 μm de diamètre avec 2 μm d'épaisseur enveloppe métallique dans un jet de plasma d'argon selon la réf[68].

1.7 Transfert de masse

1.7.1 Introduction

Cette seconde partie est dédiée au transfert de masse occasionné par l'évaporation et l'ébullition des particules injectées en milieu plasma. L'importance de l'évaporation a été mentionnée dans de nombreux travaux [42-44,61,70-73]. Toutefois, nous avons noté qu'il existait très peu de données expérimentales sur ce phénomène.

Avant de présenter les travaux dans ce domaine, il est utile de donner quelques définitions d'usage afin de situer les phénomènes physiques mis en jeu. Ensuite, nous présentons le calcul des grandeurs relatives à ce type de transfert comme le coefficient de transfert de masse, la perte de masse et de flux de chaleur et la diminution du rayon de la particule le long d'une trajectoire. Ce dernier paramètre est important dans le calcul numérique de suivi des interfaces de transition (solide-liquide-vapeur), car à chaque changement du rayon de la particule, il faut procéder à un remaillage pour localiser correctement la position des fronts.

On distingue deux types d'évaporation avec ou sans réaction chimique. Très peu de travaux traitent ce dernier cas et les réactions chimiques considérées sont celles liées à l'oxydation de poudre métallique en technique de projection APS ou bien celles relatives à des réactions de décarburation de poudre céramique.

1.7.2 *Evaporation sans réactions chimiques*

Dans le domaine de la projection thermique, le phénomène d'évaporation est toléré mais il reste indésirable, car il crée une baisse de rendement du procédé.

Le mécanisme physique impliqué ici est celui d'un matériau qui initialement sous une phase condensée ou liquide, s'évapore pour donner une phase gazeuse sans aucun changement de composition selon le schéma de réaction suivant :



Le taux de vaporisation maximum $\mathbf{N_{max}}$ (moles.m².s⁻¹), obtenu dans le vide peut être calculé à partir de la loi de Langmuir [73 ,74] :

$$\mathbf{N_{max}} = \frac{\mathbf{p_s}}{\sqrt{2\mathbf{pRTM}}} \quad (1.30)$$

Où $\mathbf{p_s}$ en (Pa) est la tension de vapeur saturante, \mathbf{R} (J/K. kg) la constante universelle des gaz parfaits, \mathbf{T} (K) la température de surface et \mathbf{M} (kg) la masse molaire du composé volatil. Cependant, il faut noter que cette expression sous-estime le taux de vaporisation à pression ambiante. Dans le cas où l'évaporation est

régie uniquement par la tension de vapeur, le débit massique \dot{m}_v en (kg/s) perdu par la particule, peut être évalué moyennant la connaissance du nombre de transfert de masse h_m ou de son équivalent le nombre de Sherwood [43,61]:

$$\dot{m}_v = h_m S r \ln \left(\frac{p}{p - p_v(T_s)} \right) \quad (1.31)$$

où S (m²) est l'aire de la surface de la particule, p (Pa) la pression du milieu dans lequel a lieu l'évaporation et p_v (Pa) est la pression de vapeur à la température de surface de la particule. Cette dernière peut être déduite de la loi de Clausius-Clapeyron [75], dans l'hypothèse d'un gaz parfait.

$$p_v(T) = p_s \exp \left\{ \frac{M_v L_v}{R} \left(\frac{1}{T_{eb}} - \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (1.32)$$

En revanche, lorsqu'on fait intervenir dans les équations de bilan le transfert de chaleur, l'évaporation est contrôlée par la diffusion des vapeurs à travers la couche limite entourant la particule [21,76] on a :

$$\dot{m}_v = p d_p^2 \ln(1 + B) Sh [r_\infty D_\infty]_f \quad (1.32)$$

où D_∞ en (m²/s) est le coefficient de diffusion du composé volatil dans le milieu plasma évalué à partir du modèle de Chapman-Enskog [77] à la température du film.

Le coefficient B est le nombre de transfert de masse ou de Spalding, qui relie la fraction massique locale de vapeur dans la phase gazeuse Y_∞ , à la concentration de vapeur en surface de la particule Y_s :

$$B = \frac{Y_s - Y_\infty}{1 - Y_s} \quad (1.33)$$

Le nombre de Sherwood tient compte de l'effet du transfert de masse par convection et du fait de la similitude entre transfert de chaleur et de masse, la corrélation utilisée est analogue à celle de Ranz&Marshall :

$$Sh = 2 + 0,60Re_p^{0,5} Sc^{0,33} \quad (1.34)$$

1.7.3 Evaporation avec réactions chimiques

Les réactions chimiques sont exothermiques et elles sont très peu considérées dans les modélisations présentées dans la littérature, car en plus des transformations physiques qu'elles induisent sur les particules (changement dans la structure cristalline, évaporation ou fusion), elles peuvent avoir lieu au sein même du milieu plasma et nécessitent donc une bonne connaissance de la nature physicochimique des matériaux mis en jeux.

Selon Themelis [74], les réactions chimiques peuvent être de deux natures homogènes ou hétérogènes, selon qu'elles font intervenir une seule phase (gaz ou solution liquide) ou bien une phase solide et une phase fluide, ou même deux phases fluides séparées par une interface. Pour le cas homogène, le taux de réaction dépend de la concentration des agents réactifs et des produits de réaction, de la température et de la pression. Pour le cas hétérogène il dépend aussi de l'aire de l'interface qui a réagit. Le milieu plasma quant à lui, peut être inerte ou réactif vis-à-vis des particules injectées en son sein.

a) milieu plasma inerte

Les réactions chimiques produisent une décomposition des éléments selon la réaction :



A et B sont des éléments ou composés en phase gazeuse ou en phase condensée. On peut citer comme exemple le cas de gouttelettes d'alumine qui se décomposent en composés volatils AlO et O₂ [78]. Le taux d'évaporation est contrôlé par la diffusion de l'oxyde d'alumine formé et de l'aire de la particule.

Wan et al. [76] précisent que les réactions chimiques qui ont lieu en présence d'une phase condensée sont différentes de celles qui ont lieu avec une phase gazeuse. Ils développent un modèle d'évaporation pour des particules de molybdène

dans un jet plasma en tenant compte de la formation de composés volatils et de l'oxydation. Ils considèrent le cas de l'oxydation d'un composé métallique :



L'intensité de cette réaction dépend de la nature de la poudre, de la température et de la présence de l'oxygène dans le jet plasma, due principalement à l'effet de pompage de l'air environnant.

b) milieu plasma réactif

Les réactions chimiques dans ce type de milieu sont de nature hétérogène. On peut citer le cas d'un gaz plasmagène **A** réagissant avec une phase **B** pour donner un nouvel élément **C** en phase condensée plus un autre composé volatil **D**



Ces réactions chimiques sont endothermiques. Elles posent également des problèmes complexes au niveau des interfaces de transitions solide–vapeur ou liquide–vapeur et en particulier sur les conditions aux limites à imposer sur les concentrations et la nature des mécanismes qui contrôlent ces réactions chimiques :

- sont-elles de type diffusion ?
- sont-elles contrôlées par d'autres mécanismes par exemple ceux de type convection ?

Pour ce dernier cas, Fauchais [5] précise que pour des milieux plasma binaire Ar-H₂ ou ternaires Ar-He-H₂, le phénomène convectif devient prépondérant lorsque les rapports des nombres de Reynolds de l'écoulement à celui de la particule est supérieur à 50 et celui de la viscosité cinématique du gaz plasmagène à celui de la particule liquéfiée devient supérieur à 20. Une tentative pour expliquer ce type de mouvement est entreprise par l'utilisation du vortex de Hill [79].

1.8 Conclusions

Au terme de cette étude bibliographique, il apparaît que l'interaction d'une poudre avec un jet de plasma fait intervenir plusieurs mécanismes complexes et de nombreux travaux continuent à lui être dévolue.

Nous retiendrons que lors de l'injection d'une poudre dans un jet de plasma, celle-ci peut être le siège de divers modes d'échanges de chaleur et de masse comme la conduction, la convection, le rayonnement, le changement de phase (fusion et solidification, évaporation et ébullition) et l'oxydation. Bien sûr la prépondérance d'un mode par rapport à un autre est tributaire de la taille des particule, de la nature du matériau et du milieu plasma mais aussi de la dynamique et thermique de l'écoulement du jet.

Pour la plupart des travaux recensés dans cette revue, l'échange de chaleur plasma particule à lieu à travers une couche limite équilibrée. Cette couche est caractérisée par :

- un gradient élevé de température,
- la présence éventuelle d'un film de vapeur entourant la particule,
- un effet de raréfaction du milieu lorsque l'on considère des particules de diamètre inférieur à 20 μm .

L'ensemble de ces effets est pris en charge au niveau des corrélations de transfert de chaleur plasma-particule. La corrélation utilisée est généralement celle de Ranz & Marshall [22], pondérée par des facteurs correctifs sur la base du principe de superposition.

Toutefois, on note une grande dispersion dans le calcul du nombre de Nusselt, entre ceux qui utilisent une température de film et ceux qui adoptent la méthode de Bourdin et al. [25] en moyennant les propriétés physiques dans la couche limite. Les récentes études confirment que c'est cette dernière démarche qu'il faut adopter.

En ce qui concerne la conduction thermique au grain, l'adoption d'un modèle thermiquement mince doit se faire sur la base de la valeur du nombre de Biot valable dès que ce dernier devient inférieur à 0.01 et non pas sur la valeur de 0.1 communément admise dans les références classiques. A ce sujet, il y'a lieu de noter que pour la plupart des études qui ont fait usage de code de calcul commerciaux, le modèle de thermique le plus utilisé reste celui de la conductivité infinie.

Pour l'ensemble des travaux consultés et traitant du traitement thermique des particules dans un milieu de projection de type plasma ou HVOF, très peu d'auteurs ont signalé la possibilité d'une solidification, après la fusion de la particule le long de la trajectoire.

Dans le cas de l'utilisation d'une poudre composite en projection thermique, nous n'avons recensé qu'une seule étude numérique, celle de Demetriou et al.[70] relative à la faisabilité de projection de couples de matériaux WC-Co, SiC-Ni et SiC-Al par un jet de plasma d'argon. Cette étude destinée aux couples céramique / métal, n'envisage que le contact parfait entre les deux matériaux et le changement de phase de la couche métallique externe. Il est à signaler qu'à l'heure actuelle, on ne dispose pas encore de mesures expérimentales de vitesse et de températures pour de telles particules.

En ce qui concerne l'évaporation avec ou sans réactions chimiques, celle-ci reste peu étudiée comparativement aux autres mécanismes de transferts. L'évaporation débute avant l'ébullition. Le débit massique d'évaporation est contrôlé par la diffusion des espèces volatiles dans le milieu plasma. Le calcul du coefficient de diffusion d'une espèce dans un gaz binaire ou ternaire devient complexe et à l'heure actuelle on ne dispose pas encore de modèle de calcul fiable. Néanmoins, dans le cas d'un milieu plasma binaire de type Ar-H₂, on néglige le pourcentage d'hydrogène afin d'avoir un ordre de grandeur du coefficient de diffusion.

Afin de tenir compte de la réduction du flux de chaleur absorbée par la phase condensée en présence du nuage de vapeur entourant la particule, on multiplie le

coefficient de transfert de chaleur par un facteur d'évaporation fonction du débit massique.

1.9 Références

- [1]. **M.I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender**, *Thermal plasmas, fundamentals and applications*. Plenum Press, New-York, 1994.
- [2]. **P. Fauchais and A.Vardelle**, *Heat, mass and momentum transfer in coating formation by plasma spraying*. Int.J.Therm.Sciences, vol.39, (2000), 852-870.
- [3]. **M.I. Boulos, P. Fauchais, A.Vardelle and E. Pfender**, *Plasma spraying, Theory and Applications*. (Ed.) Suryanarayanan, World Scientific (1993), 3-60.
- [4]. **P.Fauchais, A.Vardelle and B. Dussoubs**, *Quo vadis thermal spraying*. J. of Thermal Spray Technology, vol. 10 (2001), 44-64.
- [5]. **P. Fauchais**, *Understanding plasma spraying*. J. Phys. D Appl. Phys.37 (2004), 86-108.
- [6]. **L. Pawlowski**, *The science and engineering of thermal spray coatings*. J.Wiley, N.Y., USA, 1995.
- [7]. **J. Fazilleau**, *Contribution à la compréhension des phénomènes impliqués dans la réalisation de dépôts finement structures d'oxydes par projection de suspensions par plasma*. Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003. N° d'ordre 56-2003
- [8]. **D.A. Gerdeman and N.L. Hecht**, *Arc plasma technology*. In Materials Science, Springer, Vienna, 1972.
- [9]. **S.A Wutzke, E. Pfender and E.R.G Eckert**, *Study of electric arc behaviour with superimposed flow*. AIAA Journal, vol. 5, 4 (1967), 707-713.
- [10]. **B.Dussoubs**, *Modélisation tridimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement*. Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 1998.
- [11]. **M.P. Planche**, *Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesses d'écoulement*. Thèse de Doctorat, N° d'ordre -37-1995, Université de Limoges, 1995.
- [12]. **J.F. Coudert, M.P. Planche and P. Fauchais**, *Velocity measurement of the plasma jets based on arc root fluctuations*. Plasma Chem. & Plasma Process. 15 (1), (1996), 47-70.
- [13]. **E. Legros**, *Contribution to 3D modelling of the spray process and application to a two-torch set-up*. PhD Thesis University of Limoges, 2003.
- [14]. **O. Lagnoux**. *Projection de poudres métalliques par plasma d'arc soufflé à l'air libre : Etude de l'entraînement de l'air et de son influence sur l'oxydation des poudres en vol et des dépôts*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° d'ordre 47, 1999.

- [15]. **J. Heberlein**, *Electrode phenomena in DC arcs and their influence on plasma torch*. Progress in Plasma Processing of Materials, (Ed.) P. Fauchais(2003), Begell House, 147-164.
- [16]. **M.F. Elchinger, B. Pateyron, P. Fauchais and A. Vardelle**, *Calculation of thermodynamic and transport properties of Ar-H₂-Air plasma, comparison with simple mixing rules*. 13th Int. Symp. on Plasma Chemistry, Proc. Supplement, Beijing China, Pékin University Press, (Ed.) C.K. Wu (1997),1997-2003.
- [17]. **C. Gorse**, *Contribution au calcul des propriétés de transports des plasmas des mélanges argon-hydrogène et argon-azote*. Thèse de 3^e cycle, Université de Limoges, 1975.
- [18]. **B. Pateyron and G. Delluc**, *Logiciel TT Winner, ADEP Banque de données de l'Université de Limoges et du CNRS*. (Ed.) Direction des bibliothèques, des Musées et de l'Information Scientifique et technique, France (1986), disponible sur le site <http://www.ttwinner.free.fr>
- [19]. **P. Fauchais, M. Vardelle, A.Vardelle and J.F.Coudert**, *Plasma spraying of ceramic particles in argon-hydrogen D.C. plasma jets: modelling and measurements of particles in flight correlation with thermophysical properties of sprayed layers*. Met. Trans., vol.20 B (1989), 263-276.
- [20]. **D. Cheng, G. Trapaga, J.W. McKellget, and J.E. Lavernia**, *Mathematical modelling of high velocity oxygen fuel thermal spraying of nanocrystalline materials: an overview*. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 11 (2003), R1-R31.
- [21]. **T. Klocker and T.W. Clyne**, *In flight behaviour of dense and hollow particles during plasma spraying: Part I- A numerical model*. Submitted to J.Thermal Spray Technology (2003).
- [22]. **W.E. Ranz and W.R. Marshall**, *Evaporation from drops*. Chem. Eng. Prog. vol. 48 (1952), 141-146.
- [23]. **C. Borgianni, M.Capitelli, F. Cramarossa, L.Triolo and E. Molinari**, *The behaviour of metal oxides injected into argon induction plasma*. Combustion and Flame, vol.13 (1969), 181-194.
- [24]. **C. Bonet**, *Contribution à l'étude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique : Application à l'étude du traitement thermique de réfractaires dans un lit fluidisé par un écoulement plasma*. Thèse de doctorat es Sciences Physiques de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, n° CNRS AO, 8262, 1973.
- [25]. **E. Bourdin, P. Fauchais and M. Boulos**, *Transient heat conduction under plasma conditions*. Int. J. Heat Mass Transfer, vol.26 (1983), 567-582.
- [26]. **P. Humbert, D. Morvan and J. Amouroux**, *Modélisation du transfert thermique plasma-particule dans le cas de l'Injection d'une poudre de silicium dans un plasma RF*. Les aspects Thermiques des Matériaux SFT 88, Université de. Limoges, 1988.

- [27]. **P. Humbert**, *Mise au point d'une installation pilote de purification de silicium par plasma thermique inductif et modélisation des phénomènes de transfert de matière et de chaleur plasma-particule*. Thèse de Doctorat, 30 octobre 1991. Université Pierre et Marie Curie, France.
- [28]. **E. Leveroni and E. Pfender**, *A unified approach to plasma particle heat transfer under non continuum and non equilibrium conditions*. Int. Journal of Heat and Mass Trans., vol.33 (1990), 1497-1509.
- [29]. **M.K. Wu, J.S. Mc Featers, B.J. Welsh and R.L. Stephens**, *Heat transfer to a particle in thermal plasma*, Trans. Chem. E.69A (1991), 21-24.
- [30]. **A. Essoltani, P. Proulx, M.I. Boulos and A. Gleizes**, *Radiative effects on plasma-particle heat transfer in the presence of metallic vapors*. 10th Int.Symp.on Plasma Chemistry, vol.1, U.Ehlemann & al. (Eds.), Germany, Aug.1991.
- [31]. **S. Dresvin and S.U. Mikhailov**, *Heat exchange of spherical stationary model and small particles moving in a plasma jet*. ICHMT, Proc. Of the Int. Symp. on Heat Mass Transfer under Plasma conditions, P.Fauchais (Ed.), 1999.
- [32]. **J.A. Lewis and W.H. Gauvin**, *Motion of particles entrained in a plasma jet*. AICHE Journal, vol.19, (6) (1973), 982-990.
- [33]. **J. Fizsdon and J. Leszinski**, *Accélération et fusion des grains dans un jet de plasma d'argon-hydrogène*. Int. Round Table on Study and Application of Transport Phenomena in Thermal Plasma, Odeillo 12-16 Sep. 1975.
- [34]. **A.Yoshida and K. Akaksi**, *Particle heating in radio frequency plasma torch*. J. Appl. Phys., vol.48 (1977), 2252-2260.
- [35]. **N.N. Sayegh and W.H. Gauvin**, *Heat transfer to a stationary sphere in a plasma flame*. AICHE Journal 25 (6) (1979), 1057-1064.
- [36]. **N.N. Sayegh and W.H. Gauvin**, *Analysis of variable property heat transfer to a single sphere in high temperature surrounding*. A.I.C.H.E.J., vol.25 (1979), 522-534.
- [37]. **J. Fizsdon**, *Melting of powder grains in a plasma flame*. Int.J.Heat Mass Transfer, vol.22 (1979), 749-761.
- [38]. **E. Pfender and Y.C. Lee**, *Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part I. The motion of a single particle without thermal effects*. Plas. Chem. and Process. 5 (4) (1985), 211–237.
- [39]. **Y.C. Lee, Y.P. Chyou and E. Pfender**, *Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas, Part 2/ Particle heat and mass transfer*. In Thermal Plasmas, Plasmas Chemistry and Plasmas Processing, 5 (4) (1985), 391-8409.
- [40]. **X. Chen, and E. Pfender**, *Heat transfer to a single particle exposed to a thermal plasma*. Plas. Chem. Plas. and Process. 2 (3) (1982), 185-211.

- [41]. **X. Chen and E. Pfender**, *Effect of the Knudsen number on heat transfer to a particle immersed into thermal plasma*. Plas. Chem. Plas. and Process., vol.3 (1983), 97-112.
- [42]. **R. M. Young and E. Pfender**, *Nusselt number correlations for heat transfer to small spheres in thermal plasma flows*. Plasma Chem. Plasma Process., vol.75 (1987), 211–229.
- [43]. **A. Vardelle**, *Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides*. Thèse de doctorat ès Sciences physiques, N° ordre 29-87, 1987, Université de Limoges, France.
- [44]. **M. Vardelle**, *Etude expérimentale des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides*. Thèse de doctorat ès Sciences physiques, N° ordre 28-87, 1987, Université de Limoges, France.
- [45]. **Y.M. Yang, C. Coddet and M. Imbert**, *Numerical modeling and simulation of particle behaviours in an HVOF supersonic flow* Proc. of the 15th Int. Thermal Spray Conf., 25-29 May (1998) Nice, France.
- [46]. **G. Shanmugavelayutham, V. Selvarayan, T.K. Khiyagarajan, P.V.A. Padmanabhan, K.P. Sreekumar and R.U. Satpute**, *In flight particle behaviour and its effect on co spraying of alumina-titania*. Current Applied Physics, 2005 (at press).
- [47]. **R. Spores and E. Pfender**, *Flow structure of a turbulent thermal plasma jet*. Surface and Coatings Technology, vol.37, Issue 3, June (1989), 251-270.
- [48]. **R. Bolot, C. Coddet and M. Imbert**, *The use of Phoenix code for plasma jet modeling*. Phoenix J. Comp. Fluid Dyn. Appl., vol.10 (1997), 335-352.
- [49]. **D. Bernardi, V. Colombo, E. Ghedini, A. Mentrelli and T. Trombetti**, *Powders trajectory and thermal history within 3-D ICPTs modeling for spheroidization and purification purposes*. 48 Inter. Wissenschaftliches Kolloquium, Technische Universität Ilmenau, 22-25 Sep., 2003.
- [50]. **K. Remesh, S.C.M. Yu, H.W. Ng and C.C. Bernd**, *Computational study and experimental comparison of the in flight particle behaviour for an external injection plasma spray process*. J. of Thermal Spray Process, vol.12. (2003), 508-522.
- [51]. **G. Mariaux and A. Vardelle**, *3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Part one: flow modelling*. Int. J. of Thermal Sciences 44 (2005), 356-366.
- [52]. **P. Proulx, K. Ramashandran, T. Sato and H. Nishiyama**, *3D modeling of evaporation of water injected into a plasma jet*. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 46 (2003), 1653-1663.

- [53]. **S. Russ and E. Pfender**, *Effect of gas entrainment on particle heating in a turbulent plasma jet*. HTD, Heat Transfer in Thermal Plasma Processing 161, ASME, (1991), 151-154.
- [54]. **J.W. McKelliget**, *Numerical computation of coupled heat transfer, fluid flow and electromagnetism: the inductively coupled plasma torch*. Published in *Advanced Computational methods in heat transfer*, vol.3 (1990), Springer-Verlag.
- [55]. **J.D. Ramshaw and C.H. Chang**, *Computational fluid dynamics modeling of multi-component thermal plasmas*. *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol.12 (1993), 299-325.
- [56]. **C.H. Chang**, *Numerical simulation of alumina spraying in argon-helium plasma jet, of thermal spray*. In *International Advances in Coatings Technology*, (Ed.) C. C. Berndt. Pub. ASM Int. Materials Park, Oh. USA (1992), 793-798.
- [57]. **S.W. NAM**, *Numerical analysis of heat transfer and fluid flow of high temperature jet including particles in plasma spraying*. *Heat Transfer Japanese Research* 22(5) (1993), 493-505.
- [58]. **P.C. Huang, J. Heberlein and E. Pfender**, *Particle behavior in a two-fluid turbulent plasma jet* *Surface & Coating Technology*, 73(1995), 142-151.
- [59]. **Y.P. Wan, V. Prasad, G.X. Wang, S. Sampath and J.R. Finck**, *Model and powder particle heating, melting, resolidification and evaporation on plasma spraying processes*. *J. of Heat Transfer ASME*, vol.121 (1999), 691-699.
- [60]. **T. Zhang, D.T. Gawne and B. Liu**, *Computer modelling of the Influence of process parameters on the heating and acceleration of particles during plasma spraying*. *Surface & Coating Technology*, vol.132, (2000), 233-243.
- [61]. **J. Amouroux, S. Dresvin, D. Morvan, L. Ouvrelle, D. Ivanov, S. Zverev, O. Feigenson and A. Balashov**, *Calculation of silicon particles dynamics, heat and mass transfers in thermal plasma, effect of particles vaporization*. *Progress in Plasma Processing of Materials*, (ed. P.Fauchais), 2003, 299-311.
- [62]. **D. Xu, C. Wu and X. Chen**, *Motion and heating of non spherical particles in plasma jet*. *Surface & Coating Technology*, 171(2003), 149-156.
- [63]. **A. Kucuk, R.S. Lima, and C.C. Berndt**, *Influence of plasma spray parameters on in-flight characteristics of ZrO₂-8 wt.% Y₂O₃ ceramic particles*. *J. Am. Ceram. Soc.*, 2001, 84(4), 685-92.
- [64]. **S. Dyshlovenko, L. Pawloski, B. Pateyron, I. Smurov, and J.H. Harding**, *Modelling of plasma particle interactions and coating growth for plasma spraying of hydroxyapatite*. *Surface and Coating Technology*, 2005 (at press).
- [65]. **B. Pateyron and G. Delluc**, *Logiciel Jets&Poudres*. Téléchargeable à partir de <http://jets&poudres.free.fr>

- [66]. **H. Ageorges and P. Fauchais**, *Oxydation of stainless steel with and without an alumina shell during their flight in a plasma jet. Progress in plasma process. Of Materials*, (Ed.) P. Fauchais, Begell House, vol.4 (2001), 537-544.
- [67]. **H. Ageorges and P. Fauchais**, *Plasma spraying of stainless steel particles coated with alumina shell. Thin Solid Films*, vol. 370, (2000), 213-222.
- [68]. **M.D. Demetriou, A.S. Lavine and N.M. Ghoniem**, *Feasibility of plasma spraying in developing MMC coatings: modeling the heating of coated powder particles. J. of Man. Science and Eng., Trans. ASME*, vol. 124 (2002), 58- 64.
- [69]. **X. Chen, Y.P. Chyou, Y.C.Lee and E. Pfender**, *Plas. Chem. Plas. and Process.*, vol.5 (1985), 119-211.
- [70]. **P. Proulx, J. Mostaghimi and M. Boulos**, *Plasma-particle interaction effects in induction plasma modeling under dense loading condition. Int. J. Heat Mass Transfer* (28)(1985),1327-1336.
- [71]. **D.K. Das and R. Sivakumar**, *Modeling of the temperature and the velocity of ceramic powder particles in plasma flame-I-Alumina. Acta Metall. Mater.* 38(1990), 2187-2192.
- [72]. **A.Vardelle, M. Vardelle and P.Fauchais**, *Diagnostics for particulate vaporization and interactions with surfaces. Pure & Appl. Chem.*, vol. 64, N°5 (1992), 637-644.
- [73]. **M.Vardelle, A.Vardelle, K.I. Li, P.Fauchais and N.J. Themelis**, *Coating generation: Vaporization of particles in plasma spraying and splat formation. Pure & Appl. Chem.*, vol. 68, N°6 (1996), 1093-1099.
- [74]. **N. J. Themelis**, *Transport and Chemical Rate Phenomena*. Gordon and Breach Publishers (1995).
- [75]. **G.M. Faeth**, *Evaporation and combustion of sprays. Prog. Energy Combustion Sci.*, 9 (1983), 1-76.
- [76]. **Y.P. Wan, J.R. Finck, S. Sampath and V. Prasad**, *Modelling and experimental observation of evaporation from oxidizing molybdenum particles entrained in a thermal plasma jet. Int. J. of Heat Mass Transfer*, vol., 45 (2002), 1007-1017.
- [77]. **J.O. Hirschfelder, C.F. Curtis and R.B. Bird**, *Molecular theory of gases and liquids*. 2ed. 1964, J. Wiley, New York, USA.
- [78]. **R. Westhof, G. Trapaga and J. Szekely**, *Plasma-particle interactions in plasma spraying systems. Metall. Trans. , B*, 23 (1992), 683-693.
- [79]. **H. Zhang, A. Vardelle and N.J. Themelis**, *J. High Temp. Mater. Process.* (3) (2003), 277-298.

Chapitre II : Modèles physiques

II.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au développement des modèles physiques nécessaires à l'étude du traitement thermique de particules homogènes composites bicouches ou agglomérées hétérogènes, dans un plasma de projection.

Les particules étudiées sont constituées d'un assemblage de matériaux homogènes et isotropes, obtenues par exemple par mécanofusion et formant ainsi un composite de type métal-céramique. Elles sont utilisées essentiellement pour produire un revêtement de type MMC (Metal Matrix Composite). L'extension de l'étude au changement de phase bidimensionnel et transitoire, est effectuée dans le but de quantifier l'effet d'un chauffage non uniforme (détermination du gradient azimutal de température) dans la couche enveloppe, ce qui peut aider à expliquer le désagrégement de celle-ci, comme l'attestent les observations expérimentales faites au laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges [1,2]. Le cas de particules agglomérées, constituées d'une matrice en carbone dans laquelle sont incrustés des grains de titane, relèvent quant à elles d'un projet d'étude de faisabilité de production de revêtement de carbure de Titane TiC par réaction de combustion auto propagée de type SHS " Self Heat propagating System" [3-7].

Commençons d'abord par l'évaluation des coefficients de transfert de chaleur et de masse subit par une particule injectée dans un milieu plasma. Ces coefficients d'échange sont des paramètres clés du problème [β-16] et leur connaissance est capitale pour toute approche par simulation. En premier lieu, nous considérons le cas d'un milieu infini, où la particule est immobile et la température du gaz plasmagène uniforme et constante. Ensuite nous traiterons le cas d'une projection réelle (extension à la prise en compte des trajectoires) en couplant les précédentes simulations aux données fournies par le code de calcul Jets&Poudres [17]. Ce code

bidimensionnel, dédié pour le moment aux particules monocouches, permet le calcul des propriétés de transport du jet de plasma, des distributions de température et de vitesse du jet ainsi que des trajectoires des particules et de l'histoire thermique suivie le long de celles-ci.

Exposons le calcul de ces coefficients dans le cas d'une particule supposée sans interaction avec les autres particules dans le jet.

II.2 Évaluation des coefficients de transfert de chaleur et de masse

Le principal mode de transfert de chaleur entre une particule isolée et le jet de plasma est celui de la conduction-convection à travers la couche limite, supposée en équilibre thermodynamique et sans réactions chimiques.

L'évaluation des coefficients de transfert de chaleur h_{\forall} ($W/m^2.K$) ou de masse h_m (m/s) est le premier pas à faire pour le calcul du flux de chaleur absorbé et celui de masse perdu par la particule. Cette évaluation est faite respectivement à partir de corrélations semi empiriques donnant le nombre de Nusselt ou de Sherwood (son équivalent en transfert de masse). Dans le domaine des nombres de Reynolds rencontrés en projection plasma ($< 30-60$), on utilise la corrélation de Ranz & Marshall [18], établie pour des gouttelettes liquides en mouvement de translation :

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = 2 + 0,6Re^{0,5} Pr^{0,33} \\ Sh = 2 + 0,6Re^{0,5} Sc^{0,33} \end{array} \right. \quad (II.1)$$

Où les nombres adimensionnels sont définis par :

$$Nu = \frac{h_{\forall} d_p}{k_{\forall}}, Re = \frac{r_p (v_{\forall} - v_p) d_p}{m_{\forall}}, Pr = \frac{m_{\forall} C_{p_{\forall}}}{k_{\forall}}, Sh = \frac{h_m d_p}{D_{\forall}}, Sc = \frac{m_{\forall}}{r_{\forall} D_{\forall}}$$

avec d_p (m) le diamètre de la particule, \bar{k}_γ (W/m.K) la conductivité moyenne intégrée du gaz plasma, r_p (kg/m³) la masse volumique de la particule, $v_\gamma - v_p$ (m/s) la vitesse relative de la particule, $C_{p\gamma}$ (J/kg.K) et m_γ (kg/m.s) sont respectivement la chaleur spécifique et la viscosité moléculaire du gaz plasmagène et D_γ (m²/s) le coefficient de diffusion de l'espèce volatile dans le milieu plasma.

Dans cette étude, nous nous intéressons à une particule bicouche ayant un diamètre $d_p > 20 \mu m$ et donc on ne tient pas compte de l'effet de raréfaction. En revanche nous incorporons des facteurs correctifs pour tenir compte du gradient de température dans la couche limite et de la présence du nuage de vapeur entourant la particule. Le coefficient de transfert de chaleur h_γ est donné alors par [19,20] :

$$h_\infty = \frac{\bar{k}_\infty Nu}{d_p} = \frac{\bar{k}_\infty}{d_p} \left[(2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}) \left(\frac{(rm)_\infty}{(rm)_s} \right)^{0,6} \left(\frac{C_p(T_\infty)}{C_p(T_{ps})} \right)^{0,38} f_{vap} \right] \quad (II.2)$$

avec

$$f_{vap} = \frac{\dot{m}_v C_{p\infty}}{d_p \rho k_\infty} \left[\exp \left(\frac{\dot{m}_v C_{p\infty}}{d_p \rho k_\infty} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (II.3)$$

où \dot{m}_v (kg/s) est le débit massique évaporé et il est fonction de la température de surface de la particule. Les nombres de Reynolds et de Prandtl sont pour leurs parts évalués avec les propriétés thermiques intégrées [21]. La conductivité thermique moyenne intégrée du gaz plasmagène est :

$$\bar{k}_\gamma = \frac{1}{(T_\gamma - T_{ps})} \int_{T_{ps}}^{T_\gamma} k_\gamma(T) dT \quad (II.4)$$

où T_γ (K) est la température du gaz plasmagène à l'extérieur de la couche limite et T_{ps} (K) la température de surface de la particule. La variation de la conductivité

thermique d'un mélange $Ar-H_2$ 75%-25% vol. avec la température est représentée sur la figure II.1. L'intégrale de l'expression (II.4) peut se réécrire en termes de potentiel de conductivité et le calcul de h_{∞} peut se scinder en deux parties :

$$h_{\infty} = \frac{Nu}{d_p(T_{\infty} - T_{ps})} \int_{300}^{T_{\infty}} k(T) dT - \int_{300}^{T_s} k(T) dT = \frac{Nu}{d_p(T_{\infty} - T_{ps})} [I(T_{\infty}) - I(T_{ps})] \quad (II.5)$$

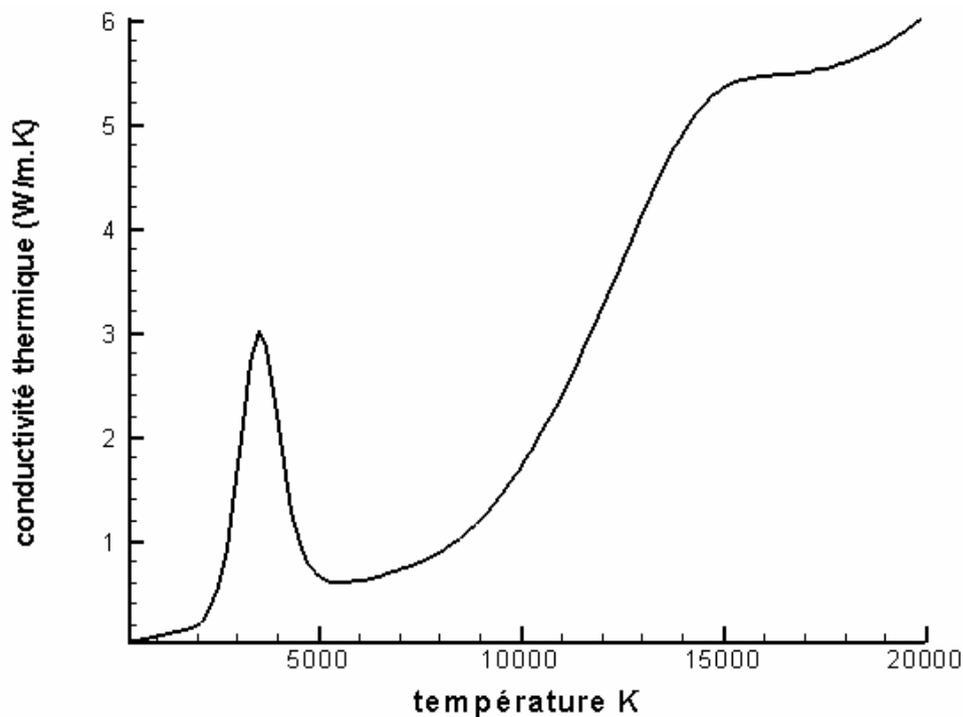


Figure II.1 : Conductivité thermique d'un mélange $Ar-H_2$ (75-25%vol.)

Les grandeurs $I(T_{\infty})$ et $I(T_{ps})$ (W/m), représentent respectivement les potentiels de conductivité thermique du gaz plasmagène loin et au voisinage de la couche limite de la particule. Il est à remarquer que si l'on se place dans le régime de Stokes ($Re \ll 1$), la chaleur est transmise à la particule selon un mode purement conductif et le nombre de Nusselt est alors constant et vaut 2.

II.3 Modélisation du traitement thermique d'une particule composite bicouche dans un jet de plasma

Cette partie est consacrée à la modélisation du transfert de chaleur et de masse d'une particule sphérique composite bicouche figure II.2 injectée dans un jet de plasma.

La présence de deux couches de différente nature (cœur métal/enveloppe céramique) donne lieu à la présence de deux gradients thermiques dans le grain, corrélés par les différences en conductivité thermique. La distribution de la température dans la particule n'est donc pas uniforme et l'apparition d'une transition de phase accentue cette situation.

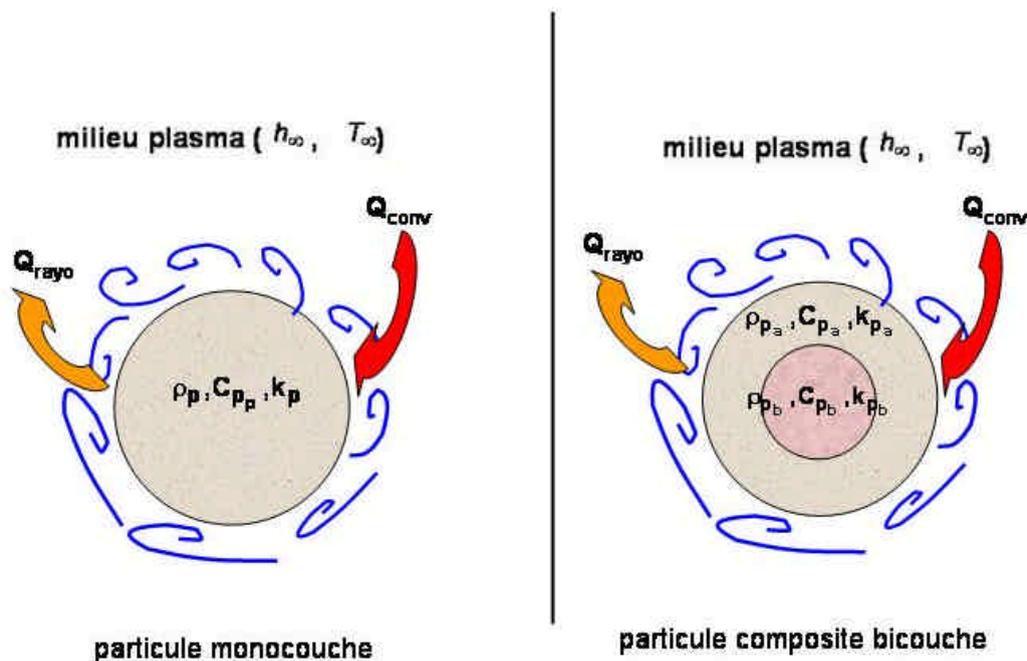


Figure II.2 : Sections droites de particules sphériques monocouche et composite bicouche.

Le changement de phase traité ici est purement diffusif (problème de Stefan), sans convection naturelle au sein de la particule. La nature de ces hypothèses se trouve justifiée par la taille des particules ($< 100 \mu m$) du fait de la faiblesse des forces de poussée d'Archimède devant la gravité mais aussi à cause du temps de séjour de

la particule dans le jet ($\sim 1\text{ms}$), largement inférieur à l'échelle de temps des mouvements convectifs.

En ce qui concerne les convections thermosolutale en présence de l'effet Soret et de thermodiffusion (effet Dufour) ; celles-ci restent négligeables en dessous de 3200 K [22], de même que la convection thermocapillaire (effet Marangoni) [23,24].

Un tel problème reste fortement non linéaire et le recours aux méthodes numériques est inévitable. En effet, plusieurs méthodes existent dans la littérature pour traiter les problèmes faisant intervenir le changement de phase par fusion ou solidification [25-36]. Notre choix s'est porté sur la formulation enthalpique pour laquelle et depuis son introduction par Eyres [25] on rencontre plusieurs variantes basées sur la capacité apparente comme pour Haschemi & Slipevich al [30], ou sur le terme source additionnel comme pour Voller et al. [33] ou Bennon & Incropera et al. [35]. Ces derniers auteurs ont présenté une généralisation basée sur la théorie des mélanges. En ce qui nous concerne, c'est la formulation avec terme source qui est adoptée. Celle-ci a montré une bonne robustesse dans le traitement des problèmes couplés en présence d'interface [37]. En effet les avantages d'une telle méthode sont nombreux parmi lesquels on peut citer :

- une seule équation décrivant le transfert d'énergie dans la phase liquide et solide,
- l'utilisation d'un maillage fixe pour la résolution numérique du problème,
- une méthode parfaitement adaptée aux problèmes faisant intervenir des matériaux d'alliage où le changement de phase a lieu sur une plage de température,
- le front de fusion est déterminé à posteriori,
- elle est extensible aux problèmes multidimensionnels avec un effort de développement et de temps de calcul moins onéreux que la méthode à suivi de front.

II.3.1 Hypothèses

Afin d'établir un modèle de transfert de chaleur et de masse pour des particules composites bicouches injectées dans un milieu plasma, nous considérons les hypothèses suivantes :

- les particules sont sphériques
- le modèle d'échange de chaleur 2D est de type diffusif et isotrope ; il est adopté pour simuler éventuellement une dissymétrie du champ d'écoulement autour de la particule
- les matériaux étudiés ne changent pas de densité au moment de la transition de phase solide-liquide
- les propriétés physiques des matériaux sont fonction de la température
- Les fronts de fusion sont minces (surfaciques) avec une tension de surface négligeable
- la solidification (éventuelle) de la particule dans le jet est traitée sans surfusion
- le transfert de masse (évaporation) est supposé radial (1D) et donc lors de la considération d'un chauffage non uniforme, celui-ci il sera négligé
- le débit d'injection de la poudre est faible, moins de 1kg/h, de façon à ne pas perturber le jet de plasma par effet de charge [8]. Il est aussi admis que l'interaction entre les particules elles-mêmes reste négligeable et de ce fait, l'étude d'une particule isolée peut être représentative de son comportement thermique
- la couche limite est en équilibre thermodynamique
- l'oxydation des particules métalliques n'est pas envisagée
- le milieu plasma est optiquement mince

II.3.2 Définition de l'enthalpie

On définit la différence d'enthalpie volumique totale $DH = H(T) - H_{ref}$ (J/m^3) d'un corps comme la somme de la chaleur sensible et de la chaleur latente par :

$$H(T) = H_{ref} + r_p x L_f + \int_{T_{ref}}^T r_p C_p dT \quad (II.6)$$

Dans cette expression, H_{ref} et T_{ref} sont le datum enthalpique de référence défini par :

$$H_{ref} = 0 \quad \text{à} \quad T_{ref} = T_{fusion} \quad (II.7)$$

et r_p (kg/m^3) est la masse volumique de la particule, C_p ($J/kg.K$) sa chaleur spécifique, L_f (J/kg) la chaleur latente du matériau et x la fraction de liquide.

Dans le cas d'un changement de phase isotherme, la relation enthalpie température d'un matériau pur est représentée schématiquement sur la figure II.3 A.

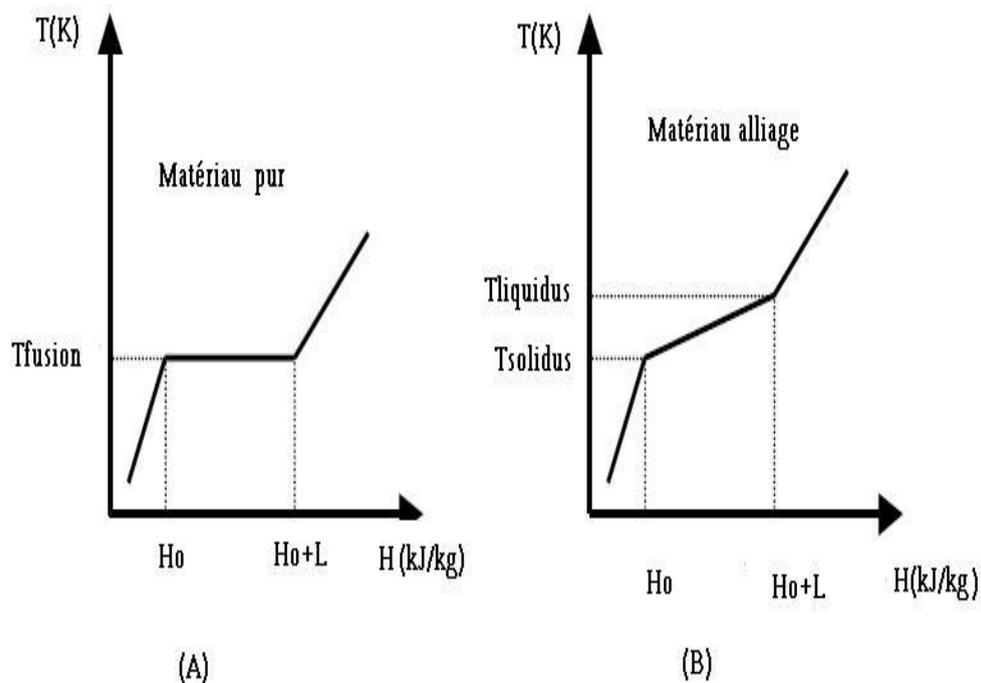


Figure II.3 : Relation enthalpie-température pour un matériau pur et alliage.

En revanche pour un alliage, représenté sur la figure (II.3 B), le changement de phase est non isotherme et a lieu sur une plage de température comprise entre $T_{sol} \leq T \leq T_{liq}$ définissant une zone pâteuse nommée "mushy zone" chez les métallurgistes. Dans ce cas, la chaleur latente cumulée devient fonction de la température et varie de la valeur zéro (solidus) à la valeur 1 (liquidus). La définition de la fraction de liquide se fait par partie dans la phase solide et liquide comme suit :

Pour un matériau pur :

$$\begin{cases} e = 0 & \text{si } T < T_f \\ e = 1 & \text{si } T > T_f \end{cases} \quad (II.8)$$

Pour un matériau alliage :

$$\begin{cases} x = 0 & \text{si } T \leq T_{sol} & \text{le matériau est totalement solide} \\ x = 1 & \text{si } T \geq T_{liq} & \text{le matériau est totalement liquide} \\ x = \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} & \text{si } T_{sol} \leq T \leq T_{liq} & \text{le matériau est dans la zone pâteuse « mushy »} \end{cases} \quad (II.9)$$

Notons ici que la dernière relation suppose une linéarité entre x et T , mais il existe d'autres relations [39]; la présente formulation peut être vue comme une approche de type mélange conduisant à l'homogénéisation des bilans de

conservation du milieu étudié qui peut comporter plusieurs phases et plusieurs constituants [35].

Il est à signaler ici que le changement de phase bidimensionnel dans une géométrie sphérique reste très peu étudié [40], comparativement à celui existant dans les géométries cartésiennes.

II.3.3 Formulation enthalpique de l'équation de la conservation locale de l'énergie

L'équation de la conservation locale de l'énergie dans un élément de volume dV d'un corps solide est [41] :

$$\int_{cv} \frac{\partial DH}{\partial t} dV = \int_{cv} [\nabla \cdot \vec{q} + S] dV \quad (II.10)$$

où DH (J/m^3) est la différence d'enthalpie volumique totale du corps considéré et \vec{q} (W/m^2), est la densité de flux de chaleur obéissant à la loi de Fourier :

$$\vec{q} = -k(T) \nabla T \quad (II.11)$$

avec $k(T)$ ($W/m.K$), est la conductivité thermique du matériau et $S(\vec{r}, t, T)$ (W/m^3) un terme représentant les sources de chaleur internes, qui sont nulles dans le cas de nos applications.

Suite à la définition de l'enthalpie donnée au paragraphe précédent, et en décomposant la différence d'enthalpie en une partie sensible et une autre latente :

$$DH = h + r_x L_f \quad (II.12)$$

où h (J/m^3) désigne conventionnellement une différence d'enthalpie sensible volumique :

$$h(T) - h(T_f) = \int_{T_f}^T r C_p(z) dz \quad (II.13)$$

L'équation de la conservation locale de l'énergie peut se réécrire en terme de température comme [33] :

$$r C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k(T) \nabla T) - r L_f \frac{dx}{dt} \quad (II.14)$$

Compte tenu de la forme géométrique de la particule, les coordonnées sphériques représentées sur la figure II.4, avec symétrie de révolution autour de l'axe z (axisymétrique) sont utilisées pour expliciter l'équation (II.13) dans un élément de volume $dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$:

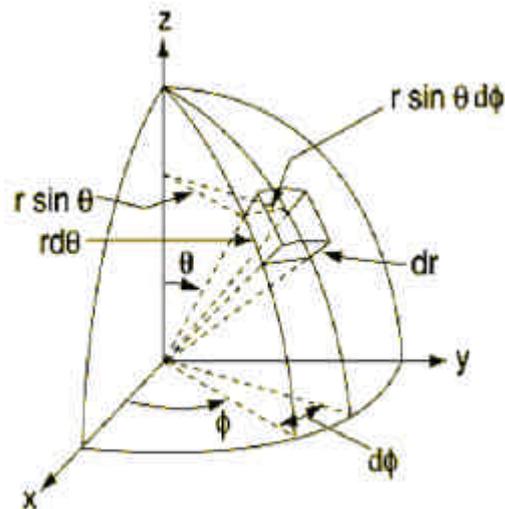


Figure II.4 : Coordonnées sphériques et élément de volume correspondant.

$$r C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[k(T) r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left[k(T) \sin q \frac{\partial T}{\partial q} \right] - r L_f \frac{dx}{dt} \quad (II.15)$$

Nous pouvons également introduire une nouvelle variable T^* , connue sous le nom de variable de Kirchhoff et qui permet de s'affranchir de la présence explicite de la conductivité [26] :

$$T^* = F(T) = \int_0^T k(V) dV \quad (II.16)$$

L'équation (II.14) devient :

$$r C_p \frac{\partial T^*}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial T^*}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left[\sin(q) \frac{\partial T^*}{\partial q} \right] - r L_f \frac{dx}{dt} \quad (II.17)$$

Le plan dans lequel se fait la résolution, correspond à un plan médian polaire W axisymétrique comme le montre la figure II.5.

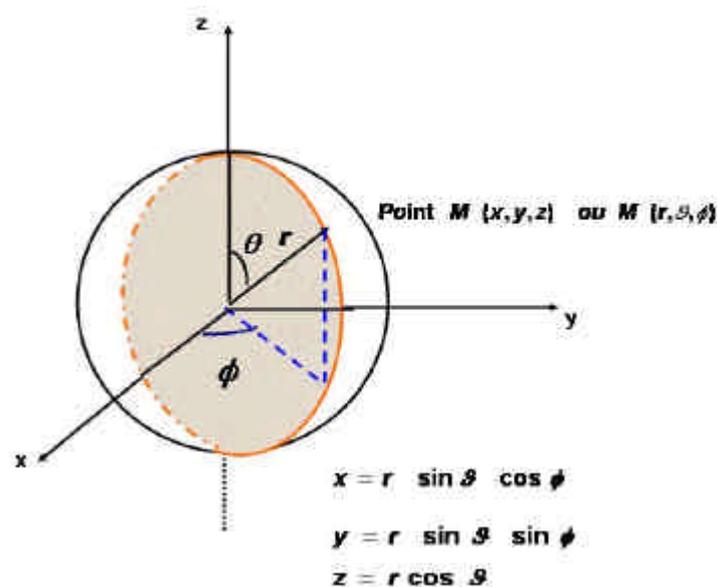


Figure II.5 : Représentation polaire d'une particule

Pour la particule composite bicouche, l'équation (II.14) est appliquée dans chaque couche matérielle ($j=a, b$) :

$$r_j C_{p_j} \frac{\partial T_j}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[k_j r^2 \frac{\partial T_j}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left[k_j \sin(q) \frac{\partial T_j}{\partial q} \right] - r_j L_{f_j} \frac{dx_j}{dt} \quad (II.18)$$

Pour compléter la fermeture du problème mathématique, Il faut encore se donner les conditions de continuité du flux de chaleur à l'interface de contact S et les conditions aux limites et initiales.

Les distributions de température à l'intérieur de la particule diffèrent, selon qu'il s'agisse de contact parfait ou imparfait comme le montre la figure II.6

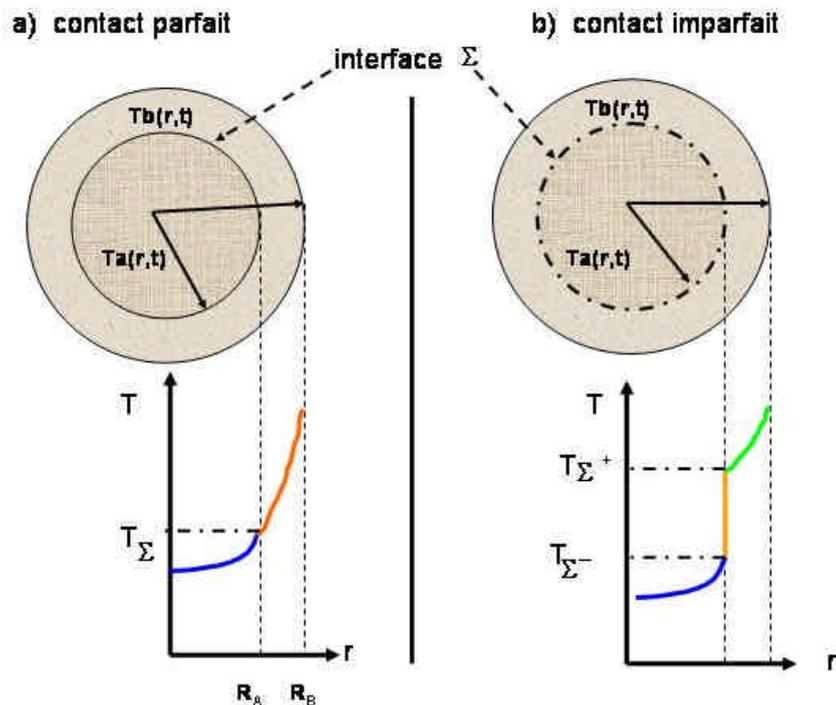


Figure II.6 : Distributions de température dans une particule bicouche en contact thermique parfait et imparfait

❖ **Cas d'un contact thermique parfait**

Le contact parfait de deux matériaux impose à la fois l'égalité des températures et celle des flux de chaleur (conditions de Hugoniot).

Soient T_a et T_b respectivement les profils de températures des matériaux **a** et **b**, les conditions de contact sont :

$$T_a(r, t)_\Sigma = T_b(r, t)_\Sigma \quad (II.19)$$

$$k_a \frac{\partial T_a}{\partial r} \Big|_\Sigma = k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_\Sigma \quad (II.20)$$

❖ **Cas d'un contact thermique imparfait**

En pratique, le contact physique de deux matériaux n'est jamais parfait. La continuité des flux de chaleur introduit une résistance thermique de contact " RTC " supplémentaire induisant un saut de température à l'interface [45].

L'épaisseur de cette interface est extrêmement faible si les milieux adhèrent parfaitement l'un à l'autre. Elle devient plus importante lorsqu'il s'agit d'un contact de deux milieux solides présentant des irrégularités de surface, réunis par un liant (collage, soudure) ou simplement accolés avec un fluide interstitiel (air par exemple). Le contact ne s'effectue qu'en un certain nombre de zones de faible étendue et l'on a deux modes de transfert de chaleur qui se superposent :

- un transfert par conduction au niveau des zones de contact,
- un transfert complexe à travers le milieu interstitiel.

Dans les milieux solides conducteurs, il se produit une convergence des lignes de flux vers les zones de contact où le passage de la chaleur est plus facile appelée effet de constriction (figure II.7). Pour un flux de chaleur sortant du matériau **b** et entrant dans le matériau **a** on a :

$$k_b \left. \frac{\partial T_b}{\partial r} \right|_{\Sigma} = k_a \left. \frac{\partial T_a}{\partial r} \right|_{\Sigma} = -\frac{T_{\Sigma}^+ - T_{\Sigma}^-}{RTC} = -\frac{\Delta T_{\Sigma}}{RTC} \quad (II.21)$$

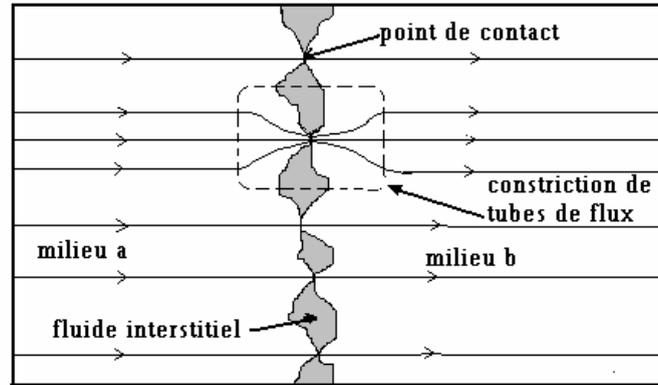


Figure II.7 : Résistance thermique de contact avec constriction de tubes de flux.

II.3.3.1 Conditions initiale et aux limites

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

$$T_a(r, q, 0) = T_b(r, q, 0) = T_{initiale} \quad (II.22)$$

La condition aux limites au centre de la particule est déduite de la symétrie sphérique :

$$\left. \frac{\partial T_a(r, q)}{\partial r} \right|_{r \approx 0} = 0 \quad (II.23)$$

l'axisymétrie de la configuration est invoquée sur les lignes $q = 0$ et $q = p$

$$\frac{\partial T_a(r, q)}{\partial q} = 0 \text{ à } q = 0 \text{ et } q = p \quad (II.24)$$

La particule baigne dans un gaz chaud, on a la condition aux limites à $r = R_p$:

$$k_b(T) \left[\frac{\partial T_b(r,q)}{\partial r} \right]_{r=R_b} = h_\infty (T_\infty - T_{b_s}) - e s_{SB} T_{b_s}^4 \quad (II.25)$$

où e est l'émissivité du matériau, s_{SB} ($5.6710^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$) la constante de Stefan-Boltzmann et T_{b_s} (K) est la température du matériau **b** prise à la surface de la particule.

Dans l'expression (II.25), le coefficient de transfert de chaleur plasma-particule h_∞ est multiplié par le facteur f_v fonction du débit de masse évaporé \dot{m}_v défini au paragraphe (II.1.1). Il y'a lieu de noter ici, que l'évaporation ne concerne que le matériau enveloppe **b** c'est-à-dire la céramique. Pour le matériau interne métallique désigné par **a**, l'évaporation est ignorée du fait de la méconnaissance de l'état physique de l'interface de contact. Si cette dernière est hermétique, la surpression produite dans le coeur de la particule peut être à l'origine de sa dislocation.

La vaporisation débute avant le point d'ébullition du matériau, et donne lieu à la formation d'un nuage de vapeur autour de la particule réduisant ainsi le flux de chaleur absorbé par la phase condensée. Dans le cas d'un plasma réactif Ar-H₂ hautement énergétique, la particule peut disparaître avant même d'atteindre sa température d'ébullition, surtout s'il s'agit d'une céramique.

Explicitons le flux de masse perdu par évaporation [19] :

$$\dot{m}_v = \rho_p (r D_\infty) f \ln(1+B) Sh \quad (II.26)$$

où r (kg/m^3) désigne la masse volumique du gaz volatil et D_∞ (m^2/s) son coefficient de diffusion dans le milieu plasma évalué à la température du film et **Sh** est le nombre de Sherwood, estimé à partir d'une corrélation similaire à celle de Ranz&Marshall [18] :

$$Sh = 2 + 0,6Re^{0,5} Sc^{0,333} \quad (II.27)$$

Les nombres de Reynolds et de Schmidt sont évalués avec les propriétés intégrées.

Le transfert de masse dépend fortement de la température du composé diffusif et du milieu dans lequel cette réaction a lieu. Néanmoins pour le matériau alumine, nous ne considérons que la diffusion du composé AlO dans de l'argon. Le calcul de D_{∞} pour cet oxyde diffusant dans de l'argon est basé sur la théorie de Chapman-Enskog [42,43] :

$$D_{\infty} = 2,2010^{-4} + 6,5210^{-7} T + 1,15910^{-10} T^2 \quad (II.28)$$

Le coefficient B est le nombre de transfert de masse de Spalding défini par :

$$B = \frac{Y_s - Y_{\infty}}{1 - Y_s} \quad (II.29)$$

où Y_s, Y_{∞} sont respectivement la fraction massique des espèces qui s'évaporent dans la couche limite et celle qui existe au loin dans le gaz plasmagène ; cette dernière est prise nulle, car nous supposons que leur présence reste négligeable. La fraction massique Y_s en régime quasi-stationnaire est donnée par :

$$Y_s = \frac{M_v}{M_v + M_{\infty} \frac{p_{\infty}}{p_v(T_s)} - 1} \quad (II.30)$$

Avec M_v la masse molaire de l'espèce volatile et M_{∞} la masse molaire du gaz plasmagène. p_{∞} , p_v (Pa) est respectivement la pression dans le jet de plasma et la pression de vapeur saturante évaluée à la température de surface de la particule. Dans le cas où l'on admet qu'il s'agisse d'un gaz parfait, la pression de vapeur saturante est déterminée à partir de la loi de Clausius-Clapeyron [44] :

$$p_v(T_s) = p_{\infty} \exp \left\{ \frac{M_v L_{vb}}{R} \left(\frac{1}{T_{eb}} - \frac{1}{T_s} \right) \right\} \quad (II.31)$$

où R est la constante universelle des gaz parfait (8,312 J/ moles.K), L_{vb} (J/kg) la chaleur latente d'évaporation du matériau b et T_{eb} (K) sa température d'ébullition.

A l'approche de la température T_{eb} , le taux d'évaporation augmente rapidement et le flux de chaleur à la surface devient le facteur limitant. Il y'a ébullition franche et le flux de masse perdu est déduit de l'expression :

$$Q_{net} = \dot{m}_{eb} L_{v,b} \quad (II. 32)$$

où Q_{net} (W) est le flux net absorbé par la particule .Le flux de masse perdu par évaporation \dot{m}_v ne peut en aucun cas excéder la valeur de \dot{m}_{eb} qui représente dans ce cas une valeur maximale. Ce dernier est calculé à partir d'un bilan d'énergie :

$$\dot{m}_{eb} = \frac{p d_p^2 \left[h_{\infty} (T_{\infty} - T_{eb}) + \epsilon_s T_{eb}^4 \right]}{L_v} \quad (II. 33)$$

Il est à remarquer que la particule n'atteint pas son point d'ébullition sauf si l'évaporation est ignorée et que la température du plasma (largement supérieure à la température de surface de la particule) reste constante.

II.3.3.2 Modélisation avec une RTC variable

La résistance thermique de contact solide-solide "RTC" est souvent prise comme une constante mais dans le cas qui nous préoccupe, la présence du changement de phase solide-liquide change la nature du contact et de ce fait l'hypothèse d'une RTC constante reste à notre avis insuffisante.

Pour remédier à cette insuffisance, nous avons donc introduit une formulation de la RTC variable pouvant prendre en compte la transition de phase solide/liquide des deux constituants (coeur et enveloppe). A défaut d'une loi expérimentale connue, nous avons opté pour une loi linéaire en faisant intervenir les fractions solides plutôt que les températures. Ainsi, cette nouvelle RTC varie entre une valeur initiale $(RTC)_1$ que l'on se fixe et une valeur finale $(RTC)_2$ traduisant le contact quasi parfait ($10^{-8} m^2.K/W$).

Soit fs_m la fraction solide moyenne de la particule composite :

$$(RTC)_{variable} = fs_m RTC_1 + (1 - fs_m) RTC_2 \quad (II.34)$$

Cette loi de variation, traduit une RTC comprise entre deux valeurs limites :

- lorsque tout est solide, le second terme s'annule et la valeur obtenue est égale à $(RTC)_1$.
- En revanche lorsque tout est liquide, la valeur de la RTC devient égale à $(RTC)_2$.

Au chapitre IV, nous comparerons et analyserons avec détails les traitements thermiques que subit une particule bicouche Fe/Al₂O₃ lorsque qu'on utilise un modèle à RTC constante et celui à RTC variable.

II.3.3.3 Quelques remarques

Il convient de signaler que pour un chauffage uniforme, les modèles précédents se ramènent à des résolutions monodimensionnelles, la sphère est le siège de lignes de champs circulaires. En effet de nombreux travaux consacrés à l'écoulement autour d'une particule sphérique et isolée [46,47] ont montré que cette situation est valide pour un nombre de Reynolds proche de l'unité, le champ d'écoulement reste symétrique en amont et en aval de la particule.

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la symétrie est rompue avec naissance sur la face aval de la particule d'un écoulement de retour donnant naissance à la formation d'un tourbillon torique. Autrement dit, la particule n'est plus chauffée de la même manière sur sa surface externe. Une approche bidimensionnelle est donc nécessaire pour prédire la distorsion des isothermes et l'étendue des points chauds au sein de la particule. Les observations de particules collectées en vol par les auteurs de la référence [1,2], ont montré une grande variété de situations (particules fragmentées, partiellement ou complètement fondues), qui suggère de regarder de près le rôle de la dissymétrie du champ thermique.

Pour cela on peut envisager plusieurs scénarios de chauffage résumé sur la figure II.8.

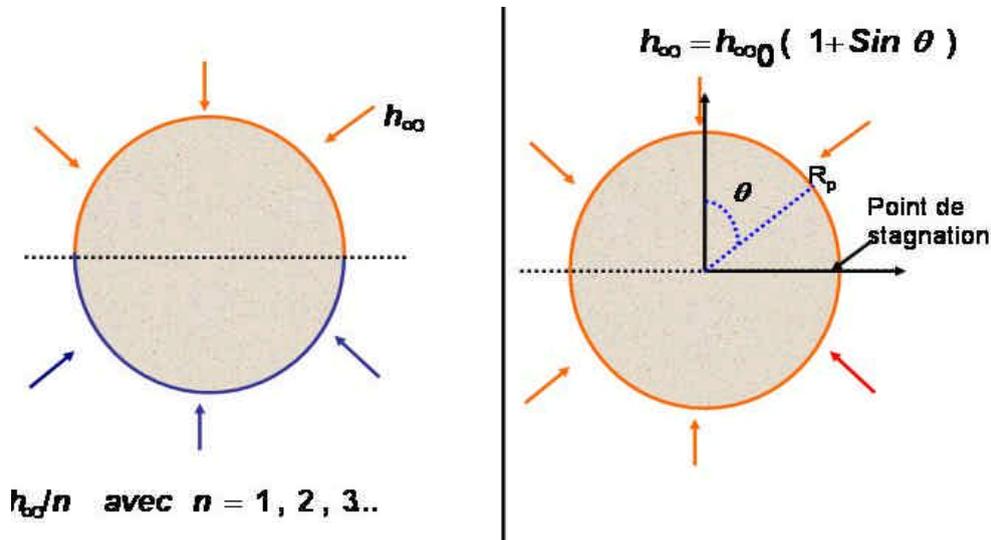


Figure II.8 : Variation spatiale du coefficient convectif autour d'une particule.

II.4 Extension à la prise en compte des trajectoires

Le milieu plasma infini a été considéré dans de nombreux travaux, mais il représente un cas simplifié d'un milieu de projection thermique. Afin de tenir compte de la réalité physique, on commence d'abord par expliciter les différences entre ces deux milieux, puis on montre comment cette spécificité peut être prise en compte dans nos simulations.

En effet un milieu infini est celui où la température du gaz plasmagène est constante et égale à T_{∞} . Par contre en projection thermique, la particule est en mouvement dans un jet turbulent et peut emprunter diverse trajectoire, selon le débit de la poudre et l'angle sous lequel se fait l'injection. Pour déterminer les températures que voit la particule sur son parcours, on est amené à résoudre un problème Lagrangien pour la particule et Eulérien pour le jet de plasma.

Pour caractériser les trajectoires par des paramètres, nous nous sommes servis du logiciel Jets & Poudres développé au laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges [17]

II.4.1 Paramétrisation des trajectoires

Dans sa version actuelle, ce logiciel ne traite que les particules monocouche, mais on peut se servir d'une manière ad hoc, pour traiter une particule bicouche composite. En effet, bien que le flux de chaleur échangé entre le gaz plasmagène et la particule soit le propre de notre programme de calcul, nous avons besoin de connaître le long de la trajectoire, la température et la conductivité thermique du gaz plasmagène ainsi que des nombres de Reynolds, de Prandtl et de Schmidt.

La trajectoire d'une particule est déduite de la résolution de l'équation de mouvement par une méthode de Runge-Kutta du 4^o ordre :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{r_p}{d_p} \frac{\ddot{\theta}}{\theta} C_D |\vec{v}_g - \vec{v}_p| * (\vec{v}_g - \vec{v}_p) + \vec{g} + \vec{F}_X \quad (II.35)$$

Où C_D est le coefficient de traînée, fonction du nombre de Reynolds [48-51] :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_D = C_{D0} = 24/Re \quad Re < 0.1 \\ C_D = C_{D0}(1 + 3Re/16) \quad 0,1 \leq Re < 1 \\ C_D = C_{D0}(1 + 0,11Re^{0,816}) \quad 1 \leq Re < 20 \\ C_D = C_{D0}(1 + 0,189Re^{0,632}) \quad 20 \leq Re < 200 \end{array} \right. \quad (II.36)$$

Le terme \vec{F}_X représente les forces liées aux différents phénomènes existants [50] :

- la masse ajoutée liée au gradient de pression
- la thermophorèse liée au gradient de température dans la couche limite
- la rotation de la particule due à la force de Coriolis

- la force de Basset (terme d'histoire) qui intervient lorsque l'état de la couche limite de la particule varie rapidement et que celle-ci ne peut être considérée comme quasi-statique.

La force de traînée est de loin la plus importante en ordre de grandeur. En conditions plasma, des termes correctifs sont également apportés au coefficient de traînée pour tenir compte des gradients thermiques importants existants dans la couche limite et pour tenir compte de l'effet de raréfaction si la particule a un diamètre inférieur à $10 \mu m$ et de l'évaporation.

Notons au passage que cette trajectoire peut être définie sans ambiguïté uniquement pour les particules de taille supérieure à $15 \mu m$, sinon pour celles qui sont plus petites, elles risquent de subir l'influence des fluctuations du pied de l'arc électrique et de la turbulence [52].

Il est clair que pour assurer une similitude de trajectoire entre monocouche et bicouche, il faut qu'il y'ait à la fois égalité des masses et des tailles, et ce à cause des forces d'inertie, de gravité et de traînée visqueuse. Pour retrouver la trajectoire d'une particule bicouche de volume V_p , nous déterminons une densité équivalente à partir de la connaissance des volumes de couches matérielles a et b :

$$r_{\text{équivalent}} = \frac{r_a V_a + r_b V_b}{V_p} \quad (II.37)$$

A partir de cette densité volumique et d'un diamètre, les paramètres de la trajectoire sont déterminés par le logiciel Jets & Poudre de la façon suivante : une fois la composition du gaz plasmagène, le modèle de turbulence (basé sur la longueur de mélange), la puissance de la torche, la nature de la poudre et le rayon de la particule sélectionnés, nous ajustons l'angle et la vitesse d'injection de la poudre jusqu'à obtention des trajectoires désirées (figure II.9).

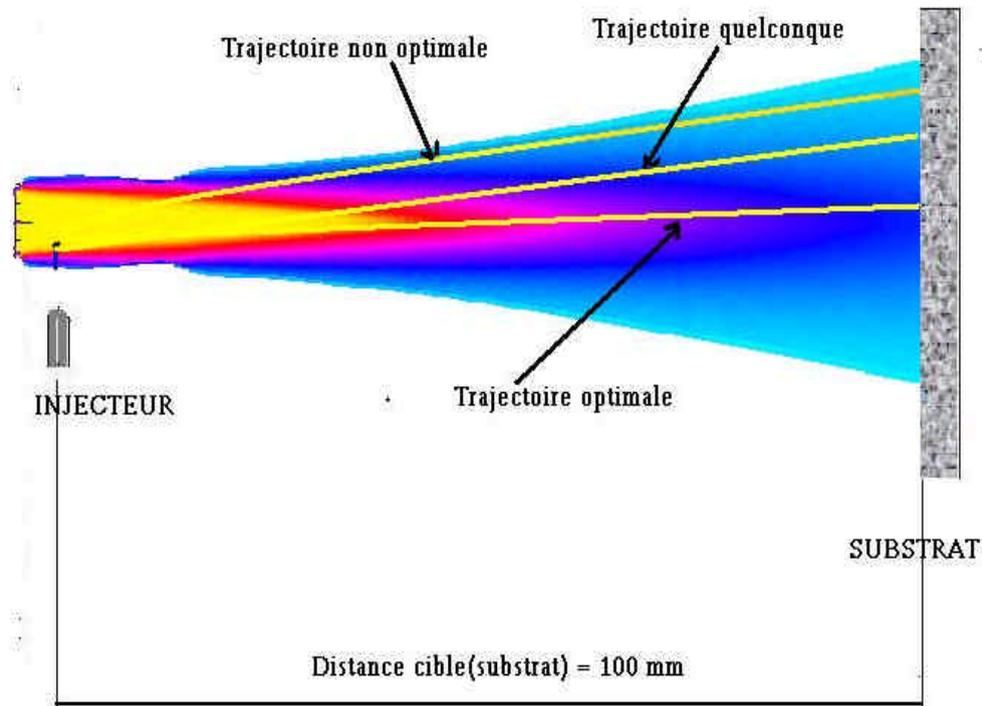


Figure II.9 : Les différentes trajectoires considérées et suivies par une particule bicouche métal/céramique dans un jet de plasma d'arc soufflé Ar-H₂

Dans notre cas deux trajectoires sont considérées :

- La première qualifiée comme optimale puisque elle offre à la particule un chauffage maximal. La particule traverse le dard plasma sur toute sa longueur. La trajectoire passe près de l'axe de symétrie du jet (déviation de 3 à 4°) où règne une température très élevée, de l'ordre de 12000 K.
- La seconde traverse le dard plasma obliquement ; elle est déviée vers le haut et loin de la première et passe à travers les zones les plus froides du jet. Ce choix est délibéré, et on veut par là prévoir par simulation sur une distance cible de 100 mm, si le sous refroidissement offert par le milieu à la particule est capable de produire une possible solidification.

En fait pour un diamètre de la particule fixé, à chaque rapport de forme nous associons une masse volumique et donc un temps de vol. Par la suite, deux couples de matériaux métal/céramique (Fe /Al₂O₃, Fe/ZrO₂) seront étudiés

II.4.2 Caractérisation d'un milieu de projection par plasma d'arc soufflé Ar-H₂ 75-25 % vol.

Le parcours de la particule sur une trajectoire est complètement défini si nous lui associons un quadruplet de paramètres :

Trajectoire μ ($T_{\mu}(t), k_{\mu}(t), Re_{\mu}(t), Pr(t)$)

Les graphiques de ces paramètres pour une trajectoire non optimale, sont représentés sur la figure II.10 (cas d'une particule Fe/Al₂O₃ de 60 μ m de diamètre, plasma Ar-H₂ 75-25%vol.). Ils ont des allures irrégulières du fait que la particule traverse différente zone de l'écoulement et que ce dernier est fortement cisailé.

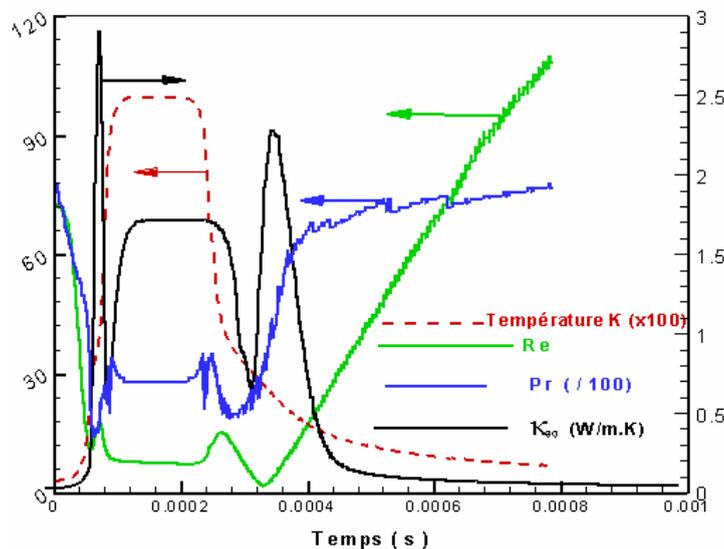


Figure II.10 : Variations des nombres de Reynolds, de Prandtl et de la conductivité thermique d'un plasma Ar-H₂ le long d'une trajectoire non optimale (45 NI/mn Ar, 15NI/mn H₂, I=400A, Puiss. 32 kW, rend. 57%, diam. injecteur interne de 1,4mm).

Nous pouvons lire sur ces graphiques à travers le nombre de Reynolds, que la particule perd d'abord de sa quantité de mouvement au fur et à mesure qu'elle pénètre dans le jet jusqu'à annulation de sa vitesse puis elle est entraînée par l'écoulement du jet en direction du substrat. Quant à la conductivité thermique du gaz plasmagène le long de cette trajectoire, celle-ci présente deux pics dus à la dissociation de l'hydrogène. Le deuxième pic est plus étalé en temps que le premier, car la particule possède une vitesse beaucoup plus faible.

Finalement, les paramètres de la trajectoire obtenus sous forme de données sont lus par le programme de calcul, puis interpolés afin de calculer la conductivité thermique moyenne intégrée du gaz plasmagène selon l'expression (II.2).

Au chapitre IV, nous exposerons les résultats numériques que nous avons obtenus en adoptant cette stratégie de calcul pour suivre les particules sur leurs trajectoires.

II.5 Aspects thermomécaniques pour les particules composites bicouches

L'utilisation d'une poudre composite métal/céramique en projection thermique soulève le problème de la tenue mécanique de l'enveloppe céramique. En effet, les observations expérimentales [2], ont montré une grande variété de l'aspect final des particules acier/ Al_2O_3 avant impact. Il y'a celles qui préservent leurs morphologies, celles qui subissent une fragmentation et lorsqu'il y'a fusion de la couche externe un démouillage plus ou moins partiel. Nous voyons dans cette diversité, une inégalité de traitement thermique, selon que les particules ont traversé des zones chaudes et/ou relativement froides durant leur séjour dans le jet de plasma, mais également l'effet d'autres paramètres intrinsèques à la particule comme par exemple la RTC. Notons ici que les mesures expérimentales dans ce domaine sont quasi impossibles.

Dans le cas qui nous concerne, l'enveloppe d'alumine possède une faible épaisseur (2 à 4 μm); elle est constituée d'un amas de grains comme le montre la

figure II.11 qui se sont accolés à la surface de l'acier par fusion-solidification lors du procédé de fabrication par mécanofusion.

La caractérisation de cette couche n'étant pas encore faite, ses propriétés mécaniques (module de Young, coefficient de Poisson, coefficients de dilatation thermique etc....) restent indéterminées. Toutefois, pour les raisons évoquées ci-dessus et afin d'entreprendre un calcul simplifié de dilatation thermique, nous allons néanmoins admettre que cette enveloppe possède les propriétés de l'alumine dans sa forme classique (milieu dense et continu).

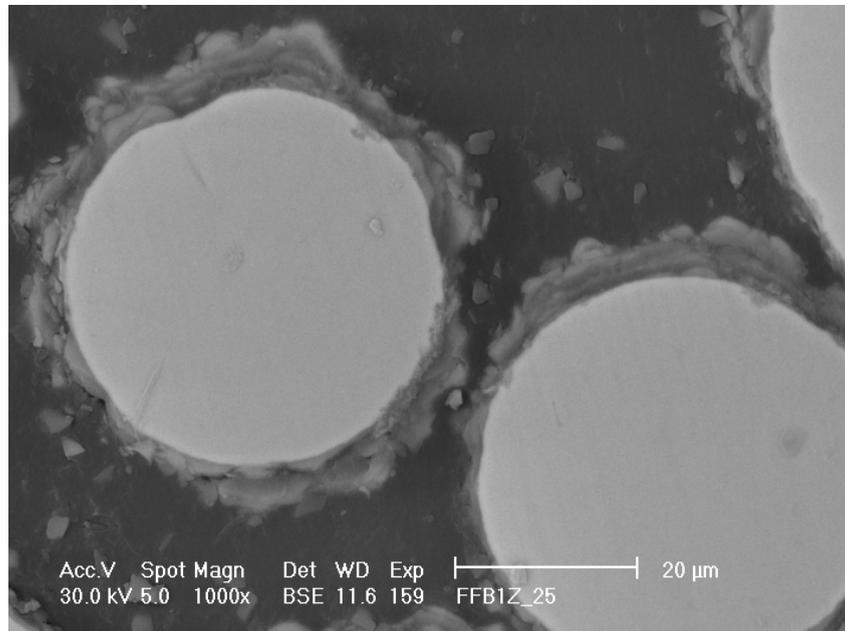


Figure II.11 : Section droite de particules acier/ Al_2O_3 vues au MEB [2].

Par la suite, nous nous proposons d'examiner cette dilatation thermique différentielle selon qu'il y ait ou non un changement de phase solide-liquide.

II.5.1 Dilatation thermique sans changement de phase

A la suite de l'injection de la particule composite dans le milieu plasma, la présence de l'acier et de l'alumine côte à côte induit une dilatation thermique différentielle. Il est possible, moyennant la loi linéaire de la dilatation thermique et de son couplage avec l'équation de la chaleur, de calculer les allongements relatifs des deux couches.

Pour ce faire, divisons la particule radialement en un certain nombre de volume de contrôle, avec chacun une longueur dr_j et une température T_j . Pendant le chauffage et entre les instants $m+1$ et m , le volume de contrôle j se dilate d'une longueur :

$$dr_j^{m+1} = dr_j^m * [1 + \alpha * (T_j^{m+1} - T_j^m)] \quad (II.38)$$

L'accroissement du rayon de la particule à chaque pas de temps résulte des différents incréments sur toutes les couches internes et il est calculé par sommation sur l'ensemble des volumes de contrôles de $j = 1$ à j_{max} :

$$r_p^{m+1} = \sum_{j=1}^{j_{max}} dr_j^{m+1} \quad (II.39)$$

Nous pouvons donc quantifier l'allongement relatif de la couche de fer et celle de l'alumine. L'application de la loi de Hooke [53] permet de déduire la contrainte subie par la couche d'alumine du fait du différentiel de dilatation thermique :

$$s^{Al2O3} = E^{Al2O3} \left[\left(\frac{Dr}{r} \right)_{Fe} - \left(\frac{Dr}{r} \right)_{Al2O3} \right] \quad (II.40)$$

où s^{Al2O3} (Pa), est la contrainte thermique subie par l'alumine et qui doit être comparée à celle de la rupture du matériau et E^{Al2O3} (Pa) son module de Young. Pour le calcul, nous admettrons que les coefficients de dilatation des deux matériaux sont identiques à ceux des matériaux massifs ainsi que le module de Young du fer.

En ce qui concerne la couche d'alumine, déjà pour un dépôt, la valeur de $E^{Al_2O_3}$ est environ le 1/3 de celle du matériau massif fritté [54]. C'est pourquoi nous faisons le calcul avec un module de Young d'alumine divisé par 3 puis par 10 ; la première valeur étant probablement fortement surestimée.

II.5.2 Dilatation thermique avec changement de phase

Nous examinons ici le cas défavorable où le matériau de la couche interne se dilate et fond en premier, alors que le matériau enveloppe reste sous sa phase solide. Cette situation a lieu lorsque le contact thermique est parfait et plus précisément (d'après nos tests de simulation du comportement thermique de la particule bicouche), lorsque la RTC est de l'ordre de 10^{-7} à $10^{-8} m^2.KW$. Il faut d'ailleurs noter que l'alumine est un matériau fragile, dont la rupture intervient brutalement sans passer par le domaine plastique au préalable.

L'étude bibliographique n'a pas révélé de travaux similaires, mais dans le domaine de la récupération de déchets à haute température, Maruoka et Akiyama [55] proposent une analyse des contraintes thermiques d'une configuration bicouche sphérique. Il s'agit de la tenue mécanique d'un film de nickel (Ni) de 10 à 100 μm d'épaisseur réalisé par galvanoplastie (electroplating) et encapsulant un matériau à changement de phase MCP (Pb) dans des sphères de 0,5 à 4 mm de diamètre.

Dans notre travail, nous nous appuyons sur ce modèle pour évaluer les contraintes dues au différentiel de dilatation thermique.

Si on admet que les matériaux de la particule bicouche sont homogènes et isotropes, alors les contraintes dépendent de l'épaisseur e de la couche externe, selon qu'elle soit mince $e \ll R_0 / 4$ ou épaisse $e/R \gg 1$. En se référant à la figure II.12, les relations de Lamé [53] donnent les contraintes en traction tangentielle.

Cas d'une paroi mince

$$s_{qq} = \frac{Dp}{2} \left(\frac{R_o}{e} \right) \quad (II.41)$$

Cas d'une couche épaisse

$$s_{qq} = \left[\left(\frac{R_{ext}^3 + 2R_{int}^3}{R_{ext}^3 - R_{int}^3} \right) \right] \frac{Dp}{2} \quad (II.42)$$

Où s_{qq} (Pa) représente la contrainte tangentielle dans la couche enveloppe d'alumine, R_{ext} , R_{int} sont les rayons finaux obtenus après dilatation et Dp (Pa) la surpression interne comme le montre la figure (II.13) .Cette dernière fait naître à son tour, des tensions dans l'enveloppe qui tendent à faire rompre la coquille si l'on dépasse la contrainte à la rupture du matériau $s_{max}^{Al_2O_3}$

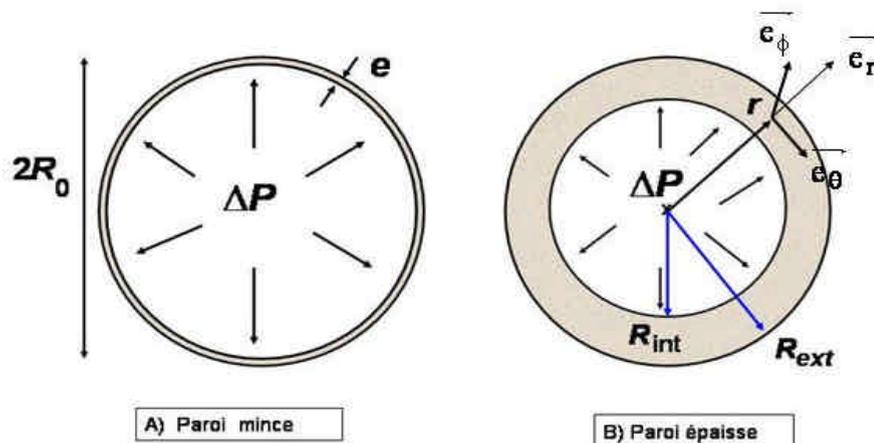


Figure II.12 : Sphères à parois mince et épaisse.

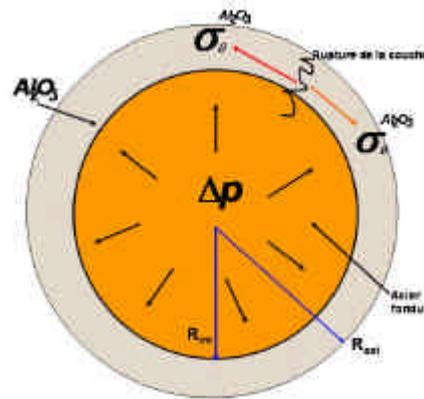


Figure II.13 : Mécanisme de formation de fissures

La surpression par rapport au milieu ambiant est égale à la différence de l'expansion volumique, obtenue au moment du changement de phase du matériau interne (en négligeant ses transformations allotropiques), et de la dilatation thermique de la couche enveloppe :

$$\frac{\Delta p}{p_\infty} = (b_{\text{acier}} - 3\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3} \Delta T) - 1 \quad (\text{II.43})$$

Où b est le coefficient d'expansion volumique. Comme le modèle thermique que nous utilisons pour traiter le changement de phase est de type Stefan, il ne nous est pas possible d'évaluer les variations de la densité lors du passage de l'état solide à l'état liquide. De ce fait, nous avons estimé l'expansion volumique du fer à partir de la conservation de la masse et des données des propriétés physiques du fer [56] :

$$b_{\text{acier}} = \frac{\hat{\epsilon} \frac{r_s - r_l}{r_l} \dot{u}}{\hat{\epsilon} \dot{u}_{\text{acier}}} \quad (\text{II.44})$$

Les contraintes thermiques radiale et tangentielle sont calculées selon le modèle exposé ci-dessus et doivent être comparées à la valeur de la contrainte à la rupture du matériau alumine ou zircone :

$$s_{rr}, s_{\theta\theta} \leq s_r^{\text{max}} \quad (\text{II.45})$$

Les caractéristiques mécaniques des matériaux Al_2O_3 et ZrO_2 sont donnés en Annexe.

II.6 Modélisation d'une particule agglomérée hétérogène matrice+grains

Le traitement thermique d'une particule agglomérée hétérogène composée d'une matrice et contenant une distribution uniforme de grains de dimensions réduites, avec possibilité de fusion peut se ramener à la combinaison des modèles de type thermiquement épais pour la matrice et thermiquement mince pour les grains.

Pour un modèle 1D, les volumes de contrôles sont des couronnes sphériques contenant chacune une fraction volumique constante de particules de titane. La figure (II.14) schématise une telle particule avec en coupe, une section droite montrant la microstructure envisagée.

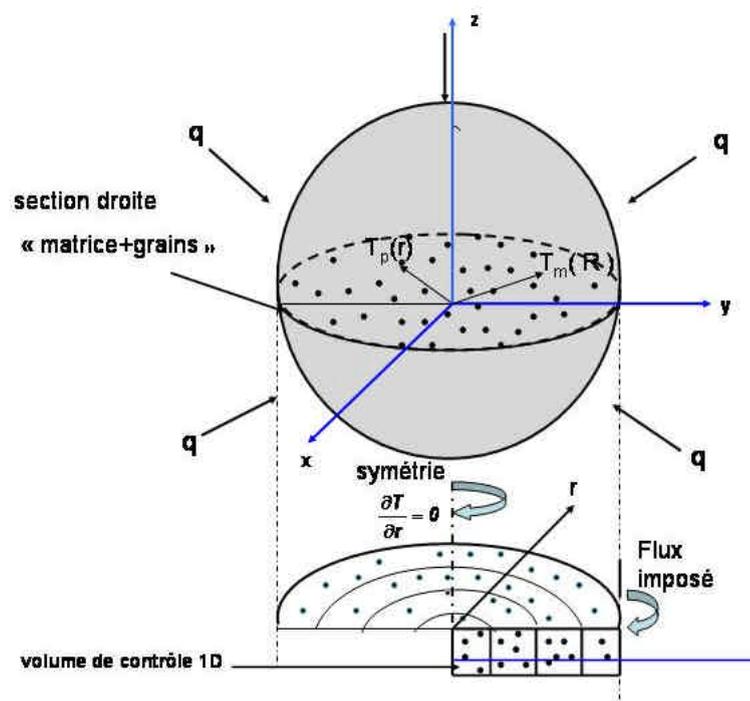


Figure II.14 : Représentation d'une matrice incrustée d'une distribution uniforme de grains de dimensions très réduites.

En effet, d'une manière pratique, les réactions d'auto combustion de type SHS étudiées par Dallaire [57], ont consisté à projeter une poudre agglomérée de grains de Ti avec des particules de carbone.

Pour nos premiers calculs cependant, nous avons envisagé l'inverse (grains de titane noyés dans une matrice de carbone). En effet la matrice ne se sublime (pas de fusion) qu'à 3240 K alors que le Ti fond à 1941 K , ce qui simplifie le calcul. La production de la particule agglomérée peut être obtenue, après concassage des grains de carbone et de Ti. Les grains de carbone viennent s'agglomérer en surface des particules de titane, on obtient donc en première approximation une matrice de carbone de $60\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, dans laquelle on retrouve une fraction volumique de grains de titane ($10\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre). Cette particule est ensuite projetée dans un jet de plasma pour être recueillie sur un substrat. L'examen du dépôt confirme ou infirme la formation de TiC par le procédé de projection plasma [58]. Toutefois, il n'est pas certain qu'une telle particule résiste au choc thermique lorsqu'elle pénètre dans le jet de plasma. D'un point de vue théorique, ce procédé permet d'étudier la faisabilité de la production d'un revêtement en carbure de titane TiC. .

II.6.1 *Formulation enthalpique de l'équation de conservation de l'énergie dans une particule agglomérée hétérogène*

Les travaux qui ont traités les configurations hétérogènes en conduction sont ceux de Furmanski [59], Mikhailov & Ozisik [60] et en présence du changement de phase ceux de Vick & Scott [61], Sayar [62] et Colvin [63].

La modélisation du transfert de chaleur dans une particule agglomérée est faite, moyennant certaines hypothèses simplificatrices (isotropie et homogénéité des matériaux, modèle unidimensionnel). le transfert de chaleur dans la matrice est contrôlé par la diffusion et les échanges thermiques matrice-grains.

Etant donné que les grains sont de dimensions très réduites, nous les considérons thermiquement minces. Le couplage thermique entre la matrice et les particules se fait via une conductance thermique de contact.

Dans un cadre plus général, des sources de chaleur volumiques internes peuvent être localisées soit dans la matrice soit dans les grains. Le chauffage de la particule hétérogène se fait par exposition à un flux de chaleur externe appliqué en surface. Il peut provenir d'une torche plasma, d'un laser ou bien d'une source électrique.

Les volumes de contrôle de la configuration précédemment décrite, ont une forme de couronne sphérique (section droite représentée sur la figure II.14), sont égaux à $dV = 4\pi r^2 dr$. La microstructure de cette configuration est caractérisée par :

- le nombre de particules par unité de volume de la matrice $N = \frac{n}{V_m}$ en (particules/m³)
- le diamètre d_p des particules sphériques qui y sont incrustées et donc une surface d'échange et un volume particulaire A_p et V_p .
- la conductance thermique h_c en (W/m.K) caractérisant le contact matrice-particule.
- les sources volumiques s_m et s_p en (W/m³) respectivement celle de la matrice et des particules,
- les fractions volumiques des particules NV_p et de la matrice $(1 - NV_p)$

A partir de la conservation locale de l'énergie dans un volume de contrôle, constitué d'un élément « matrice+grains », les équations qui gouvernent le champ de température aussi bien dans la matrice que dans les particules sont :

❖ **Matrice :**

$$(1 - NV_p) \frac{\partial H_m}{\partial t} = -\tilde{N} \cdot (\dot{q}) - h_c \cdot (NA_p) \cdot (T_m - T_p) + (1 - NV_p) \cdot s_m(r, t, T_m) \quad (II. 46)$$

❖ **Particules :**

Elles sont considérées ici comme des systèmes thermiquement minces :

$$\left(\mathbf{NV}_p\right) \frac{\partial \mathbf{H}_p}{\partial t} = h_c \cdot \left(\mathbf{NA}_p\right) \cdot \left(T_m - T_p\right) + \left(\mathbf{NV}_p\right) \cdot s_p(r, t, T_p) \quad (\text{II. 47})$$

Les équations (II.33) et (II.34) forment ainsi un système d'équations différentielles partielles couplées par le terme $(T_m - T_p)$. Les termes H_m et H_p en (J/m^3) représentent les enthalpies volumiques, respectivement de la matrice et des particules.

II.6.2 Application : cas d'un système carbone-titane

Nous nous intéressons ici au système Ti-C (titane-carbone) et à l'étude du comportement thermique d'une particule agglomérée avant l'amorçage des réactions SHS et de ce fait les sources de chaleurs sont considérées nuls. Comme moyen de chauffage, nous pouvons envisager soit un laser délivrant une puissance continue ou pulsé $q''_{surface}$. Le cas d'un chauffage par plasma peut également être envisagé et pour cela, il faut se donner le coefficient de transfert de chaleur plasma-particule h_∞ .

Les travaux relatifs aux mécanismes de synthèse de carbure de titane TiC par réaction SHS comme ceux de Nekrasov [64], ont montré qu'en premier lieu, l'étape préalable de cette synthèse, est la fusion des particules de titane, mais les réactions SHS sont des réactions exothermiques à seuil, qui ont lieu pour le système Ti-C vers une température de 1000 K.

Il est donc intéressant, par simulation numérique, d'étudier les conditions nécessaires à atteindre cette température d'allumage de la réaction SHS, en fonction des paramètres du problème et particulièrement ceux de la microstructure.

Comme la matrice de carbone n'est pas sujette au changement de phase solide-liquide, son enthalpie à pression constante est égale à :

$$\frac{\partial H_m}{\partial t} = (rC_p)_m \frac{\partial T_m}{\partial t} \quad (\text{II.48})$$

Quant au flux de diffusion dans la matrice, il obéit à la loi de Fourier et il est égal à :

$$\vec{q} = -(1 - NV_p)k_m \nabla T_m = -(1 - NV_p)k_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \quad (II.49)$$

Par la suite, nous définissons les grandeurs physiques suivantes :

- la capacité calorifique de la matrice C_M en $(J/m^3.K)$ est :

$$C_M = (1 - NV_p).(rC_p)_m \quad (II.50)$$

- la conductance K_M en $(W/m.K)$ de la matrice est

$$K_M = (1 - NV_p).k_m \quad (II.51)$$

- la résistance thermique de contact RTC moyenne par particule en $(m^2.K/W)$:

$$RTC = \frac{1}{Nh_c} = \frac{V_m h_c}{n} \quad (II.52)$$

- les sources de chaleurs de la matrice et des particules en (W/m^3) :

$$S_M(r, t, T_m) = (1 - NV_p) s_m(r, t, T_m) \quad (II. 53)$$

$$S_P(r, t, T_p) = (NV_p) s_p(r, t, T_p) \quad (II.54)$$

Le système d'équations précédent traduit dans un système de coordonnées 1D peut se réécrire comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_M \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 K_M \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) - \frac{A_p}{RTC} (T_m - T_p) + S_M(r, t, T_m) \\ (NV_p) \frac{\partial H_p}{\partial t} = \frac{A_p}{RTC} (T_m - T_p) + S_p(r, t, T_p) \end{array} \right. \quad (II.55)$$

Nous choisissons la forme enthalpique uniquement pour les particules de titane, car celles-ci présentent un point de fusion relativement bas comparativement à celui de la matrice. Pour les particules de titane, l'équation enthalpique doit être simultanément résolue avec la relation enthalpie-température :

$$H(T) = \begin{cases} r C_{p_s} T & \text{si } T \leq T_f \\ r L_f + r C_{p_l} T & \text{si } T > T_f \end{cases} \quad (II.56)$$

Il y'a lieu de préciser aussi que dans nos calculs, nous négligeons la réaction d'oxydation du carbone ($C+O_2$), car celle-ci commence vers $1400\text{ K}-1500\text{ K}$.

Enfin pour compléter la définition mathématique du problème, les conditions aux limites et initiales doivent être spécifiées :

Conditions initiales et aux limites :

Nous définissons un état initial aussi bien pour la matrice que pour les particules :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_m(r,t) = T_m(r,0) = T_{m_{\text{initiale}}} \quad @ \quad t = 0 \\ T_p(t) = T_p(0) = T_{p_{\text{initiale}}} \quad @ \quad t = 0 \end{array} \right. \quad (II.57)$$

Par contre, seule la matrice est assujettie aux conditions aux limites, car les particules sont complètement enfouies et ne reçoivent de l'énergie que de la matrice.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } r = 0 \quad \frac{\partial T_m}{\partial r} = 0 \quad \text{Symétrie sphérique} \\ \text{en } r = R_p \quad -K_m \frac{\partial T_m}{\partial r} = q''_{\text{surface}} + h_{\infty} [T_{\infty} - T_m(R_p)] - e_{Ssb} T_m^4 \end{array} \right. \quad (II.58)$$

Au chapitre IV, nous présenterons les résultats numériques obtenus à partir de ce modèle en faisant varier plusieurs paramètres comme la fraction volumique des

particules de titane dans la matrice, la résistance thermique de contact, l'intensité et la forme du flux de chaleur appliqué en surface de la particule etc....

II.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons formulé un modèle pour le traitement thermique de particules sphériques composites bicouche métal/céramique dans un jet de plasma Ar-H₂.

Le modèle thermique présenté, prend en compte le chauffage de la particule le long de sa trajectoire par conduction-convection, rayonnement et transitions de phase solide-liquide-vapeur, à travers une couche limite en équilibre sans réactions chimiques.

L'équation locale de la conservation de l'énergie est explicitée sous forme enthalpique bidimensionnelle, afin de traduire éventuellement une dissymétrie du champ d'écoulement autour de la particule (valide lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à l'unité, ce qui est généralement le cas en projection thermique). Nous proposons pour cette formulation de modifier le coefficient de transfert de chaleur en le multipliant par un facteur fonction de l'azimut. Pour un chauffage en surface uniforme, nous retrouvons le cas classique d'un transfert de chaleur unidimensionnel et radial.

Le contact thermique entre les deux couches matérielles, est résolu par une formulation de la résistance thermique de contact variable, fonction de la fraction solide des deux constituants, afin de traduire le changement de la nature physique du contact lors du changement de phase solide-liquide.

Par ailleurs, l'utilisation d'une poudre composite bicouche en projection thermique soulève le problème de la rupture de l'enveloppe céramique. Cet aspect thermomécanique nous a amené à l'évaluation de la dilatation thermique différentielle et nous avons distingué deux cas selon qu'il y ait ou pas de changement de phase solide-liquide. A la suite de cette évaluation, nous avons proposé un calcul

simplifié des contraintes thermiques, dans le but d'expliquer les observations expérimentales obtenues au laboratoire SPCTS.

Finalement, nous nous sommes intéressé à l'échauffement d'une particule agglomérée hétérogène, composée d'une matrice dans laquelle sont incrustés des grains de dimensions très réduites. Pour une particule de cette nature, le transfert de chaleur unidimensionnel étudié, résulte du couplage des échanges thermiques entre les grains et la matrice et il est fonction des fractions volumiques des deux constituants et de la résistance thermique de contact matrice-grain.

II.8 Références

- [1]. **H. Ageorges, A. Grimaud and P. Fauchais**, *Plasma sprayed coatings of mechanofused alumina-steel particles*. Prog. Plasma Process of Materials, (Eds.) P. Fauchais and J. Amouroux (1999), 471-478.
- [2]. **H. Ageorges and P. Fauchais**, *Plasma spraying of stainless-steel particles coated with an alumina shell*. Thin Solid Films 370 (2000), 213-222.
- [3]. **A.G. Merzhanov**, *Self-propagating high temperature synthesis: Twenty years of search and findings*. Chernogolovka, ISMAN, 1989, 91pages.
- [4]. **M.J. Cappaldi, A. Saidi and J.V. Wood**, *Reaction synthesis of TiC and Fe-TiC composites*. ISIJ Int., vol.37 (1997), 188-193.
- [5]. **A.S. Shteinberg and V.A. Knyazik**, *Makrokinetics of high temperature heterogeneous reactions: SHS aspects*. Pure & Appl. Chem., vol.64 N°7, (1992), 965-978.
- [6]. **V.V. Barzykin**, *Initiation of SHS processes*. Pure & Appl. Chem., vol.64 N°7, (1992), 909-918.
- [7]. **A. Morançais, F. Louvet, D.S. Smith and J.P. Bonnet.**, *High porosity SiC ceramics prepared via a process involving an SHS stage*. J. European. Ceramic Soc., vol.23, Issue 11(2003), 1949-1956.
- [8]. **M.I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender**, *Thermal plasmas, fundamentals and applications*. Plenum Press, New-York, 1994.
- [9]. **X. Chen and E. Pfender**, *Unsteady heating and radiation effects of small particles in thermal plasma*. Plasma Chem. Plasma Process. vol.3 (1982), 293–316.
- [10]. **E. Bourdin and P. Fauchais**, *Transient heat conduction under plasma conditions*. Int.J.Heat Mass Transfer, vol.26, N°4(1983), 567-582.
- [11]. **M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais and M.I. Boulos**, *Plasma-particle momentum and heat transfer: modeling and measurements*. AIChE (1983), 236-243.
- [12]. **X. Chen, Y.P. Chyou, Y.C. Lee, and E. Pfender**, *Heat transfer to a particle under plasma conditions with vapor contamination from the particle*. Plasma Chem. Plasma Process. vol.5 (1985), 119–141.
- [13]. **R.M. Young, and E. Pfender**, *Nusselt number correlations for heat transfer to small spheres in thermal plasma flows*. Plasma Chem. Plasma Process. 7(1987), 211–229.
- [14]. **M.I. Boulos, P. Fauchais, A. Vardelle and E. Pfender**, *Plasma spraying: theory and applications*. (Ed.) R. Suryanarayanan, World Scientific, Singapore, (1993), 3-60.

- [15]. **P. Fauchais and A. Vardelle**, *Heat mass and momentum transfer in coating formation by plasma spraying*. Int. Jour. of Thermal Sciences, vol. 39 (2000), 852-870.
- [16]. **X. Chen and E. Pfender**, *Effect of the Knudsen number on heat transfer to a particle immersed into thermal plasma*. Plasma Chem. Plasma Process. Vol.3 (1983), 97–113.
- [17]. **B. Pateyron and G. Delluc**, *Logiciel Jets&Poudres*. Téléchargeable à partir de <http://jets&poudres.free.fr>
- [18]. **W.E. Ranz and W.R. Marshall**, *Evaporation from drops*. Chem. Eng. Prog. vol.48 (1952), 141-146.
- [19]. **Y.P. Wan, V. Prasad, G.X. Wang, S. Sampath and J.R. Fincke**, *Model and powder particle heating, melting, resolidification, and evaporation in plasma spraying processes*. J. Heat Transf. ASME, vol.121 (1999), 691-699.
- [20]. **X. Chen, Y.P. Chyou, Y.C. Lee, and E. Pfender**, *Heat transfer to a particle under plasma conditions with vapor contamination from the particle*. Plasma Chem. Plasma Process., vol.5 (1985), pp.119-141.
- [21]. **A. Vardelle**, *Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides*. Thèse de doctorat es Sciences physiques, N° ordre 29-87, 1987, Université de Limoges, France.
- [22]. **C. Bonet**, *Contribution à l'étude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique : Application à l'étude du traitement thermique de réfractaires dans un lit fluidisé par un écoulement plasma*. Thèse de doctorat es Sciences Physiques, n° CNRS AO 8262, 1973, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, France.
- [23]. **C. Benard, R. Benard, R. Bennacer and D. Gobin**, *Melting driven thermohaline convection*. Physics of Fluids, 8(1) (1996), 120-130.
- [24]. **H. Luo**, *Interaction between inclusion particles on the Stainless-steel melt surface*. Scandinavian J. of Metallurgy, vol.30, issue 4 (2002), 212-220.
- [25]. **N. R. Eyres, D.R. Hartree, J. Ingham, R. Jackson, R.J. Sarjant and J.B. Wagstaff**, *The calculation of variable heat flow in solid*. Phil. Trans. R. Soc. A 240 (1946), 1–57.
- [26]. **J. Crank**, *Free and moving boundary problems*. Oxford Science Pub. Clarendon Press X, (1987).
- [27]. **J.V. Alexiades and A.D. Solomon**, *Mathematical modelling of melting and freezing processes*, Hem. Pub. Corp. (1993).
- [28]. **D.A. Tarzia**, *A bibliography on moving-free boundary problems for the heat diffusion equation. The Stefan and related problems*. MAT-Serie A: # 2 (2000), Univ. Austral. , Rosario Argentina.
- [29]. **H. Hu, and S.A. Argyropoulos**, *Mathematical Modelling of solidification and melting: a review*. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 4 (1996), 371–396.

- [30]. **H.T. Haschemi and C.M. Sliepcevich**, *A numerical method for solving two-dimensional problems of heat conduction with change of phase*. Chem. Eng. Prog. Symp. Series 63 (1967), 34–41.
- [31]. **N. Shamsundar and E.M. Sparrow**, *Analysis of multidimensional conduction phase change via the enthalpy method model*. J. Heat Transfer, vol.97 (1975), .333-340
- [32]. **Date**, *Novel strongly implicit enthalpy formulation for multidimensional Stefan problem*. Numerical Heat Transfer, Part B, vol.21 (1992), 231-251.
- [33]. **V.R. Voller and C. R. Swaminathan**, *General source-based method for solidification phase change*. Numer. Heat Trans. Part B, vol.19 (1991), 175-189.
- [34]. **C.R. Swaminathan and V.R. Voller**, *On the enthalpy method*. Int. J. Num. Meth. Heat Fluid Flow, vol.3 (1993), 233-244.
- [35]. **W. D. Bennon and F. P. Incropera**, *A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid-liquid phase change systems-I. Model formulation*, Int. J. of Heat and Mass Trans., vol. 30 (1987), 2161-2170.
- [36]. **W. Shy**, *Computational enthalpy method for control volume applications*. Ed. John Wiley & Sons 1998.
- [37]. **M. El Ganaoui**, *Modélisation de l'interaction thermique instationnaire d'un bain fondu métallique avec un front de solidification déformable*. Thèse de Doctorat, 1997, Université d'Aix-Marseille II, France.
- [38]. **Vardelle, M. Vardelle and P. Fauchais**, *Les transferts de quantité de mouvement et de chaleur plasma-particules solides dans un plasma d'arc en extinction*. Revue Int. Hautes Temper. Refract. 23 (1986), 69-85.
- [39]. **W. Kurz and D. Fisher**, *Fundamentals of solidification*. Trans. Tech. Publications, Aedermansdorf, Switzerland (1998).
- [40]. **J.M. Khodadadi and Y. Zhang**, *Effects of buoyancy-driven convection melting within spherical containers*. Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 44 (2001), 1605-1618.
- [41]. **N. Ozisik**, *Heat Conduction*. 2nd ed. John Wiley & Sons 1993.
- [42]. **J. Szekely and N.J. Themelis**, *Rate phenomena in process metallurgy*. Wiley-Interscience 1971.
- [43]. **R.B. Bird, W.E. Stewart and E.N. Lightfoot**, *Transport phenomena*, J. Wiley & Sons 1960.
- [44]. **G.M. Faeth**, *Evaporation and Combustion of Sprays*. Prog. Energy Combust. Sci. , vol.9 (1983), 1-76.
- [45]. **J.P. Holman**, *Heat transfer*, McGraw-Hill 1976.
- [46]. **S. Taneda**, Report Research Institute, Applied Mechanics, Kyushu University, 4, 99, 1956.
- [47]. **G.K. Batchelor**, *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press 1967.

- [48]. **R. Clift, J.R. Grace and J.E. Weber**, "Bubbles, drops and particles". Academic Press, New-York 1978.
- [49]. **A. Fortier**, "*Mécanique des suspensions*", ed. Masson 1967.
- [50]. **E. Bourdin, P. Fauchais and A.Vardelle**, *Les transferts de chaleur et de quantité de mouvement plasma-particules sans réactions chimiques*. Revue Générale de Thermique, N° 253 (1983), 47-69.
- [51]. **P. Proulx**, *Modélisation mathématique des écoulements plasma-particules*, juillet 1987, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Québec, Canada.
- [52]. **Y.C. Lee**, *Trajectories and heating of particles injected into thermal plasma*. 1984, PhD Thesis, University of Minnesota, USA.
- [53]. **S. Timoshenko and J. N. Goodier**, *Theory of elasticity*. 2nd ed., Mac Graw Hill, New York, 1951.
- [54]. **D.P H. Hasselman**, *Thermal stress resistance parameters for brittle refractory ceramics: a compendium*. American Ceram. Soc. Bull. 49 (1970), 1033-1037.
- [55]. **N. Maruoka and T. Akiyama**, *Thermal stress analysis of PCM encapsulation for heat recovery of high temperature waste heat*. J. of Chemical Eng. of Japan, vol.36, N°7(2003), 794-798.
- [56]. **F.C. Nix and MacNair**, Physical Review, vol. 60 (1941) p.597 (from Material Properties Database, JAHM Software 2003 Inc. Madison, USA.
- [57]. **S. Dallaire**, J. of Thermal Spray Techno I (1) 41 (1992), cited by **P. Fauchais and M. Vardelle**: *Plasma spraying: present and future*. Pure & Applied Chem., vol. 66, No. 6 (1993), 1247-1258.
- [58]. **B. Haller, J.-P. Bonnet, P. Fauchais, A. Grimaud, J.-C. Labbe**, *TiC Based Coatings Prepared by Combining SHS and Plasma Spraying*. Proc. of the Int. Thermal Spray Conf., 10-12 May Osaka, Japan (2004), 666-669.
- [59]. **P. Furmanski**, *Effective macroscopique description for heat conduction in heterogeneous materials*. Int. J. Heat Mass Transfer, vol.35 (1992), 3047-3058.
- [60]. **M.D. Mikhailov and M.N. Ozisik**, *A unified Approach to composite and heterogeneous media*. J. Wiley.1993.
- [61]. **B. Vick, and E.P. Scott**, *Heat transfer in a matrix with embedded particles*. Proceedings of the IMECE Anaheim, Calif., Nov., vol.4 (1998), 93-198.
- [62]. **S. Sayar**, *Heat transfer during melting and solidification in heterogeneous materials*. Master of Science in Mechanical Engineering Thesis, dec.2000, Virginia University, USA.
- [63]. **D. Colvin, and Y. Bryant**, *Protective Clothing Containing Encapsulated Phase Change Materials*. ASME HTD-Vol. 362/BED Vol. 40 (1998), Advances in Heat and Mass Transfer in Biotechnology.
- [64]. **E.A. Nekrasov, V.K. Smolyakov and M.M. Yu**, *Mathematical model for the titanium-carbon system combustion*. Combustion, Explosion & Shock Waves (5) 17 (1981), 513-520.

Chapitre III : Méthodes numériques

III.1 Introduction

Ce chapitre est dédié aux méthodes numériques mises en œuvre pour traiter numériquement les modèles physiques présentés au chapitre II.

En effet, la résolution de l'équation de la conservation locale de l'énergie peut être abordée par plusieurs techniques (différences finies, volumes finis, éléments finis ou méthodes spectrales etc...). Notre choix s'est porté sur celle des volumes finis, eue égard à sa grande simplicité et à sa capacité à traduire localement dans un volume de contrôle, les principes de conservation de flux d'énergie et de matière.

L'étude bibliographique du changement de phase, a révélé une grande variété de méthode de résolution, et nous avons opté pour la méthode enthalpique car elle est robuste, facilement extensible aux problèmes multidimensionnels et ne nécessite pas un suivi de front. Le maillage du domaine physique est fixe, non déformable et la capture des fronts se fait à posteriori.

La présence de deux matériaux dans une configuration bicouche et la forte non linéarité des phénomènes étudiés, nous amènes à accorder une attention particulière au problème du maillage, au traitement numérique du contact thermique et à la linéarisation des équations.

III.2 Choix de la méthode de discrétisation

La méthode des volumes finis a été développée dès la décennie 70 par Spalding et Patankar [1]. Elle est implémentée dans bon nombre de codes de calculs de dynamique des fluides (ANSYS_CFX, Fluent, Phoenix, Star CD...) et c'est un cas particulier de la méthode des éléments finis où le résidu est égal à l'unité. Elle se

base sur la définition d'un volume de contrôle entourant un noeud "P" où s'effectue le bilan total des interactions. Ce noeud est entouré d'un volume de contrôle rectangulaire dont les extrémités sont à mi-chemin entre le noeud ou l'on recherche la solution et ses voisins à l'est "E" et à l'ouest «W» pour une géométrie à une dimension et au nord "N" et au sud "S" dans le cas où nous nous retrouvons en deux dimensions. Les contributions de chacun des noeuds de part et d'autre du noeud considéré sont additionnées pour fournir un bilan total des interactions.

III.2.1 Techniques de maillage

L'approche numérique de la solution des équations aux dérivées partielles que nous venons d'obtenir, consiste dans une première étape, à construire le maillage du domaine de définition du problème afin de le recouvrir convenablement. Cette opération influe directement sur la qualité de la solution obtenue, car une solution numérique n'est valide (condition nécessaire mais pas suffisante) que si elle reste indépendante du maillage spatial et temporel [2].

La discrétisation du domaine physique, met en place un réseau de noeuds et leurs volumes de contrôles associés, et pour cela il existe deux pratiques de maillages que l'on qualifie selon la référence [1] comme :

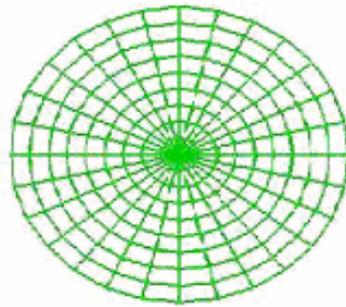
- le maillage de type A,
- le maillage de type B.

Pour la clarté de l'exposé, nous développons ces techniques sur des géométries unidimensionnelles, l'extension au cas bidimensionnel ne pose aucune difficulté.

III.2.1.1 Maillage de type A

La pratique de type A consiste à définir d'abord la grille de points et de placer, pour un maillage uniforme, les faces des volumes de contrôles à mi-distance de deux noeuds consécutifs. Ceci donne des volumes de contrôles réguliers avec des faces se situant exactement à mi-chemin de deux noeuds consécutifs et des demi volumes

prés des frontières. Pour un maillage non uniforme, tandis que chaque face d'un volume de contrôle est placée au milieu de deux noeuds du maillage, chaque noeud n'est pas forcément au centre du volume de contrôle qui l'entoure.



Maillage d'un disque (pratique A)

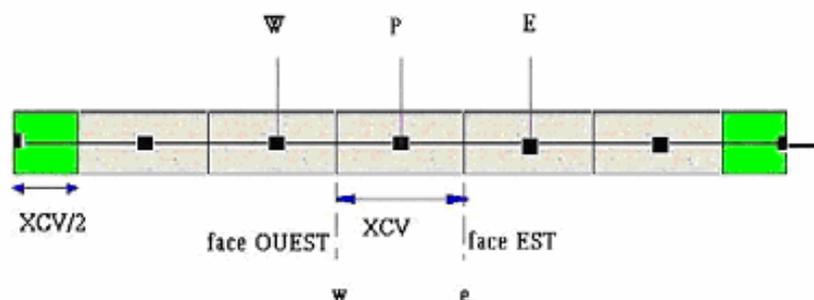


Figure III.1 Pratique A en géométrie 1D

III.2.1.2 Maillage de type B

Cette technique tient compte des discontinuités pouvant toucher différents paramètres, telle que la conductivité thermique, la densité du matériau, dans une ou plusieurs zones du domaine. Si nous considérons que ces quantités restent uniformes à travers un volume de contrôle et peuvent avoir des discontinuités aux frontières de celui-ci, il est important que l'emplacement des faces des volumes de contrôles coïncident avec les discontinuités. C'est pour cette raison que dans cette pratique, nous commençons d'abord par définir les volumes de contrôles de façon

adéquate et placer ensuite les nœuds associés au centre des volumes de contrôles; dans ce cas nous aurons aux frontières des demi-volumes nuls.

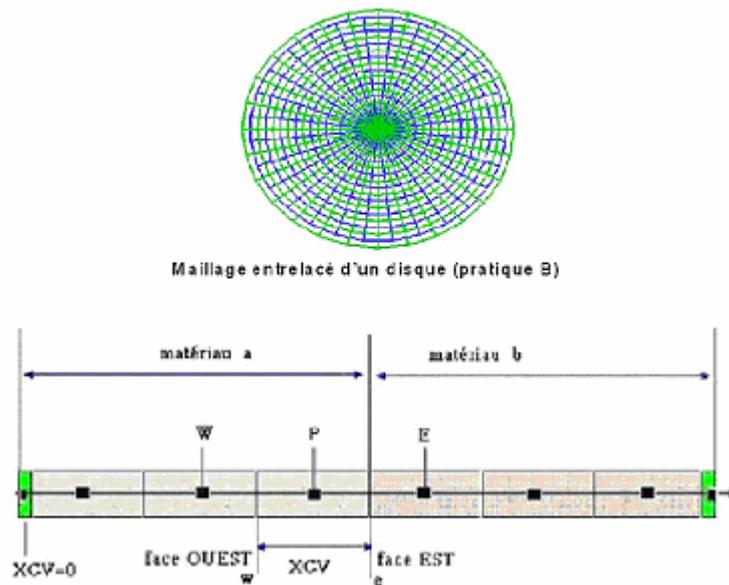


Figure III.2 : Pratique B en géométrie 1D

En configuration bicouche c'est la pratique B qui est la plus appropriée. Aussi nous adoptons un maillage zone par zone avec une condensation de nœuds au niveau de l'interface et de la surface de contact avec le plasma, pour améliorer la qualité des solutions numériques. Dans chaque zone et sur chaque direction, il est donc possible d'introduire un raffinement du maillage et cette technique peut s'appliquer aussi bien pour les géométries 1D que 2D.

III.2.2 Mise en oeuvre de la méthode enthalpique

Nous nous intéressons au changement de phase solide-liquide bidimensionnel axisymétrique dans une particule sphérique bicouche. Pour cela, dans chaque couche matérielle, nous intégrons l'équation locale de l'énergie sur un volume de

contrôle dV de centre P , délimité par les rayons r_s et r_n et les deux angles q_e et q_w définis sur la figure III.5

$$\int_{cv} r C_p \frac{\partial T}{\partial t} dV = \int_{cv} \left[\underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(k r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right)}_{I1} + \underbrace{\frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left(k \sin q \frac{\partial T}{\partial q} \right)}_{I2} - \underbrace{r L_f \frac{\partial x}{\partial t}}_{I3} \right] dV \quad (III.1)$$

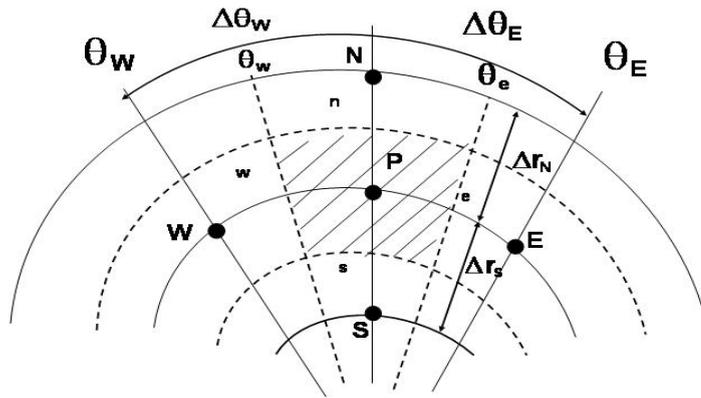


Figure III.3 : Discretisation d'un volume de controle 2d polaire.

Le développement des intégrales I1, I2 et I3 sur l'élément de volume $dV = r^2 \sin J \, dr \, dJ \, df$ donne :

$$I1 = \int_0^{2p} df \int_{q_e}^{q_w} \int_{r_s}^{r_n} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(k r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) r^2 \sin q \, dr \, dq$$

$$= 2p \left[r_n^2 k_n \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_n} - r_s^2 k_s \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_s} \right] (\cos q_w - \cos q_e) \quad (III.2)$$

$$I_2 = \int_0^{2p} df \int_{q_e}^{q_w} \int_{r_s}^{r_n} \frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left(k \sin q \frac{\partial T}{\partial q} \right) r^2 \sin q dr dq$$

$$= 2p (r_n - r_s) \left[k_{q_w} \frac{\partial T}{\partial q} \Big|_{q_w} \sin q_w - k_{q_e} \frac{\partial T}{\partial q} \Big|_{q_e} \sin q_e \right] \quad (III.3)$$

$$I_3 = \int_0^{2p} df \int_{q_e}^{q_w} \int_{r_s}^{r_n} r L_f \frac{\partial x}{\partial t} r^2 \sin q dr dq$$

$$= \frac{2p}{3} r L_f (\cos q_e - \cos q_w) (r_n^3 - r_s^3) \frac{\partial x}{\partial t} \quad (III.4)$$

Soit en rassemblant les termes, l'équation (III.7) s'écrit :

$$r C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{3}{(r_n^3 - r_s^3)} \left[r_n^2 k_n \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_n} - r_s^2 k_s \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_n} \right] + \frac{3 (r_n - r_s)}{(\cos q_w - \cos q_e) (r_n^3 - r_s^3)} \quad (III.5)$$

$$\left[k_w \frac{\partial T}{\partial q} \Big|_{q_w} \sin q_w - k_e \frac{\partial T}{\partial q} \Big|_{q_e} \sin q_e \right] - r L_f \frac{\partial x}{\partial t}$$

A/ Cas d'un contact thermique parfait

Les flux thermiques de conduction aux différentes surfaces du volume de controle sont évaluées en fonction des températures des noeuds :

$$k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_n = k_n \left(\frac{T_N - T_P}{Dr_N} \right); \quad k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_s = k_s \left(\frac{T_P - T_S}{Dr_S} \right) \quad (III.6)$$

$$k \left. \frac{\partial T}{\partial q} \right|_w = k_w \left(\frac{T_W - T_P}{Dq_W} \right); \quad k \left. \frac{\partial T}{\partial q} \right|_e = k_e \left(\frac{T_P - T_E}{Dq_E} \right) \quad (III.7)$$

Les propriétés physiques des matériaux sont définies pour chaque volume de contrôle et nous les prenons aux surfaces comme moyennes harmoniques de deux cellules adjacentes.

$$k_n = \frac{2(k_P k_N)}{k_P + k_N}; \quad k_s = \frac{2(k_P k_S)}{k_P + k_S} \quad (III.8)$$

$$k_w = \frac{2(k_P k_W)}{k_P + k_W}; \quad k_e = \frac{2(k_P k_E)}{k_P + k_E} \quad (III.9)$$

L'utilisation d'une moyenne harmonique est plus adaptée aux domaines composites que la moyenne arithmétique [4] car :

- Si $k_N \ll 0$, alors $k_n \rightarrow 0$ et ceci nous donne un flux nul à la paroi, alors qu'une moyenne arithmétique n'aurait pas donnée un flux nul.
- Si $k_P \gg k_N$, alors $k_n \approx k_N$ et ceci nous donne une conductivité d'interface indépendante de k_P , alors qu'une moyenne arithmétique aurait prédit $k_P/2$

B/ Cas d'un contact thermique imparfait : résistance thermique de contact

Lorsque le contact thermique entre les deux matériaux est parfait, les relations (III.18) et (III.19) sont suffisantes pour évaluer le flux thermique qui traverse l'interface de contact.

En revanche, en présence d'un mauvais contact thermique et puisque la disposition des deux matériaux est radiale, seul le flux thermique dans cette direction sera affecté par la présence de la RTC. La conductivité thermique d'interface est

évaluée par l'introduction d'une couche d'air supplémentaire, dont l'épaisseur est fonction de la valeur de la RTC :

$$(k_{pn})_{equiv} = \frac{(dr)_N + (dr)_S}{\frac{Dr_N}{2k_P} + RTC + \frac{Dr_S}{2k_N}} \quad (III.10)$$

Le problème thermique revient à résoudre l'équation de la conservation de l'énergie dans une configuration à trois couches ; la couche d'air est prise avec un seul volume de contrôle ayant une épaisseur de $d = RTC \times 0.0024$; le coefficient multiplicatif de cette expression est la conductivité thermique de l'air.

Explicitons maintenant les termes temporels de l'équation (III.7). Pour un schéma de discrétisation totalement implicite $O(Dt, Dr^2)$, nous prenons deux niveaux de pas de temps t^m et t^{m+1} :

$$rC_P \frac{\partial T}{\partial t} = rC_P \left(\frac{T_P^{m+1} - T_P^m}{t^{m+1} - t^m} \right) = rC_P \left(\frac{T_P^{m+1} - T_P^m}{Dt} \right) \quad (III.11)$$

de la même manière

$$rL_f C_P \frac{\partial x}{\partial t} = rL_f C_P \left(\frac{x_P^{m+1} - x_P^m}{t^{m+1} - t^m} \right) = rL_f C_P \left(\frac{x_P^{m+1} - x_P^m}{Dt} \right) \quad (III.12)$$

Pour construire un schéma de discrétisation de $O(Dt^2, Dr^2)$, il faut soit prendre un schéma de Crank-Nicholson à deux niveaux de pas de temps, soit prendre celui à trois niveaux d'Adams-Bashford. Nous choisissons ce dernier schéma, car à convergence égale, il a démontré plus de stabilité pour les problèmes avec changement de phase [3]. Pour une variable f représentant soit la température soit la fraction de liquide on a :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{3f_P^{m+1} - 4f_P^m + f_P^{m-1}}{2\Delta t} \right) \quad (\text{III.13})$$

Toutefois , ce schéma n'est pas auto-démarrant et donc nous utiliserons un schéma de Euler pour le faire démarrer. En arrangeant l'ensemble de ces termes, nous obtenons pour un nœud **P**, le système non linéaire implicite suivant :

$$a_N T_N^{m+1} + a_S T_S^{m+1} + a_W T_W^{m+1} + a_E T_E^{m+1} + a_P T_P^{m+1} = T_{P+}^m \frac{L_f}{C_p} (x_P^m - (x_P^{m+1})^{i+1}) \quad (\text{III.14})$$

avec

$$a_P = 1 - a_N - a_S - a_W - a_E$$

et

$$a_W = \frac{-3r_S^3 k_W \Delta t}{r C_p (r_P^3 - r_S^3) \Delta r_S} ; \quad a_E = \frac{-3r_N^3 k_E \Delta t}{r C_p (r_P^3 - r_N^3) \Delta r_N}$$

$$a_N = \frac{-3k_n \Delta t \sin q_w (r_P - r_S)}{r C_p (\cos q_P - \cos q_w) (r_P^3 - r_S^3) \Delta q_w} ;$$

$$a_S = \frac{-3k_s \Delta t \sin q_e (r_P - r_S)}{r C_p (\cos q_P - \cos q_e) (r_P^3 - r_S^3) \Delta q_e} \quad (\text{III.15})$$

La résolution de l'équation (III.24) exige d'abord la définition de la fraction de liquide x comme celle qui a été introduite (voir chapitre II, §II.2.3) et un procédé itératif pour sa détermination. Entre deux itérations successives , la correction de la fraction de liquide est obtenue comme suit :

$$(x_P^{m+1})^{i+1} = (x_P^{m+1})^i + \frac{a_P (T_P^{m+1} - T_f)}{L_f / C_p} \quad (\text{III.16})$$

Cete correction est suivie de la vérification suivante :

$$si \begin{cases} \hat{1} & x_P > 1 & x_P = 1 \\ \hat{1} & x_P < 0 & x_P = 0 \end{cases} \quad (III.17)$$

Lorsque le changement de phase atteint le volume de contrôle de centre **P**, la conductivité thermique et la chaleur spécifique sont calculées comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_P = x_P k_l + (1 - x_P) k_s \\ C_P = x_P C_l + (1 - x_P) C_s \end{array} \right. \quad (III.18)$$

La convergence de ce procédé est estimée atteinte lorsque :

$$\sum_{i,j} \frac{|T_{i,j}^{m+1} - T_{i,j}^m|}{T_{i,j}^{m+1}} < 10^{-3} \quad (III.19)$$

III.2.2.1 linéarisation

Le problème étudié est non linéaire dû fait du changement de phase et des propriétés variables mais également à cause des conditions aux limites imposées spécifiques au plasma. En effet, la condition aux limites (III. 31) fait intervenir trois non linéarités. La première provient du coefficient d'échange plasma-particule h_∞ , la seconde du rayonnement et la troisième du terme m_v dépendant lui-même de la température de surface de la particule. L'option qui consiste à résoudre itérativement l'équation de la conservation de l'énergie n'a pas été choisie, car elle nécessite le choix d'un facteur de sous relaxation qui reste à priori inconnu (le plus souvent déterminé par tatonnement) ; de plus le procédé de calcul devient lent. Cette stratégie a été abandonnée au profit d'une linéarisation, qui consiste à calculer le champ de température de l'instant présent avec les propriétés des matériaux prises à

l'instant précédent. Des essais numériques ont montré, qu'il faut prendre dans ce cas des pas de temps inférieurs de deux à trois ordres de grandeurs de la durée totale du transitoire, afin de limiter les variations de la température de surface de la particule d'un pas à un autre ($< 20K$). Par la suite, une étude de sensibilité de la solution a permis de fixer ce paramètre à $10^{-7}s$.

III.2.2.2 Conditions initiales et aux limites

Ces conditions ont été posées au chapitre II ; la condition initiale est:

$$\text{à } t = 0, T_a(r, q, 0) = T_b(r, q, 0) = 300K \quad (\text{III. 20})$$

Pour des raisons de symétrie, le domaine étudié est une demi sphère et comme le maillage n'est pas curviligne et la base du système de coordonnées adoptée (\vec{e}_r, \vec{e}_q) est orthogonale, le domaine de calcul est un rectangle comme le montre la figure III.5. Les conditions aux limites à appliquer sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Face AB :} \quad \left[k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \right]_{r=R_b} = h_{\infty}(T_{\infty} - T_{b_s}) - \epsilon_s T_{b_s}^4 \\ \text{Face AD: symétrie} \quad \frac{\partial T}{\partial q} = 0 \\ \text{Face BC: symétrie} \quad \frac{\partial T}{\partial q} = 0 \\ \text{Face DC} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.21})$$

La singularité du centre a été évité et nous avons contourné ce point (Figure III.4) en adoptant une condition de symétrie. La distance qui sépare le centre de la sphère du premier nœud de calcul est prise très faible de l'ordre du centième du rayon de la particule. Tous les nœuds situés sur les frontières du domaine ont des volumes de contrôle nuls (pratique B) et elles ont été discrétisés au second ordre (figure III.5).

Par exemple, pour un noeud **P** situé sur la frontière **AD** du domaine de calcul, nous avons:

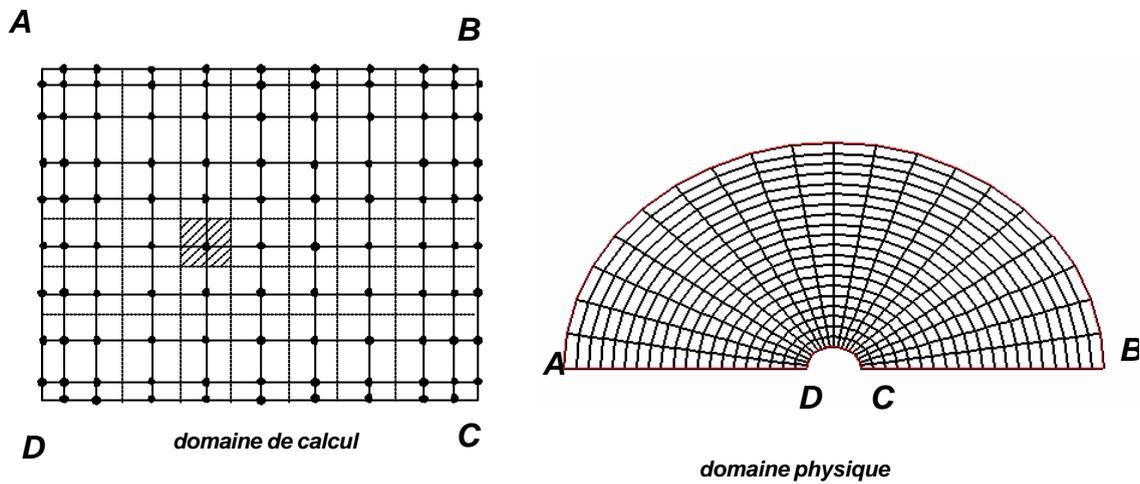


Figure III.4 : Domaines physique et de calcul montrant la singularité au centre.

Soit J (W/m^2) le flux de diffusion en un point x ,

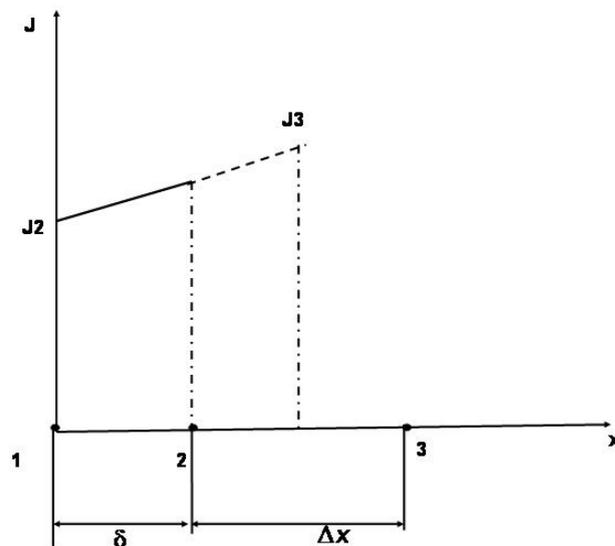


Figure III.5 : Profil du flux de diffusion près des frontières du domaine de calcul dans le cas d'un traitement du second ordre

$$J = -k \frac{dT}{dx} = J_2 + \frac{J_3 - J_2}{2d} (x - x_1) \quad (\text{III.22})$$

Cette relation est valide uniquement entre les noeuds 1 et 2 et elle est intégrée par rapport à la variable x pour nous donner l'expression du profil du flux de diffusion:

$$J_2 = \left(\frac{4}{3} \right) \left[\left(\frac{k_2}{d} \right) (T_1 - T_2) \right] - \left(\frac{1}{3} \right) \left[\left(\frac{d}{k_2} \right) + \left(\frac{DX}{k_3} \right) \right]^{-1} (T_2 - T_3) \quad (\text{III.23})$$

Cette expression permet alors de déduire la température du nœud T_1 sur la frontière AD.

Une fois les conditions aux limites introduites, le système d'équation $\bar{A}.T = B$ est résolu itérativement et à chaque itération de la fraction liquide, on est amené à une résolution TDMA ligne par ligne suivie d'une correction par bloc.

III.2.3 Positions des fronts de fusion et d'évaporation

La détermination des fronts solide-liquide ou liquide-vapeur est faite couche par couche dans les deux matériaux. Comme l'évaporation se traduit par une diminution de la taille de la particule, nous devons à chaque pas de temps, faire un remaillage pour capturer convenablement la position de ces fronts. A partir de la connaissance de la fraction liquide, nous calculons la position R_f du front de fusion, lorsque ce dernier a atteint le volume de contrôle i comme :

$$R_f^3 = (1-x)r_i^3 + r_{i-1}^3 \quad (\text{III.24})$$

Quant au front liquide-vapeur, à chaque pas de temps dt , celui-ci est déterminé à partir d'un bilan de masse sur la particule, en prenant le soin de vérifier que sa position ne doit en aucun cas être inférieure à celle du front solide-liquide :

Soit R' le nouveau rayon de la particule après évaporation d'une quantité de masse dm , nous avons:

$$R' = \left(\frac{3}{4\rho_r} (m - dm) \right)^{1/3} \quad (\text{III.25})$$

III.2.2.3 Méthodes de résolution

La résolution du système matriciel peut se faire par plusieurs méthodes (ADI, SOR, TDMA ligne par ligne) [1,2]. Nous choisissons la méthode TDMA ligne par ligne avec une correction par bloc [1]. Nous nous ramenons dans ce cas à un système unidimensionnel sur une ligne ou une colonne et on procède à une résolution itérative par balayages successifs. L'algorithme de cette méthode est le suivant :

- a) Choisir les conditions initiales de la variable T pour tout le domaine d'étude.
- b) Choisir une direction du domaine et considérer l'autre direction comme constante.
- c) Résoudre les matrices TDMA obtenues pour chaque ligne du domaine d'étude.
- d) Répéter à partir de b) les mêmes opérations pour l'autre direction.
- e) Poser les valeurs obtenues comme choix de départ.
- f) Retourner à b) jusqu'à la convergence.

III.3 Validations

S'agissant dans le présent travail de développer des modèles et leur implémentation numérique pour simuler des phénomènes physiques couplés, non linéaires et présentant un aspect multi-échelle dans l'espace et le temps, une étape de validation des outils numériques est nécessaire avant toute étude paramétrique.

Notre stratégie de validation s'est d'abord portée sur la considération de phénomène prépondérant pris isolément et leur validation vis-à-vis de la littérature. C'est le cas de la conduction, suivie du changement de phase par fusion ou par

solidification. Ensuite nous nous sommes assurés du bon couplage de ces phénomènes quand ils coexistent. Dans la suite, nous illustrons cet aspect par un cas test traitant une particule bicouche, projetée dans un plasma en présence de changement de phase solide/liquide/vapeur.

III.3.1 Cas d'une conduction pure dans une sphère mono matériau

Les problèmes de conduction thermique linéaire admettent des solutions analytiques et ces dernières peuvent être obtenues par plusieurs techniques [4] : séparation de variables, transformée de Laplace, fonctions de Green etc...

La méthode la plus utilisée est celle de la séparation de variables comparativement à celle de la transformée de Laplace, préférée pour les géométries semi infinies car dans le cas contraire, la recherche de la transformée inverse conduit souvent à un exercice ardu de calcul algébrique. Néanmoins, on peut remédier à cet inconvénient, en associant à cette méthode des techniques d'inversion numérique comme celle de Stehfest [5]. En pratique, le transitoire de température dans les géométries 1D (barre, cylindre, sphère) peut être retrouvé à partir de l'abaque de Heisler [6]. Des diagrammes similaires, étendus aux transitoires rapides et violents comme ceux que l'on rencontre dans les applications plasma (nombre de Fourier $10^{-2} \leq Fo \leq 50$, nombre de Biot $10^{-2} \leq Bi \leq 100$), sont proposés par Bairi & Laraqi [7].

Pour une sphère de rayon égal à R_p , à propriétés physiques constantes, initialement à une température T_i et plongée dans un milieu fluide à température uniforme égale à T_∞ , le profil de température est donné par [4] :

$$T(r,t) = T_\infty + \frac{2R_p(T_i - T_\infty)}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \text{Exp}(-\alpha l_n^2 t) \cdot \frac{\text{Sin} l_n R_p - l_n R_p \text{Cos} l_n R_p}{l_n^2 R_p [l_n R_p - \text{Sin} l_n R_p \text{Cos} l_n R_p]} \text{Sin}(l_n r) \quad (\text{III.26})$$

Les valeurs propres l_n sont solutions de l'équation transcendante suivante :

$$R_p l \cot(R_p l) + (Bi - 1) = 0 \quad (\text{III.27})$$

La recherche des racines de cette équation est obtenue par l'algorithme de Newton-Raphson. La température de surface de la particule est obtenue en posant $r = R_p$ alors que celle du centre, on l'obtient par passage à la limite quand $r \rightarrow 0$. Sa valeur est donnée par l'expression suivante :

$$T(0, t) = T_{\infty} + 2(T_i - T_{\infty}) \sum_{n=1}^{\infty} \text{Exp}(-a_n^2 t) \cdot \frac{\text{Sin} \lambda_n R_p - \lambda_n R_p \cdot \text{Cos} \lambda_n R_p}{\lambda_n R_p - \text{Sin} \lambda_n R_p \cdot \text{Cos} \lambda_n R_p} \quad (\text{III} .28)$$

Cette série converge rapidement pour une dizaine de valeurs propres. Cependant, ce nombre est tributaire de la satisfaction de la condition initiale ; plus le nombre de valeurs propres augmente et mieux cette condition est satisfaite. La figure III.6 montre une comparaison entre les solutions numériques de la température de

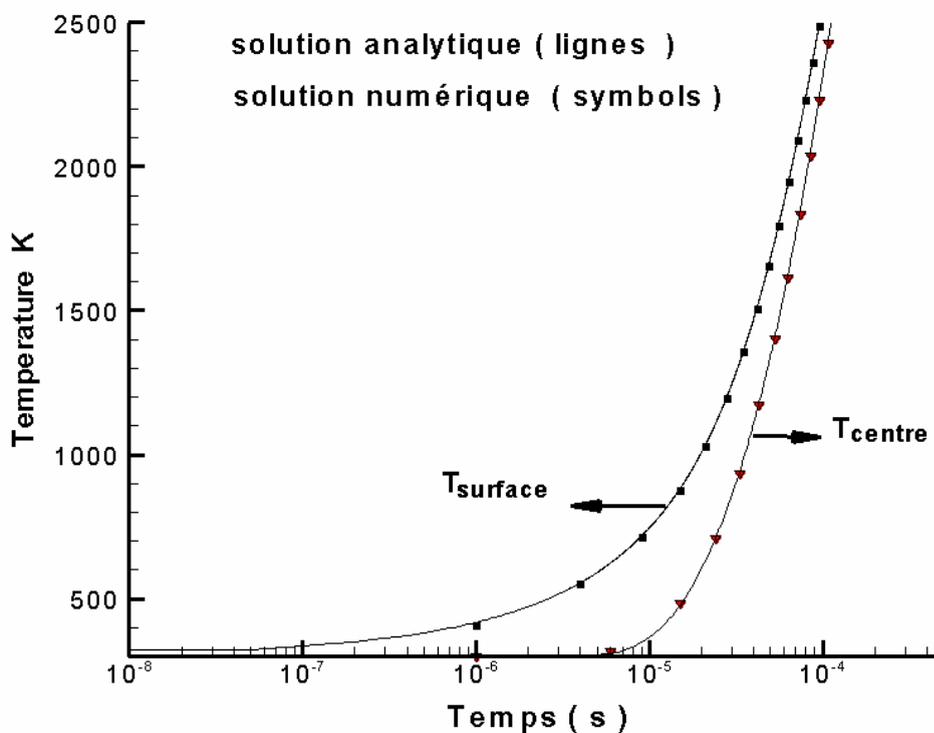


Figure III.6 : Comparaison des solutions analytique/numérique dans le cas d'une sphère ($d_p = 60 \mu\text{m}$, $Biot = 0.03$)

centre et de surface et celles déduites analytiquement dans le cas d'une sphère mono matériau de $60 \mu\text{m}$ de diamètre, initialement à 300 K et rapidement immergée dans un bain à température uniforme et égale à 10000 K. Le calcul est entrepris avec 15 valeurs propres et nous obtenons moins de 3 % d'erreurs, ce qui est très acceptable.

III.3.2 Cas d'une conduction pure dans une sphère composite bicouche

Dans le cas d'une géométrie constituée de la superposition de plusieurs matériaux en contact parfait et où les couches extrêmes sont soumises à des conditions de 3^e espèce, Vodicka [8] dès l'année 1950 propose une solution basée sur la technique de séparations des variables. Mikhailov&Ozisik [9], utilisent le développement des fonctions orthogonales et l'étendent au cas d'un contact thermique imparfait, en introduisant une couche supplémentaire d'air pour simuler la résistance thermique de contact. Récemment, Démonte [10] s'intéresse à plusieurs géométries (cartésienne 1D et 2 D, cylindrique et sphérique 1D) et propose pour le contact thermique parfait, une solution modifiant les méthodes précédentes par une nouvelle adimensionnalisation.

Dans le cas d'une conduction linéaire, nous avons comparé la solution numérique à la solution analytique (figure III.7) proposée par la référence [10] avec 50 valeurs propres

Dans ce test, nous avons considéré une particule de $50 \mu\text{m}$ de diamètre, moitié fer et moitié alumine, immergée dans un fluide de température T_∞ égale à 5000 K. Le coefficient de transfert de chaleur h_∞ est pris égal à 10 kW/m^2 et la durée du transitoire est fixée à 0.35 ms . Les paramètres du maillage sont pris égaux à : $dt = 10^{-6} \text{ s}$, $Dr = 2.510^{-6} \text{ m}$, Moins de 5% d'erreurs d'erreurs sont enregistrés dans cette application.

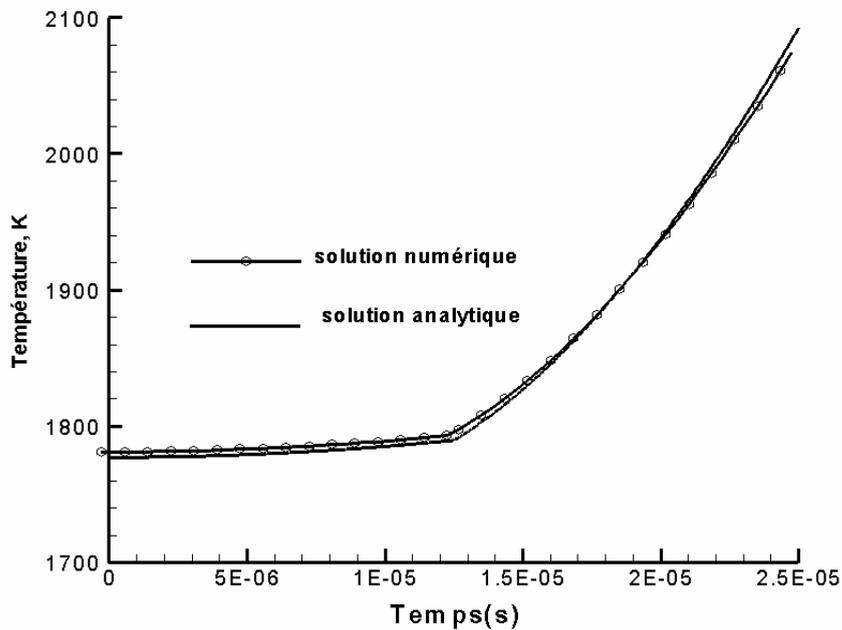


Figure III.7 : Comparaison des solutions analytique et numérique dans une sphère bicouche Fe/Al₂O₃ ($d_p=50\mu\text{m}$, $h_\infty=10\text{ kW}$, $T_\infty=5000\text{ K}$, durée de 0.35 ms).

III.3.3 Cas de la solidification d'une sphère mono matériau avec condition de Dirichlet

Les problèmes faisant intervenir un changement de phase sont non linéaires et il n'existe pas à l'heure actuelle, du moins pour une géométrie de dimension finie, de solutions analytiques. Celles qui sont proposées dans la littérature sont semi-analytiques [4,11-14]. La condition aux limites en surface de type Dirichlet étant la plus facile à satisfaire, nous avons testé notre programme de calcul par le cas d'une solidification gagnant le centre de la sphère depuis sa surface, avec une température constante imposée. Ce problème est connu comme étant celui de Stefan à une phase et sa formulation mathématique est :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{III.30})$$

et à l'interface solide-liquide :

$$k_p \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_f} = r L_f \left(\frac{dR_f(t)}{dt} \right) \quad (\text{III.31})$$

où a (m^2/s) est la diffusivité du matériau et $R_f(t)$ est le rayon du front de solidification.

Les conditions initiales et aux limites considérées sont les suivantes :

$$\begin{aligned} T(r,0) &= T_f \quad 0 \leq r \leq R \\ T(R,0) &= T_s \quad t > 0s \quad \text{avec } T_s < T_f \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

Soient les variables adimensionnelles suivantes :

$$r^+ = \frac{r}{R_p}, \quad t^+ = Fo = \frac{at}{R_p^2}, \quad T^+ = \frac{T - T_s}{T_f - T_s}, \quad R_f^+ = \frac{R_f}{R_p}, \quad Ste = \frac{C_p(T_f - T_s)}{L_f}$$

L'adimensionalisation de l'équation (III.30) et de la condition d'interface (III.31) montre que le problème du changement de phase est gouverné par le nombre de Stefan **Ste** et de Fourier **Fo**:

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} = \frac{1}{r^{+2}} \frac{\partial}{\partial r^+} \left(r^{+2} \frac{\partial T^+}{\partial r^+} \right) \quad (\text{III.33})$$

et

$$\left[\frac{\partial T^+}{\partial r^+} \right]_{R_f^+} = \frac{1}{Ste} \frac{dR_f^+}{dt^+} \quad (\text{III.34})$$

Un changement de phase rapide se caractérise par un nombre de Stefan supérieur à l'unité, c'est pourquoi et afin de se rapprocher de nos conditions, nous avons effectué des tests en comparant pour un **Ste = 10** .

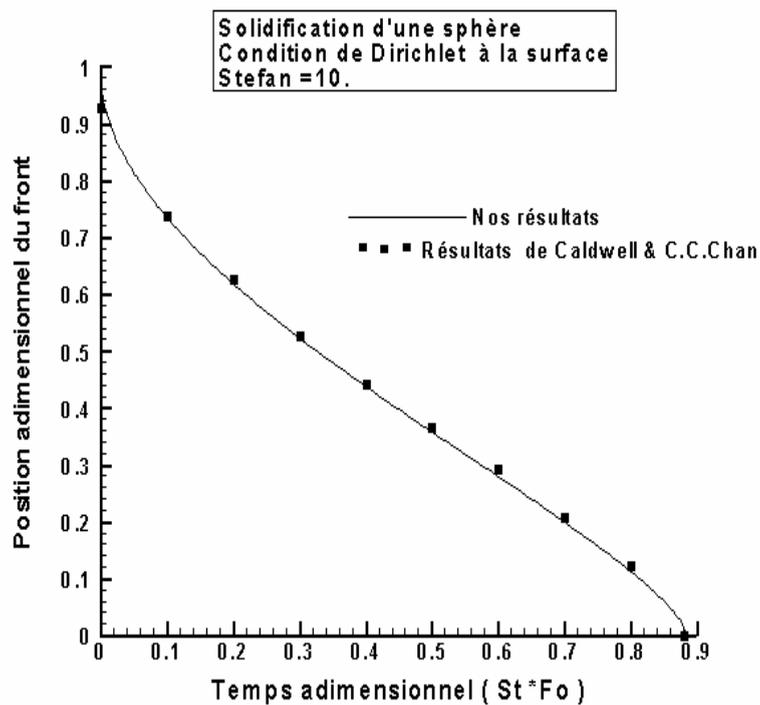


Figure III.8 : Solidification dans une particule sphérique mono matériau.

L'évolution du front de solidification en fonction du temps adimensionnel **Ste * Fo** . est représentée sur la figure III.8 en comparaison des résultats de Caldwell & Chan [14]. Ces auteurs ont utilisé une méthode semi-analytique dénommée "HBIM" pour Heat Balance Integral Method.

Nous obtenons une bonne précision sur la position du front de solidification. Ce dernier exhibe dans le cas d'une géométrie sphérique, une allure très caractéristique par rapport à celle obtenue dans une géométrie cartésienne.

III.3.4 Cas de la fusion d'une sphère mono matériau avec condition mixte

La condition aux limites appliquée en surface de la particule, lorsque celle-ci est injectée dans un milieu plasma, est de type mixte plutôt que celle de Dirichlet. D'un point de vue numérique, elle est plutôt difficile à satisfaire et nécessite un traitement appropriée, le plus souvent au second ordre avec un raffinement de maillage près de la paroi afin de ne pas perdre de l'information. Nous avons donc recherché dans la littérature, une solution numérique de référence [15]. Ces auteurs traitent le cas de la fusion bidimensionnelle de gouttelettes sphériques d'alliage d'aluminium de 3 à 10 mm de diamètre, en présence de la convection thermosolutale et naturelle. En ce qui nous concerne, nous ne retenons que la solution relative au problème de Stefan et aux conditions aux limites suivantes:

A l'instant $t = 0$ $T = T_s$

$$\left[\frac{\partial T}{\partial q} \right]_{r=0,p} = 0 \text{ et } \left[-k \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=R} = h_{\infty} (T_{\infty} - T_s) - q_0 |\cos q| u(q - \frac{p}{2}) \quad (\text{III.35})$$

où $q_0 (W/m^2)$ est la densité de flux de chaleur appliqué et u est la fonction échelon définie par :

$$u(q - \frac{p}{2}) = \begin{cases} 0 & 0 \leq q \leq \frac{p}{2} \\ 1 & \frac{p}{2} \leq q \leq p \end{cases} \quad (\text{III.36})$$

La figure III.9, montre la comparaison des résultats sur l'évolution de la fraction liquide, obtenue pour les paramètres suivants :

$$Bi = \frac{h_{\infty} R}{k_p} = 0.005, \quad Ste = \frac{C_p q_0 R}{k_p L_f} = 5.58 \text{ et } t^+ = Ste Fo = \frac{q_0 t}{L_f R^2}$$

Pour un maillage de $N_r \times N_q = 100 \times 30$, nous obtenons une parfaite concordance.

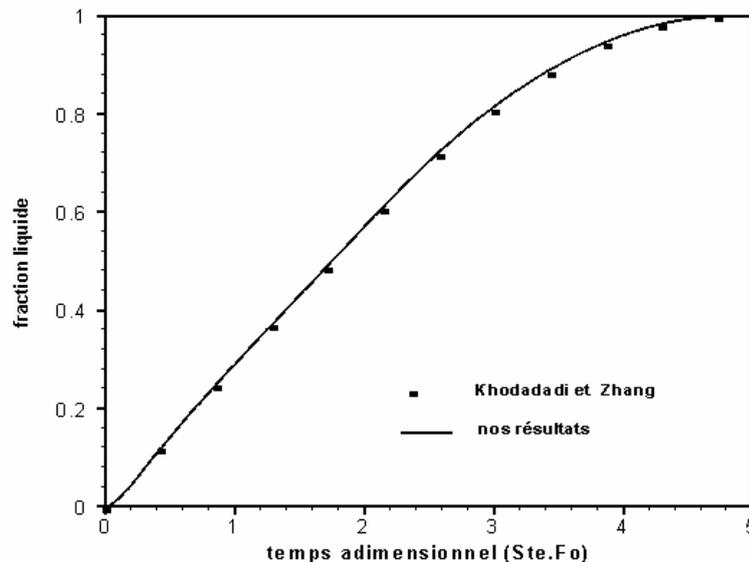


Figure III.9 : Comparaison de la fraction liquide dans une sphère mono matériau avec une condition aux limites de type convection

III.3.5 Choix des paramètres de discrétisation dans un cas couplé

Les phénomènes physiques ont été validés précédemment de manière isolée, il faut maintenant s'assurer des pas d'espace et de temps, en présence de couplage solide-liquide-vapeur et trajectoire. Le choix de ces paramètres de discrétisation est illustrée sur un cas test. Pour cela, nous considérons une particule bicouche Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre, présentant une RTC de $10^{-6} m^2.K/W$ et un rapport de forme égal à 0.93. La projection est faite dans un plasma d'argon (débit de 45 Nl/mn) et d'hydrogène (débit de 15 Nl/mn), issu d'une torche de 7 mm de diamètre interne et fonctionnant à 400 A et sous 65 V.

Les paramètres définissant la trajectoire optimale ($T_\infty, Re, Pr, k_\infty$), sont obtenus par le logiciel Jets&Poudres, en fixant la masse volumique de la particule monocouche hypothétique à $6740 kg/m^3$ et sa vitesse d'injection à 10 m/s . Le

modèle de turbulence choisi, est celui de la longueur de mélange.. Lorsque la cible substrat est placée à 100 mm de l'injecteur, la durée de vol de la particule dans le jet de plasma est de l'ordre de la milliseconde [Jets&Poudres].

Le traitement thermique est étudié sur une trajectoire optimale, et l'examen des résultats portera sur l'histoire thermique et principalement sur les températures de centre et de surface T_{centre} , T_{surface} .

a) Effet du pas d'espace

Les tests préliminaires portant sur le pas spatial ont été effectués avec un pas de temps inférieur de plusieurs ordres de grandeurs à la durée du transitoire. Trois grilles $N_r \times N_q$ de (50×20) , (100×20) et (150×20) ont été testées pour un pas de temps de 10^{-8}s . Le nombre N_q n'a aucun effet sur la solution lorsque l'on considère un chauffage uniforme en surface. Le raffinement est effectué au niveau de la surface de la particule en contact avec le milieu plasma afin de capturer les forts gradients de la solution.

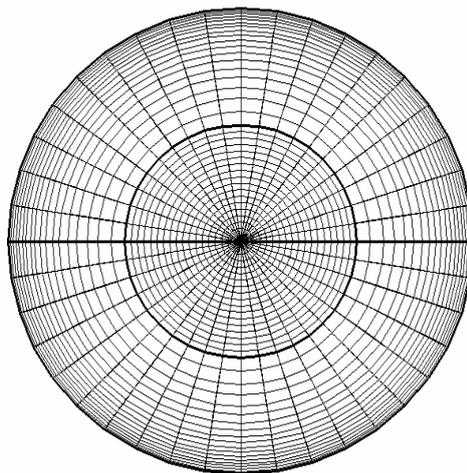


Figure III.10 Type de distribution de maillage spatial adopté

La figure III.10 présente le type de maillage adopté. L'interface de contact entre les deux matériaux ne comporte qu'un seul volume de contrôle et son épaisseur est déterminée par la valeur de la RTC :

$$d = RTC \times k_{air} \approx 10^{-6} (m^2 \cdot K/W) \times 0.025 (W/m \cdot K) = 2.510^{-8} m.$$

Sur la figure III.11, nous présentons le résultat des tests effectués avec les différents maillages.

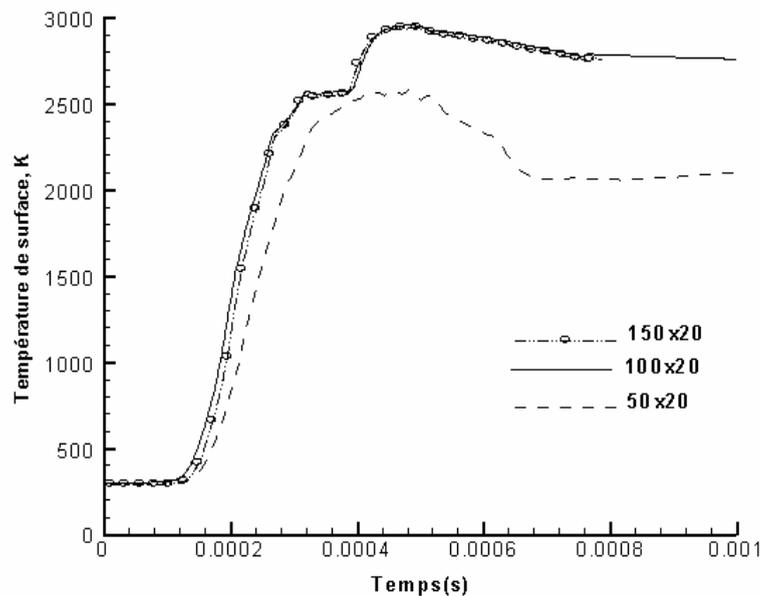


Figure III.11 : Test sur la température de surface obtenu, pour différentes grilles de calcul $N_r \times N_q$ (Fe/Al_2O_3 , $dp=60\mu m$, $Ra/Rb=0.93$, RTC variable $10^{-6} m^2 \cdot K/W$, trajectoire optimale dans un plasma $Ar-H_2$ 75-25 vol.).

Nous constatons que la première grille sous estime la température de surface de la particule alors que la quatrième multiplie le temps de calcul par un facteur de l'ordre de 3 sans améliorer la solution de façon notable (moins de 5%). Ces alias sont probablement dus à la taille de la matrice de résolution du problème [16]. Il en

ressort que pour un chauffage uniforme, le maillage de (100x20) est le plus approprié pour l'étude du transitoire, avec un temps de calcul de l'ordre de l'heure (Intel Pentium M 725, 512 Mo). Dans le cas d'un chauffage non uniforme, le nombre de pas dans la direction azimutale doit être doublé.

b) Effet du pas de temps

Plusieurs pas de temps ont été testés allant de 10^{-5} s à 10^{-8} s. Pour une valeur de 10^{-5} s, nous obtenons une mauvaise résolution de la transition de phase solide-liquide et les températures sont sous-estimées ; il y a donc là une grande perte de l'information, ce pas de temps n'est pas adapté à la nature du transitoire (figure III.12).

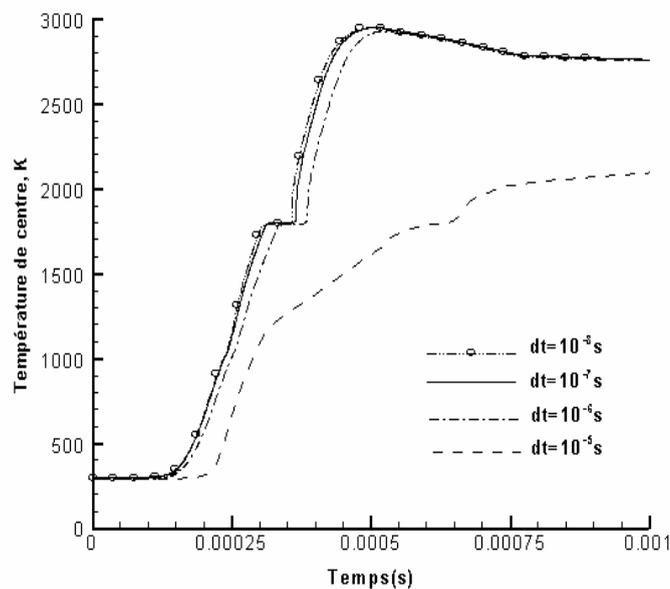


Figure III.12: Test sur la température de centre, obtenu pour différents pas de temps et une grille de calcul $N_r \times N_q$ (100x20). (Fe/Al₂O₃, dp=60μm, Ra/Rb=0.93, RTC variable 10^{-6} m².K/W) le long d'une trajectoire optimale dans un plasma Ar-H₂ 75-25 vol.

Lorsque nous réduisons ce pas d'un ordre de grandeur ($dt=10^{-6}s$), la résolution augmente et le changement de phase est mieux capturé. Au-delà de $10^{-7}s$, la solution n'est guère améliorée par contre le temps de calcul est grandement affecté. Le pas de 10^{-7} et le maillage de 100×20 donne le meilleur choix garantissant un compromis entre précision et temps de calcul. Il sera adopté pour la suite dans nos simulations.

III.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit la mise en œuvre de la méthode enthalpique par une technique de volumes finis, dans une géométrie sphérique axisymétrique. La méthode enthalpique basée sur l'utilisation du terme source de Voller est efficace pour rendre compte de la transition de phase.

Les validations ont été effectuées par ordre de complexité croissante :

- ✓ La première étape de la validation, a porté sur la conduction (linéaire) dans une sphère mono matériau où il existe une solution analytique exacte. C'est un problème aux valeurs propres et la solution converge rapidement en un nombre très faibles de valeurs propres (une dizaine). En second lieu, nous avons abordé le problème de la conduction dans une sphère bicouche en contact parfait. Bien que la solution analytique exacte existe, elle n'en demeure pas moins un peu complexe à retrouver, d'autant que du fait de la présence d'une couche enveloppe mince, la convergence de la solution à 3% près, exige un nombre de valeurs propres de l'ordre d'une quarantaine de valeurs propres.
- ✓ Nous avons consacré la seconde étape, au changement de phase solide-liquide et nous avons commencé par un cas simple , celui de la solidification d'une sphère soumise à une condition de Dirichlet. C'est un problème classique, connu en littérature comme étant de celui de Stefan à une phase. Dans le cas d'une sphère, ce dernier se distingue par un front de

solidification ou de fusion caractéristique. Nous avons comparé nos résultats à ceux de Caldwell & Chan [14] qui ont utilisé une méthode intégrale semi-analytique dénommé 'HBIM' pour Heat Balance Integral Method. Nous avons choisis de tester les solutions pour un nombre de Stefan égal à 10, afin de simuler la rapidité du phénomène de fusion, comme dans le cas qui nous préoccupe. Les résultats obtenus sur cet exemple confirme que notre calcul traite correctement la transition de phase de cette nature.

- ✓ La troisième étape, a consisté à valider le programme de calcul sur un problème plus complexe, celui de Stefan à deux phases en géométrie sphérique bidimensionnelle avec une condition aux limites de convection (mixte ou de 3^e espèce). Pour cela, nous avons effectué un test en comparant notre solution à celle de Khodadadi & Zhang [15], obtenue pour la fusion de gouttelettes sphériques d'alliage d'aluminium avec un nombre de Stefan égal à 5.
- ✓ La phase finale, a concerné la détermination du maillage spatial et temporel optimal dans un cas couplé ; c'est-à-dire une simulation complète du problème étudié (transitions de phase solide-liquide-vapeur, RTC variable, trajectoire). Cette phase n'est pas une validation en soi, mais elle permet de vérifier l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage.

III.5 Références

- [1]. **S.V.Patankar**, *Numerical heat transfer and fluid flow* Hem. Pub., 1980.
- [2]. **H. Ferziger and M. Peric**, *Computational methods for fluid dynamics*. 3ed. Springer, 2002.
- [3]. **D.A. Knoll, D.B. Kothe and B. Lally**, *A new non linéar method for phase change problems*. Rep. M.S. D413, Los Alamos New Mexico 87545, 2000, p.43.
- [4]. **H.S. Carslaw and J.C. Jaeger**, *Conduction of heat in solid*. Oxford University Press 1959.
- [5]. **H. Stehfest**, *Numerical inversion of Laplace transforms*. Comm. ACM, vol.13 (1970), 47-49 and vol.13 (10),624.
- [6]. **M.P. Heisler**, *Temperature Charts for induction and constant temperature heating*. Trans. ASME 69 (1947), .227-236.
- [7]. **A. Bairi and N. Laraqi**, *Diagrams for fast transient conduction in spheres and long cylinder subject to sudden and violent thermal effects on its surface*. Appl.Therm. Engn. 23 (2003), 1373-1390.
- [8]. **V. Vodicka**, *Warmeleitungin geschichteten kugel-und zylinderkorpen*. Schweiz, Arch 10 (1950), 297-307.
- [9]. **M.D. Mikhailov and M.N. Ozisik**, *A unified Approach to composite and heterogeneous media*. J. Wiley. 1992.
- [10]. **F.de Monte**, *An analytic approach to the unsteady heat conduction processes in one-dimensional composite media*. Int.J. of Heat and Mass Trans.,45 (2002), 1333-1343.
- [11]. **J.V. Alexiades and A.D. Solomon**, *Mathematical modelling of melting and freezing processes*. Hem. Pub. Corp.1993.
- [12]. **M. Benzadi, R. Duval, R. Bennacer and H. Beji**, *An analytical model for some change phase problems in bounded domains compared with an experimental acoustic method*. Symp. on Adv. in Comp. Heat Transfer, Cesme-Turquie,May 1997.
- [13]. **R. Bennacer and M.Benzadi**, *Numerical and experimental results for phase change problems in bounded domains*, Third Int.Conf. on Multiphase Flow Lyon-France,8-12 June 1998.
- [14]. **J. Caldwell J. and C.C. Chan**, *Spherical solidification heat balance integral method*. Applied Mathematical Modelling,vol.24 (2000), 45-53.
- [15]. **J.M. Khodadadi and Y. Zhang**, *Effects of thermocapillary convection on melting within droplets*. Numer. Heat Transfer, vol. 37, N°2 (2000), 133-153.
- [16]. **M. Boumahrat and A. Gourdin**, *Méthodes numériques appliquées*, Ed.Office des Publications Universitaires O.P.U,Alger 1983.

Chapitre IV : Résultats numériques

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les résultats du traitement thermique d'une particule sphérique composite homogène bicouche (noyau métallique Fe entouré d'une coquille céramique Al_2O_3 ou ZrO_2) et ensuite ceux d'une particule agglomérée hétérogène, constituée d'une matrice dans laquelle sont incrustée des grains de dimensions très réduites, dans un jet de plasma réactif Ar- H_2 . Il est d'ailleurs possible de traiter thermiquement cette particule agglomérée en envisageant différentes conditions de flux de chaleur, pouvant provenir soit d'une source électrique soit d'un laser délivrant une puissance continue ou pulsée.

IV.2 Cas d'une particule composite bicouche homogène

IV.2.1 Généralités

Par rapport à une poudre classique mono matériau, la configuration bicouche introduit des paramètres supplémentaires dans l'étude de son traitement thermique. Trois paramètres fondamentaux sont à considérer :

- les ratios thermophysiques $(\frac{r_a}{r_b}, \frac{k_a}{k_b}, \frac{C_{pa}}{C_{pb}})$ des matériaux en présence.
- le rapport de forme (R_a / R_b) donnant l'épaisseur relative de la couche céramique.
- la résistance thermique de contact RTC entre la couche céramique et le coeur métallique.

En effet, ces paramètres conditionnent l'existence des gradients thermiques internes et les temps caractéristiques des phénomènes rencontrés (conduction, fusion, resolidification, vaporisation, ..) le long d'une trajectoire. En projection par plasma, la multitude des trajectoires est due à plusieurs facteurs [1-5] comme :

- la distribution granulométrique de la poudre et le spectre des vecteurs vitesses d'injection en sortie de l'injecteur,
- le nombre de particules traitées (par exemple pour des particules d'acier de $60 \mu\text{m}$ de diamètre, un débit de 3 à 6 g/h utilisé, correspond généralement à l'injection de 10^6 à $2 \cdot 10^6$ particules/s
- les quantités de mouvement des particules injectées par rapport à celles communiquées aux particules par le jet de plasma,
- les propriétés de transport du milieu plasmagène jouant en particuliers sur la trajectoire des particules via le coefficient de traînée, lié à la viscosité cinématique du plasma et le chauffage de la particule par le biais de la conductivité thermique.
- l'intensité de la turbulence et les fluctuations du pied de l'arc électrique. Ces deux derniers sont difficilement modélisables mais les travaux [6,7] tentent d'apporter quelques éléments de réponses sur leurs effets.

Avant d'aborder l'étude numérique du traitement thermique d'un grain dans un milieu de projection, nous commençons d'abord par la présentation de quelques cas d'études dans un milieu plasmagène infini, où la température du gaz est uniforme et constante. Ensuite, nous considérons deux sortes de trajectoires afin d'avoir une vision du traitement thermique dans le jet :

- la première trajectoire est qualifiée d'optimale, car la particule traverse le dard plasma dans toute sa longueur et donc elle subit un chauffage maximum.

- la seconde est non optimale car la particule traverse les zones froides du jet de plasma.

Concernant le traitement thermique d'une particule composite bicouche homogène, nous considérons alors deux cas d'études :

- le premier est classique, celui où la particule immergée dans un milieu plasma infini ; elle absorbe un flux de chaleur par conduction à travers une couche limite en équilibre thermodynamique local [8]. Le chauffage est spatialement uniforme en surface de la particule. En raison de la symétrie sphérique, l'écoulement de la chaleur est radial et les isothermes sont donc circulaires.
- le second est celui où l'écoulement autour de la particule n'est plus uniforme avec une recirculation du fluide, étendue à l'arrière. La particule absorbe alors un flux de chaleur non uniforme variant azimuthalement. Cette variation est introduite au niveau du coefficient de transfert de chaleur par un facteur multiplicatif fonction de l'azimut. Le but recherché dans ce cas, est la prédiction des gradients thermiques azimuthaux dans la couche enveloppe de céramique.

Expérimentalement, il est en effet observé que l'alumine fondue est entraînée sous la forme d'une calotte devant ou derrière le coeur d'acier, suivant la position de son centre de gravité, du fait de l'entraînement par l'écoulement gazeux de la couche d'alumine. Malheureusement dans nos calculs limités à la thermique, nous ne pouvons prendre ces phénomènes en compte. En effet, pour une première approche, il nous a semblé important de considérer un chauffage non uniforme de la particule afin de déterminer l'effet de ce dernier. Toutefois dans ce cas, il ne sera pas possible de nous appuyer sur des résultats expérimentaux, d'autant que sauf à être soumise à des chauffages fortement dissymétriques, la particule est généralement mise en rotation par l'écoulement comme en témoignent les ondulations observées à

la surface des particules collectées en vol, ce qui a pour effet de rendre le chauffage symétrique.

Avec un chauffage non symétrique, le problème de la diffusion thermique dans la particule devient alors bidimensionnel et il se traduit par la présence de gradients thermiques radiaux et azimutaux qui donnent naissance à des isothermes déformées et non circulaires. C'est pour cette raison, que nous avons opté dès le départ, pour une formulation bidimensionnelle du problème thermique. Notons au passage que l'obtention par voie numérique d'isothermes circulaires dans le cas d'un chauffage uniforme est conforme à la physique.

En fin de chapitre, nous exposerons les résultats relatifs aux aspects thermomécaniques dus à la nature composite de la particule bicouche. Avant de présenter l'ensemble de ces résultats, commençons d'abord par commenter les clichés expérimentaux obtenus sur des particules bicouches acier/alumine collectées en vol, au laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges.

IV.2.2 Observations expérimentales de la particule composite bicouche en projection thermique

Les seuls travaux expérimentaux répertoriés en littérature sont ceux de Ageorges et Fauchais [9,10]. La poudre composite étudiée par ces auteurs est constituée de particules sphériques bicouches acier 316 L (Fe+19 % pds. % Cr+11% pds. Ni) / Al₂O₃. Elles sont obtenues par un procédé de mécanofusion et pour une granulométrie de 50 à 80 μm , l'épaisseur enveloppe d'alumine varie de 2 à 4 μm .

La figure IV.1 montre une photographie (obtenue par microscope à balayage électronique MEB) des sections droites de leurs morphologies.

Le traitement thermique de la poudre composite est obtenu par la technique de la projection à l'air libre (APS) dans un jet de plasma Ar-H₂ à arc soufflé produit par une torche PTF4, dont les paramètres de fonctionnement (tableau IV.1) ont été fixés à :

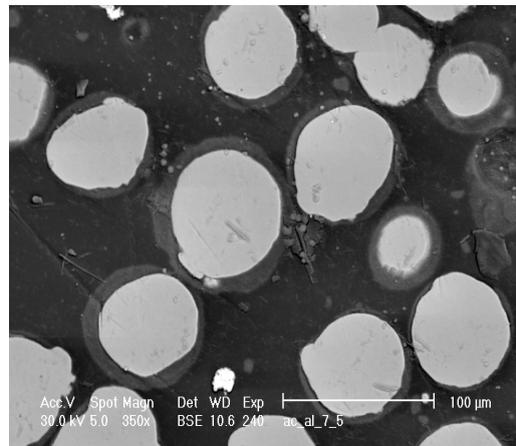


Figure IV.1 : Sections droites des particules composites bicouches acier/ alumine obtenues par mecanofusion [10].

Tableau IV.1 : Caractéristiques de la torche plasma utilisée par les auteurs de la Référence [10].

distance inter électrodes (cm)	distance cible-substrat (mm)	intensité du courant (A)	diam. Interne de la tuyère (mm)	débit Ar (slm)	débit H ₂ (slm)	puissance thermique (W)	rend. thermique %
5	100	500	7	53	7	1324	56

Le débit de poudre est de $0,6 \text{ kg/h}$, satisfaisant largement à l'hypothèse d'un système dilué. Le débit de gaz porteur d'argon pour une injection externe à 3 mm de la sortie de tuyère, avec un injecteur de $1,4 \text{ mm}$ de diamètre interne, est optimisé pour obtenir une trajectoire de la particule moyenne de $65 \mu\text{m}$ de diamètre déviée de $3,5^\circ$ par rapport à l'axe de symétrie de la torche ; cette trajectoire est qualifiée d'optimale dans ce travail. La collecte des particules en vol après passage dans le jet de plasma montrent pour celles-ci, deux types de morphologies, reprises ici sur les figures IV.2 et IV.3 :

- ✓ la première concerne les particules qui ont été surchauffées et qui ont vu les matériaux de leurs constituants fondre, le matériau plus léger en surface, c'est-à-dire l'alumine ayant été entraînée par le gaz soit devant soit derrière la particule, suivant la taille de celle-ci conditionnant le déplacement de son centre de gravité. (forme "chapeau" sur la figure IV.2)
- ✓ la deuxième est relative aux particules dont la couche enveloppe a été brisée et dont aperçoit clairement un démouillage partiel. L'explication avancée par les auteurs incrimine des aspects thermomécaniques ayant trait au phénomène de la dilatation thermique différentielle.

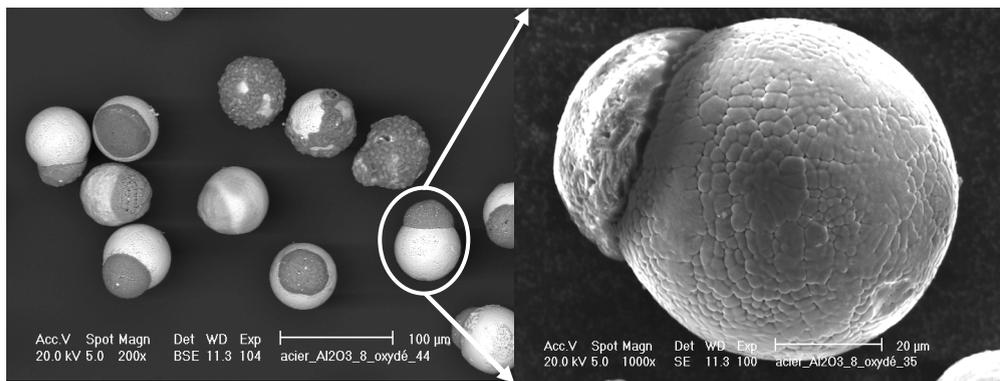


Figure IV.2 : Particules composites bicouche acier/ Al_2O_3 de type A collectées en vol [10].

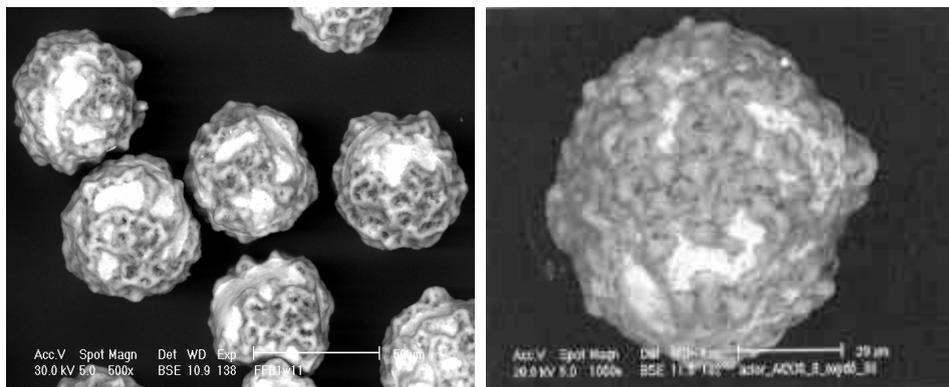


Figure IV.3 : Particules composites bicouches acier/ Al_2O_3 de type (B) collectées en vol [10] et montrant une enveloppe Al_2O_3 brisée et un démouillage partiel

Par ailleurs, l'étude des lamelles déposées sur des substrats d'acier ou de fonte préalablement chauffés ou non, montre différents comportements lors de l'impact et de l'étalement.

L'analyse des dépôts a montré en effet que lorsque le substrat d'acier est préchauffé à 300°C, c'est-à-dire au dessus de la température de transition, le splat obtenu avec les particules surchauffées de type A présentent une structure lamellaire parfaitement circulaire, avec l'alumine au centre qui s'est étalée sur l'acier (figure IV.4). En revanche en absence de préchauffage, la lamelle est retrouvée dans un état dispersé (figure IV.5) : l'acier fondu ayant fortement éclaboussé à la fin de l'étalement du fait de sa solidification retardée par un mauvais contact en dessous de la température de transition.

La collecte des particules de type (B) sur des substrats, a donné lieu à des splats déchiquetés avec des fragments d'alumine baignant dans de l'acier.

Nous voyons donc que la microstructure des dépôts dépend non seulement des paramètres du substrat mais également de l'histoire thermique des particules dans le jet ; d'où la nécessité d'une simulation de leur traitement thermique, car les mesures étant d'une part très difficiles et d'autre part ne pouvant être que statistiques.

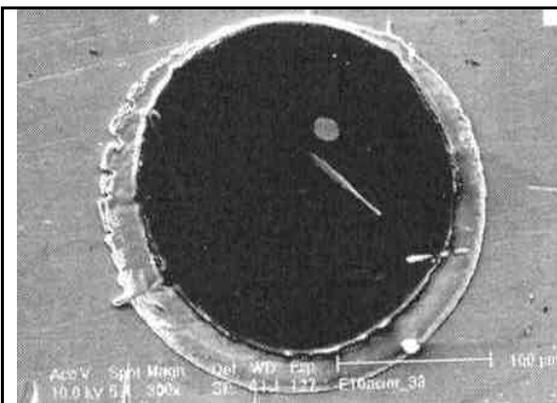


Figure IV.4 : Splat de la particule de type A acier/alumine sur un substrat d'acier préchauffé à 300°C.

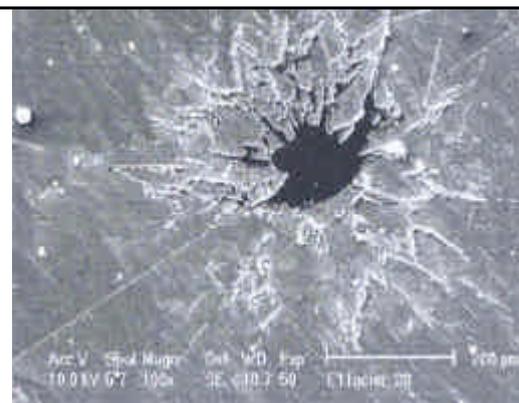


Figure IV.5 : Splat de la particule de type A acier/alumine sur un substrat d'acier non préchauffé

Il est possible donc par le biais d'une étude paramétrique, d'identifier les facteurs pertinents, de tester différents couples de matériaux et différentes conditions opératoires et surtout, de mieux corrélérer les résultats obtenus. C'est dans cette optique que s'inscrit ce travail de thèse.

IV.2.3 Milieu plasmagène Ar-H₂

Nous choisissons comme milieu d'étude, un plasma d'arc soufflé identique à celui utilisé par les auteurs de la référence [9,10], avec une température maximale du gaz plasmagène sur l'axe de symétrie de la torche de l'ordre de 12000 K. Ce choix est dû au fait que la poudre composite étudiée contient un matériau réfractaire (Al₂O₃ ou ZrO₂) et un plasma d'argon seul n'est pas suffisant pour la traiter thermiquement. Pour avoir une fusion assurée de la couche externe, Il est nécessaire d'utiliser des mélanges contenant des gaz diatomiques et en particulier l'hydrogène. Avant d'étudier le cas d'un milieu de projection, nous considérons d'abord un milieu infini Ar-H₂ 75-25% vol. à température T_{∞} constante.

IV.2.3.1 Cas d'un milieu infini

Ce milieu représente un cas d'étude simplifié où la particule est immobile et il n'est donc pas nécessaire de la suivre en vol (pas de trajectoires). Les résultats obtenus dans ce contexte, ont fait l'objet d'une communication [11] et il nous ont permis de valider les méthodes de calcul (modèle thermiquement mince/thermiquement épais) dans une configuration mono matériau (comme ceux de Bourdin et al. [12]) ou composite bicouche dans le cas d'une conduction pure.

L'étude du traitement thermique dans d'une particule composite bicouche Fe/Al₂O₃ en présence du changement de phase, a également fait l'objet d'une communication [13] et nous présentons dans ce qui suit les principaux résultats. La résolution numérique du problème a été effectuée avec une méthode enthalpique explicite comme celle de la référence [13], avec une variante dite STS «super time stepping" [14 ,15], afin de réduire le temps de calcul dû à la condition de stabilité CFL

"Courant Frederich Lewy". Les propriétés physiques moyennes des matériaux (Fe et Al_2O_3) sont considérées indépendantes de la température mais différentes d'une phase à l'autre, et elles sont données dans le tableau IV.2.

Tableau IV.2. Propriétés physiques du Fe et Al_2O_3

matériaux	Fe solide	Fe liquide	Al_2O_3 solide	Al_2O_3 liquide
r (kg/m^3)	7874	7874	3990	3990
k_p ($\text{W}/\text{m.K}$)	30	55	5	6,30
C_p ($\text{J}/\text{kg.K}$)	400	1000	1200	1888
L_f (J/kg)		$2,471 \cdot 10^{+05}$		$1,09310^{+06}$
T_f (K)		1810		2326
L_v ($\text{J}/\text{kg.K}$)		$6,256 \cdot 10^{+06}$		$1,129 \cdot 10^{+07}$
T_{eb} (K)		3135		3800

a) Influence de la température du gaz plasmagène

L'effet de la température du gaz plasmagène sur une particule bicouche Fe/ Al_2O_3 , est visible sur la figure IV.6. L'échauffement de la température de la particule devient de plus en plus élevé, à mesure que la température du gaz plasmagène s'accroît, car le flux de chaleur absorbé par la particule augmente en conséquence. Notons ici que pour ce plasma infini Ar- H_2 75-25 % vol. à 10^4 K, nous enregistrons un gradient moyen de température de l'ordre de $80 \text{ K}/\mu\text{m}$ dans le matériau Al_2O_3 alors qu'il n'est que de l'ordre $6 \text{ K}/\mu\text{m}$ dans le fer. Ceci est dû à la conductance thermique du matériau qui limite la diffusion de la chaleur au sein d'une couche donnée et que par conséquent, la conductivité thermique du fer étant plus grande que celle de l'alumine, le gradient thermique dans la couche de fer est le plus faible.

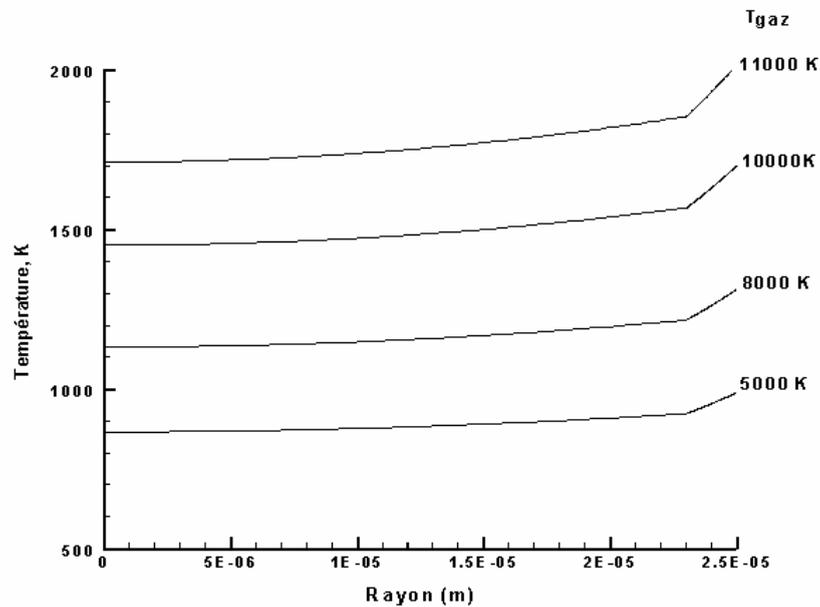


Figure IV.6 : Effet de la température du gaz plasma sur une particule bicouche Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait ($d_p = 50 \mu\text{m}$, $R_a/R_b = 0,93$, durée de 0,1ms) dans un plasma infini Ar-H₂ 75-25 % vol.

b) Influence du rapport de forme R_a/R_b

Pour étudier l'effet du rapport de forme R_a/R_b , nous considérons une particule de $50 \mu\text{m}$ de diamètre, initialement à une température de 300 K , puis soudainement immergée dans un bain Ar-H₂ 75-25% à 10^4 K . Cette température a été choisie, car elle est de l'ordre de grandeur de la température maximale du jet à l'intérieur du dard plasma. Afin d'étudier le comportement de la solution en conduction pure, nous limitons la durée du transitoire à $0,1 \text{ ms}$ et nous faisons varier les rapports de forme de la valeur unité (Fe pur) à la valeur zéro (Al₂O₃ pure). en passant par la configuration bicouche Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait.

La figure IV.7 présente les distributions radiales de la température dans différentes particules. Nous constatons que la température de la particule Fe/Al₂O₃ est comprise entre celles des particules mono matériau Fe et Al₂O₃.

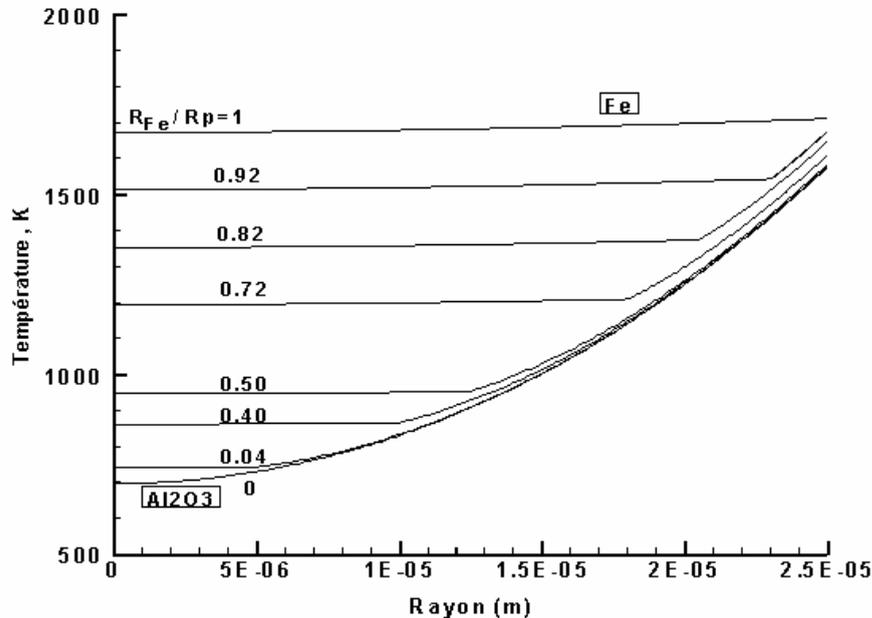


Figure IV.7 : Distribution radiale de la température dans une particule monocouche ou bicouche en contact thermique parfait ($d_p=50 \mu m$, $T_\infty=10^4 K$, $T_{ini}=300 K$, durée du transitoire de 0,1 ms).

Le gradient thermique dans la particule métallique est relativement faible comparé à celui existant dans la céramique. En effet, pour une particule de $50 \mu m$ de diamètre mono matériau Fe, nous enregistrons une différence de température entre la surface et le centre de $176 K$ alors que celui existant dans une particule de même taille mais en Al_2O_3 , la différence atteint plus de $700 K$. Le même ordre de grandeur est signalé par Bourdin et al. [16] et Vardelle [17]. Il est intéressant également de remarquer sur cette figure, qu'au delà d'un rapport de forme égal à 0,5 (c'est-à-dire moitié fer et moitié alumine), la température de surface de la particule bicouche n'est plus affectée par la présence du fer car le gradient thermique dans le coeur de la particule est pratiquement nul. Le coeur de la particule devient complètement isolé

Après l'étude de la conduction seule, examinons ce qui se passe lorsque il ya une transition de phase. Nous choisissons la même particule que celle qui a été

étudié précédemment ($dp=50 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$) et une durée de transitoire égale à $0,17ms$. La figure IV.8 donne la distribution radiale de la température dans la particule et la position du front de fusion.

Ce dernier est clairement identifié au voisinage du rayon adimensionnel $0,36$, équivalent à un pourcentage de fusion volumique de 60% . Nous notons que le champ thermique dans la particule composite est semblable à celui d'une particule contenant trois matériaux. Ceci est bien sur le résultat de la différence des propriétés physiques des phases solide et liquide du Fe.

En augmentant la durée du transitoire, nous constatons que le coeur de la particule fond rapidement en $0,183 ms$ et la fusion de l'enveloppe Al_2O_3 ne commence que très tard vers $0,25 ms$. En contact thermique parfait, un rapport de forme égal à $0,9$ est incapable de protéger le coeur de la particule d'une fusion précoce. Sur la figure IV.8, nous présentons une vue 3D du champ thermique, obtenu à différente durée de transitoire. Nous constatons que le calcul du modèle 1D est bien reproduit avec des isothermes circulaires, siège d'une diffusion radiale.

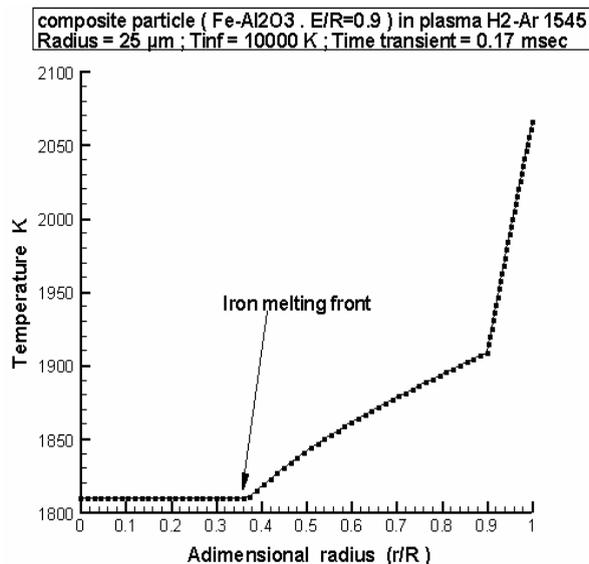


Figure IV.8 : Distribution radiale de la température dans une particule Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait ($dp=50 \mu m$, $T_{infini}=10^4 K$, $t=0,17 ms$).

Pour une particule bicouche Fe/Al₂O₃ en contact thermique parfait et un rapport de forme de 0,92, nous enregistrons une fusion complète du coeur avant celle de l'enveloppe. Ceci est lié à la modicité de l'épaisseur Al₂O₃. En revanche, en présence d'une résistance thermique de contact, nos simulations numériques montrent que c'est plutôt l'enveloppe céramique qui fond la première. Ce qui a de l'importance d'un point de vue thermomécanique.

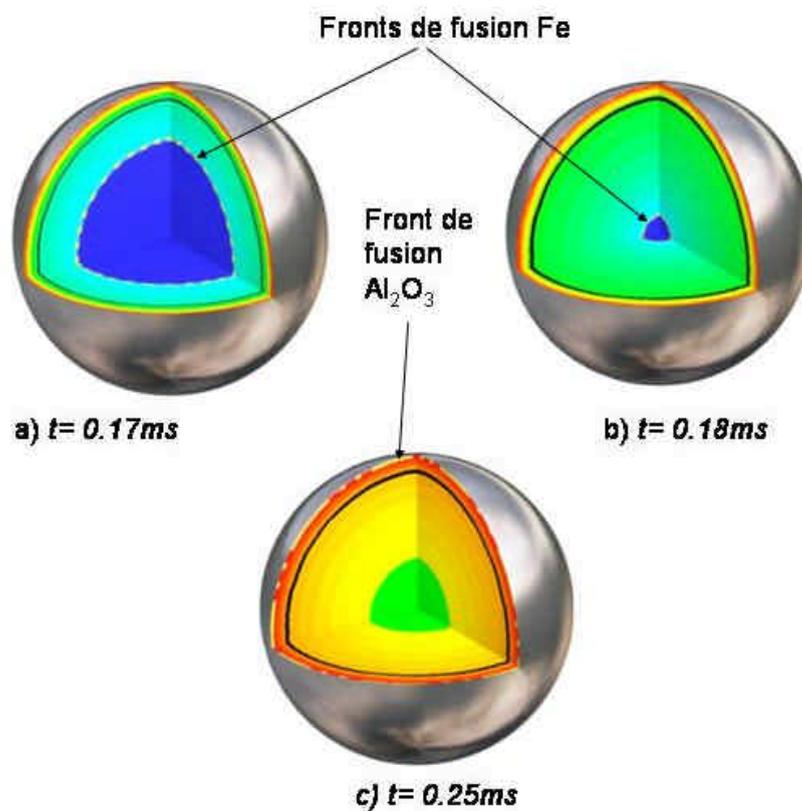


Figure IV.9 : Vue 3D du champ thermique et positions des fronts de fusion dans les matériaux Fe et Al₂O₃ obtenus à partir de simulations.

Le front de fusion dans le coeur de cette particule est représenté sur la figure IV.10. Sa cinétique est très rapide car la diffusivité du fer est importante. Pour une épaisseur enveloppe plus importante ($R_a/R_b=0,5$), le coeur de la particule est mieux isolé et c'est l'enveloppe céramique, qui entre en fusion la première. La

figure IV.11 donne un aperçu des deux fronts de fusion, où nous remarquons une cinétique très différente. Dans l'enveloppe céramique Al_2O_3 , le front de fusion est plus étalé en temps et il est le témoin d'une plus faible diffusivité.

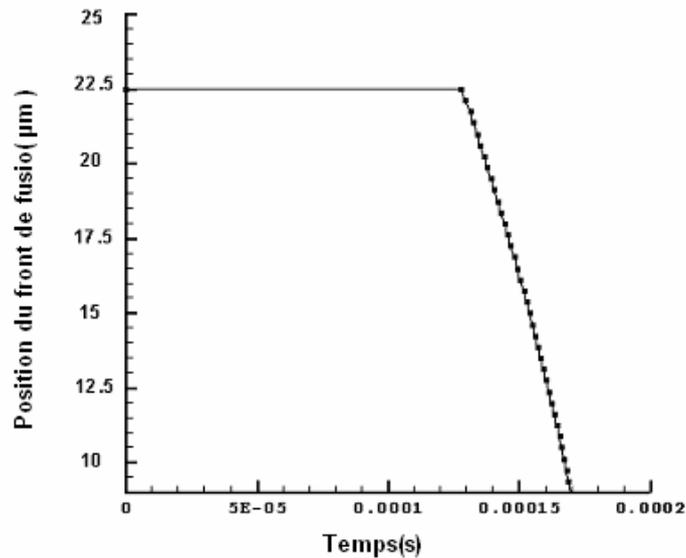


Figure IV.10 : Front de fusion dans la couche de Fer (particule Fe/Al_2O_3 , $dp=50 \mu m$, $T_\infty = 10^4 K$, $Ra/Rb=0,92$).

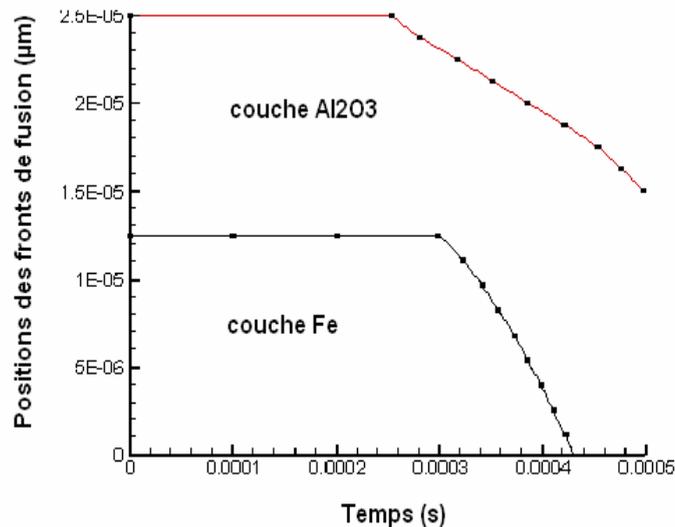


Figure IV.11 : Positions des fronts de fusion (Fe/Al_2O_3 , $dp=50 \mu m$, $Ra/Rb=0,5$, $T_\infty = 10^4 K$, $Ar-H_2$ 75-25% vol.)

c) Influence de la résistance thermique de contact

La résistance thermique de contact "RTC", est un paramètre important dans l'analyse thermique d'une particule bicouche. En effet le contact entre deux matériaux n'est jamais parfait et la gamme des RTC rencontrée en projection varie entre 10^{-6} à $10^{-8} \text{ m}^2.K/W$ [18]. Toutefois ces valeurs concernent des lamelles qui se solidifient sur un substrat et dans le cas d'une poudre composite bicouche fabriquée par mécanofusion, il n'est pas impossible que certaines particules présentent une RTC plus élevée que $10^{-6} \text{ m}^2.K/W$.

La connaissance des propriétés du milieu et celles de la particule, permettent par résolution de l'équation de la conservation de l'énergie, de calculer le saut de température à l'interface de contact. La figure IV.12 montre les résultats numériques obtenus sur une durée de 0.1 ms , lorsque l'on considère différentes RTC dans une particule bicouche Fe/Al_2O_3 de $50 \mu\text{m}$ de diamètre et un rapport de forme de 0.9, immergée dans un milieu plasma infini de température T_∞ égale à 10000 K .

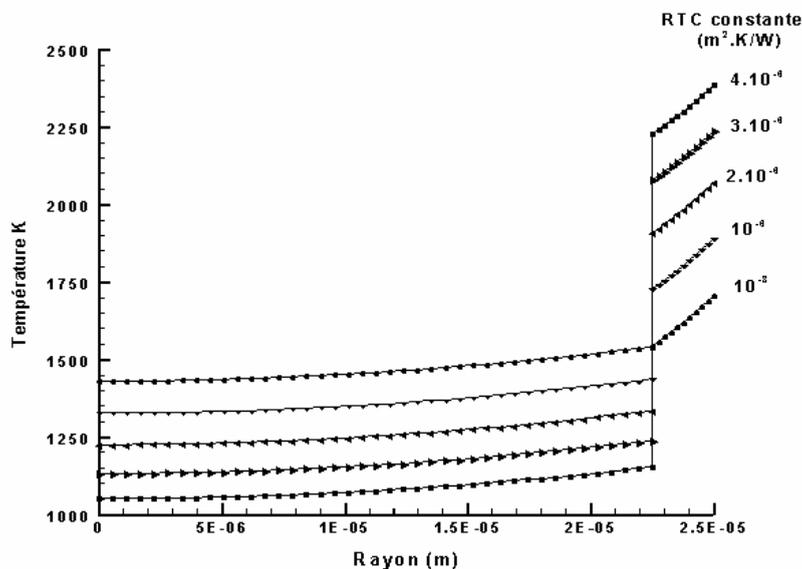


Figure IV.12 : Effet de la RTC sur la distribution de la température dans une particule bicouche Fe/Al_2O_3 ($d_p=50 \mu\text{m}$, $Ra/Rb=0,93$, durée= $0,1 \text{ ms}$ et $T_\infty=10^4 \text{ K}$).

Le cas d'une RTC de $10^{-8}m^2.K/W$ correspond à un contact thermique quasi parfait et le saut de température à l'interface est de l'ordre de 3 K ; donc insignifiant. Si nous considérons maintenant un rapport de forme de 0,5 pour bien montrer le gradient de température dans la couche alumine (figure IV.13), nous obtenons pour une RTC de $10^{-6}m^2.K/W$ et une durée de chauffage de 0,1ms, un saut de température à l'interface de contact de 120 K. Ce dernier n'est pas constant mais il évolue en fonction du temps. A titre indicatif, nous reproduisons sur la figure IV.14, l'évolution de ce paramètre sur une durée de 1ms en supposant que la particule reste parfaitement solide dans ces conditions.

Durant le transitoire, le saut de température augmente rapidement pour atteindre une valeur maximale puis décroît lentement. Les fortes valeurs de la RTC produisent des maximums en température plus élevés et ceux-ci sont atteints en des instants plus grands

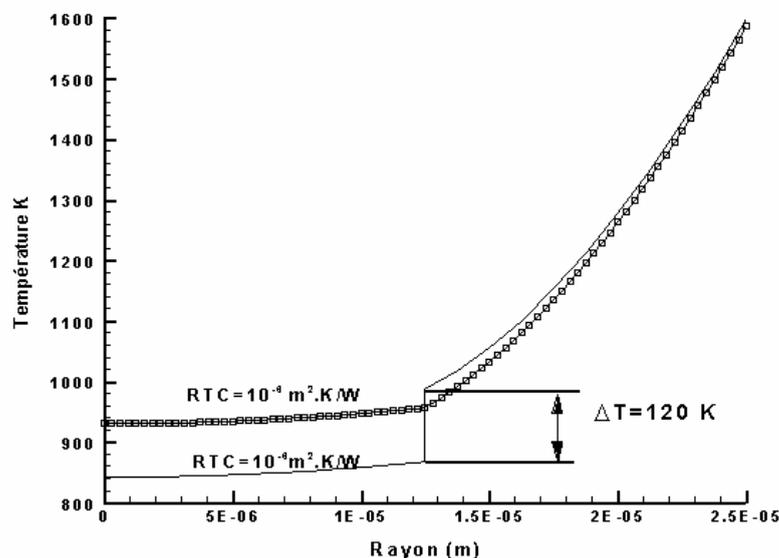


Figure IV.13 : Comparaison du champ de température radiale dans une particule (Fe/Al_2O_3 , $dp=50 \mu m$, $Ra/Rb=0,5$, durée=0,1ms) pour deux valeurs de la RTC ($10^{-8} m^2.K/W$ et $10^{-6} m^2.K/W$).

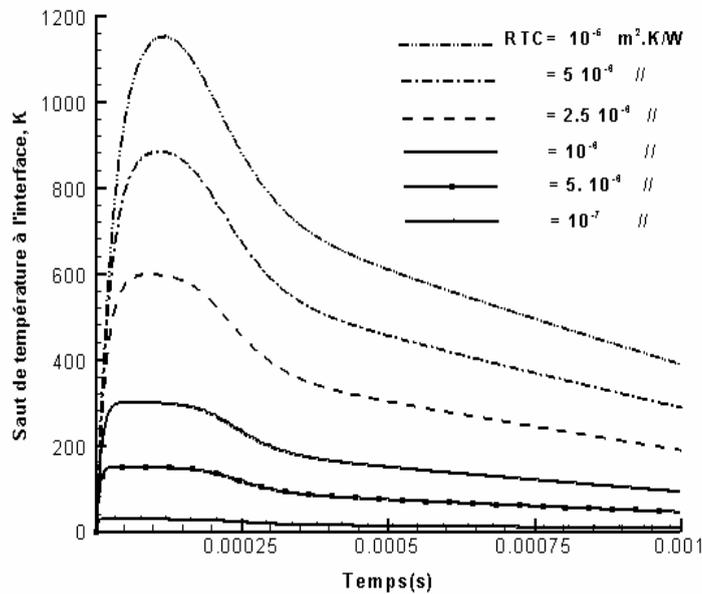


Figure IV.14 : Evolutions du saut de température à l'interface de contact pour différentes RTC dans une particule bicouche Fe/Al₂O₃ ($d_p=50 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,92$, $T_\infty=10000 \text{ K}$, durée= 1ms).

Pour une température du gaz plasmagène de 10000 K et une gamme de la RTC inférieure ou égale à $10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$, nous limitons la durée à $0,1 \text{ ms}$ pour étudier le comportement de ce saut en régime de conduction pure. Sur la figure IV 15, nous reproduisons l'évolution de ce paramètre pour une particule Fe/Al₂O₃ de $60 \mu\text{m}$ de diamètre et une épaisseur de $2 \mu\text{m}$ d'alumine. Une RTC égale à $10^{-8} \text{ m}^2.\text{K/W}$ correspond à un contact thermique quasi-parfait car le saut de température est négligeable. Par contre, une RTC de $10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$ génère un saut de température assez élevé de l'ordre de 300 K . Le maximum du saut est atteint au bout d'un temps de $0,05 \text{ ms}$. Pour un contact thermique parfait et un transitoire égal à $0,2 \text{ ms}$, la distribution de température montre un gradient thermique se situant dans la couche Al₂O₃, car celle-ci a en moyenne une conductance thermique relativement plus faible que celle du Fe.

Lorsque l'on considère une RTC de $10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$, la distribution de la température enregistrée au bout d'un transitoire de $0,3 \text{ ms}$ dans une particule bicouche de $60 \mu\text{m}$ de diamètre et $Ra/Rb= 0,5$ montre clairement le saut de température entre les deux couches représentées sur les figures IV.16 et IV.17.

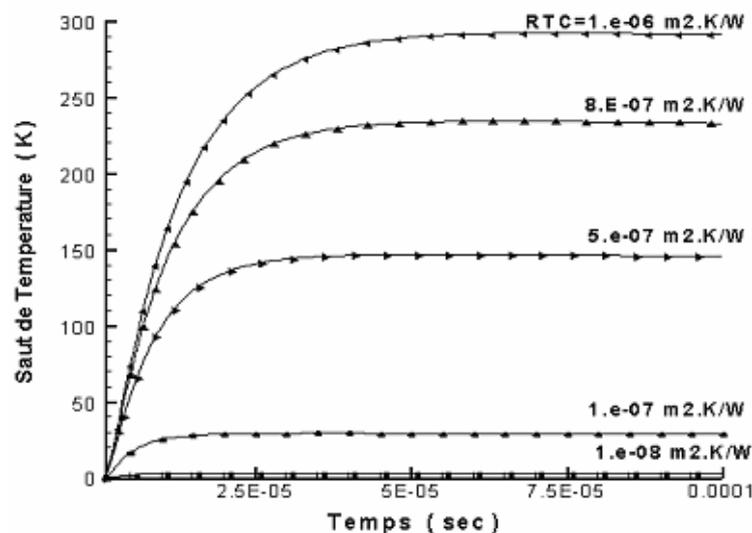
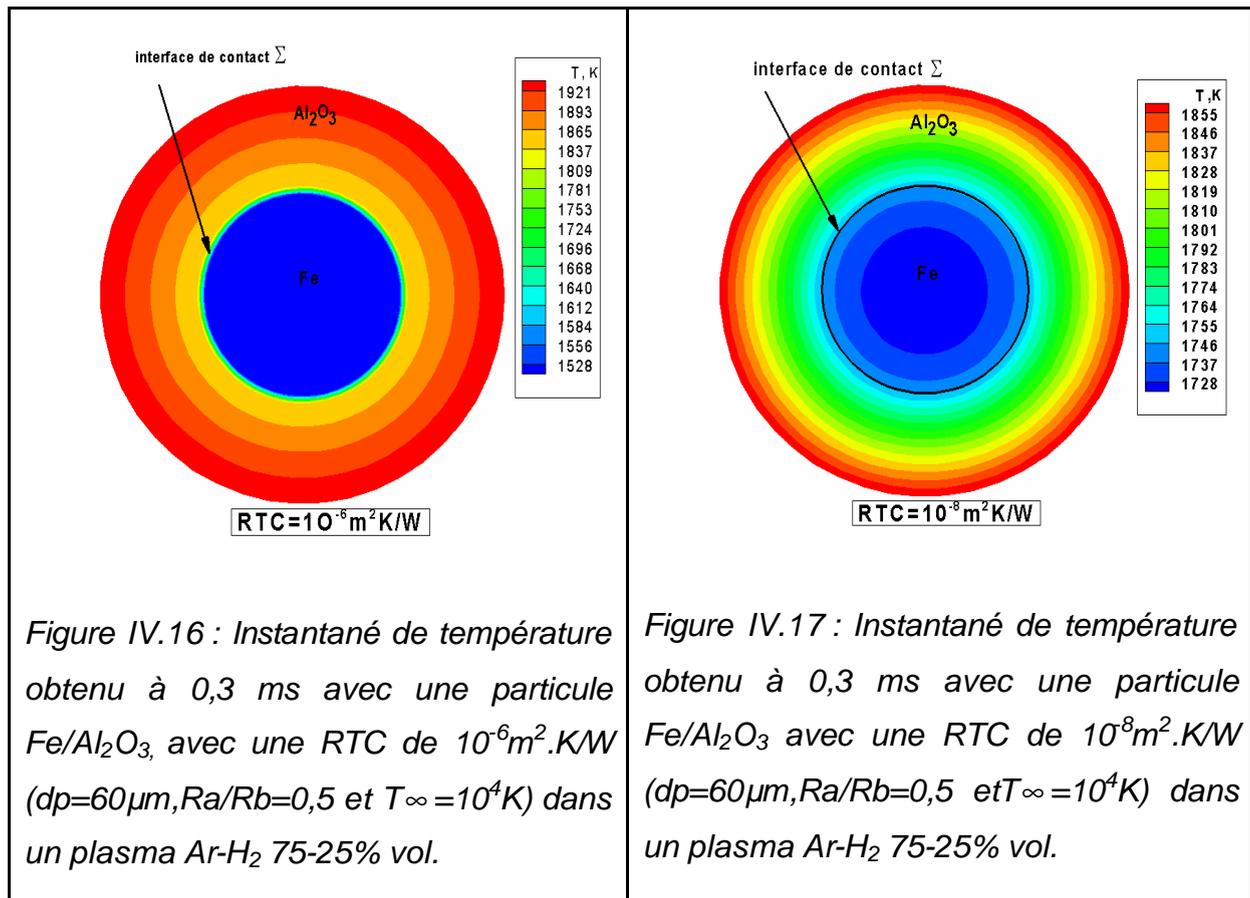


Figure IV.15 : Saut de température à l'interface de contact d'une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $T_\infty=10^4 \text{ K}$ et $Ra/Rb=0,93$)

A cause de la forte valeur de la RTC, le coeur de cette particule reste complètement isolé avec une température largement inférieure à celle de la surface. Dans cet exemple, plus de 400 K sépare le coeur de la particule de sa surface et ce bien avant le début de fusion de l'alumine qui se situe aux alentours de 2326 K . En revanche sur la figure IV.17 et pour un contact thermique quasi-parfait, le coeur de la particule n'est plus isolé, le saut à l'interface S disparaît et il s'échauffe beaucoup plus avec un gradient thermique moins intense.

Examinons maintenant le cas d'une projection thermique où il y'a lieu de tenir compte de la trajectoire. Pour ce faire, nous choisissons comme référence, une

particule $\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ de $60 \mu\text{m}$ de diamètre recouverte de $2 \mu\text{m}$ de céramique ce qui nous donne un ratio de forme $Ra/Rb = 0,93$.



IV.2.3.2 Cas d'un milieu de projection

Dans cette partie, l'étude du traitement thermique de la particule est effectuée en suivant la particule le long de sa trajectoire.

Nous reproduisons sur la figure IV.18, le champ stationnaire des iso-vitesses axiales et des iso-températures du jet de plasma étudié. C'est un écoulement axisymétrique en forme d'un divergent dont l'isotherme 8000K se situe aux environs de 2cm de l'injecteur de poudre.

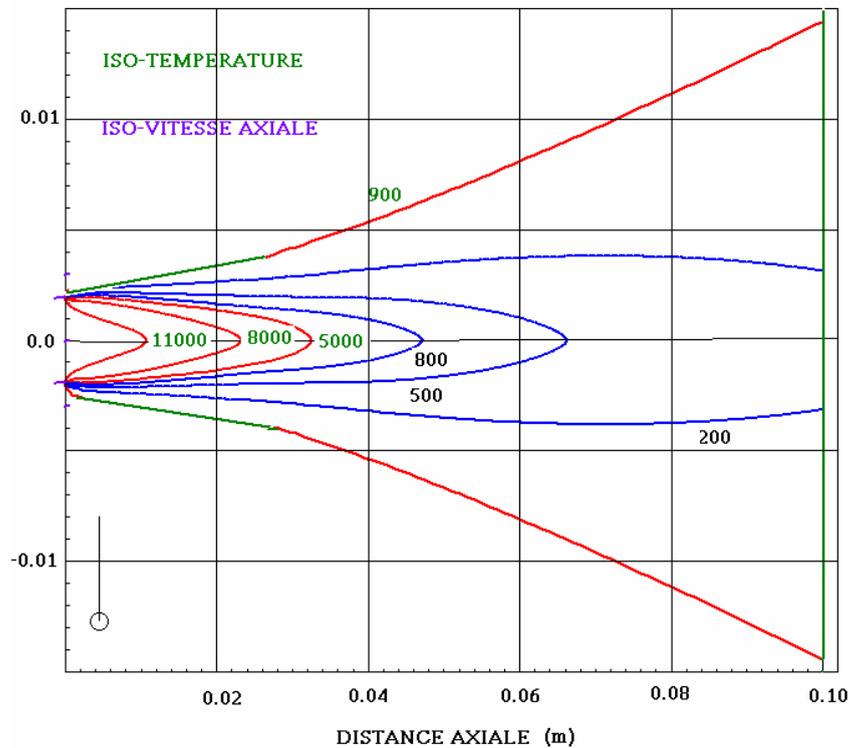


Figure IV.18 : Champ stationnaire des iso-vitesse et des iso-température dans le jet de plasma Ar-H₂ (conditions de tir du tableau IV.1)

Nous traitons en premier lieu le cas d'une trajectoire optimale (déviée de 3 à 4 degrés de l'axe du jet), ensuite celui d'une trajectoire non optimale (déviée de 30° par rapport à l'axe du jet). Ce dernier cas nous permet de simuler une solidification de la particule le long de son trajet lorsque celle-ci traverse les zones refroidies. Rappelons que cette éventualité a été signalée pour de petites particules mono matériau MCrAlY de 11 μm de diamètre dans un jet HVOF par Yang et al. [19].

Bien que le problème que nous étudions soit fortement non linéaire, l'apparition des transitions de phase dans les deux couches est tributaire de plusieurs paramètres qui sont : le rapport de forme Ra/Rb, la trajectoire et la RTC.

Il nous a paru donc plus instructif de présenter l'avancement de l'état de fusion des deux constituants dans le cas d'une RTC constante puis dans celui d'une RTC variable. Cette dernière approche remédie notamment à certaines insuffisances liées

au premier modèle (RTC constante). De plus, dès la fusion de l'un ou l'autre, la résistance thermique diminue nettement.

Sur la base des modèles développés et mis en œuvre, il nous est donc possible de simuler divers comportements thermiques liés à un changement de diamètre, de rapport de forme, de trajectoires etc.

a) Cas d'une RTC constante

A partir du modèle classique d'une RTC constante (chap. II), nous balayons les valeurs de 10^{-5} à $10^{-8} m^2KW$. Les figures IV.19 à IV.22 montrent le transfert thermique couplé aux changements de phase solide-liquide-vapeur pour les deux couches matérielles en présence. Sur ces figures, nous reportons également la température du gaz plasma vue par la particule le long de sa trajectoire. Le temps de séjour de la particule dans le jet pour atteindre le substrat cible est de $0.781 ms$.

Dans le cas d'un très mauvais contact ($RTC=10^{-5}m^2.KW$, figure IV.19), le saut de température à l'interface S est très élevé, de l'ordre de $2300 K$. Toute l'énergie en provenance du jet plasma se retrouve piégée dans la couche Al_2O_3 , accélérant sa fusion et rendant son évaporation rapide. Le comportement thermique de cette particule est équivalent à celui d'une superposition de deux corps thermiquement mince.

Au temps $t_{evap} = 0,0045 ms$, l'enveloppe s'évapore complètement et le fer protégé par la forte RTC s'élève faiblement en température, restant largement en dessous de son point de fusion. Les comportements de la particule dépouillée de son enveloppe d'alumine n'intéressent plus le procédé ; la simulation est donc arrêtée lorsque l'épaisseur de l'enveloppe est devenue inférieure à $10^{-8}m$.

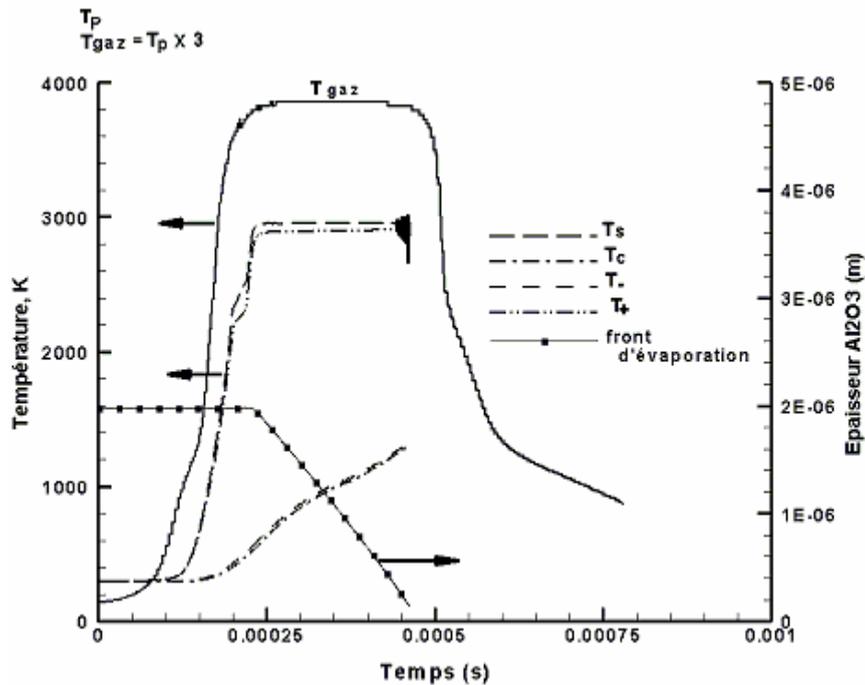


Figure IV.19 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ constante}=10^{-5} \text{ m}^2.K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du Tableau IV.1).

En diminuant la RTC à $10^{-6} \text{ m}^2.K/W$ (figure IV.20), le contact se trouve amélioré et des gradients de température apparaissent dans la couche d'alumine. La particule atteint le substrat complètement fondue avec une enveloppe alumine encore égale à $0.6 \mu\text{m}$. Nous remarquons aussi que l'alumine fond avant le fer et ceci à de l'importance d'un point de vue thermomécanique. En effet dans ces conditions, la particule est apte à mieux supporter l'expansion volumique causée par le phénomène de fusion du fer.

Cette tendance est également observée pour les RTC de 10^{-7} et $10^{-8} \text{ m}^2.K/W$ (figures IV.21 et IV.22), avec la différence maintenant que c'est le cœur qui fond en premier plutôt que l'enveloppe. Si la contrainte à la rupture de l'alumine est inférieure à celle produite par l'expansion volumique du Fe, il y'aura rupture. Ces aspects sont développés avec plus de détails à la fin de ce chapitre.

Le front d'évaporation calculé est également représenté et sa signature est typique du cas sphérique [11].

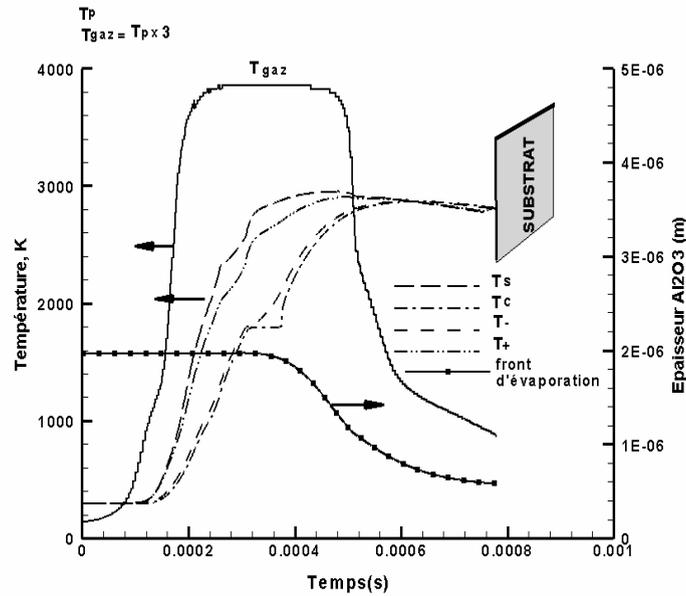


Figure IV.20 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ constante}=10^{-6} m^2 K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV.1).

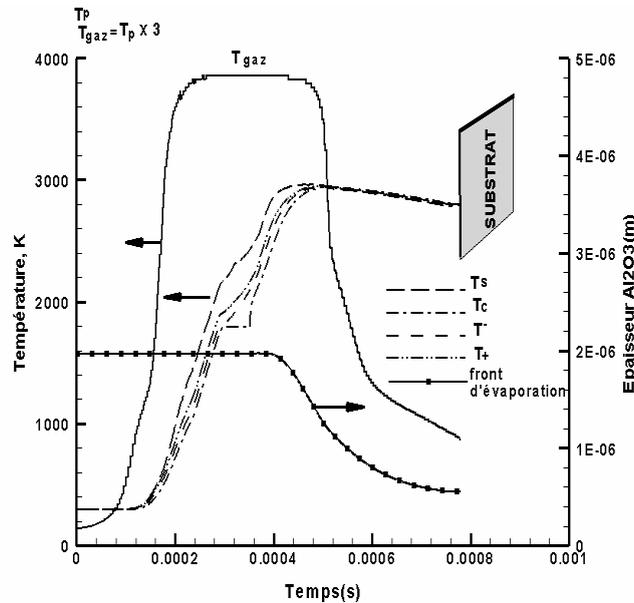


Figure IV.21 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ constante}=10^{-7} m^2 .K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV.1).

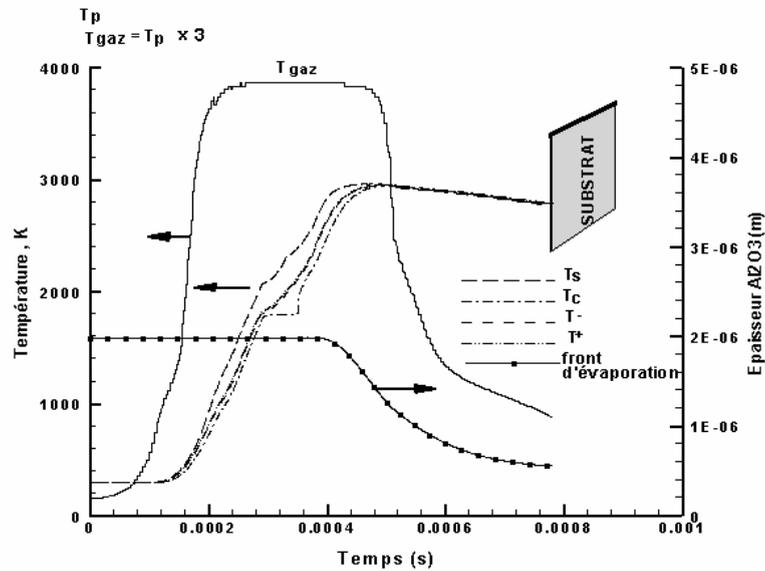


Figure IV.22 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ constante}=10^{-8} m^2 .K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV. 1).

Pour ces deux dernières simulations, nous constatons que les particules atteignent le substrat pratiquement avec la même épaisseur d'alumine ; ceci est dû à la faible épaisseur initiale considérée ($2 \mu m$).

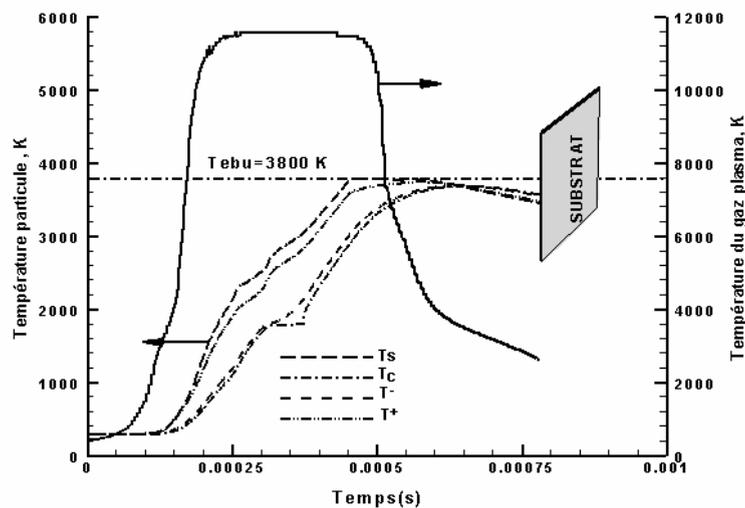


Figure IV.23 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb= 0,93$, $RTC \text{ constante de } 10^{-6} m^2 .K/W$, sans évaporation le long d'une trajectoire optimale (conditions de tir du tableau IV. 1).

Examinons maintenant l'échauffement de la particule sans évaporation, représenté sur la figure IV.23, le long d'une trajectoire optimale.

Nous constatons que la température de l'enveloppe atteint son point d'ébullition en sortie du dard plasma alors que dans le cas où il y'a évaporation, la température de la particule ne dépasse pas les 3000 K (figure IV.20). L'évaporation limite donc la montée en température de l'enveloppe par une perte de masse et ce résultat est conforme à celui de la littérature [20,21].

En conclusion, cette dernière analyse montre que pour une RTC constante, le contact thermique n'est affecté que par l'absorption ou la libération d'une chaleur latente et comme la nature physique du contact n'est pas prise en compte, l'enveloppe reste isolée et s'échauffe rapidement. Or nous savons que ceci ne représente pas la réalité physique, car le contact thermique solide-solide de deux matériaux est différent selon la nature de l'interface liquide-solide ou liquide-liquide. Il est donc important de développer un nouveau modèle qui tient compte de l'évolution du contact au fur et à mesure que l'état physique des matériaux change de nature.

b) Cas d'une RTC variable

Dans le but de palier à l'insuffisance d'une modélisation avec une RTC constante, nous avons introduit une formulation de la RTC variable qui tient compte de la cinétique du changement de phase solide-liquide des deux constituants (coeur et enveloppe). Cette nouvelle RTC varie linéairement entre une valeur initiale **RTC₁** que l'on se fixe et une valeur finale **RTC₂** traduisant le contact parfait (par exemple $10^{-8}m^2.K/W$).

Soit **fs_m** la fraction solide moyenne de la particule composite :

$$(RTC)_{variable} = fs_m RTC_1 + (1 - fs_m) RTC_2$$

Cette loi de variation que nous proposons traduit une RTC pondérée par la fraction solide moyenne de la particule et variant entre deux valeurs limites :

- lorsque tout est solide, le second terme s'annule et la valeur obtenue est égale à $(RTC)_1$.
- En revanche lorsque tout est liquide, la valeur de la RTC devient égale à $(RTC)_2$.

Ce modèle s'inspire de la physique du phénomène, dans la mesure où les liquides mouillent et favorisent le contact en remplissant les vides interstitiels. Pour une RTC variable de $[10^{-5} \text{ à } 10^{-8} \text{ m}^2.K/W]$, nous n'avons pas obtenu un changement notable du comportement thermique avec celui de la RTC constante de $10^{-5} \text{ m}^2.K/W$. Pour les deux modélisations, l'enveloppe céramique s'évapore complètement avant d'atteindre le substrat. Ceci est dû au saut de température à l'interface qui atteint la valeur colossale de 2000 K . En revanche, dans la gamme $[10^{-6} \text{ à } 10^{-8} \text{ m}^2.K/W]$, les deux modèles traduisent un traitement thermique différent l'un de l'autre.

Examinons de près ces comportements et leur dépendance vis-à-vis de la cinétique de changement de phase solide-liquide et liquide-vapeur.

La figure IV.24 présente les résultats d'une RTC variable de $10^{-6} \text{ à } 10^{-8} \text{ m}^2.K/W$. Nous observons cette fois-ci une remarquable annihilation du saut de température lorsque toute la particule est liquide

Aucune chute de température n'est enregistrée dans la couche enveloppe, car la fusion seule du cœur de la particule n'est pas suffisante à la provoquer. Concernant la transition de phase solide-liquide, nos prévisions numériques montrent que l'enveloppe Al_2O_3 fond totalement avant celle du cœur en Fe. Quant à l'évaporation, celle-ci commence plus tardivement, à $0,42 \text{ ms}$ contre $0,35 \text{ ms}$ dans le cas d'une RTC constante.

Dans le but de quantifier ces deux modèles, il est intéressant de comparer les sauts de température à l'interface, les temps de début de fusion du fer et de l'alumine ainsi que le taux d'évaporation de l'enveloppe pour plusieurs valeurs de la RTC.

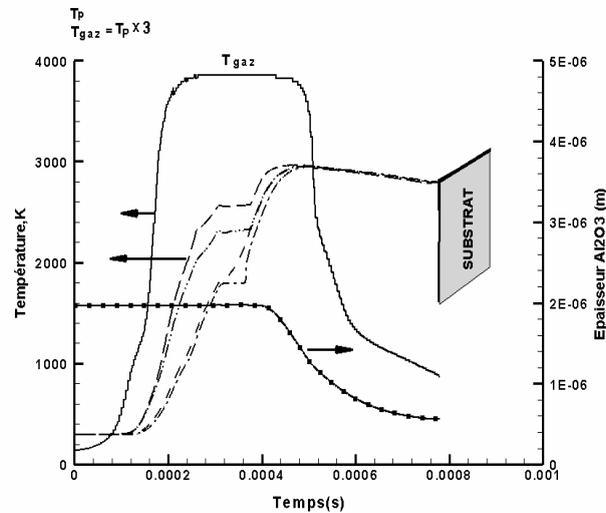


Figure IV.24 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de 10^{-6} à $10^{-8} m^2.K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

c) Comparaisons RTC variable / RTC constante

Analysons d'abord la cinétique des transitions de phase pour une RTC égale à $10^{-6} m^2.K/W$ (à défaut de valeurs expérimentales pour ce type de configuration, celle-ci étant la plus probable).

Sur la figure IV.25 est reproduit pour une RTC constante, le saut de température à l'interface de contact ainsi que les fractions liquides volumiques de l'alumine, du fer et totale de la particule. Le saut de température croit rapidement pour atteindre une valeur maximale (**zone AB**), puis il accuse une décroissance causée par l'apparition de la fusion dans Al_2O_3 (absorption de la chaleur latente) suivie d'une légère remontée, une fois la fusion de celle-ci achevée (**zone BC**). La chute finale (**zone DE**) est due en partie à la fusion du cœur en Fe mais également à la sortie de la particule du dard plasma (point **B**) en traversant des zones de plus en plus froides. En fin de parcours, il y a inversion du saut de température qui devient négatif de

quelques degrés ; dans ce cas la particule se voit chauffée depuis l'intérieur plutôt que par le plasma.

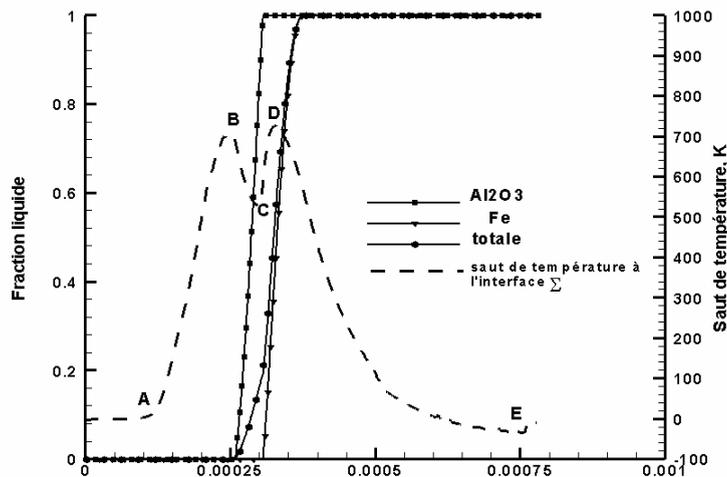


Figure IV.25 : fractions liquides et saut de température (Fe/Al_2O_3 , $d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ constante} = 10^{-6} m^2 K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir tableau IV.1).

Le saut de température croit rapidement pour atteindre une valeur maximale (**zone AB**), puis il accuse une décroissance causée par l'apparition de la fusion dans Al_2O_3 (absorption de la chaleur latente) suivie d'une légère remontée, une fois la fusion de celle-ci achevée (**zone BC**). La chute finale (**zone DE**) est due en partie à la fusion du cœur en Fe mais également à la sortie de la particule du dard plasma (point **B**) en traversant des zones de plus en plus froides. En fin de parcours, il y a inversion du saut de température qui devient négatif de quelques degrés ; dans ce cas la particule se voit chauffée depuis l'intérieur plutôt que par le plasma.

A titre de comparaison, le cas d'une RTC variable de $10^{-6} m^2 \cdot KW$ est reproduit sur la figure IV.26.

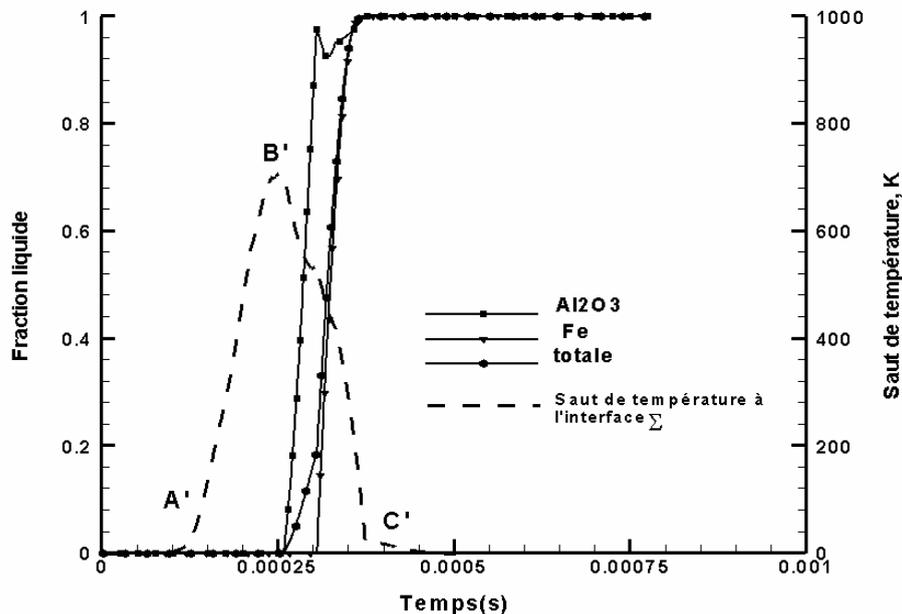


Figure IV.26 : Fractions liquides et saut de température pour une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,93$, RTC variable de $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

En premier lieu, le saut maximum de température devient plus faible, et les zones (BC) et (CD) disparaissent. De plus, nous notons que le saut commence à décroître avec l'apparition de la fusion de l'alumine (point B') et s'annule lorsque tout le cœur de la particule a fondu (point C').

Sur les figures IV.27 et IV.28, nous présentons également pour différentes valeurs de la RTC, les évolutions des sauts de température prédits par nos simulations. Nos résultats dévoilent que ces derniers sont (pour une RTC constante), toujours plus élevés d'environ 200 K et qu'ils persistent durant toute la durée du transitoire. Ceux obtenus avec une RTC variable évoluent et s'annihilent à mesure que la RTC décroît. D'un point de vue thermomécanique, un saut qui dure plus longtemps nuit dangereusement à l'intégrité de la particule même si nos prévisions numériques attestent que de telles particules peuvent atteindre le substrat.

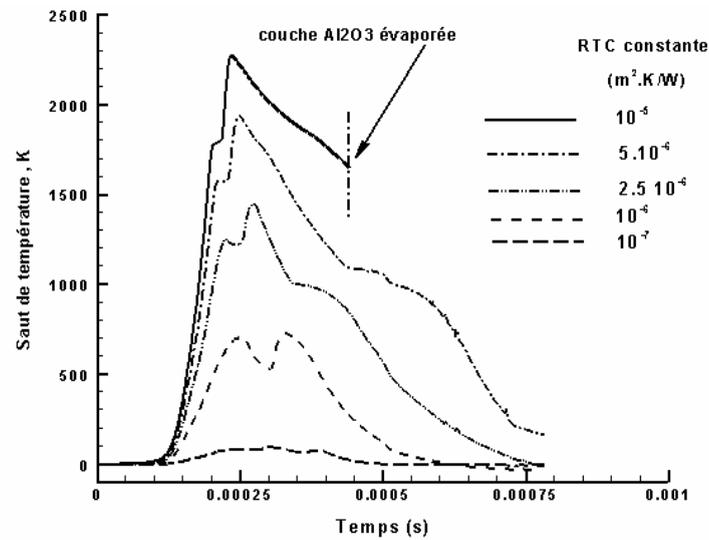


Figure IV.27 : Sauts de température à l'interface dans le cas d'une RTC constante (trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

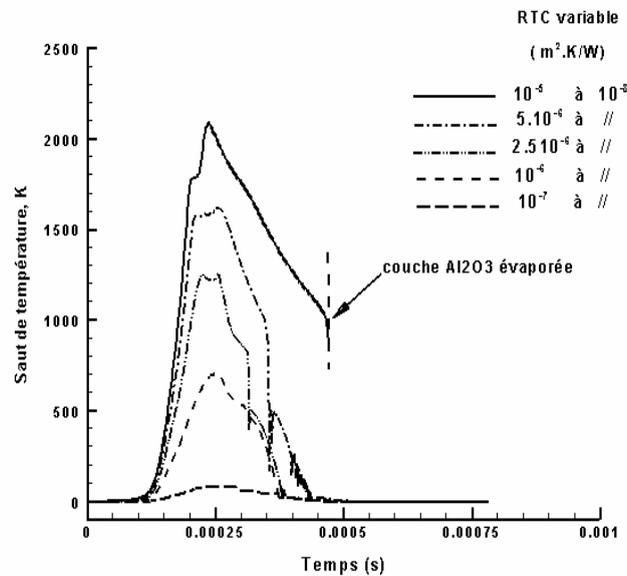


Figure IV.28 : cas d'une RTC variable (trajectoire optimale conditions de tir du tableau IV.1).

Etudions à présent l'influence de la RTC sur le changement de phase des deux couches en présence. Pour cela, nous donnons dans le tableau IV.3 quelques ordres de grandeurs enregistrés avec les deux modèles pour une particule Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre avec 2 μm d'Al₂O₃ dans un plasma Ar-H₂ 75-25 %vol. le long

d'une trajectoire optimale. A la lumière de ces résultats, nous constatons que les deux modèles influent peu sur les instants de début de la fusion de Al_2O_3 et ce jusqu'à une valeur de la RTC égale à $10^{-6} m^2 KW$.

Pour une RTC plus faible, c'est plutôt la couche interne en Fe qui fond en premier. En revanche, l'influence des modèles se fait sentir sur les instants de début de fusion du Fe et en général le modèle avec RTC variable prévoit des instants plus courts. Ces résultats sont corrects d'un point de vue physique car l'instant de début de fusion de Al_2O_3 intéresse la surface de la particule en contact avec le milieu plasma. Par contre le flux de chaleur absorbé par le Fe est tributaire du gradient thermique à l'interface : plus faible est ce gradient et plus élevé est le flux de chaleur absorbé.

Tableau IV.3 : caractéristiques de transition de phase solide-liquide

RTC m^2K/W)		10^{-5}	5.10^{-6}	2.510^{-6}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
Cas (A) RTC=Cste	$DT_{max}(K)$	2272	1943	1454	728	97	15
	$t_{Fe}(ms)$	-	0,436	0,339	0,302	0,3107	0,288
	$t_{Al_2O_3}(ms)$	0,200	0,204	0,220	0,256	0,288	0,328
Cas (B) RTC var. de ...à 10^{-8} (m^2K/W)	$DT_{max}(K)$	2085	1621	1257	660	86	15
	$t_{Fe}(ms)$	-	0,343	0,311	0,304	0,288	0,288
	$t_{Al_2O_3}(ms)$	0,200	0,204	0,220	0,255	0,324	0,328

❖ Les temps consignés dans ce tableau désignent les instants de début de transition de phase solide-liquide.

Un autre phénomène important à signaler, est celui de la solidification de l'enveloppe Al_2O_3 . En effet, lorsque nous considérons une RTC variable de 5.10^{-6} à $10^{-8} m^2.K/W$, tandis que le modèle avec une RTC variable prévoit une fraction volumique solide infime, visible sur les figures IV.29 et IV.30 et prenant naissance à partir de l'interface de contact, celui de la RTC constante prédit une fraction plus large le montre les figures IV.31 et IV.32.

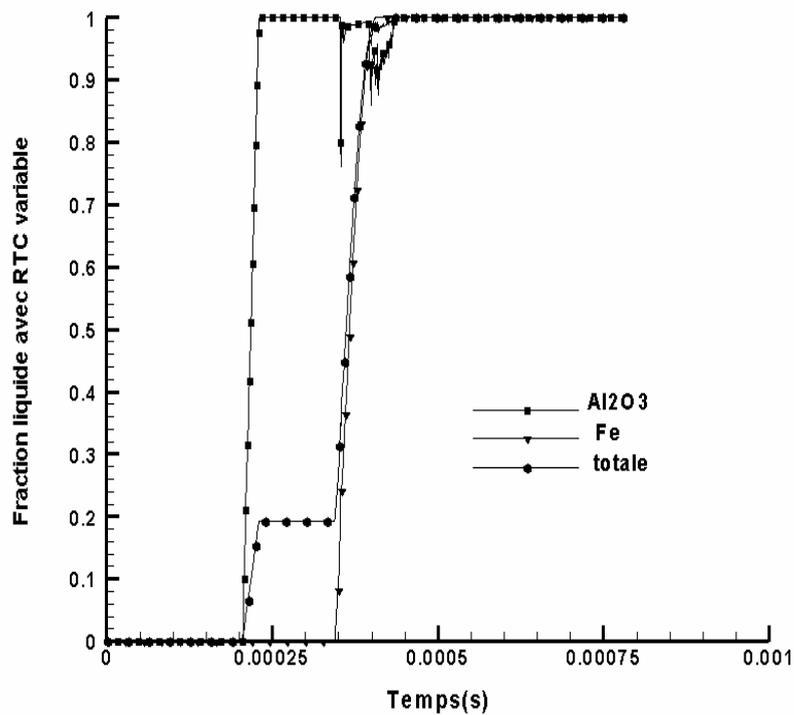


Figure IV.29 : Fractions liquides avec RTC variable $5.10^{-6} m^2K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

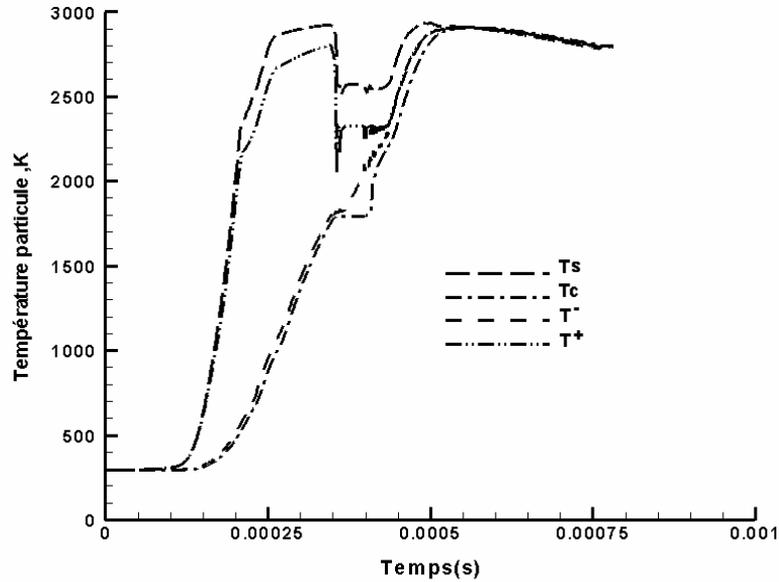


Figure IV.30 : Histoire thermique avec RTC variable de $5,10^{-6} \text{ m}^2\text{KW}$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

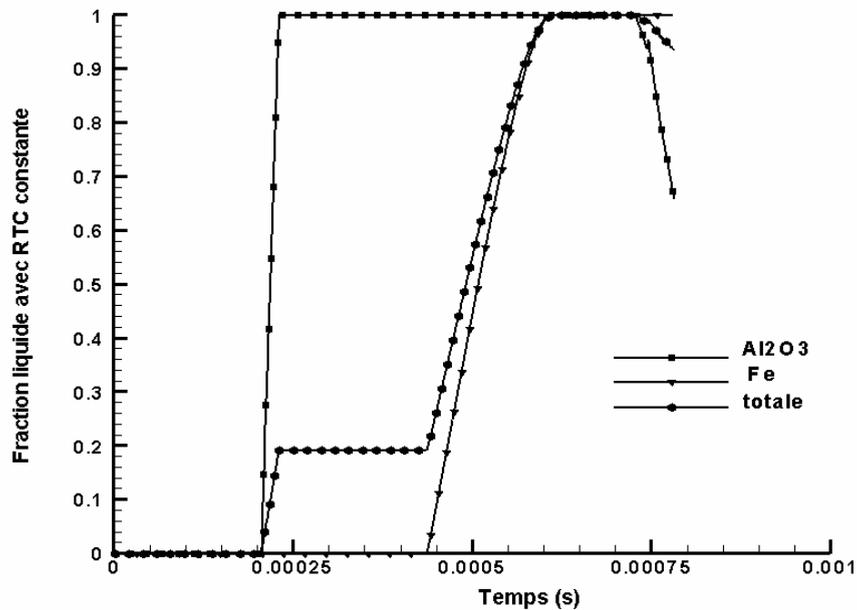


Figure IV.31 : Fractions liquides dans une particule $\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ avec RTC constante de $5,10^{-6} \text{ m}^2\text{KW}$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

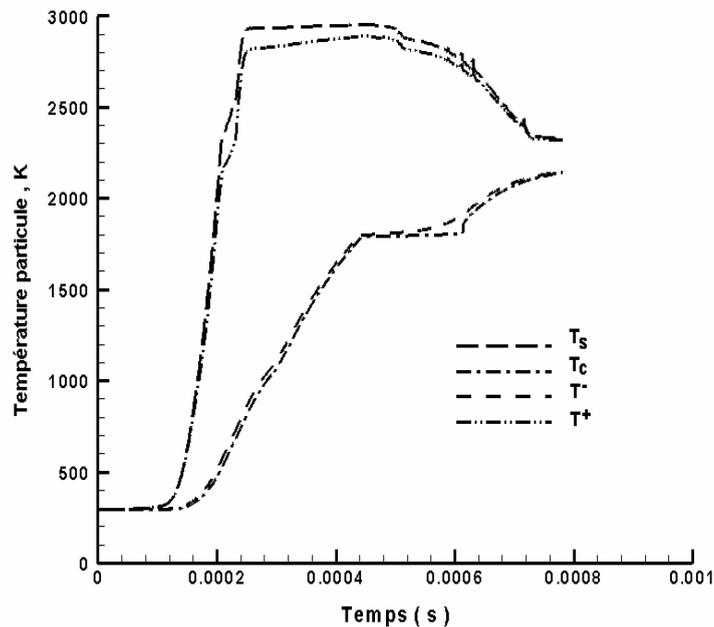


Figure IV.32 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al_2O_3 avec RTC constante de $5 \cdot 10^{-6} m^2 K/W$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

Ces résultats montrent clairement que les deux modèles ne sont pas équivalents et que des différences notables existent dans la durée et l'intensité du saut de température à l'interface. Leur couplage avec la nature du chauffage (trajectoire) accentue davantage ces différences.

Concernant la deuxième transition de phase liquide-vapeur de l'enveloppe Al_2O_3 , le modèle avec RTC constante prévoit plus d'évaporation que celui d'une RTC variable.

En effet, si nous abaissons la valeur de la RTC à $5 \cdot 10^{-6} m^2 K/W$, nous enregistrons un taux de 70% alors que pour une RTC plus faible de $10^{-6} m^2 K/W$, le taux revient à sa valeur initiale de 75% ; ce qui est inattendu. Plusieurs valeurs de la RTC ont donc été testées pour retrouver une fenêtre où il existerait un taux d'évaporation le moins élevé possible. En effet pour cet exemple, un taux égal à 44,15 % correspond à une RTC de $7,5 \cdot 10^{-6} m^2 K/W$

Nous remarquons à travers ces simulations que pour une RTC de $5.10^{-6} m^2 \cdot K/W$, l'évaporation dure plus longtemps et qu'elle comporte un plateau intermédiaire, témoin d'une solidification de l'enveloppe. Cette solidification débute de l'intérieur à partir de l'interface de contact.

Par la suite, le modèle avec une RTC constante sera abandonné au profit de celui d'une RTC variable qui montre plus de réalisme.

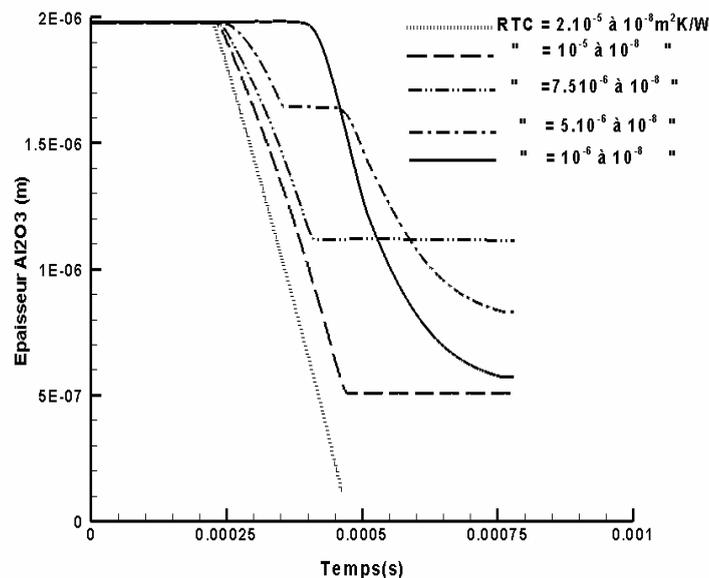


Figure IV 33 : Fronts d'évaporation avec RTC variable pour une particule Fe/Al₂O₃ (d_p=60 μm, Ra/Rb=0,93, d'une trajectoire optimale et conditions de tir du tableau I.4).

d) Influence de la taille de la particule pour une trajectoire optimale

Dans ce paragraphe, nous recherchons l'effet du rapport de forme Ra/Rb sur le traitement thermique. En toute rigueur, lorsqu'on diminue ce rapport, la densité volumique de la particule diminue ; celle-ci devenant plus légère ce qui modifie sa trajectoire. Toutefois, pour isoler le rôle de ce paramètre, on maintiendra constante la

trajectoire et le temps de vol précédent (trajectoire optimale avec un temps de vol de 0,781.ms).

Sur la figure IV.34, nous reportons les résultats de l'histoire thermique d'un grain de $60 \mu\text{m}$ de diamètre, mais cette fois nous choisissons une épaisseur enveloppe Al_2O_3 égale à $4 \mu\text{m}$ (soit le double de celle prise précédemment) et une RTC variable de 10^{-5} à $10^{-8} \text{ m}^2\cdot\text{K/W}$.

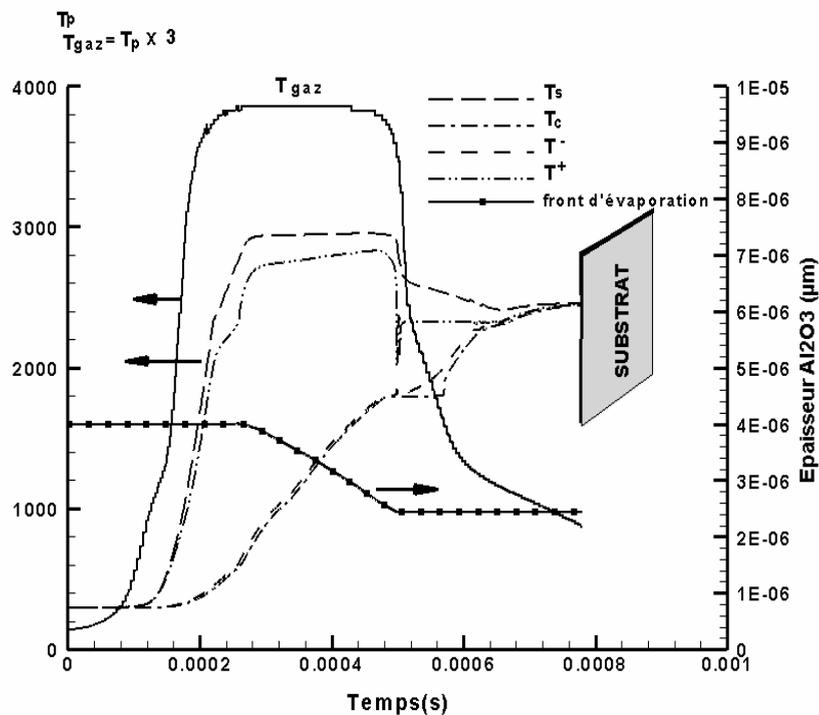


Figure IV.34 : Histoire thermique d'une particule $\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,87$, RTC constante de $10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1)

Premièrement, nous constatons que la particule atteint le substrat cette fois-ci et que les gradients thermiques dans la couche Al_2O_3 sont plus élevés que précédemment. La fusion du cœur de la particule se produit plus tardivement. Quant au taux d'évaporation volumique, il n'est que de 38,75%. Par rapport aux résultats

précédents, nous constatons que la particule s'échauffe moins et nous passons d'un taux d'évaporation de 75% à 38,75% soit un rapport de 0,5. A noter aussi que la particule commence à se solidifier de l'intérieur avec une fraction volumique solide infime comme le montre la figure IV.35 où sont rapportés les fractions liquides et le saut thermique correspondants

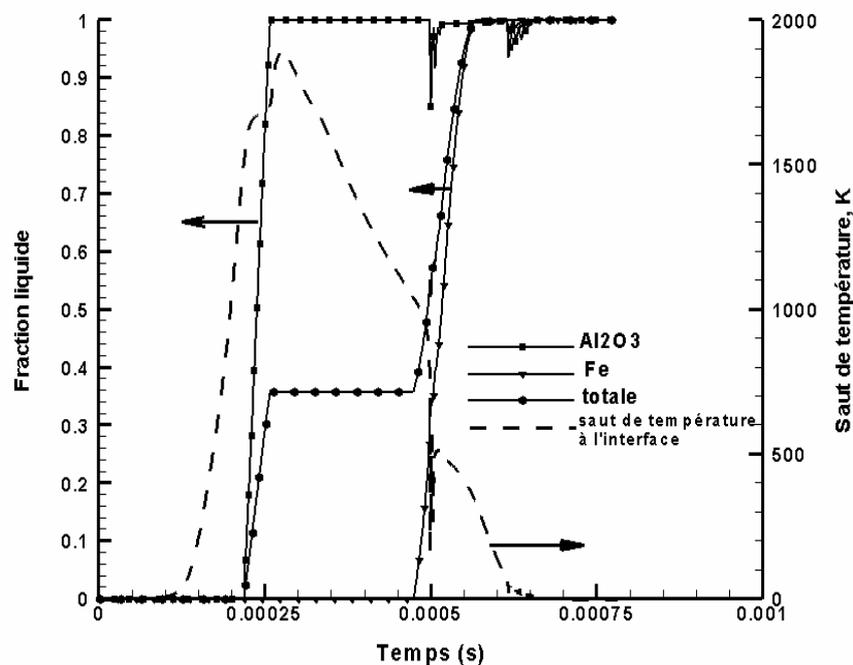


Figure IV.35 : Fractions liquides et saut de température à l'interface d'une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,87$, RTC variable de $10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$, trajectoire optimale conditions de tir du tableau IV.1.

Par ailleurs, nous enregistrons un maximum de saut thermique à l'interface de contact de l'ordre de 1893 K se produisant à 0,27ms. Ces valeurs sont à comparer avec celles enregistrées pour la particule de 2 μm d'épaisseur d'alumine (2085 K à 0,236 ms).

En conclusion, la solidification de la particule bicouche métal/céramique de 60 μm de diamètre avec un rapport de forme inférieur ou égal à 0.93 peut se produire

même sur une trajectoire optimale à condition que la RTC soit conséquente ; c'est-à-dire supérieure à $10^{-6} m^2.K/W$.

e) Influence de la trajectoire : cas non optimal

Pour quantifier l'influence de la trajectoire sur le traitement thermique de la particule, nous choisissons le cas où celle-ci emprunte une trajectoire complètement différente de la première. Cette trajectoire déviée de 30° par rapport à l'axe du jet est qualifiée de non optimale car elle traverse les zones les plus froides, tout en franchissant le cœur du jet et nous faisons varier la RTC (variable) dans la gamme comprise entre 10^{-5} et $10^{-7} m^2.K/W$.

Sur la figure IV.36 sont reproduits les résultats de l'histoire thermique de la particule pour une RTC variable de $10^{-5} m^2.K/W$. Le comportement thermique de la particule est complètement différent de celui obtenu sur une trajectoire optimale (Figure IV.19).

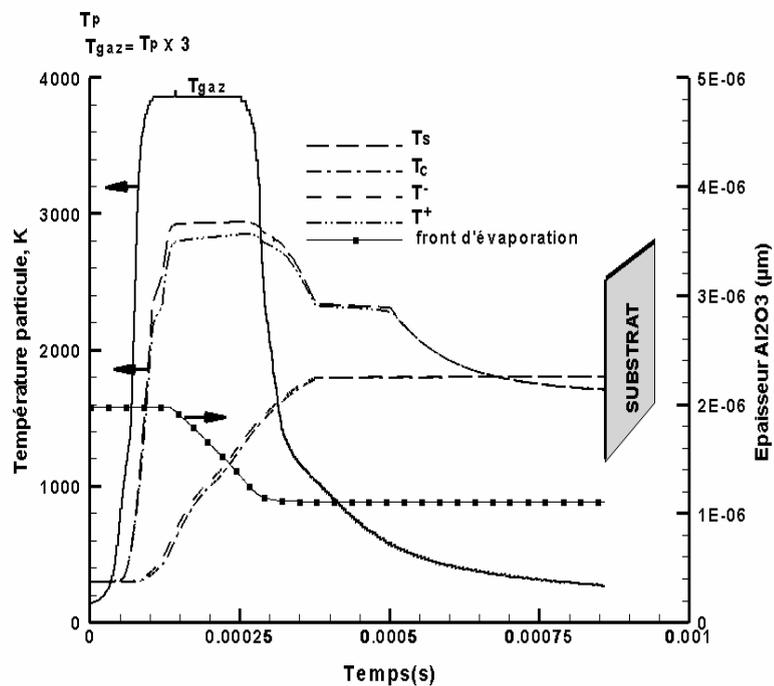


Figure IV.36 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ variable}=10^{-5} m^2.K/W$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

En effet, en sortie du dard plasma, l'enveloppe en Al_2O_3 se solidifie complètement, tandis que le cœur métallique absorbe lentement de la chaleur jusqu'à l'impact sur le substrat. La figure IV.37 traduit ce comportement visible sur l'évolution des fractions volumiques liquides.

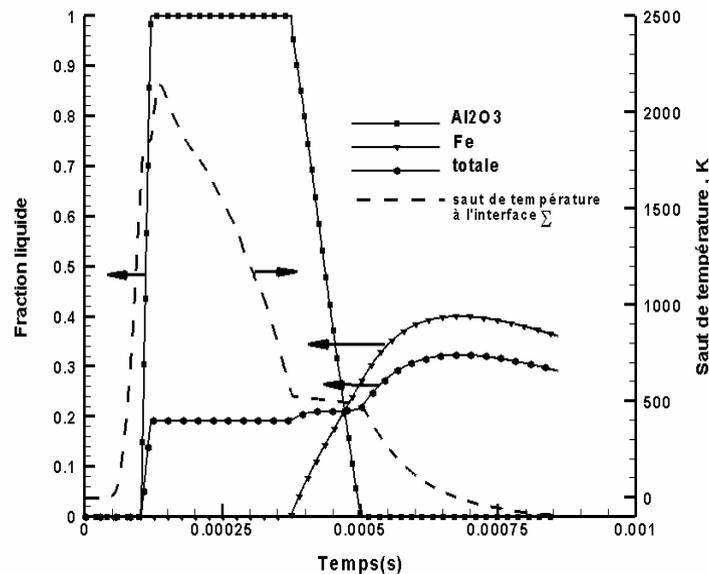


Figure IV.37 : Fractions volumiques liquides et saut de température à l'interface Fe/ Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, $RTC \text{ variable}=10^{-5} m^2 K/W$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV. 1).

Le saut de température à l'interface est moins élevé que celui de la trajectoire optimale (2085 K contre 2200 K) et plus étalé dans le temps à cause de l'inertie thermique de la particule, presque jusqu'à l'arrivée de la particule sur le substrat. Quant à l'évaporation de l'enveloppe, son taux n'est que de 44,5% alors que sur une trajectoire optimale on a enregistré 75% .

En fin de compte sur une telle trajectoire, bien qu'on conserve le matériau enveloppe, les particules qui arrivent dans un tel état au substrat, ne sont pas adéquates pour un accrochage optimal.

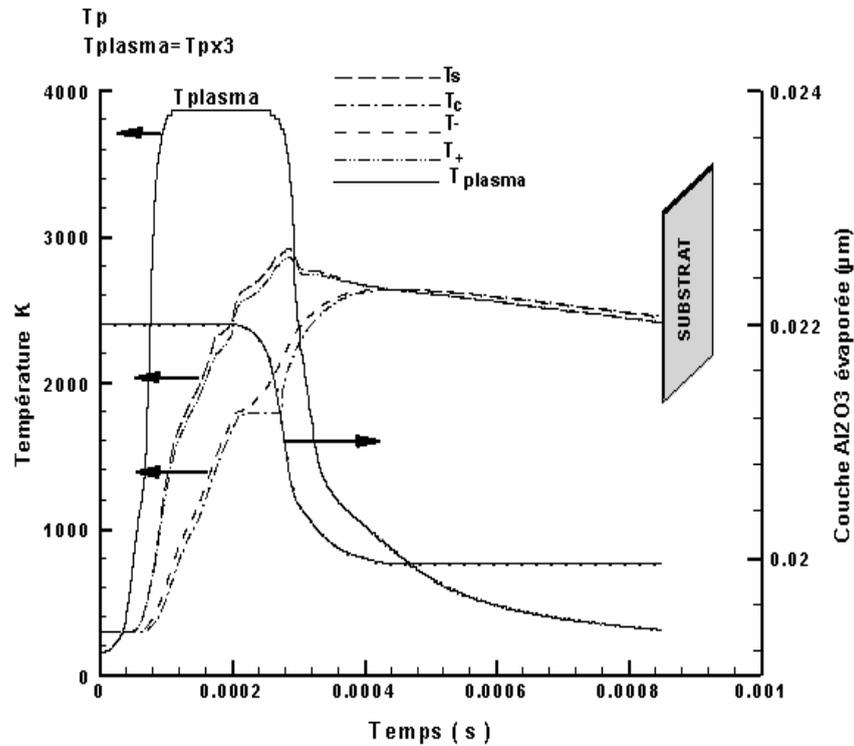


Figure IV.38 : Histoire thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de $10^{-6} \text{m}^2\text{K/W}$, trajectoire non optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

En revanche les particules qui présentent une RTC de $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$ (figure IV.38) subissent un traitement thermique convenable puisque les deux couches atteignent le substrat complètement fondu et qu'elles ne subissent que très peu d'évaporation.

Pour fixer les idées, nous donnons dans le tableau IV.4 quelques valeurs du taux d'évaporation volumique de la particule bicouche Fe/Al₂O₃ de $60 \mu\text{m}$ avec une épaisseur enveloppe de $e_{\text{initiale}} = 2 \mu\text{m}$ dans un jet de plasma Ar-H₂ 75-25% vol. Il apparaît donc qu'une bonne connaissance de la RTC et l'adaptation des caractéristiques de la torche plasma permettent une projection efficace. En particulier, en abaissant la puissance de la torche et ou en modifiant la composition du mélange, nous pouvons diminuer le taux d'évaporation à un niveau acceptable.

Tableau IV.4 : Taux d'évaporation en fonction de la RTC variable dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0.93$, RTC variable) en chauffage uniforme.

RTC	10^{-5}	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}	10^{-7}
Trajectoire optimale G_{evap} (%)	75	44,15	70	74,3	75	
Trajectoire non optimale G_{evap} (%)	44,5	35,98	27,66	20	9,1	4,0

f) influence d'un chauffage non uniforme pour une trajectoire optimale

Dans ce paragraphe, nous exposons les résultats obtenus avec un chauffage non uniforme en surface de la particule (voir Chap.III). Le but recherché est de simuler l'existence de gradients thermiques transversaux dans l'enveloppe céramique, qui sont responsables de contraintes azimuthales et peuvent initier des fissures ou craquelures et conduire à la rupture.

Le traitement thermique de la particule composite bicouche Fe/Al₂O₃ est abordé maintenant en imposant un coefficient de transfert de chaleur variable avec l'azimut et de la forme : $h_{\infty} = h_{\infty}^* (1 + \sin \varphi)$ où h_{∞}^* est le coefficient de transfert de chaleur plasma-particule.

Ce modèle 2D permet de mettre en valeur la présence de ces gradients. En première approximation, nous admettons que l'évaporation de la particule n'intervient pas et que l'ébullition de l'enveloppe commence à $T_{eb} = 3800 \text{ K}$ (condition de Dirichlet).

Sur les figures IV.39 et IV.40 sont reproduites les distributions de température pour une RTC variable de $10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{KW}$ à l'instant $t=0,184 \text{ ms}$ respectivement pour un

chauffage spatialement uniforme et non uniforme. Nous constatons pour cette durée (figure IV.41), que la particule n'a pas encore entamé sa fusion et que les lignes isothermes sont circulaires ; elles témoignent d'une diffusion thermique 1D.

En revanche sur la figure IV.41, les gradients thermiques radiaux et azimutaux sont clairement mis en évidence. Le maximum est azimutal et se situe dans l'enveloppe Al_2O_3 et sa valeur est de $\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} = 275 K/\mu m$. La zone Al_2O_3 située près du bord d'attaque amorce une fusion visible sur la figure IV.42 alors qu'à l'arrière, la particule reste froide. Pour cette valeur élevée de la RTC de $10^{-5} m^2.KW$, la transition de phase se propage au cœur de la particule en Fe, seulement une fois l'enveloppe fondue. Sur les figures IV.43 à IV.45, nous présentons les distributions des fractions volumiques liquides dans le fer et dans l'alumine avec une RTC variable de $10^{-6} m^2.KW$ soumise à une condition de chauffage non uniforme et sans évaporation, à différents instants le long d'une trajectoire optimale sous les conditions de tir du tableau 1.4.

Sur ces figures, nous constatons que la fusion entame la couche céramique du côté du bord d'attaque de la particule puis qu'elle gagne rapidement le cœur, en avançant vers le bord de fuite. La figure IV.45 correspond à l'état de la particule en sortie du dard plasma à l'instant $0,5 ms$.

Le modèle avec un chauffage non uniforme (2D) ainsi présenté prévoit un scénario de transition de phase solide-liquide totalement différent de celui obtenu avec un modèle où le chauffage est uniforme (1D). Il peut être utilisé pour étudier les aspects thermomécaniques et l'analyse dynamique de l'état des contraintes, pour déterminer les conditions de la rupture de l'enveloppe céramique.

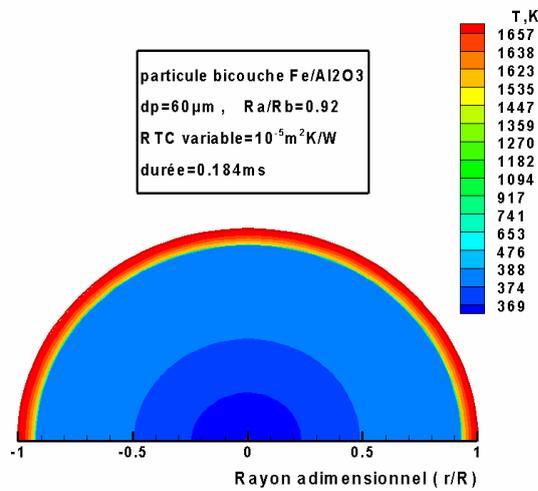


Figure IV.39 : Champ de température dans une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de $10^{-6} m^2K/W$, $t=0,184 ms$, trajectoire optimale en chauffage uniforme et sans évaporation).

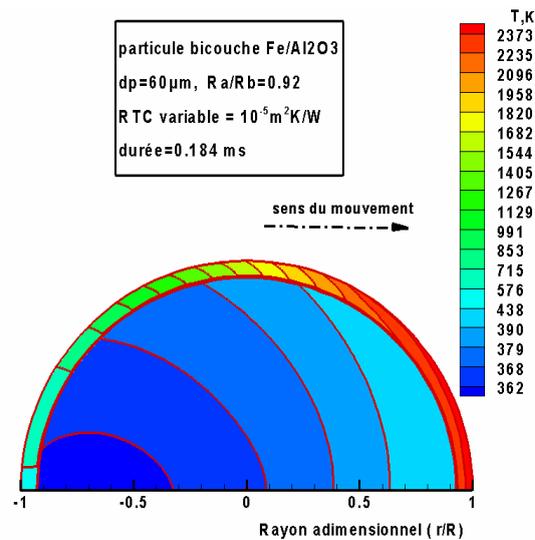


Figure IV.40 : Champ de température dans une particule Fe/Al_2O_3 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de $10^{-6} m^2K/W$, $t=0,184 ms$, trajectoire optimale en chauffage non uniforme sans évaporation).

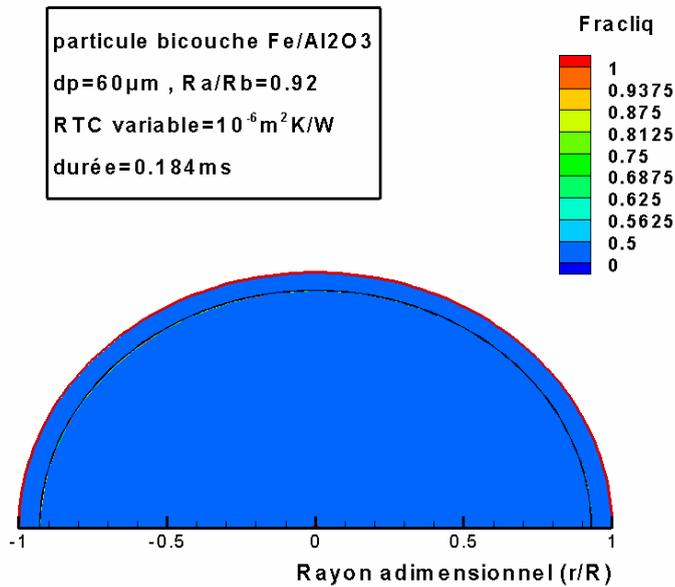


Figure IV.41 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60\mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,93$, $RTC\ variable\ de\ 10^{-6}\text{m}^2\text{K/W}$, $t=0,15\text{ms}$) le long d'une trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation.

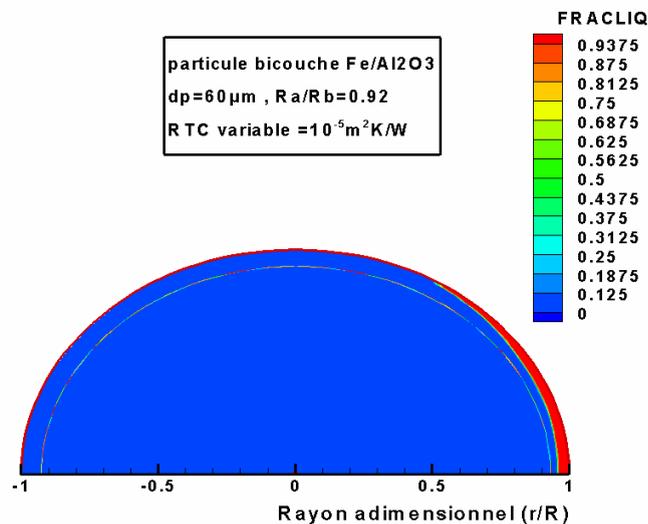


Figure IV.42 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60\mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,93$, $RTC\ variable\ de\ 10^{-6}\text{m}^2.K/W$, $t=0,184\text{ms}$, trajectoire optimale en chauffage non uniforme sans évaporation).

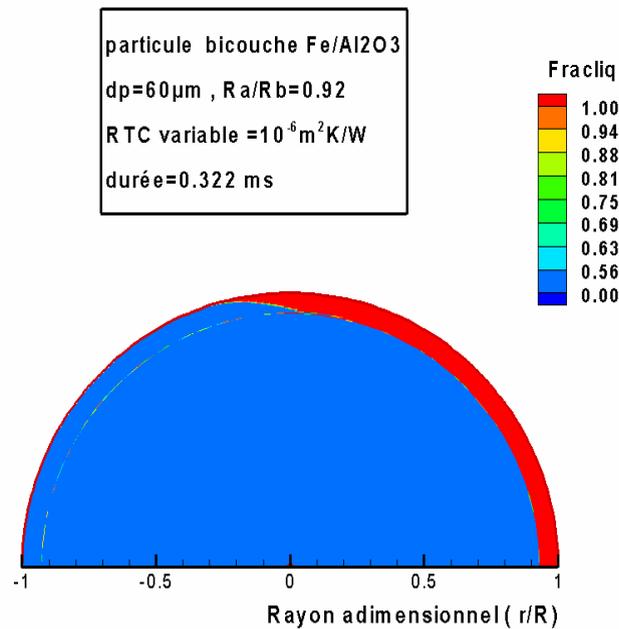


Figure IV.43 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,93$, RTC variable de $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$, $t=0,322 \text{ms}$, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).

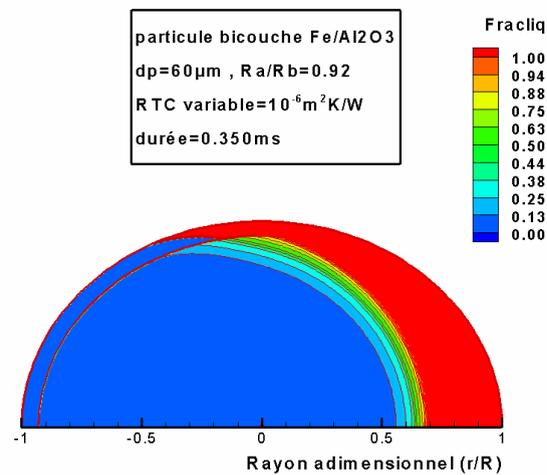


Figure IV.44 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0,93$, RTC variable de $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$, $t = 0,350 \text{ms}$, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).

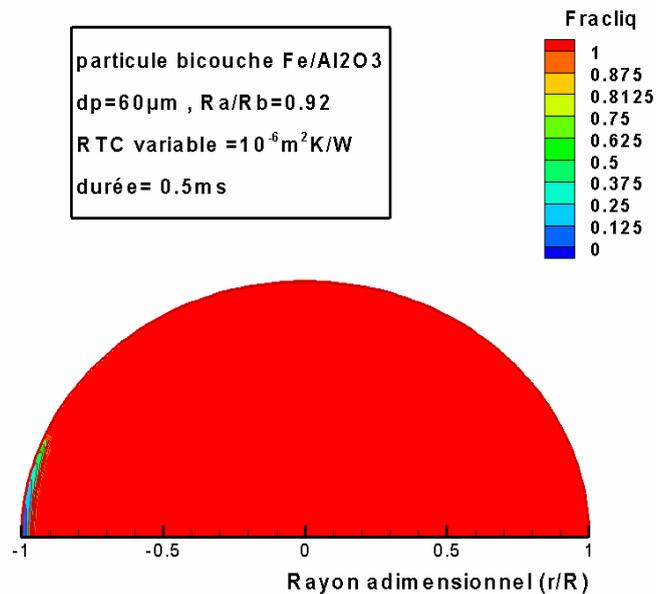


Figure IV.45 : Fractions liquides dans une particule Fe/Al₂O₃ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $R_a/R_b=0.93$, RTC variable de $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$, $t=0.5 \text{ms}$, trajectoire optimale en chauffage non uniforme et sans évaporation).

g) Influence de la nature des matériaux : cas d'une particule Fe/ZrO₂ le long d'une trajectoire optimale

Examinons le cas d'une particule bicouche Fe/ZrO₂ de 60 µm de diamètre avec une épaisseur en zircon de 2 µm. Ce matériau est réfractaire jusqu'aux hautes températures avec un point de fusion avoisinant les 2950 K.

On retrouve des dépôts de zircon réalisés par projection plasma principalement dans les chambres de combustion des moteurs à réaction et dans les barrières thermiques "TBC" pour (Thermal Barrier Coatings). Les propriétés physiques de ce matériau sont données en annexe A1.

Le passage du matériau Al₂O₃ au matériau ZrO₂ nous procure une réduction importante de la diffusivité thermique ($1,310^{-6}$ à $7,7 \cdot 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$) ; on s'attend donc à

une plus faible conductance thermique et a une grande capacité d'absorption de chaleur. Pour la particule composite, ce passage fait varier en moyenne les rapports de densité, de conductivité thermique et de chaleur spécifique respectivement de $(0.496, 0.05, 2.40)$ à $(0.730, 0.026, 1)$, soit une capacité et une conductance thermiques plus faibles.

Sur la figure IV.46, nous présentons le cas d'une RTC variable de $10^{-5} m^2KW$ sur une trajectoire optimale. A la différence d'une particule Fe/Al_2O_3 , cette fois-ci la particule Fe/ZrO_2 s'évapore complètement à l'instant $t = 0,43ms$ avant d'atteindre le substrat ; elle s'échauffe beaucoup plus et le saut maximum de température à l'interface est de $2500 K$. Cette valeur est énorme et de telles particules ne devraient pas résister dans cet environnement.

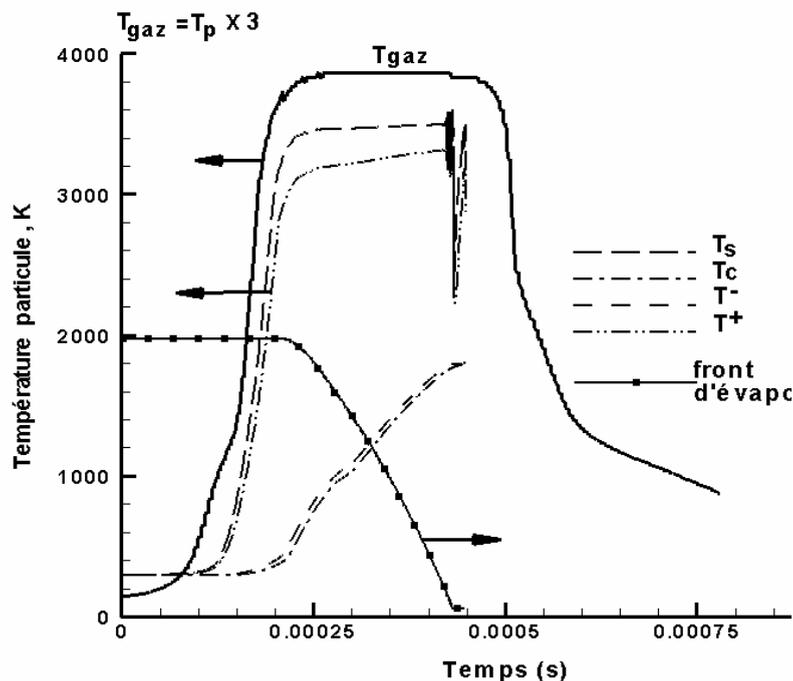


Figure IV.46 : Histoire thermique d'une particule Fe/ZrO_2 ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de $10^{-5} m^2.KW$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

Cette particule est plus dense que la première mais sa capacité thermique rC_p est plus faible et donc nos prévisions sont en accord avec le fait que la particule Fe/ZrO₂ s'échauffe plus. De plus comme la zircone possède une plus faible conductivité thermique que celle de l'alumine, le gradient thermique est plus élevé dans la zircone. .

Ces gradients deviennent de plus en plus élevés à mesure que la RTC diminue comme nous pouvons le constater sur la figure IV.47, pour le cas d'une RTC variable de $10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$. De plus, l'enveloppe en zircone commence à fondre avant le fer mais lentement, laissant le temps au cœur de la particule d'entamer sa fusion lui aussi, et de la finir avant la zircone.

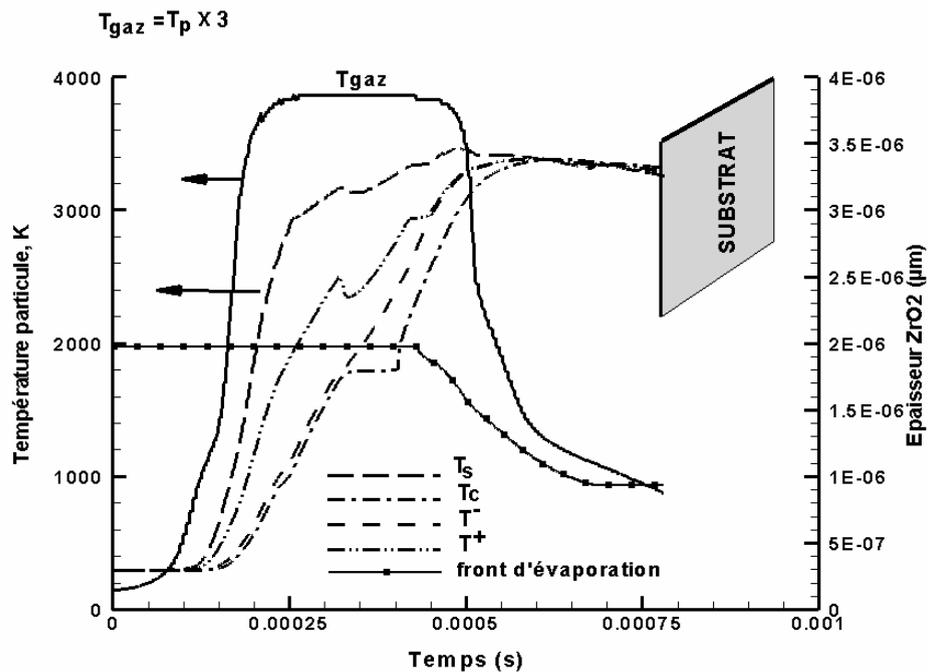


Figure IV.47 : Histoire thermique d'une particule Fe/ZrO₂ ($d_p=60 \mu\text{m}$, $Ra/Rb=0.93$, RTC variable de $10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

Cette cinétique est due à la diffusivité élevée du fer par rapport à celle de la

zircon (les chaleurs latentes de fusion sont sensiblement les mêmes). Dans ces conditions, une solidification interne du côté de l'interface se produit (bien que la particule se trouve encore dans le dard plasma) à l'instant $t = 0,32ms$ comme il est vérifié sur la figure IV.48. Finalement la particule atteint le substrat dans un état complètement fondu.

La raison de cette solidification interne est due à la faible conductance thermique de la zircon. La fusion du fer agit donc comme un puit de chaleur en abaissant suffisamment la température de l'enveloppe pour la solidifier.

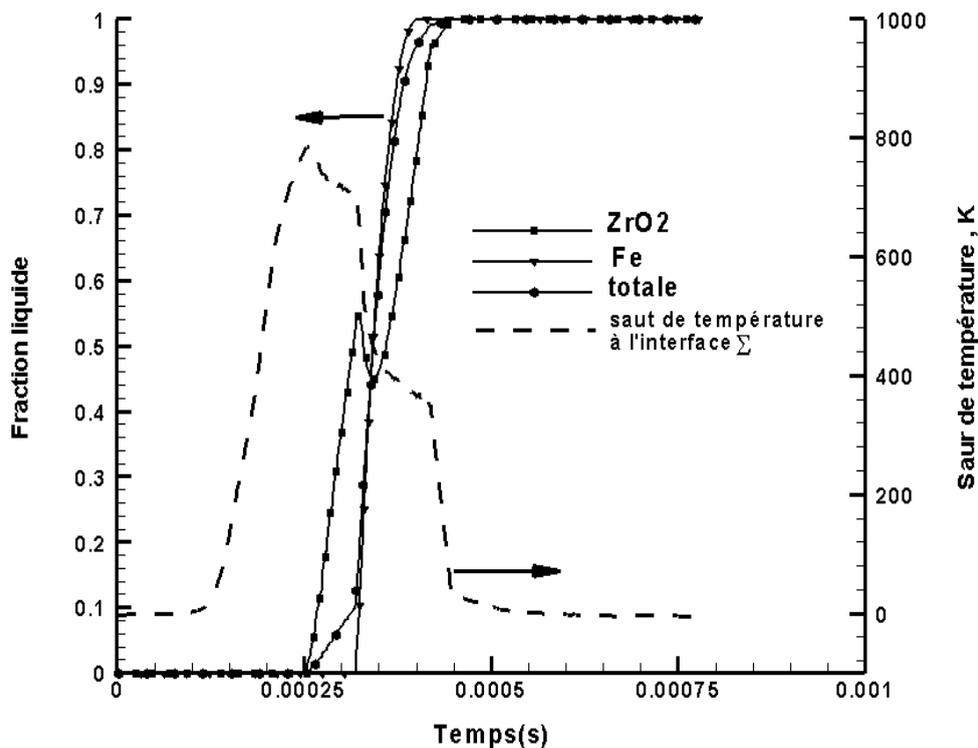


Figure IV.48 : Fractions liquides et saut de température pour une particule Fe/ZrO₂ ($d_p=60 \mu m$, $Ra/Rb=0,93$, RTC variable de $10^{-6} m^2.K/W$, trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

Nous résumons sur le tableau IV.5 quelques caractéristiques du traitement thermique d'une particule Fe/ZrO₂ comparativement à celle Fe/Al₂O₃ (dp=60 μm, Ra/Rb=0,93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W) sur une trajectoire optimale.

Nous constatons que le saut de température accusé par l'interface est plus élevé avec de la zircone qu'avec de l'alumine. La zircone est un meilleur écran thermique avec un taux d'évaporation plus faible et ceci est dû principalement à son haut point de fusion.

Tableau IV.5 : Comparaisons des maxima dans deux particules Fe/Al₂O₃ et Fe/ZrO₂ (dp=60 μm, Ra/Rb=0,93, RTC variable de 10⁻⁶ m².K/W) sur une trajectoire optimale en chauffage uniforme.

Particule	$\frac{\Delta T}{r} \Big _{r=r_{\max}}$ (K/m)	DT _{max} (K)	Durée de fusion Fe (ms)	G _{évap} (%)
Fe/ZrO ₂	393 10 ⁺⁶	786	0,08	50
Fe/Al ₂ O ₃	128 10 ⁺⁶	660	0,06	75

IV.2.4 Aspects thermomécaniques

L'analyse du traitement thermique d'une particule Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre avec un rapport de forme de 0,93, projetée dans un jet de plasma Ar-H₂ 75-25 %, a montré que la cinétique du changement de phase des deux matériaux, dépend

fortement de la valeur de la RTC. Lorsque celle-ci est supérieur à $10^{-7}m^2.KW$, c'est toujours l'enveloppe Al_2O_3 qui fond en premier et donc elle supporte mieux la dilatation du coeur métallique Fe. Pour ces particules, nous calculons la dilatation thermique sans faire intervenir le changement phase. Par contre dans le cas contraire, c'est plutôt le coeur de la particule qui se liquéfie le premier et cette fusion s'accompagne d'une expansion volumique dont il faut tenir compte.

Dans un premier temps, nous considérons un état non contraint et nous évaluons la dilatation thermique $R_{final} - R_{initial}$ des particules mono ou bicouche composite Fe/ Al_2O_3 en contact thermique parfait et ensuite celle rencontrée en suivant la particule le long de sa trajectoire. Sur la base des résultats obtenus, nous calculons les contraintes thermiques.

IV.2.4.1 Dilatation thermique différentielle sans changement de phase

a) cas d'un contact thermique parfait

Afin d'éliminer la transition de phase solide-liquide, nous avons limité délibérément le transitoire à $0,1 ms$ et nous avons considéré des particules avec un rayon compris entre 25 et $100 \mu m$. Pour les particules bicouches en contact thermique parfait, nous faisons varier les épaisseurs de l'enveloppe céramique de $2 \mu m$ à $20 \mu m$.

Sur la figure IV.49, nous présentons la dilatation thermique $R_{final} - R_{initial}$ subie par les particule durant ce chauffage.

Nous constatons que dans les conditions extrêmes considérées (c'est-à-dire un plasma infini à $10^4 K$), une particule métallique Fe de $50 \mu m$ de diamètre se dilate 5 fois plus que son homologue de céramique Al_2O_3 . Pour une particule bicouche, la plus forte contribution de cette dilatation thermique est liée à la présence du fer.

Estimons la contrainte subie par la couche Al_2O_3 par la relation II. 37 du Chapitre II :

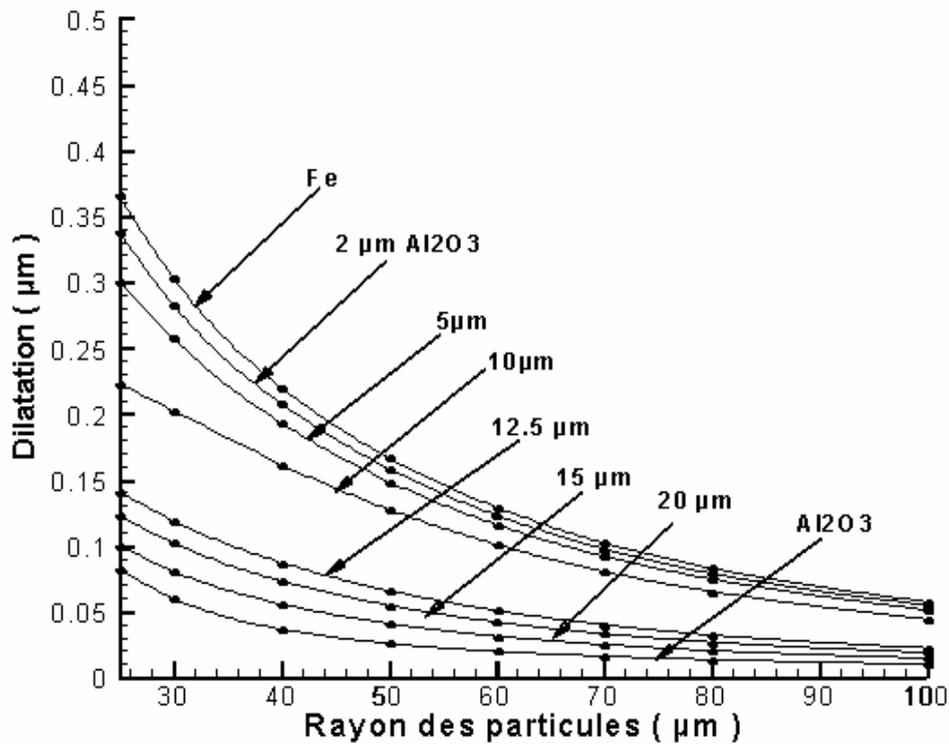


Figure IV.49 : Dilatation de particules monocouche et bicouche en contact thermique parfait (plasma infini Ar-H₂ 75-25% vol. à T=10⁴K sur une durée de 0,1 ms).

$$s^{Al_2O_3} = E^{Al_2O_3} \left[\left(\frac{Dr}{r} \right)_{Fe} - \left(\frac{Dr}{r} \right)_{Al_2O_3} \right]$$

Les allongement relatifs sont évalués selon le modèle développé au chapitre II avec des coefficients de dilatations thermiques de :

$$l_{Al_2O_3} = 8.10^{-6} K^{-1}, l_{Fe} = 12.10^{-6} K^{-1}$$

Le module de Young de l'alumine est pris égal à 1/3 (pour $s_1^{Al_2O_3}$) puis à 1/10 (pour $s_2^{Al_2O_3}$) de la valeur nominal du matériau alumine (**372 GPa** en milieu dense et continu). Sur le tableau IV.6, nous donnons les estimations de la contrainte thermique différentielle subie par l'enveloppe céramique dans le cas d'une particule Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre en contact thermique parfait.

A la lumière de ces résultats, nous constatons que la contrainte thermique différentielle diminue en fonction de l'épaisseur de l'enveloppe céramique et qu'elle chute brutalement, lorsqu'on atteint une épaisseur de l'ordre du $1/3$ du rayon de la particule bicouche. Dans ce cas, le coeur métallique Fe est presque isolé du milieu plasma ; il s'échauffe moins et donc la contrainte thermique qu'il produit s'amoin-drit. Si l'on compare ces valeurs à la contrainte à la rupture de l'alumine, qui est égale à 80 MPa à 1300 K (voir Annexe), nous montrons ainsi qu'une épaisseur de $2 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$ se rompt avant même que le coeur de la particule n'entre en fusion. Autrement dit, la dilatation thermique différentielle pour ce type de particule (en phase de conduction pure) ne peut être négligée. Lorsque en plus, le coeur métallique amorce sa fusion, la dilatation thermique différentielle augmente de plusieurs ordres de grandeur (à cause de l'expansion volumique), et l'enveloppe céramique encore à l'état solide ne peut plus y faire face.

Tableau IV.6 : Estimation de la contrainte thermique différentielle ($\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ($d_p=d_e=60\mu\text{m}$, $T_\infty=10^4 \text{ K}$, $t=0,1\text{ms}$, en contact thermique parfait dans un plasma infini $\text{Ar}-\text{H}_2$ 75-25% vol).

Epaisseur Al_2O_3 (μm)	2	5	10	15	20
$s_1^{\text{Al}_2\text{O}_3}$ (MPa)	347	253	238	110	69
$s_2^{\text{Al}_2\text{O}_3}$ (MPa)	104	76	71	33	21

Examinons à présent le long d'une trajectoire optimale ((figure IV.50), le cas d'une particule bicouche $\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ de $60 \mu\text{m}$ de diamètre présentant une RTC de $10^{-6} \text{ m}^2\text{K}/\text{W}$ et des épaisseurs enveloppe de $2 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$. La phase de

conduction est prolongée maintenant jusqu'à $0,25ms$ (le milieu n'est plus infini et cette durée correspond à la pénétration de la particule dans le jet de plasma). Nous donnons sur le tableau IV.7 les valeurs de la contrainte thermique subie par l'enveloppe Al_2O_3 . La comparaison des valeurs de $s_2^{Al_2O_3}$ à la valeur de la rupture de $80 MPa$ montre que ces particules arrivent à subsister dans le jet de plasma de cette nature, d'autant que pour ces dernières, la fusion de l'enveloppe débute avant celle du coeur métallique. Des calculs similaires effectués avec une enveloppe de ZrO_2 ($1 ZrO_2 = 9.2510^{-6} K^{-1}$), ont montré également une plus faible dilatation thermique. En effet, bien que le coefficient de dilatation thermique de la zircone est plus élevé que celui de l'alumine, la zircone pourvoit à la couche interne (celle-ci ayant la plus forte contribution) une meilleure protection thermique.

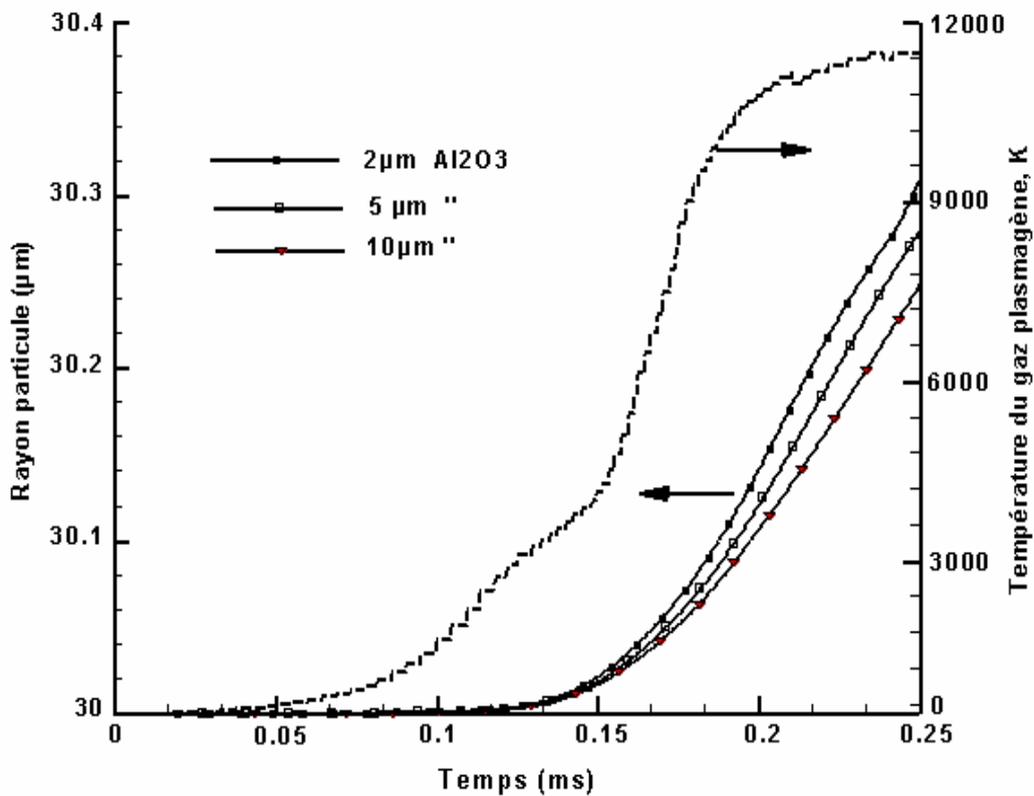


Figure IV.50 : Evolution du rayon d'une particule Fe/Al₂O₃ de 60 µm de diamètre en fonction du temps le long d'une trajectoire optimale.

Tableau IV.7 : Estimation des contraintes thermiques différentielles subie par l'enveloppe céramique (Fe/Al₂O₃, dp=de 60 μm, RTC=10⁻⁶m².KW, t=0,25ms, en phase de conduction le long d'une trajectoire optimale et conditions de tir du tableau IV.1).

Epaisseur Al ₂ O ₃ (μm)	2	5	10
s ₁ ^{Al2O3} (MPa)	124	115	99,2
s ₂ ^{Al2O3} (MPa)	37,2	34,5	29,76

IV.2.4.2 Dilatation thermique différentielle avec changement de phase

Nous examinons ici le scénario défavorable, correspondant au contact thermique parfait entre les deux matériaux, où le cœur métallique de la particule fond complètement avant l'enveloppe céramique.

Pour cela, nous déterminons d'abord, à partir de l'histoire thermique de la particule Fe/Al₂O₃ de 60 μm de diamètre et le long d'une trajectoire (optimale ou non), qu'elles sont les épaisseurs d'enveloppe Al₂O₃ qui peuvent conduire à cette situation. Ensuite, nous jaugerons la surpression Dp (Pa) produite dans le cœur de la particule par l'expression II.40 du chapitre II.

$$\frac{Dp}{p_{\infty}} = (b_{acier} - 3l_{Al2O3}DT) - 1$$

où p_{∞} est la pression du milieu ambiant (101325 Pa) et $b_{fer} = 1,18$ estimé d'après la conservation de la masse. Finalement, la contrainte thermique azimutale est

évaluée à partir de l'expression II.38 du chapitre II, car l'enveloppe est de type coque mince :

$$S_{qq} = \frac{Dp}{2} \left(\frac{R_o}{e} \right)$$

Les résultats de l'estimation sont reproduits sur le tableau IV.8. Pour une épaisseur de $2 \mu m$, l'allongement de l'enveloppe est insignifiant et la surpression créée par la fusion du fer dépasse de loin la contrainte de rupture du matériau. Pour des épaisseurs de 4 à $6 \mu m$, les particules qui empruntent une trajectoire non optimale maintiennent l'intégrité de leurs enveloppes.

Tableau IV.8 : Estimation de la contrainte thermique différentielle subie par l'enveloppe céramique d'une particule Fe/Al₂O₃ (dp=de 60um, RTC=10⁻⁸m².KW, trajectoire optimale en présence de la fusion du fer et conditions de tir du tableau IV. 1).

		Epaisseurs (μm)	2	4	6
S_{qq} (MPa)	trajec. optimale		137	120	106
	trajec. non optimale		137	57	30,4

IV.3 Cas d'une particule hétérogène "matrice+grains"

Cette fin de chapitre est consacrée aux résultats obtenus lors de la considération du traitement thermique d'une particule sphérique agglomérée hétérogène de carbone contenant une inclusion de grains de titane.

A ce stade de l'étude, il s'agit de démontrer les capacités offertes par le modèle pour l'étude d'une telle configuration. Aussi, nous ne considérons pas le suivi de la particule en vol ; le milieu plasma étudié est donc infini à température constante.

IV.3.1 Application : Cas d'une matrice de carbone et de grains de titane

Nous considérons une particule de $100 \mu\text{m}$ de diamètre avec une distribution uniforme des grains de titane de diamètre égal à $2,5 \mu\text{m}$. Les propriétés physiques des matériaux étudiés sont considérées comme des constantes (valeurs moyennes) dans chaque phase (.tableau IV.9).

Tableau IV.9 : Propriétés physiques des matériaux de la configuration matrice+grains

	ρ (kg/m^3)	k_s ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$)	k_l ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$)	C_{ps} ($\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$)	C_{pl} ($\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$)	T_f (K)	L_f (kJ/kg)
carbone	1700,0	54,60	-----	1800,0	-----	-----	-----
titane	4450,0	19,0	25.0	616.0	884,0	1950	440

Dans cette application, nous prenons 20 volumes de contrôle, numérotés comme indiqué sur la figure IV.51. Chaque volume de contrôle est caractérisé par une température matrice et une température des grains .

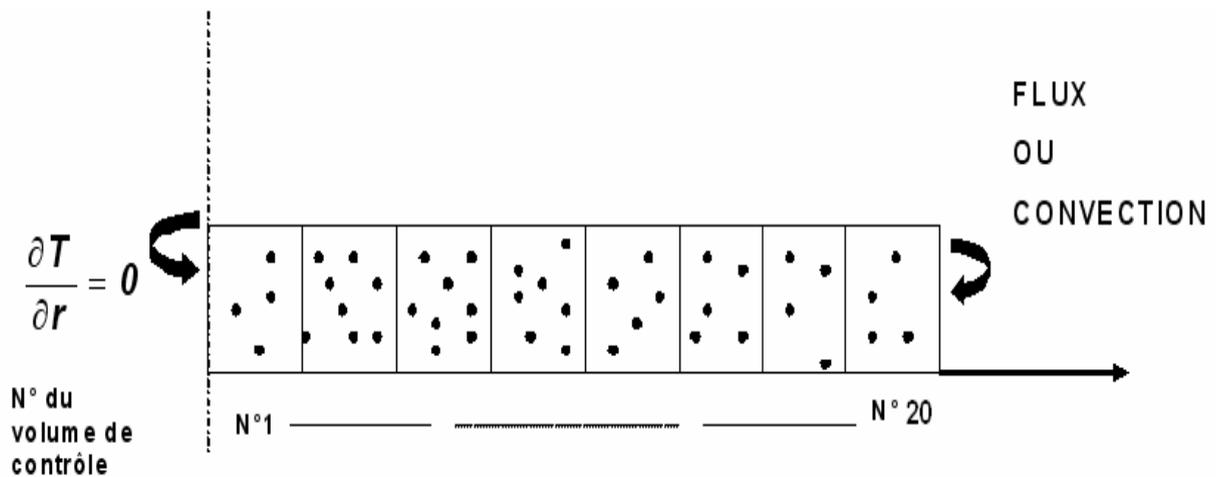


Figure IV.51 : Numérotation des volumes de contrôle

La figure IV.52 présente l'évolution de la température matrice et celle des grains dans le volume de contrôle N°20, lorsque la particule est subitement immergée dans un plasma infini Ar-H₂ 75-25% de température égale à 5000 K. Pour une fraction volumique de grains de titane de 5% et un coefficient de transfert de chaleur matrice-grain de $10^{-3} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$, le retard en température pris par les grains est important et ceux-ci ne fondent pas lorsque l'on considère une durée de transitoire égale à 1ms.

Lorsque nous augmentons la fraction volumique des grains et le coefficient de transfert de chaleur matrice-grain respectivement à 30% et à $10^{-1} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ (ces valeurs sont purement hypothétiques), nous enregistrons une fusion des grains de titane dans pratiquement tous les volumes de contrôle.

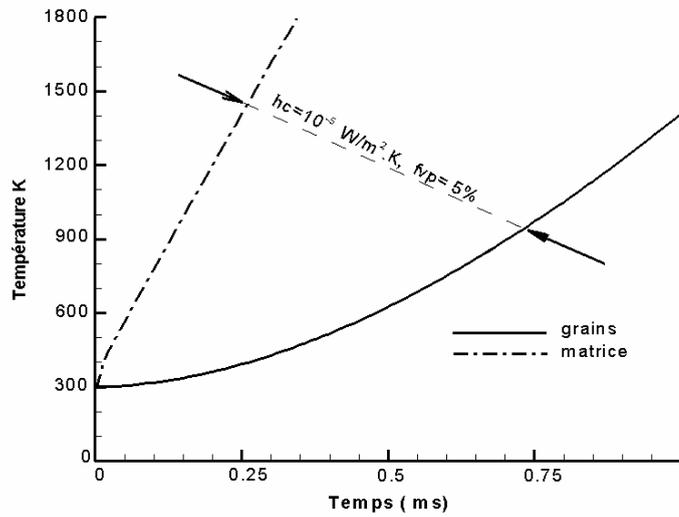


Figure IV.52 : Evolution de la température de la matrice et des grains du volume de contrôle N°20 pour les conditions (Ar-H₂ 75-25% vol., $d_p= 100 \mu\text{m}$, $T_\infty =5000 \text{ K}$, $hc=10^{-3} \text{ W/m}^2 \cdot\text{K}$, $fvp=5\%$)

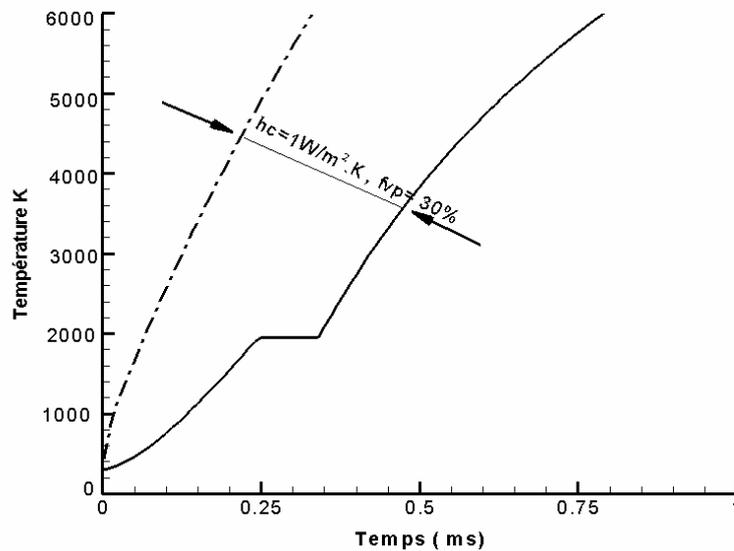


Figure IV.53 : Evolution de la température de la matrice et des grains du volume de contrôle N°20 (Ar-H₂ 75-25% vol., $d_p= 100 \mu\text{m}$, $T_\infty = 5000 \text{ K}$, $hc=0,1 \text{ W/m}^2 \cdot\text{K}$,

$fvp=30\%$)

Ce n'est que lorsque la fraction volumique des grains chute en dessous de 12%, qu'il peut y avoir une différence de la fraction liquide d'un volume de contrôle à un autre. Il y a lieu de remarquer qu'il faut s'arrêter aux environs de 3250 K, car au-delà de cette température, il y'a ébullition du titane et donc la durée du transitoire devrait être limitée à 0,45 ms. Ce sont là des conditions extrêmes, car en pratique lors de l'injection, la particule agglomérée est chauffée graduellement

La figure IV.54 montre l'évolution de la fraction liquide dans la particule agglomérée pour une fraction volumique de grains de titane égale à 10% et une durée de transitoire de 0,5 ms ; toutes les autres conditions sont égales par ailleurs.

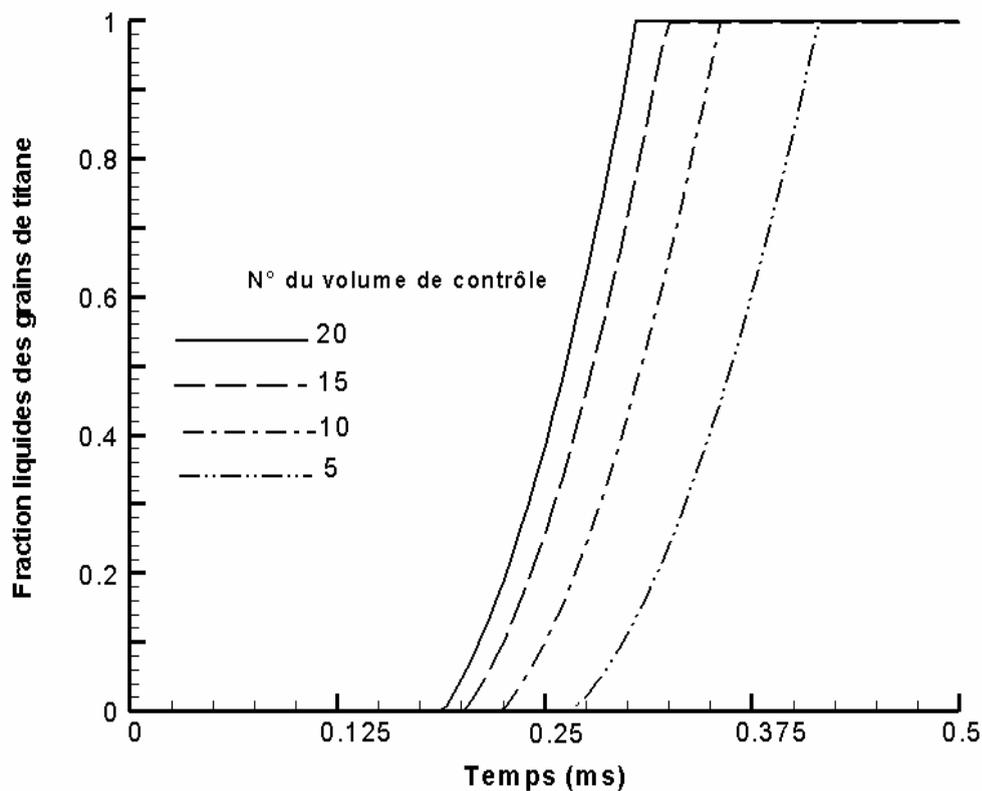


Figure IV.54 : Evolution de la fraction liquide dans une particule agglomérée
(Ar-H₂ 75-25% vol., dp= 100 μm, T_∞ = 5000 K, hc=0,1 W/m².K, fvp=12%)

L'évolution spatiale de la fraction liquide dans la particule n'est pas linéaire, les premiers volumes de contrôle en contact avec le milieu plasma fondent rapidement alors que ceux qui sont loin mettent plus de temps à achever la leur.

En conclusion, nous avons étudié le traitement thermique de la particule hétérogène matrice de carbone avec une inclusion de grains de titane dans un milieu plasma hautement énergétique Ar-H₂ et dans des conditions extrêmes (plasma infini). Il serait intéressant à l'avenir de tenir compte de la trajectoire, car c'est ce paramètre qui conditionne le temps de vol de la particule dans le jet de plasma, alors il sera possible d'étudier son traitement thermique dans des conditions proches de l'expérience. Il est également souhaitable de changer la nature du gaz plasmagène et utiliser de l'argon pur afin de limiter l'échauffement de la particule.

IV.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons exposé les résultats numériques du traitement thermique relatifs d'une part, à celui d'une particule composite bicouche de type Fe/Al₂O₃ ou Fe/ZrO₂ dans un jet de plasma Ar-H₂ 75-25% vol. ainsi que des aspects thermo-mécaniques liés à la dilatation thermique différentielle et d'autre part à celui d'une particule agglomérée, constituée d'une matrice en carbone et incrustée de grains de titane.

L'analyse du comportement thermique de la particule bicouche métal/céramique a été effectuée sur la base d'un modèle à RTC constante puis celui à RTC variable. Les résultats obtenus ont montré que le premier modèle surestime l'échauffement du matériau enveloppe en isolant plus longtemps le coeur de la particule. Le deuxième modèle, est plus réaliste au sens où le changement de la nature physique du contact (solide? liquide) est pris en compte. L'apparition d'une fraction liquide au niveau de l'interface de contact diminue la résistance thermique ce qui permet un transfert de flux de chaleur plus important vers la couche sous-jacente.

A la suite de ces résultats, nous avons donc adopté une résistance thermique variable pour analyser le comportement thermique de la particule bicouche le long de sa trajectoire en tenant compte des différents modes d'échanges de chaleur (conduction, convection, rayonnement et changement de phase solide-liquide-vapeur). Nous avons montré que les sauts de température à l'interface peuvent être très élevés, de l'ordre de 2000 K pour une RTC de $10^{-5}\text{m}^2.\text{KW}$: il est donc peu probable que de telles particules puissent subsister dans le jet. De plus, le calcul thermique a montré que celles-ci s'évaporent complètement dans le dard du jet de plasma.

Nous retenons en premier lieu que le procédé de projection par plasma d'arc soufflé utilisant un mélange Ar-H₂ 75-25% vol. est suffisant pour traiter thermiquement une poudre cermet de cette nature. Cependant les taux d'évaporation calculés indiquent que la puissance thermique choisie reste assez élevée pour le rapport de forme envisagée (i.e. $d_p = 60\ \mu\text{m}$ et $R_a/R_b = 0,93$).

Pour l'obtention d'un meilleur rendement de projection, il convient donc d'adapter la puissance de la torche plasma à la taille de la poudre (composition du mélange, granulométrie, épaisseur enveloppe). Cependant il faut noter qu'une bonne prévision de ce rendement passe par une bonne connaissance de la résistance thermique de contact

Par ailleurs, une analyse statique des contraintes est proposée afin de corréler les observations expérimentales faites au laboratoire SPCTS. Nous avons en effet montré que les particules bicouche Fe/aAl₂O₃ en contact thermique parfait de $60\ \mu\text{m}$ de diamètre et 2 à $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur enveloppe, ne peuvent subsister dans un jet plasma de cette nature, à cause de la dilatation thermique des phases condensées en conduction pure et de l'expansion volumique produite lors du changement de phase, du coeur métallique de la particule. En revanche, les particules qui présentent une RTC comprise $10^{-6}\text{m}^2.\text{KW}$ à $10^{-7}\text{m}^2.\text{KW}$, maintiennent leurs enveloppes céramique car d'une part, la dilatation thermique en phase de conduction ne produit

pas une contrainte supérieure à celle de la rupture et d'autre part, la fusion de l'enveloppe céramique débute avant celle du coeur métallique.

Toutefois, le calcul que nous avons présenté est conservatif, car Il a été conduit avec des coefficients (de dilatation thermique et module de Young des matériaux) indépendants de la température. Or, nous savons que ce dernier peut subir une dégradation importante lorsque la température du matériau s'élève. Il serait donc intéressant à l'avenir de tenir compte de ce facteur.

IV.5 Références

- [1]. **M. Vardelle, A.Vardelle, and P. Fauchais**, *Spray parameters and particle relationships during plasma spraying*. J. of Thermal Spray Technology 2 (1993), 79-91.
- [2]. **L. Williamson, J.R. Fincke, and C.H. Chang**, *A computational examination of the sources of statistical variance in particle parameters during thermal plasma spraying*. Plasma Chem. Plasma Proc., vol. 20 (3), 2000, 115-124.
- [3]. **P. Fauchais, A. Vardelle and B. Dussoubs**, *Quo vadis thermal spraying*. J. of Thermal Spray Technology 10 (2001), 44-46.
- [4]. **R. Spores and E. Pfender**, *Flow structure of a turbulent thermal plasma jet*. Surf. Coating. Technology 37(1989), 251-270.
- [5]. **J.F. Coudert and P. Fauchais**, *Transient phenomena in D.C. plasma-spray torches*. In: Annals of the New York Academy of Sciences, vol. 891(1991), 382–390.
- [6]. **C. Baudry**, *Contribution à la modélisation transitoire et tridimensionnelle du comportement dynamique d'un arc d'une torche à projection plasma*. Thèse de doctorat, 24 Nov. 2003, Université de Limoges,
- [7]. France.
- [8]. **G. Mariaux and A. Vardelle**, *3D time dependent modelling of the plasma spray process: Part one: Flow modelling*. International Journal of Thermal Sciences 44 (2005), 357–366.
- [9]. **A. Vardelle, N.J. Themelis, B. Dussoubs, M. Vardelle and P. Fauchais**, *Transport and chemical rate phenomena in plasma sprays*. J. of High Temperature Chemical Processes 1 (3), (1997), 295-314.
- [10]. **H. Ageorges and P. Fauchais**. *Oxidation of stainless steel with and without an alumina shell during their flight in a plasma jet*. High Temperature Material Process, vol.4 (2000), Begell House.
- [11]. **H. Ageorges and P. Fauchais**: *Plasma spraying of stainless-steel coated with alumina shell*, Thin Solid Films, 370 (2000), 213-222.
- [12]. **M. Bouneder, M. El Ganaoui, B. Pateyron and P. Fauchais**, *Heat transfer modelling in composite metal-ceramic sprayed in plasma pool: Part one: Heat conduction*. Int. Journal of High Temperature, 4 (2003), Begell House USA.
- [13]. **E. Bourdin, P. Fauchais and M. Boulos**, *Transient heat conduction under plasma conditions*. Int.J.Heat Mass Transfer, vol.26 (1983), 567-582.
- [14]. **M. Bouneder, M. El Ganaoui, B. Pateyron and P. Fauchais**, *Computational heat transfer and phase change in composite (metal/ceramic) particle immersed in a plasma pool*. Proc. of the Int. Thermal Spray Conf., Adv. in Technology and Applications, 10-12 May Osaka, Japan (2004), 953-957.

- [15]. **M.D. Demetriou, A.S. Lavine and N.M. Ghoniem**, *Feasibility of plasma spraying in developing MMC coatings: modeling the heating of coated powder particles*. J. of Man. Science and Engineering, Trans.ASME, vol.124 (2002), 58-64.
- [16]. **V. Alexiades**, *Overcoming the Stability Restriction of Explicit Schemes via Super-Time-Stepping*, 2nd Int. Conf. on Dynamics Systems and Applications, Atlanta May (1995).
- [17]. **J.J. Droux**, *Three dimensional Numerical Simulation of Solidification by an improved Explicit Scheme*. Computer Methods in applied Science and Engineering, vol. 85 (1991), 57-94.
- [18]. **E. Bourdin and P. Fauchais**, *Transient heat conduction under plasma conditions*. Int. J. Heat Mass Transfer, vol.26, N°4(1983), 567-582.
- [19]. **A. Vardelle**, *Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides*. Thèse de doctorat ès Sciences physiques, N° ordre 29-87, 1987, Université de Limoges.
- [20]. **P. Fauchais, M. Fukumoto, A. Vardelle and M. Vardelle**, *Knowledge concerning splat formation: An invited review*. J. of Thermal Spray Technology, vol. 13 (2004), 337-360.
- [21]. **Y.M. Yang, C. Coddet and M. Imbert**, *Numerical modeling and simulation of particule behaviours in an HVOF supersonic flow*. Proc. of the 15th Int. Thermal Spray Conf. 25-29 May 1998, Nice, France.
- [22]. **Y.C.Lee, Y.P. Chyou and E. Pfender**, *Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas, Part 2: Particle heat and mass transfer in thermal plasmas*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, (4)(1985),391-409.
- [23]. **M. Vardelle, A. Vardelle, C. Trassy and P. Fauchais**, *Experimental investigation of powder vaporization in thermal plasma jets*. Plasma Chemistry and Plasma Processing (2), (1991), 185-201.

Chapitre V : Conclusion générale et perspectives

Dans le travail présenté, nous avons élaboré les outils de modélisation et de simulation, pour étudier le comportement thermique transitoire d'une poudre composite bicouche de type métal/céramique dans un jet de plasma Ar-H₂ d'arc soufflé à courant continu DC.

À ce jour, l'utilisation d'une poudre métal/céramique reste du domaine de la faisabilité, comme l'atteste notre revue bibliographique, où nous avons répertorié une seule étude théorique et deux autres expérimentales. Ces deux dernières ont été réalisées au laboratoire Science des Procédés Céramiques et de Traitements de Surface (SPCTS) de Limoges. Elles ont démontré la possibilité de projeter ce type de poudre et le bénéfice que l'on peut tirer de son utilisation; en particulier la réduction du phénomène d'oxydation et la production d'un revêtement composite à matrice métallique de type MMC.

Notre but étant de modéliser le phénomène thermique transitoire avec changement de phase solide-liquide-vapeur et une résistance thermique de contact, entre le coeur métallique et la coquille céramique, nous avons étudié le phénomène pour des particules étudiées et fabriquées par mécanofusion au SPCTS. Pour ce faire, nous nous sommes fondés sur les conditions opératoires du procédé de projection thermique par plasma¹, obtenues pour une trajectoire moyenne et des particules optimisées (60 µm de diamètre). L'objectif étant ici de nous focaliser sur le traitement thermique des particules et non de modéliser le plasma. Ainsi pour le plasma, nous avons utilisé le modèle simplifié 2D stationnaire « Jets & Poudres »,

¹ Torche de type PTF4, tuyère anode droite de diamètre interne de 7 mm, mélange Ar 45 NIL/mn, H₂ 15 L/mn, injection externe à 3 mm en aval de la sortie de tuyère et à 7 mm de l'axe du jet de plasma, injecteur droit de 1.4 mm de diamètre interne, une puissance électrique de 32 kW, un rendement thermique de 57%

disponible au SPCTS. L'étude du traitement thermique de la particule a été effectuée sur deux trajectoires : la première est déviée de 4° de l'axe du jet, et elle est qualifiée d'optimale, car la particule traverse le dard plasma sur toute sa longueur. La seconde est déviée de 30° de l'axe du jet, et elle est qualifiée de non optimale, car elle passe à travers les zones froides.

Sur la base de modèles thermiques couramment utilisés en configuration mono matériau, nous avons introduit une formulation avec une RTC variable fonction des fractions solides des deux constituants, pour traiter la configuration bicouche et tenir compte de la nature physique du contact lors du changement de phase solide-liquide.

La gamme des RTC envisagées dans cette étude varie entre $10^{-6}m^2.K/W$ et $10^{-8}m^2.K/W$ et il n'est pas impossible, que certaines particules puissent présenter des valeurs nulles de RTC, étant donné la façon dont le matériau bicouche est fabriqué par mécanofusion, c'est-à-dire une densification sous fortes pressions sans fusion ni frittage. Dans cette situation la faible épaisseur enveloppe n'est plus capable de protéger le coeur du phénomène de fusion.

L'équation de la conservation locale de l'énergie pour la particule bicouche est formulée par un modèle bidimensionnel enthalpique. Ceci afin de traduire la dissymétrie du champ d'écoulement autour de celle-ci, lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à l'unité. Cette hypothèse, si elle s'avère vérifiée, peut aussi aider à expliquer la dégradation de l'enveloppe céramique observée expérimentalement au laboratoire.

En ce qui concerne la transition liquide-vapeur, les modèles utilisés se limitent souvent à une évaporation contrôlée par le flux de chaleur où le phénomène commence quand la température d'ébullition est atteinte. Dans le présent travail, la vaporisation a été traitée par un modèle contrôlé par la diffusion des vapeurs de l'espèce volatile dans la couche limite où l'évaporation peut débuter avant l'ébullition.

La résolution numérique est effectuée par une technique de type volumes finis de second ordre en temps et en espace avec un algorithme implicite. Les outils développés sont validés en configuration mono matériau pour laquelle des solutions de références sont disponibles. Ce choix nous a permis de simuler finement les différents mécanismes de transfert de chaleur et de masse (conduction, rayonnement et changement de phase solide-liquide-vapeur) que rencontre la particule le long de sa trajectoire.

A ce sujet, le programme de simulation que nous avons développé, exécute la simulation thermique de la particule composite sur une trajectoire de une milliseconde en un temps de calcul de l'ordre de l'heure sur un processeur Intel Pentium M 725 de 525 MBytes de RAM. Ce paramètre est intéressant à considérer comme moyen d'aide à l'expérimentation dans le laboratoire. En effet, Un des objectifs de l'approche par simulation est de réduire l'effort expérimental notamment en proposant des moyens de contrôle numérique du procédé et augmenter ainsi le degré de liberté de l'opérateur.

Nous avons considéré deux matériaux céramiques pour l'enveloppe de la particule : la première en alumine et la seconde en zircone et correspondent à des propriétés physiques très différentes. Ceci nous a permis de montrer que les conditions du plasma étudié, sont suffisantes pour traiter thermiquement une poudre composite de cette nature de granulométrie allant de $50 \mu\text{m}$ à $80 \mu\text{m}$ et des épaisseurs enveloppe comprises entre 2 et $20 \mu\text{m}$. Cette capacité est démontrée par la possibilité à faire fondre tout ou une partie de la particule .

L'étude de l'évaporation d'une particule $\text{Fe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ de $60 \mu\text{m}$ de diamètre ayant un rapport de forme de 0.93 le long de deux trajectoires optimale et non optimale, a montré que le taux d'évaporation est très élevé (de l'ordre 75% dans le premier cas alors que dans le second cas, il n'est que de 40%). Ceci suggère que le mélange et la puissance thermique de la torche (32 kW) sont trop élevés. Il faudrait donc réduire cette puissance, en adaptant la composition du mélange plasmagène et les intensités de courant, pour obtenir un taux d'évaporation plus faible. Dans les mêmes

conditions, si l'on remplace l'alumine par la zircone, l'évaporation n'est que de 20 % ce qui confirme l'influence des propriétés physiques des matériaux considérés.

Par ailleurs, l'utilisation d'une poudre de cette nature pose le problème crucial de la dilatation thermique différentielle qui peut affecter la morphologie et l'intégrité de l'enveloppe de la particule en vol avant l'impact sur le substrat. Nous avons tenté d'apporter quelques éléments de réponse par le biais d'une analyse des contraintes thermiques en se limitant uniquement au phénomène de la dilatation thermique différentielle. La considération d'un état non contraint (libre-libre) a montré que lorsque il n'y a pas la présence du changement de phase, la dilatation thermique est au plus égale à 1.5% et ce pour des particules bicouche Fe/Al₂O₃ de granulométrie (20 μm , 100 μm) et d'épaisseurs enveloppe comprises entre 2 μm à 20 μm.

Par contre, en présence du changement de phase et lorsque le coeur (Fe) de la particule fond en premier (cette situation étant la plus défavorable et elle a lieu en contact thermique quasi-parfait pour une particule de 60 μm de diamètre et une épaisseur enveloppe de 2 μm), la dilatation thermique est dominée par l'expansion volumique, produisant une contrainte thermique capable de désagréger l'enveloppe céramique.

Nous avons également dans cette thèse, étudié le cas d'une particule agglomérée hétérogène composée d'une matrice et d'une inclusion de grains de dimensions très réduites. Ces grains sont distribués uniformément et le modèle de thermique adopté est unidimensionnel avec un flux de chaleur imposé en surface pouvant provenir soit d'un laser continu ou pulsé soit d'un jet de plasma. Le comportement thermique de cette configuration a été analysé en fonction des paramètres pertinents comme la durée du chauffage, les fractions volumiques de la matrice et des grains et la résistance thermique de contact matrice-grain. Ce modèle simplifié est un début incontournable pour analyser l'interaction des systèmes hétérogènes en présence de changement de phase.

Ce travail ouvre de larges perspectives déjà perceptibles à travers la participation au contrôle du procédé par simulation numérique. Ainsi il y a lieu de proposer plusieurs extensions :

Pour la particule composite homogène :

- ✓ Caractériser la résistance thermique de contact dans une particule composite bicouche.
- ✓ Considérer les aspects thermo-mécaniques dans la particule composite dans un jet de haute température. Le défi lié à la métrologie de ce type de particule reste évidemment à relever.
- ✓ Faire un traitement statistique d'une population de particules composites bicouches en vue de dégager le comportement de l'ensemble.
- ✓ Etudier le lien avec le dépôt permettant d'établir des corrélations utiles entre la nature du revêtement et la qualité du dépôt.

Pour la particule hétérogène, plusieurs extensions sont possibles :

- ✓ Introduire également le changement de phase dans la matrice.
- ✓ Tenir compte d'une distribution non uniforme de grains.
- ✓ Tenir compte de l'aspect bidimensionnel des échanges thermiques.
- ✓ Tenir compte des sources de chaleur disséminées dans la matrice ou dans les grains.

Ces extensions faites, il sera possible alors de proposer des modules de calcul, traduisant la réalité physique de certains phénomènes considéré comme mineurs mais dont l'importance a été prouvée dans les recherches récentes et facilement intégrable à des codes industriels.

Annexe

CARACTERISTIQUES THERMOPHYSIQUES DES MATERIAUX

Les propriétés physiques des matériaux utilisées dans cette thèse, ont été compilées à partir de plusieurs sources bibliographiques citées en références.

Fer : Fe

M = 56 g

r = 7800 Kg/m³

$$k_p \begin{cases} T \leq 1810K & k_{p_s} = 81.213 + 49.03e^{-3} * T + 0.638e^{+3} * T^{-1} \quad (W / m / K) \\ T > 1810K & k_{p_l} = 64.413 \quad (W / m / K) \end{cases}$$

$$C_p \begin{cases} T < 1033K & C_p = 6.321554 + 6.09729 * T - 1.05e^{-2} * T^2 + 6.16e^{-6} * T^3 \quad J/Kg/K \\ 1033K \leq T \leq 1250K & C_p = 1.44105 + 362.87 * T + 3.07e^{-2} * T^2 + 8.68e^{-5} * T^3 \quad J/Kg/K \\ 1250K < T < 1810K & C_p = 659.6 + 7.21e^{-2} * T \quad J/Kg/K \\ 1810K \leq T \leq 3023K & C_p = 929.47 \quad J/Kg/K \end{cases}$$

C_{Pv} = J/Kg/K

L_f = 279760 J / kg

T_f = 1810 K

L_v = 2.4677 10⁷ J / kg

T_{eb} = 3135 K

Alumine : Al_2O_3

$M = 102 \text{ g}$

$r = 3900 \text{ Kg/m}^3$

$$k_p \begin{cases} T < 2326 \text{ K } k_{ps} = 56,16 - 0,098 * T + 6,30 \cdot 10^{-5} * T^2 - 1,32 \cdot 10^{-8} * T^3 \text{ (W/m/K)} \\ T \geq 2326 \text{ K } k_{pl} = 3,480 \text{ (W/m/K)} \end{cases}$$

$$C_p \begin{cases} T < 1273 \text{ K } C_{ps} = 1124,1 + 0,1254 * T - 347,10410^{-5} * T^{-2} \text{ J/Kg/K} \\ T < 2326 \text{ K } C_{ps} = 1044,18 + 0,1742 * T - 279,48610^{-5} * T^{-2} \text{ J/Kg/K} \\ T \geq 2326 \text{ K } C_{pl} = 1418,86 \text{ J/Kg/K} \end{cases}$$

$C_{pv} = 960 \text{ J/Kg/K} \quad . \quad L_f = 1,06510^6 \text{ J/Kg} \quad T_f = 2326 \text{ K}$

$T_{eb} = 3800 \text{ K}$

$L_v = 2,467710^7 \text{ J/kg}$

Module d'Young : $E^{Al_2O_3} = 372 \text{ GPa}$

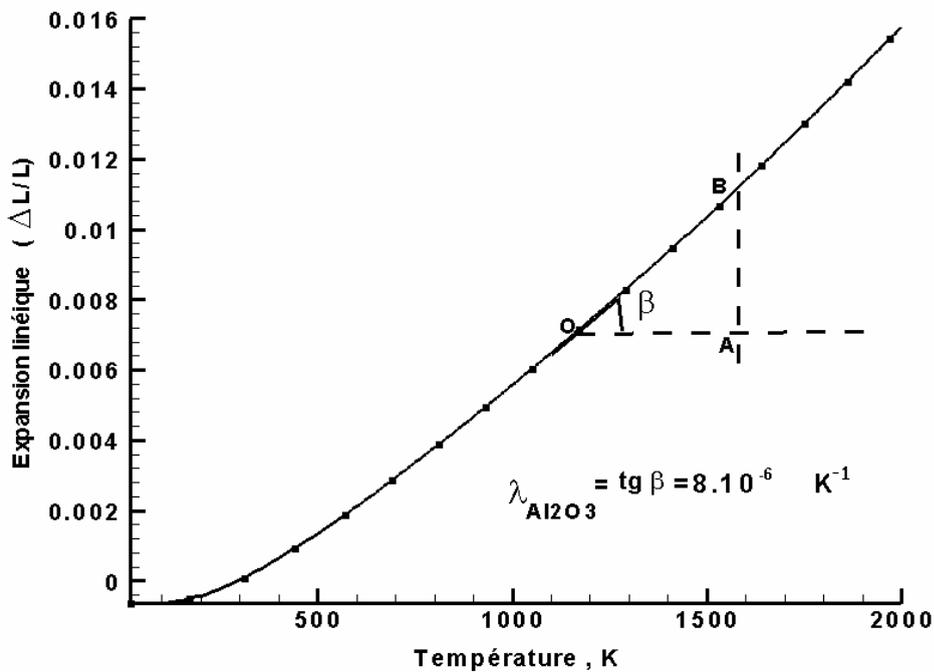


Figure A.1 : Coefficient de dilatation thermique de Al_2O_3

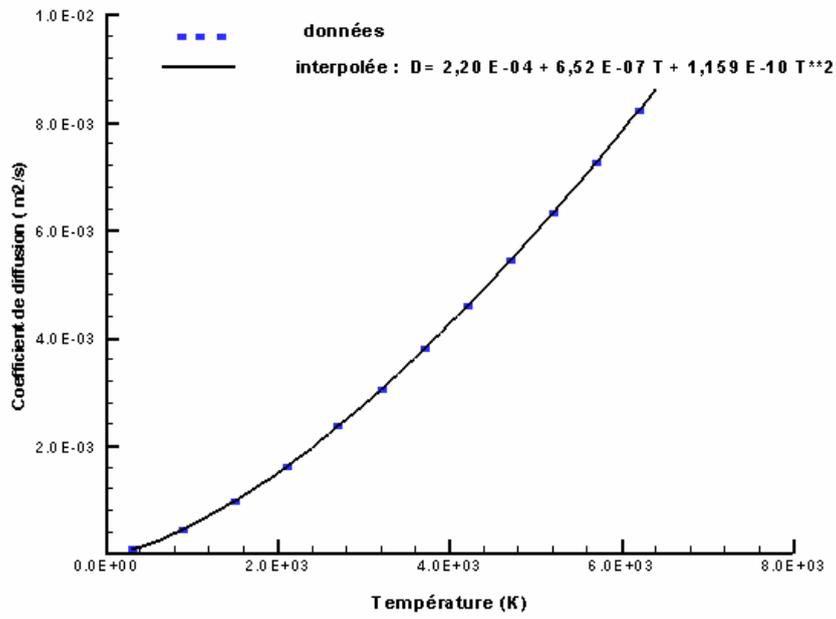


Figure A.2 : Coefficient de diffusion du composé AlO dans de l'argon.

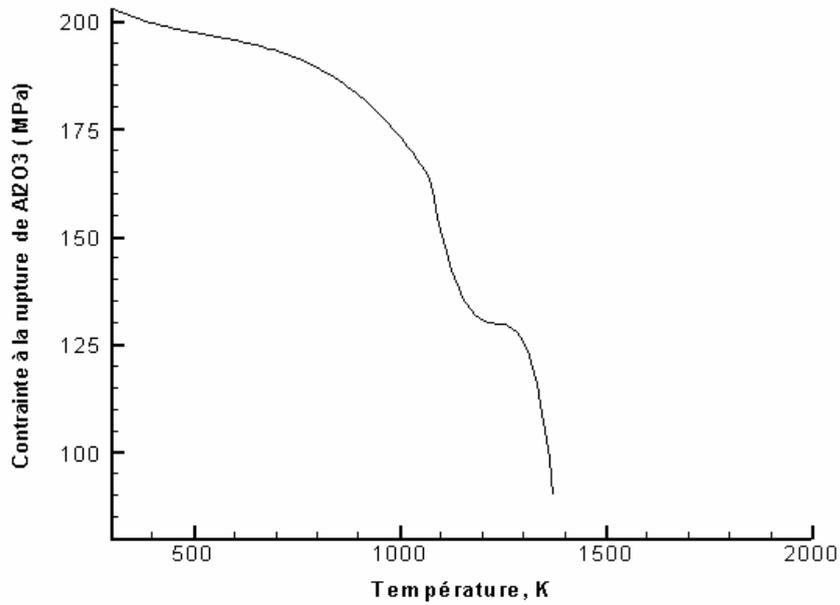


Figure A.3 : Contrainte de rupture de Al₂O₃

Zircone : ZrO_2

$M = 123 \text{ g}$

$r = 5700 \text{ kg/m}^3$

$$k_p \begin{cases} T < 2950 \text{ K} & k_{pS} = 1,608508 - 0,0001 * T + 1,2818 * T^{-2} \text{ (W/m/K)} \\ T \geq 2950 \text{ K} & k_{pI} = 3,0200 \text{ (W/m/K)} \end{cases}$$

$$C_p \begin{cases} T < 1478 \text{ K} & C_{pS} = 565,49 + 0,061 * T - 114,18510^5 * T^{-2} \text{ J/Kg/K} \\ 1478 \text{ K} \leq T < 2950 \text{ K} & C_{pS} = 604 \text{ J/Kg/K} \\ T \geq 2950 \text{ K} & C_{pI} = 713 \text{ J/Kg/K} \end{cases}$$

$C_{pv} = 1500 \text{ J/kg}$ $L_f = 7,0686 \cdot 10^5 \text{ J/Kg}$ $T_f = 2950 \text{ K}$ $T_e = 4548 \text{ K}$

$L_v = 910^6 \text{ J/kg}$

Module d'Young $E^{ZrO2} = 210 \text{ GPa}$:

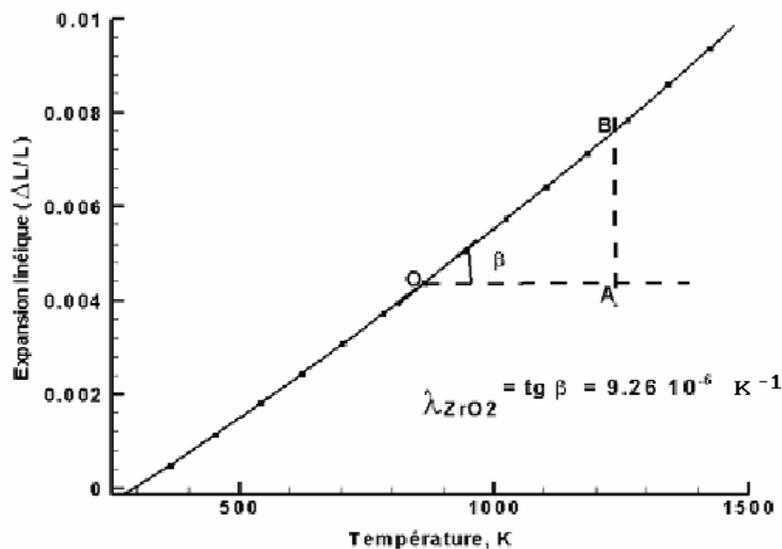


Figure A.4 : Coefficient de dilatation de la zircone.

Références

- [1]. **S. Burghartz and B. Schultz**, J. Nuclear Materials, vol. 212-215 (1994), p1065.
- [2]. **D.A. Archer**, J. Phys. Chem., vol. 22 (6) (1993), p.1441.
- [3]. **W.D. Kingery, J. Francl, R.L. Coble and T. Vasilos**, J. American Ceramic Soc., vol. 37(1954), p.107.
- [4]. **G.E. Childs, L.J. Ericks and R.L. Powell**, NBS Monograph 131(1973), p. 507.
- [5]. **A.Vardelle**, *Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides*. Thèse de doctorat ès Sciences physiques, N° ordre 29-87, 1987, Université de Limoges Thèse d'état, Limoges.
- [6]. **Y.S. Touloukian**, *Thermophysical properties of matter, the TPRC data series*, vol. 2, Thermal conductivity nonmetallic and vol. 5, specific heat nonmetallic solids, (Ed.) Y.S. Touloukian, lfi /Plenum 1970.
- [7]. **R.W. Dickson and E. Schreiber**, J. Research of NBS, vol. 77A, No. 4(1973), p.391.
- [8]. **G.K. White and R.B. Roberts**, High Temperatures-High Pressures, vol.15 (1983), p.321.
- [9]. **D.E. Apostolescu, P.S. Gaal, and A.S. Chapman**, *Thermal Conductivity*. vol. 24, Technomic Pub (1997), p.637.
- [10]. **Taylor**, Trans. J. British Ceramic Soc., vol. 83 (1984), p.32.
- [11]. **K. Jakus, T. Service and J.E. Ritter**, J. American Ceramic Society, vol. 63(1980), p.4.

Résumé

Ce travail de thèse a comme but la modélisation et l'investigation du transfert de chaleur et de masse, dans une particule composite bicouche (coeur métal / enveloppe céramique) en vol avant impact, projetée dans un jet de plasma Ar-H₂ 75-25 % vol. à arc soufflé et courant continu. Les poudres de configuration bicouche sont une nouveauté et dès lors, elles ont été peu étudiées. Elles offrent la possibilité de produire des revêtements métalliques à matrice composite de type MMC.

Le modèle thermique présenté s'applique aux procédés de projection utilisant un ensemencement de particules sans effets de charge. La solution numérique est basée sur le modèle enthalpique et la discrétisation des équations est obtenue par une technique de volumes finis du second ordre en temps et en espace. Une formulation de la résistance thermique de contact RTC, fonction des fractions solides des deux matériaux est introduite afin de tenir compte de la nature physique du contact. Le suivi de la particule sur des trajectoires dans le jet de plasma, a permis d'étudier finement les différentes cinétiques du transfert de chaleur et de masse en fonction des paramètres comme la taille de la particule, la nature des matériaux ou de la résistance thermique de contact. Divers scénarios sont simulés afin de corrélérer au mieux les résultats expérimentaux obtenus par le laboratoire SPCTS de l'Université de Limoges.

MOTS CLES : Projection plasma, Modélisation numérique, Particule composite, Transfert de chaleur et de masse.

Abstract

The aim of this work is the modelling and the investigation of heat and mass transfer for in-flight composite metal/ceramic particles (obtained by mecanofusion process) and sprayed in Ar-H₂ 75-25% vol. arc-jet DC plasma. The use of coated powder has the potential for producing metal matrix composite MMC coatings and up to date, the thermal behaviour of these powders has not been studied.

The thermal modelling presented, apply to the spraying process under low loading conditions and the numerical solution is based on enthalpy formulation and finite volume discretization technique of the second order in time and space. A thermal contact resistance TCR based on the volume solid fraction of the materials under consideration is proposed, to take into account solid-liquid phase transition. The thermal behaviour of the composite particle in the jet and within the trajectories is investigated and the influence of the main parameters like the size of the particle, physical nature of the materials, and thermal resistance of contact are clearly identified. Finally, some numerical results are obtained, which are in agreement with experimental results previously obtained by SPCTS laboratory of Limoges University.

KEY WORDS: Numerical modelling, Plasma spraying, Composite particle, Heat and mass transfer.