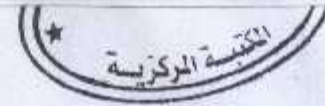


5.2 Influence de la présence du substrat sur l'accélération et l'échauffement de la particule.

La figure 10.a montre l'évolution de la vitesse d'une particule WC-Co de trois diamètres différents pour deux modèles différents de vitesse des gaz porteurs. Le premier modèle est celui de Joshi-Sivakumar, avec une vitesse constante sur toute la distance de projection. Le second utilise le même modèle théorique pour les particules, mais avec le profil de vitesse modifié présenté précédemment (Fig.7) pour le mélange gazeux. Ce dernier inclue l'effet la présence du substrat sur l'écoulement du gaz. Il est clair, d'après les résultats de nos calculs, que la présence du substrat a un effet important sur l'évolution de la vitesse de la particule. Ainsi, pour une particule de $25\mu\text{m}$, la vitesse de la particule au point d'impact est réduite de 14% par rapport au résultat de Joshi-Sivakumar.

La figure 10.b présente la même comparaison, mais relative à l'échauffement des particules mesuré par la température au centre de celles-ci. La diminution de la température est importante seulement pour les particules de petites dimensions. Cette diminution est causée par l'augmentation du temps de résidence de la particule (diminution de la vitesse) dans la région de faible température du mélange gazeux où la particule commence à se refroidir. C'est ainsi que, pour une particule de $17\mu\text{m}$, nous remarquons une réduction de température de 11% quand l'effet du substrat est pris en considération.

Par conséquent, la réduction de la vitesse du mélange gazeux due à la présence du substrat dans l'écoulement doit être prise en considération dans l'étude de l'accélération et de l'échauffement des particules pendant la projection thermique H.V.O.F. Cet effet est surtout important pour le calcul des



**SIMULATION DE L'ACCELERATION ET DE L'ECHAUFFEMENT
DES PARTICULES PENDANT LA PROJECTION THERMIQUE**

H.V.O.F.

RESUME

par:

Abdellah ABDELLAH EL HADJ

On utilise un modèle théorique pour évaluer la température et la vitesse d'une particule sphérique à tout instant pendant son temps de vol dans un système de projection thermique H.V.O.F. Les calculs qui ont été faits pour une particule WC-Co, montrent qu'il faut tenir compte de l'effet de la présence du substrat sur l'écoulement des gaz porteurs lors des calculs de la température et de la vitesse de la particule, en particulier lors de son impact. De même, la thermophorèse due au gradient de température élevé dans la direction de projection a une influence significative sur l'évolution de la température et la vitesse de la particule.

vitesse d'impact. Par contre pour les températures, il ne devient important que pour les particules de faibles dimensions.

5.3 Effet de la thermophorèse sur l'accélération et sur l'échauffement de la particule.

La figure 11.a montre l'effet de la thermophorèse sur l'évolution de la vitesse de la particule dans le cas du modèle de Joshi-Sivakumar (vitesse des gaz porteurs constante). Ainsi, dans la région du noyau supersonique, l'effet des forces thermiques n'est pas important, dû au faible gradient de température. Par contre dans la région du mélange turbulent où le gradient de température est élevé, l'effet d'accélération dû à la thermophorèse devient important. Pour une particule de $17\mu\text{m}$, la vitesse d'impact augmente de 11%.

La figure 11.b montre l'effet de la thermophorèse sur l'évolution de la température de la particule. On voit qu'il n'y a de différence visible que pour les particules de petits diamètres.

La température à l'impact du noyau d'une particule de $17\mu\text{m}$ augmente de 4 %. Cette augmentation est due à la diminution du temps de résidence de la particule dans la région au voisinage du substrat. Dans cette région, la particule atteint des températures plus grandes que la température du mélange gazeux. Par conséquent, la particule subit moins d'échange de chaleur avec le courant de gaz et garde donc une température plus grande comparée à celle du modèle de Joshi-Sivakumar (où la thermophorèse n'est pas considérée).

Les mêmes effets sont visibles dans le cas du modèle actuel. Les figures 12.a et 12.b montrent l'effet de la thermophorèse sur l'évolution de la vitesse et de la température de la particule. Pour une particule de $17\mu\text{m}$ la vitesse de la particule augmente de 17% et la température de 17%. On voit que l'effet de la thermophorèse diminue quand la dimension des particules augmente. Les figures

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer toute ma profonde gratitude au Dr. Nouredinne AIT-MESSAOUDENE pour m'avoir guidé et orienté durant la réalisation de ce modeste travail.

Mes remerciements vont également à mon ami Mohamed ZMIRLI pour son aide précieuse concernant la recherche bibliographique.

Mes remerciements vont aussi à l'ensemble du corps de l'institut de mécanique qui ont contribué à mon encadrement durant la graduation et la Post-graduation, en particulier Dr. A. HARHAD.

Je tiens également à remercier mes amis: Ibrahim LAOUFI, Mohamed LAKMOUCHI, et Yazid BOULENOUAR pour leurs aides.

Finalement, je remercie mes parents, mes frères et mes soeurs pour leurs encouragements.

13.a et 13.b montrent la vitesse et la température de la particule de $25\mu\text{m}$ pour les trois modèles (modèle de Joshi-Sivakumar avec vitesse des gaz constante et sans thermophorèse, modèle actuel sans thermophorèse, et modèle actuel avec thermophorèse). On voit que pour des particules de ce diamètre, l'effet de ralentissement dû à la prise en compte de la présence du substrat est pratiquement compensé par l'accélération due à la thermophorèse (Fig.13.a).

5.4 Effet de la vitesse d'injection sur l'accélération et l'échauffement de la particule.

La figure 14.a représente l'évolution de la vitesse de particule avec trois vitesses d'injection différentes pour le modèle de Joshi-Sivakumar. Sur cette figure, on voit que la particule arrive à l'impact avec la même vitesse. Par contre, dans le cas de l'utilisation du modèle actuel avec l'effet de la présence du substrat (Fig.14.b) et dans le cas du modèle actuel avec la considération de l'effet de la thermophorèse (Fig.14.c), la vitesse d'impact augmente avec la vitesse d'injection.

Les figures 15.a, 15.b, et 15.c montrent l'évolution de la température du noyau de la particule avec différentes vitesses d'injection pour les trois modèles. On voit que l'influence la vitesse d'injection sur l'évolution de la température de la particule est plus prononcé dans le cas du modèle actuel.

5.5 L'influence de la position du substrat sur l'évolution de la vitesse et la température de la particule.

Dans tout ce qui suit, les résultats présentés sont pour le modèle actuel avec prise en considération de l'effet de la présence du substrat et de la

TABLE DES MATIERES

	Page
RESUME	II
REMERCIEMENTS	III
TABLE DES MATIERES	IV
LISTE DES TABLEAUX	VII
LISTE DES FIGURES	VIII
NOTATIONS	XI

Chapitre I

INTRODUCTION

1.1	Motivation	1
1.2	Etat de l'art	3
1.3	But du présent travail	4

Chapitre II

MODELISATION DE L'ACCELERATION ET DE L'ECHAUFFEMENT PENDANT LA PROJECTION THERMIQUE H.V.O.F.

2.1	Approche utilisée	6
2.2	Les phénomènes influents le transport gaz-particule	7
2.3	Equation de quantité de mouvement	9
2.4	Equation de transfert de chaleur	12
2.5	Effet de la thermophorèse	17

thermophorèse. La figure 16.a représente la variation de la vitesse de la particule à l'impact avec la position du substrat par rapport au canon d'injection pour des particules WC-Co de différents diamètres, quand la vitesse d'injection est de 60m/s. Les vitesses sont représentées par rapport à la vitesse d'impact quand la distance du canon-substrat est de 200 mm (distance optimale donnée dans les références [15] et [16]). On remarque que, en éloignant le substrat, la vitesse de la particule diminue, du fait de l'augmentation de l'effet de freinage. On note aussi que cet effet de ralentissement augmente quand la dimension des particules diminue. D'autre part, on voit que pour chaque diamètre, il y a une position du substrat qui correspond à une vitesse optimale. Pour une particule de 25 μ m, le substrat doit être à une distance de 180mm pour donner une vitesse optimale.

La figure 16.b montre la même variation de la vitesse des particules à l'impact avec la position du substrat, mais pour différentes vitesses d'injection, pour une particule de 25 μ m. On remarque que l'effet de ralentissement augmente avec la vitesse d'injection (l'effet du frottement est plus important). Comme dans le cas précédent, il y a aussi une distance canon-substrat optimale pour chaque vitesse d'injection. Celle-ci est de 180mm pour une vitesse d'injection de 20m/s et diminue quand cette vitesse augmente.

La température du noyau de la particule à l'impact en fonction de la position du substrat est illustrée dans les figures 17.a et 17.b, et cela respectivement pour différents diamètres avec une vitesse d'injection de 60m/s et différentes vitesses d'injection avec un diamètre de 25 μ m. On remarque que plus on éloigne le substrat, plus la température à l'impact diminue, dû à un refroidissement plus important. En outre, on remarque que cet effet augmente

TABLE DES MATIERES (Suite)

	Page
 Chapitre III	
PROFIL DE VITESSE DU MELANGE GAZEUX	
3.1 Profil de vitesse du mélange gazeux dans les études précédentes	20
3.2 Jet libre	21
3.3 Profil de vitesse du mélange gazeux dans l'étude actuelle	22
 Chapitre IV	
PROCEDURE NUMERIQUE DE RESOLUTION	
4.1 Introduction	24
4.2 Résolution de l'équation de quantité de mouvement	24
4.3 Résolution de l'équation d'énergie	25
4.4 Calcul du facteur de correction de l'effet de Knudsen	28
 Chapitre V	
RESULTATS ET DISCUSSIONS	
5.1 Introduction	30
5.2 Effet du substrat sur l'accélération et l'échauffement de la particule	31
5.3 Effet de la thermophorèse sur l'accélération et l'échauffement de la particule	32
5.4 Effet de la vitesse d'injection sur l'accélération et l'échauffement de la particule	33
5.5 Influence de la position du substrat	34

quand la dimension des particules diminue. On voit aussi l'existence d'une position optimale qui donne une température à l'impact maximale pour chaque diamètre et chaque vitesse d'injection.

Il est clair, de ces quatre figures, que la position du substrat à 200mm de la sortie du jet (distance donnée dans les références [15] et [16]) n'est pas une position optimale maximiser la vitesse et pour la température au noyau de la particule à l'impact. En fait, cette position optimale est obtenue avant 190mm.

5.6 L'influence de la température du substrat.

D'après la référence [5], le substrat doit être refroidi à l'aide d'un système de refroidissement, par exemple le CO_2 liquide. Ce refroidissement est nécessaire pour éviter le changement de phase à la surface de substrat causé par le transfert de chaleur avec le courant de gaz chaud. D'autre part, la température de fusion du matériau du substrat n'est pas nécessairement élevée. Nous avons choisi de faire varier la température du substrat entre 600K et 1300K afin de déterminer son influence sur l'accélération et sur l'échauffement de la particule durant son vol pendant la projection thermique.

Les figures 18.a et 18.b montrent l'effet de la température du substrat sur la vitesse de la particule pour différents diamètres et différentes vitesses d'injection. Les vitesses sont représentées par rapport à la vitesse d'impact quand la température du substrat est de 813K (la température donnée dans les références [15] et [16]).

On remarque que plus la température du substrat baisse, plus la vitesse d'impact augmente. Ceci est dû à l'augmentation du gradient de température, et par conséquent l'augmentation de la force thermique dans la zone d'écoulement

TABLE DES MATIERES (Suite)

	Page
5.6 Influence de la température du substrat	35
 Chapitre VI	
CONCLUSION	37
REFERENCES	39
TABLES	43
FIGURES	45
 ANNEXES	
Annexe A	
STRUCTURE DU PROGRAMME SPRAY	
A.1 Structure de SPRAY	75
A.2 Les sous-programmes dans la partie invariante	75
A.3 La partie USER	76
Annexe B	
LISTING DU PROGRAMME SPRAY	
B.1 Le programme principal	78
B.2 La partie USER	91

potentiel. On note aussi que cet effet d'accélération augmente quand la dimension des particules diminue et quand la vitesse d'injection augmente. Toute fois, l'augmentation des vitesses d'impact par rapport à celle qui correspond à la température 813K est inférieur à 0.2%. Nous pouvons donc conclure que le changement de température du substrat n'a pas d'effet significatif sur l'accélération et l'échauffement des particules.

Les figures 19.a et 19.b expriment l'influence de la température du substrat sur l'évolution de la température de la particule pour différents diamètres et différentes vitesses d'injections. Les températures au centre des particules sont représentées par rapport à la température à l'impact quand la température du substrat est de 813K. La température de la particule à l'impact augmente avec l'augmentation de la température du substrat. L'augmentation de la température à l'impact est toujours inférieure à 2% pour le domaine de température du substrat donné.

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 1	Les propriétés thermophysiques du mélange gazeux
TABLEAU 2	Les propriétés du matériau de la particule

Chapitre VI

CONCLUSION.

Le comportement d'une particule sphérique pendant son temps de vol dans un système de projection thermique H.V.O.F. a été étudié. Cette étude a été réalisée par le couplage des équations de quantité de mouvement et d'énergie, en tenant compte des différents facteurs influant sur l'évolution de la vitesse et de la température de la particule.

En premier lieu, on a adopté le profil de vitesse du mélange gazeux en incluant l'effet de la présence du substrat dans l'écoulement. L'utilisation de ce profil dans le modèle théorique présenté dans cette étude révèle une grande influence de la présence du substrat sur l'échauffement et l'accélération des particules.

D'autre part, la thermophorèse exprimant l'effet du gradient de température dans la direction de la projection, affecte fortement la vitesse des particules. Par contre, l'influence de la thermophorèse sur la température n'est pas significative que pour les particules de petites tailles.

Les résultats de cette étude indiquent aussi l'importance de l'effet de la vitesse d'injection sur l'accélération et l'échauffement des particules.

D'autres effets, tels que la position du substrat et la température du substrat influent sur l'accélération et l'échauffement des particules.

Pour les travaux futurs, nous proposons d'étudier d'autres effets tel que celui de la force de Basset et de la dispersion turbulente. Il est aussi

LISTE DES FIGURES

- FIGURE 1(a): Evolution de la poudre pendant la projection thermique.
- FIGURE 1(b): Différente forme des particules à l'impact sur le substrat.
- FIGURE 2: Exemple d'un système H.V.O.F. (canon JP. 5000) [7].
- FIGURE 3: Température de la particule dans les systèmes de projection thermique.
- FIGURE 4: Schéma montrant l'évolution de la fusion et de l'évaporation de la particule.
- FIGURE 5: Schéma du jet supersonique du système H.V.O.F. [7].
- FIGURE 6: Schéma des différentes zones d'écoulement.
- FIGURE 7: Différents profils de vitesse du mélange gazeux.
- FIGURE 8: Schéma de discrétisation de la particule.
- FIGURE 9: Organigramme pour le traitement du problème du changement de phase de la particule.
- FIGURE 10(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar et le modèle actuel ($U_{p0}=100\text{m/s}$).
- FIGURE 10(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar et le modèle actuel ($T_{p0}=300\text{K}$).
- FIGURE 11(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$).
- FIGURE 11(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300\text{K}$).
- FIGURE 12(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$).
- FIGURE 12(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300\text{K}$).

recommandé, d'améliorer le profil de vitesse du mélange gazeux par la résolution des équations de quantité de mouvement et d'énergie pour la phase gazeuse, en tenant compte de l'effet de la présence du substrat et de l'effet de la présence des particules dans l'écoulement.

LISTE DES FIGURES (Suite)

- FIGURE 13(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar, modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$, Particule de $17\mu\text{m}$).
- FIGURE 13(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar, modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300\text{K}$, Particule de $17\mu\text{m}$).
- FIGURE 14(a): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 14(b): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle actuel sans la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 14(c): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle actuel avec la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 15(a): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule le modèle de Joshi-Sivakumar (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 15(b): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule pour le modèle actuel sans la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 15(c): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule le modèle actuel avec la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 16(a): Effet de la position du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).

REFERENCES

- [1] Renald W. Smith; Ronald D. Fast, «The future of thermal spray technology », *Welding journal*, PP. 43-50, (July 1994).
- [2] Merle L. Thorpe, « Thermal spray-industry in transition », *Advanced materials and processes*, N. 5, PP. 50-61, (1993).
- [3] Skrikant V. Jhosi; D. Ganguli, « Plasma spraying of ceramic powders produced by the Sol-gel technique », *metals materials and processes*, Vol.4, N. 1, PP. 33-42, (1992).
- [4] Andrew John Sturgeon, « Thermal spray technology », *Materials World*, PP. 351-354, (June 1993).
- [5] Th. F. Weber, « High velocity oxy-fuel spraying », *Materials science forum*, Vols. 163-165, PP. 573-578, (1994).
- [6] Herbert Herman, « Les revetements par projection thermique », *Pour la science*, N. 133, PP. 48-54, (novembre 1988).
- [7] C. M. Hacket; G. S. Settles, T. D. Miller, « On the gas dynamics of H.V.O.F. thermal sprays », *Journal of thermal spray technology*, vol. 3, PP. 299-304, (september 1994)
- [8] E. Boordin; P. Fauchais, « Transient heat conduction under plasma conductions », *Int. J. Heat Mass transfer*, vol. 26, N. 4, PP. 567-582, (1983)
- [9] M. Vardelle; A. Vardelle; P. Fauchais; M. I. Boulos, « Plasma Momentum and heat transfer : Modelling and Measurements », *Aiche Journal*, Vol. 29, N. 2, PP. 236-243, (March 1983).

LISTE DES FIGURES (Suite)

- FIGURE 16(b): Effet de la position du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 17(a): Effet de la position du substrat sur la température d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).
- FIGURE 17(b): Effet de la position du substrat sur la température de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 18(a): Effet de la température du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).
- FIGURE 18(b): Effet de la température du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).
- FIGURE 19(a): Effet de la température du substrat sur la température d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).
- FIGURE 19(b): Effet de la température du substrat sur la température de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).

- [10] D. K. Das; R. Sivakumar, « Modelling of the temperature and the velocity of ceramic powder in a plasma flame; I. Alumina », *Acta metall. mater.*, vol. 38, N. 11, PP.2187-2192, (1990).
- [11] D. K. Das; R. Sivakumar, « Modelling of the temperature and the velocity of ceramic powder in a plasma flame; II. Zirconia », *Acta metall. mater.*, vol. 38, N. 11, PP.2193-2198, (1990).
- [12] Xi. Chen; E. Pfender, « Heat transfert to a single particle exposed to a thermal plasma », *Plasma chemistry and plasma processing*, Vol. 2, N. 2, PP. 185-213, (1982).
- [13] S. V. Joshi; J. Y. Park; P. R. Taylor; L. S. Richardson, « Particle-gaz mass transfert under plasma conditions », *Int. J. Heat mass transfer*, vol. 29, N. 10, PP. 1565-1573, (1986).
- [14] T. Yoshida; K. Akashi, « Particle Heating in a radio-frequency plasma torch », *Journal of applied physics*, vol. 98, N. 6, PP. 2252-2260, (June 1977).
- [15] S. V. Joshi; R. Sivakumar, « Particle behaviour during hight velocity oxy-fuel spraying », *Surface and coatings technology*, N. 50, PP. 67-74, (1991).
- [16] S. V. Joshi, « Comparaison of particle heat-up and acceleration during plasma and high velocity oxy-fuel spraying », *Pmi*, Vol. 24, N. 6, PP. 373-377, (1992).
- [17] S. V. Joshi; R. Sivakumar, « Prediction of in flight particle parameters during plasma spraying of ceramic powders », *Materials science and technology*, Vol. 8, PP. 481-488, (June 1992).
- [18] F. Durst; D. Milajevic; B. Schanung, « Eulerian and lagrangian predichions of particulate two-phase flows ; a numerical study », *Appl. Math. Modeling*, Vol. 8, April, PP.101-115, (1984).
- [19] E. Pfender, « Particle behavior in thermal plasmas », *Plasma chemistry and plasma processing*, Vol. 9, N. 1, PP. 167-194, (1989).

NOTATIONS

$a_D, a_p, a_w, \text{ et } b$	coefficients définis par l'équation (4.3)	
c :	nombre d'espèces	
c' :	constante donnée dans l'équation (3.2)	1/s
$C_m, C_s, \text{ et } C_t$	coefficients de l'équation (2.21)	
C_p :	chaleur spécifique	J/Kg K
C_D :	coefficient de traînée	ad.
d :	diamètre de la particule	m
h :	coefficient de convection	W/m ² K
K :	coefficient thermique	W/m ² K
Kn :	nombre de KNUDSEN	ad.
M :	masse moléculaire de gaz	Kg/mole
Pr :	nombre de Prandtl	ad.
r :	position radiale dans la particule	m
R :	constante des gaz parfaits	J/Kmole.K
Re :	ombre de Reynolds	ad.
t :	temps	s
T :	température	K
U :	vitesse axiale de la particule	m/s
y :	fraction moléculaire	ad.
Z :	position axiale	m
Z' :	position axiale mesuré à partir du substrat	m
N :	nombre de noeuds de la particule discrétisée	
F :	fonction définie par l'équation (4.6)	K
F_{vq} :	force de traînée visqueuse	N
F_T :	force thermique	N

- [20] E. Pfender; Y. C. Lee, « Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasma; Part I. The motion of a single particle without thermal effects », *Plasma chemistry and plasma processing*, vol. 5, N. 3, PP. 211-236, (1985).
- [21] Y. C. Lee; Y. P. Chyou ; E. Pfender, « Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasma; Part II. Particle heat and mass transfer in thermal plasmas », *Plasma chemistry and plasma processing*, Vol. 5, N. 4, PP. 391-414, (1985).
- [22] Y. P. Chayou; E. Pfender, « Behaviour of particulates in thermal plasma flows », *Plasma chemistry and plasma processing*, Vol. 9, N. 1, PP. 45-71, (1989).
- [23] P. C. Huang; J. Heberlein; E. Pfender, « Particle behavior in a two-fluid turbulent plasma jet », *Surface and coatings technology*, N. 73, PP. 142-151, (1995)
- [24] E. Pfender, « Plasma jet behavior and modelling associated with plasma spray process », *Thin solid films*, N. 238, PP. 228-241, (1994).
- [25] J. A. Lewis; W. H. Gauvin, « Motion of particles entrained in plasma jet », *Aiche journal*, Vol. 19, N. 5, PP. 982-990, (September 1973).
- [26] Roger A. Strehlow, « Combustion fundamentals », MC-Graw-Hill, (1984).
- [27] James R. Brok, « On the theory of thermal forces acting on aerosol particles », *Journal of colloid science*, N° 17, PP. 768-780, (1962) .
- [28] Kenl. Walker; George M. Homsy; Franz T. Geyling, « Thermophoretic deposition of small particles in laminar tube flow », *Journal of colloid and interface science*, Vol. 69, N. 1, PP. 138-147, (March 1979).
- [29] Nouriddine Ait Messaoudenc; James S. Tien, « Instabilities and turbulence in engineering flows », Kluwer Academic Publishers, PP. 351-365, (1993)

NOTATIONS (Suite)

S:	surface de la particule	m^2
ρ :	masse volumique	Kg/m^3
μ :	viscosité dynamique	$Kg/m.s$
Φ :	facteur de correction donnée par (2.15)	ad.
ΔH :	chaleur latente	W/Kg
Γ :	rapport des chaleurs spécifiques	ad.
ϑ :	vitesse moléculaire du gaz	m/s
λ :	libre parcours moyen	m
θ :	coefficient d'accommodation thermique	ad.
η :	variable adimensionnelle de la couche limite	
η' :	variable adimensionnelle définie par l'équation (3.1)	
τ :	pas du temps	s
τ^+ :	pas uniforme du domaine $[0, \tau]$	s
δ :	épaisseur de la couche limite	m

Indices:

b :	indique l'ébullition (boiling)
f :	fluide
m :	indique la fusion (melting)
p, j :	espèce
l :	liquide
o :	initiale
p :	particule
s :	surface
v :	évaporation

- [30] Nouriddine Ait Messaoudene, « Concentration Distribution of particles in a thermophoretically Affected flow with and without combustion », Ph. D. Thesis, Case Western Reserve University, (January 1989).
- [31] L. Talbot; R. K. Cheng; R.W. Schefer; D. R. Willis, « Thermophoresis of particles in a heated boundary layer », J. Fluid Mech., Vol. 101, Part 4, PP. 737-758, (1980).
- [32] James P. Harnett; E. Jup, N. Ganic, « Hand book of heat transfer fundamentals », Mc graw-hill, (1985).
- [33] Andrew T. Thies; Christopher K.W. Tam, « Computation of turbulent axisymmetric and nonaxisymmetric jet flows using the K- ϵ model », AIAA journal, Vol. 34, N. 2, PP. 309-316, (February 1996).
- [34] G. Monnot, « Principals of turbulent fired chamber », Ed. Technip, Paris, (1985).
- [35] R. M. Traci; D.C. Wilcax, « Freestream-turbulence effects on stagnation point heat transfer », AIAA Journal, Vol. 93, N. 7, PP. 890-896, (July 1975).
- [36] Hermann Schlichting, « Boundary-layer theory, Mc Graw-hill », (1968).
- [37] W. C. Strahle; R.K. Sigman; W.L. Meyer, « Stagnating Turbulent flows », AIAA Journal, Vol. 25, N. 8, PP. 1071-1077, (August 1987).
- [38] S. V. Patankar, « Numérical heat and fluid flow », Mc. Graw-hill, (1980).
- [39] M. Boumahrat; A. Gourdin, « Méthodes numériques appliquées avec nombreux problèmes résolus en Fortran77 », O.P.U., (1993).

NOTATIONS (Suite)

Exposant:

i, j : itération
 $-$: moyenne

Propriétés	Gaz		
	H ₂ O	CO ₂	O ₂
Masse moléculaire (kg)	0.018016	0.04401	0.031999
Chaleur spécifique (J/kg.k)	$0.53168 + 2.545 \cdot 10^{-4} \cdot T_f + 3.2135 \cdot 10^{-8} \cdot T_f^2$	$1.1442 + 1.9039 \cdot 10^{-3} \cdot T_f - 7.819 \cdot 10^{-7} \cdot T_f^2 + 1.07 \cdot 10^{-10} \cdot T_f^3$	$0.89953 + 2.2507 \cdot 10^{-4} \cdot T_f - 3.5039 \cdot 10^{-8} \cdot T_f^2$
Conductivité thermique (W/m.k)	$32.309 \cdot 10^{-3} + 0.0336546 \cdot 10^{-3} \cdot T_f$	$18.806 \cdot 10^{-3} + 0.03525 \cdot 10^{-3} \cdot T_f$	$4.4393 \cdot 10^{-3} + 0.07314 \cdot 10^{-3} \cdot T_f - 6.586 \cdot 10^{-9} \cdot T_f^2$
Viscosité dynamique (kg/m.s)	$183.082 \cdot 10^{-7} + 0.119249 \cdot 10^{-7} \cdot T_f$	$177.62 \cdot 10^{-7} + 0.15357 \cdot T_f$	$26.418 \cdot 10^{-7} + 0.64498 \cdot 10^{-7} \cdot T_f - 0.000211 \cdot 10^{-7} \cdot T_f^2 + 2.572 \cdot 10^{-15} \cdot T_f^3$
Masse volumique (kg/m ³)	$T_f \leq 850$ $0.766904 - 0.00063068 \cdot T_f$ $T_f > 850$ $0.327196 - 6.5065 \cdot 10^{-5} \cdot T_f$	$T_f \leq 800$ $1.89314 - 0.0016096 \cdot T_f$ $T_f > 800$ $0.81237 - 0.00018322 \cdot T_f$	$T_f \leq 1300$ $7.249 - 0.045547 \cdot T_f + 0.00012789 \cdot T_f^2 - 1.7886 \cdot 10^{-7} \cdot T_f^3 + 1.15576 \cdot 10^{-10} \cdot T_f^4 - 8.9 \cdot 10^{-14} \cdot T_f^5$ $T_f > 1300$ 0.3

Tableau 1: Les propriétés thermophysiques du mélange gazeux.

Chapitre I

INTRODUCTION

1.1 Motivation.

La projection thermique est un outil important pour la protection de surface contre l'usure, la corrosion, et les températures élevées. Malgré l'utilisation de cette technologie depuis plus de 100 ans, ce n'est que durant les quinze dernières qu'elle a connu progrès considérable grâce aux applications aérospatiales [1] , [2].

La projection thermique est un procédé dans lequel les matériaux solides sont chauffés chimiquement (combustion) ou électriquement par des arcs électriques ou par des jets de gaz chauffés par des arcs, ensuite accélérée par les jets de gaz créant des aérosols fondus se déplaçant à des grandes vitesses. Ces aérosols sont ensuite dirigés sur la surface cible où les particules fondus individuelles viennent s'écraser, se refroidissent et se solidifient pour former un revêtement protecteur [1] (Fig.1).

Plusieurs procédés ont été mis au point selon le matériau projeté et les performances du revêtement désiré. Ceux-ci inclut la projection par flamme, la projection par arc électrique, la projection par plasma et, plus récemment , la projection H.V.O.F. (High Velocity Oxy-Fuel) [4]. En cette fin de siècle, la projection par plasma, avec 48 % du marché, se place en première place des procédés cités. Cependant les systèmes H.V.O.F (Fig.2) utilisés dans l'industrie depuis les années 1980 possède la 2^{ème} place avec 25 % des parts de marché [2], [5] .

Particule	Propriétés				
	ρ_p (kg/m ³)	T_{melt} (K)	K_p (W/m.k)	ΔH_m (J/kg.k)	C_p (J/kg.k)
WC-12 % Cu	14320	1673	45	$0.42 \cdot 10^6$	195.4
					θ
					0.8

Tableau 2: Les propriétés du matériau de la particule.

Malgré l'augmentation du nombre de procédés et d'applications, la croissance dans tous les marchés de projection thermique a diminué. L'industrie hésite à adopter des procédés qui ne sont pas bien connus, ou ont la réputation d'être difficiles à gérer dans la pratique [1]. De plus, dans la projection thermique par plasma par exemple, seulement 3 à 5 % de l'énergie thermique disponible est utilisée pour fondre le matériau de revêtement.

Le rendement de dépôts, c-à-d la fraction qui adhère à la surface par rapport à la masse totale projetée, de quelques matériaux est de 50 % ou moins. En outre plusieurs nouveaux matériaux de grandes performances sont relativement coûteux. Il s'en suit que le coût des matériaux de revêtement représente 60 à 90 % du coût du canon de projection thermique utilisé [2].

Afin de réduire plusieurs de ces problèmes, il faut optimiser le procédé de projection et ajuster un bon nombre de paramètres opératoires. L'utilisation des modèles de simulation, représente une alternative prometteuse pour la minimisation des efforts expérimentaux permettant d'adapter les paramètres de projections au besoin d'applications spéciales [6].

La température et la vitesse des particules lors de l'impact sur le substrat sont parmi les paramètres les plus importants qui déterminent la qualité des revêtements. Plus la vitesse des particules projetées est élevée, plus les revêtements possèdent des structures bien liées. D'autre part, des particules qui ne sont pas complètement fondues durant l'impact produisent une quantité de porosité dans le revêtement réalisé. La détermination de la vitesse et de la température des particules nécessite l'étude de leur mouvement et de leur échauffement, et par conséquent de l'écoulement des gaz porteurs.

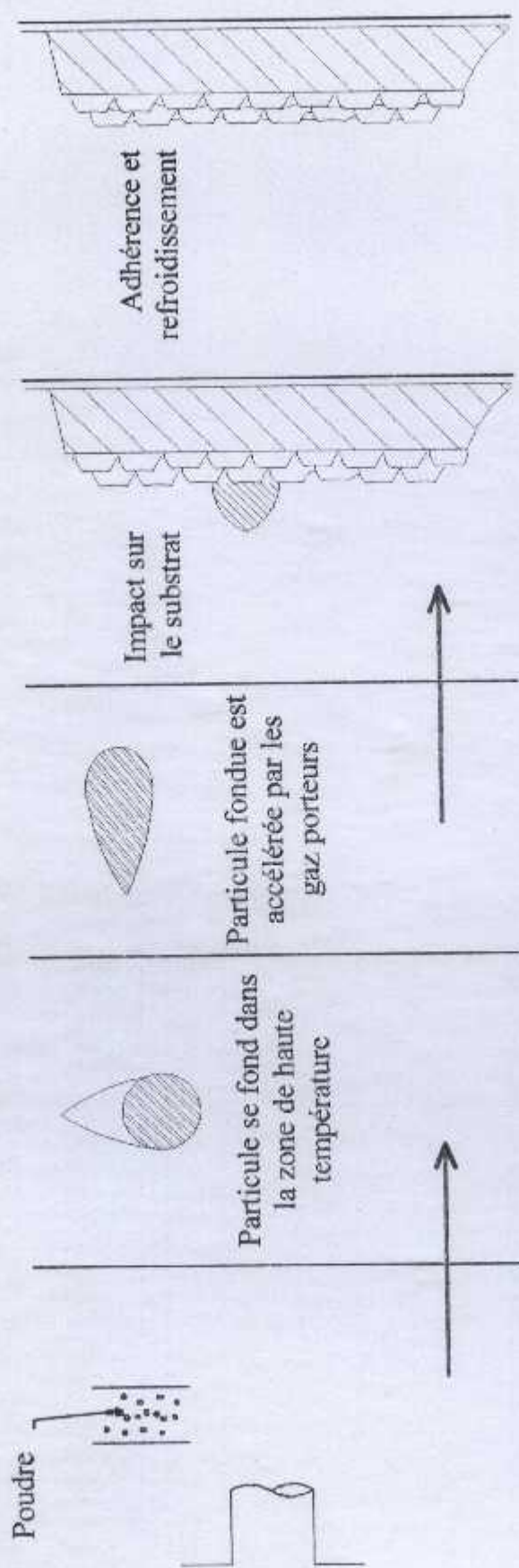


Fig. 1.(a): Evolution de la poudre pendant la projection thermique [3].

1.2 Etat de l'art.

Plusieurs modèles thermiques ont été établis pour étudier l'échauffement et l'accélération des particules pendant la projection thermique. Dans ces modèles, les phases solide (particule) et gazeux (gaz porteurs) sont traitées comme des milieux séparables échangeant de la quantité de mouvement et de la chaleur à travers les surfaces des particules. Le transfert de quantité de mouvement se fait grâce à la viscosité du gaz, tandis que le transfert de chaleur se fait par conduction et convection.

Les modèles mentionnés sont unidimensionnels et prennent en considération différents facteurs qui peuvent influencer les phénomènes de transport gaz-particule pendant la projection thermique. Beaucoup de ces modèles sont incomplets à cause de simplifications irréelles. A titre d'exemple, E. Bourdin et al. [8], M. Vardelle et al. [9] et D.K. Das et al. [10] [11] ont ignoré dans leur modèles les effets de discontinuité de Knudsen sur le transfert de chaleur et sur la quantité de mouvement des particules.

Vu l'exigence d'avoir des particules projetées complètement fondues pour obtenir des revêtements bien liés pour ne pas créer de porosité indésirable, les dimensions des particules sont nécessairement petites (d'habitude $< 100 \mu\text{m}$). Xi. Chen et al. [12], S.V. Joshi et al. [13] ont établi que l'effet de la discontinuité de Knudsen est très important. T. Yoshida, K. A.kashi [14], n'ont pas pris en considération l'effet de la grande variation des propriétés du gaz à travers la couche limite autour de la particule. Cependant Vardelle et al. [9] ont négligé le transfert de chaleur par conduction à l'intérieur de la particule. Cette hypothèse est clairement irréelle car les particules céramiques projetées possèdent une faible conductivité thermique, et le transfert de chaleur par

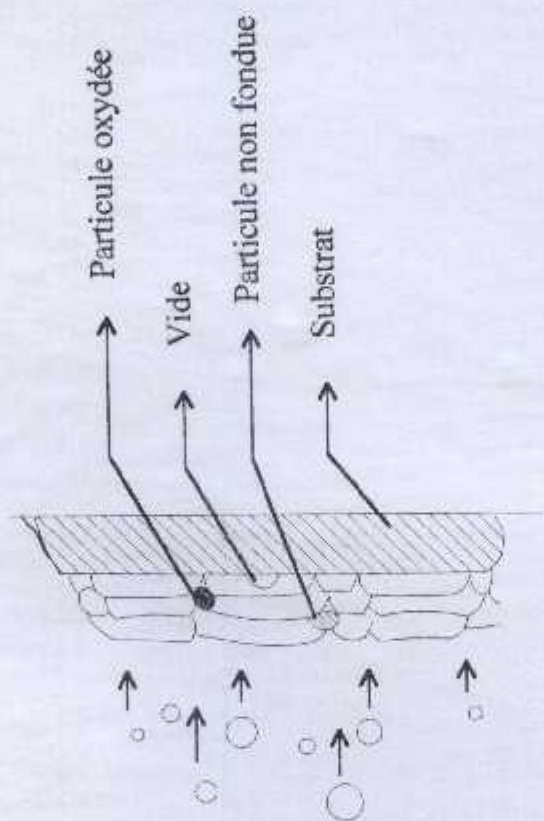


Fig. 1.(b): Différent formes des particules à l'impact sur le substrat [2]

conduction joue un rôle important [15]. Il existe une différence considérable entre la température du noyau et celle de la surface de la particule.

Récemment S.V. Joshi et R. Sivakumar [15] , [16] , [17] ont établi un modèle qui prend en considération :

- La conduction de la chaleur à l'intérieur de la particule.
- Le gradient élevé de la température entre le gaz et la surface de la particule.
- L'influence des effets de discontinuité de Kundsén sur le transfert de chaleur et sur la quantité de mouvement.
- Le changement des propriétés thermodynamiques du gaz en fonction de la température.

1.3 But du présent travail.

L'écoulement du mélange gazeux porteur des particules solides influence le procédé de projection thermique et la qualité du revêtement résultant par plusieurs façons. La qualité de revêtement s'améliore avec l'augmentation de la vitesse et de la température des particules lors de leur impact. Ces deux paramètres sont à leur tour directement liés au transfert de quantité de mouvement et de chaleur avec le courant des gaz porteurs.

Dans les modèles mentionnés ci-dessus, les auteurs ont utilisé que se soit pour la projection par plasma ou pour la projection H.V.O.F, des profils de vitesse des gaz porteurs qui ne tiennent pas de la présence du substrat Or, il est évident que cette présence impose une condition aux limites de vitesse nulle au point d'arrêt pour ce mélange gazeux.

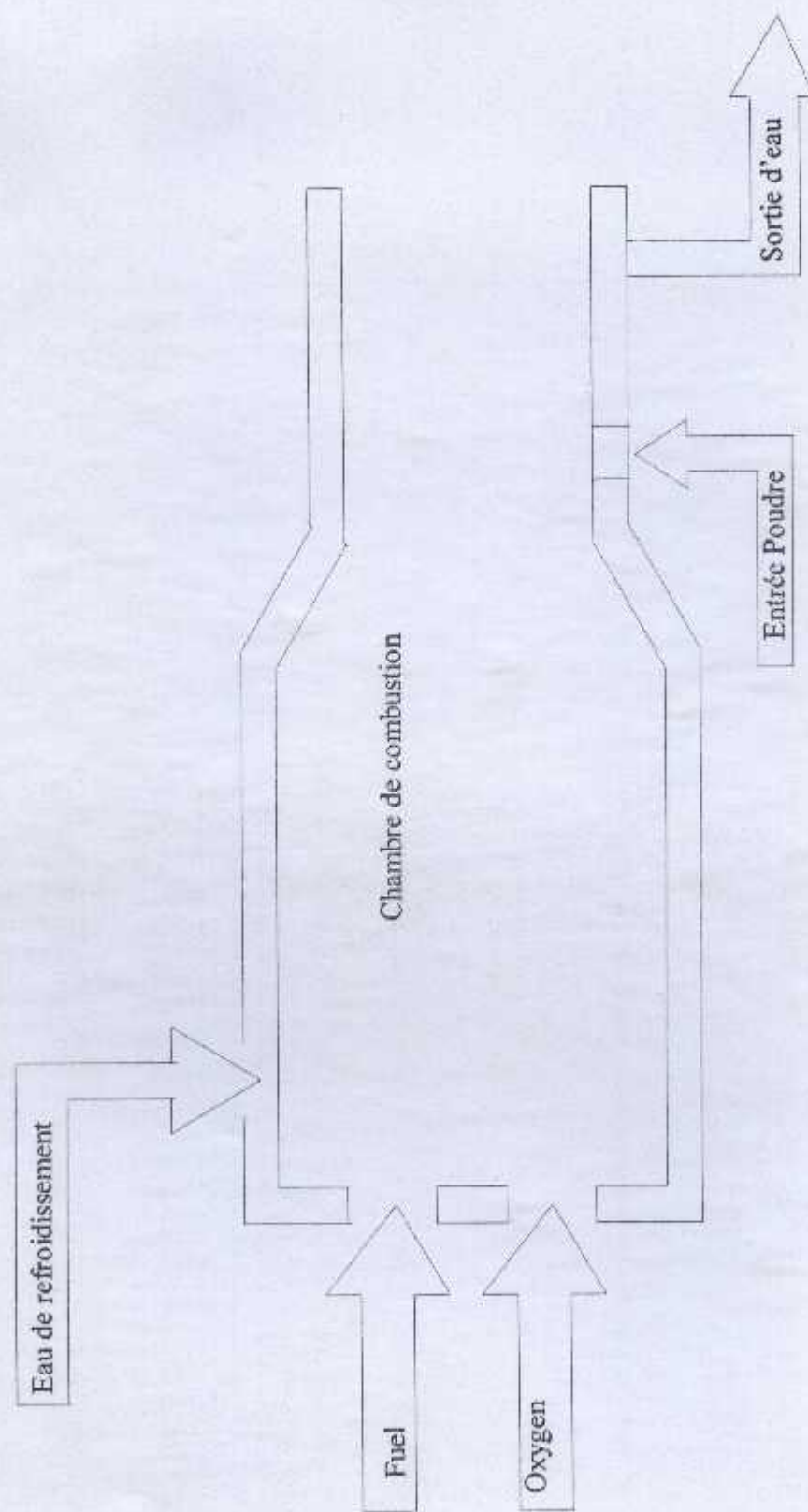


Fig.2: Exemple d'un système H.V.O.F. (Cannon JP.5000) [7]

Dans cette étude, le modèle de Joshi-Sivakumar [15] [16] sera utilisé, en introduisant un profil de vitesse des gaz porteurs qui correspond à la réalité, avec la condition de vitesse nulle au niveau du substrat. D'autre part, l'influence de la thermophorèse causée par les gradient de température élevé dans la direction du jet sur l'évolution de la vitesse et de la température des particules pendant leurs vols dans le courant de gaz est aussi étudiée.

L'étude est faite sur un système de projection thermique H.V.O.F. utilisé dans les études des références [15] [16]. l'objectif sera donc de déterminer l'importance des deux effets cités précédemment sur la vitesse et la température des particules lors de leurs impact sur le substrat.

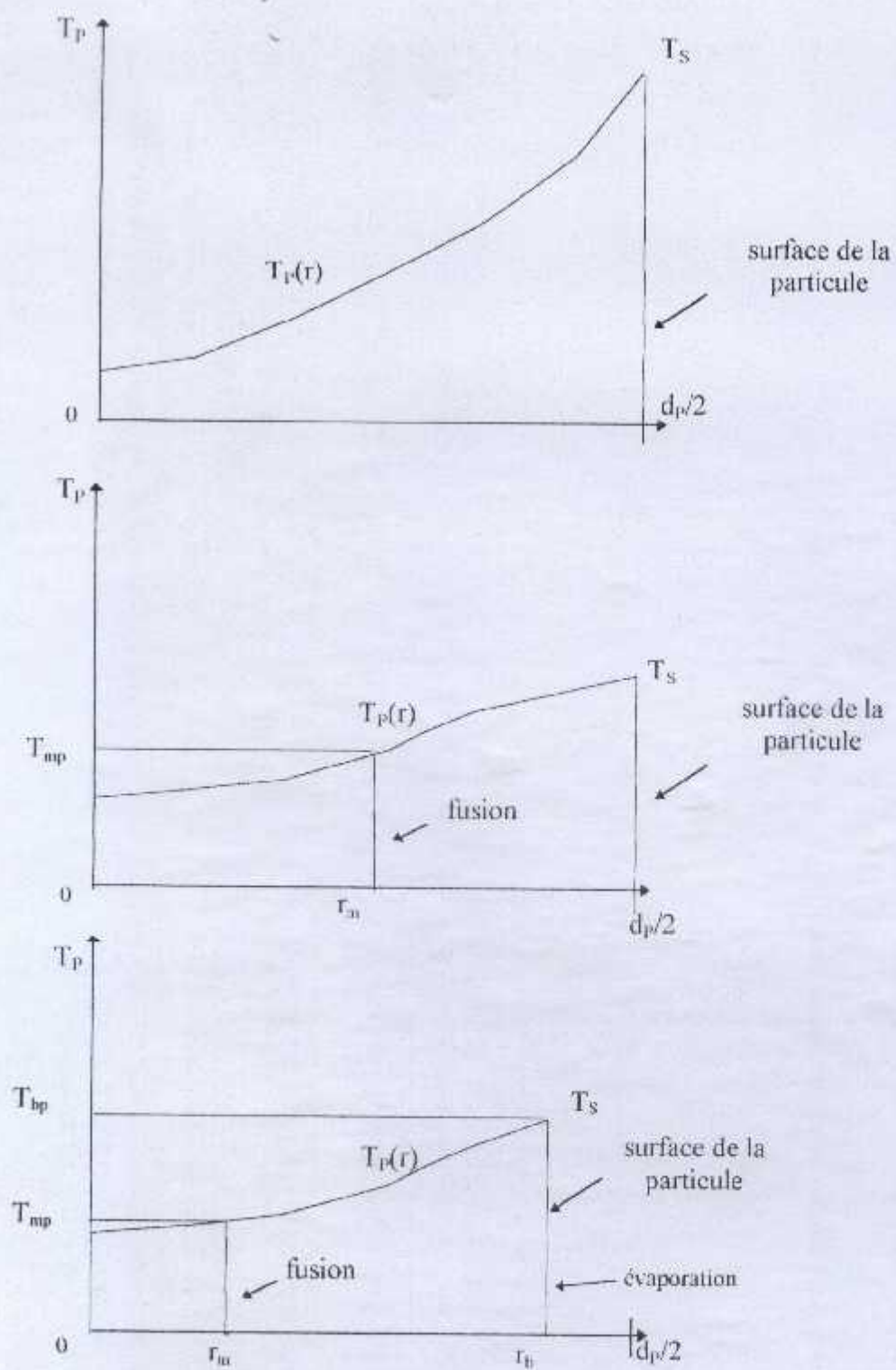


Fig. 3: Température de la particule dans les systèmes de projection thermique

Chapitre II

MODELISATION DE L'ACCELERATION ET DE L'ECHAUFFEMENT DES PARTICULES PENDANT LA PROJECTION THERMIQUE H.V.O.F.

2.1 Approche utilisée.

Pour résoudre les écoulements biphasiques, deux approches sont possibles. Une, traite la phase gazeuse comme un milieu continu et la phase particules comme une somme de particules singulières indépendantes. Cette approche détermine les trajectoires des particules dans la phase gazeuse à travers un bilan de forces agissant sur ces dernières. Elle est désigné sous le nom d'approche lagrangienne. L'autre approche traite aussi le solide comme un milieu continu, et on étudie donc le comportement d'un flux continu de particules dans une région donnée de l'espace. On l'appelle l'approche Eulerienne [18].

Dans cette étude, on adopte l'approche lagrangienne, c'est à dire on étudie une seule particule, et on suit sa trajectoire. Pour le cas de la phase gazeuse, les profils de vitesse et de température sont présentés dans le suivant chapitre.

Dans les sections suivantes de ce chapitre, on présente les effets influant sur l'accélération et l'échauffement des particules pendant la projection thermique, ainsi que la formulation mathématique du problème.

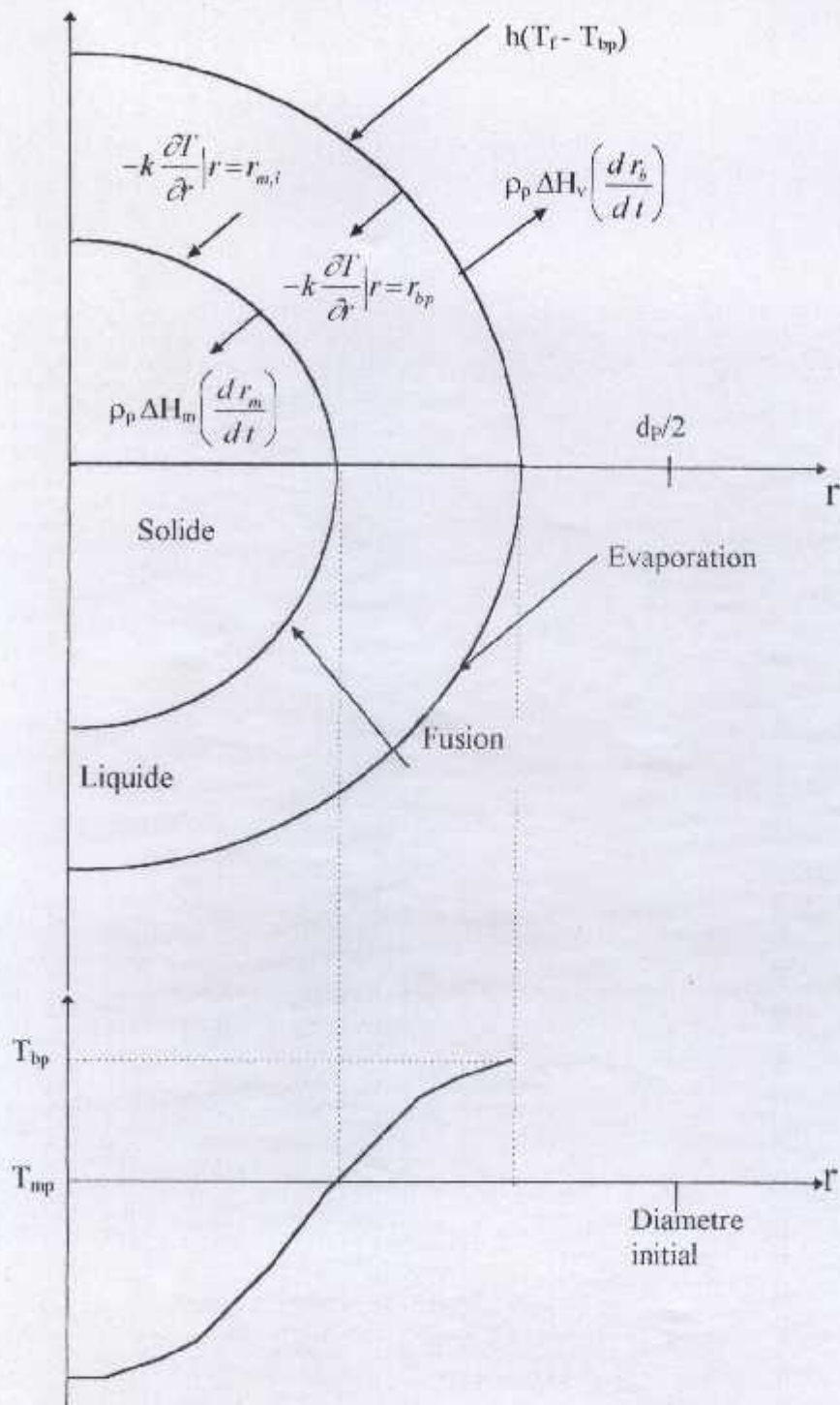


Fig.4: Schéma montrant l'évolution de la fusion et de l'évaporation de la particule

2.2 Les phénomènes influents le transport gaz-particule.

Un nombre d'effet important peut être responsable du mouvement et de l'échauffement des particules durant leurs vols dans le courant de gaz des systèmes de projection thermique.

On cite les effets suivants:

- Frottement (viscosité)
- Echange de chaleur gaz/particule
- Effets de discontinuité de Knudsen
- Evaporation
- Variation des propriétés du mélange gazeux
- Dispersion turbulente
- Force de basset
- Effet de la thermophorèse

a) Effet de discontinuité de Knudsen :

Les longueurs du parcours libre moyen des constituants des gaz des systèmes de projection thermique sont de l'ordre de μm . Les particules utilisées dans la projection thermique sont presque d'un ordre de grandeur comparable. Dans ce cas, le nombre de Knudsen défini par λ/d_p (avec λ comme le parcours libre moyen et d_p le diamètre des particules) est grand. Par conséquent, l'approche des milieux continus n'est plus valable dans cette situation et des modifications deviennent nécessaires [18].

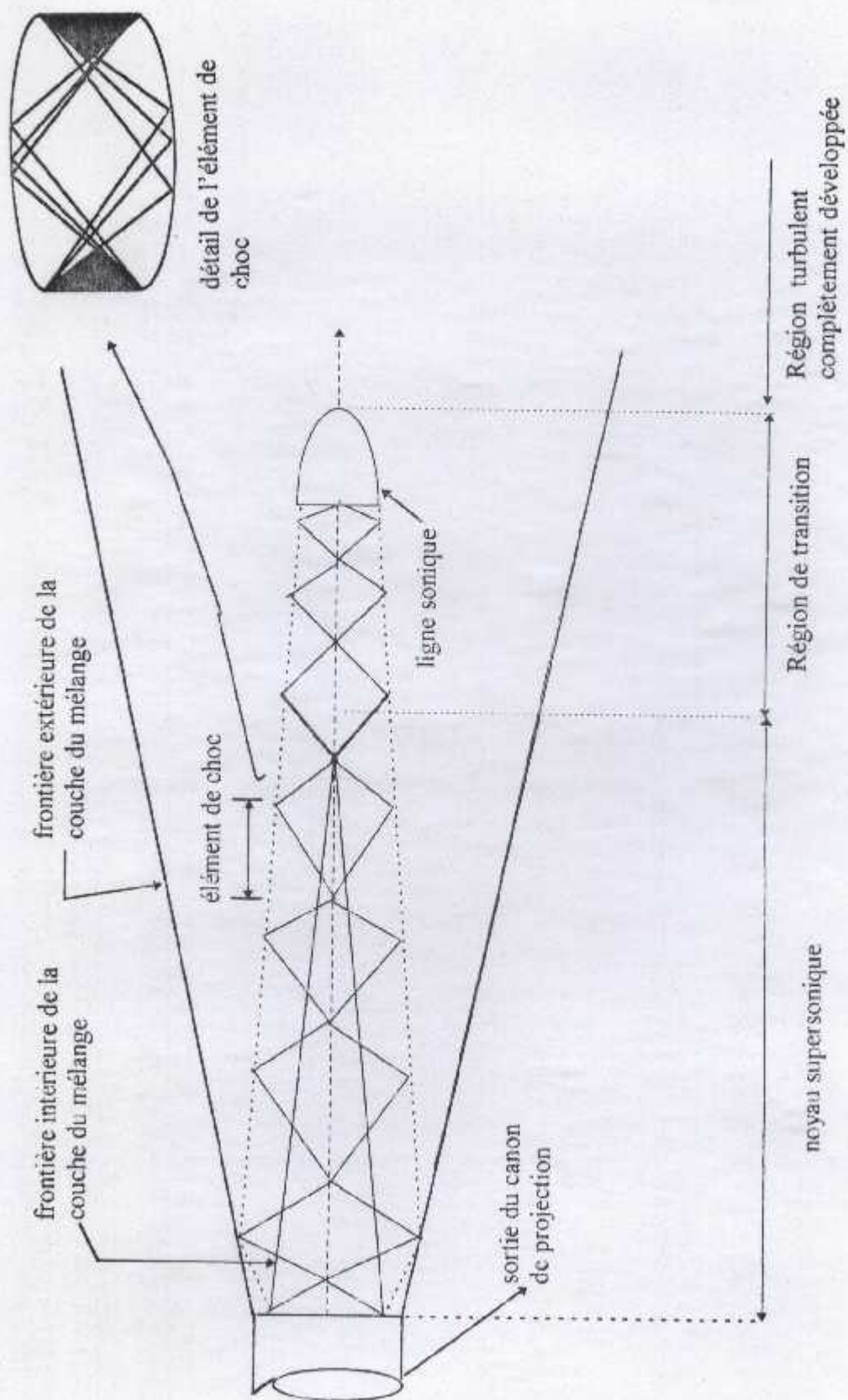


Fig.5: Schéma du jet supersonique du système H.V.O.F.

Plusieurs d'études ont établi que la discontinuité de Knudsen est très importante dans les systèmes de projection thermique [15]-[23].

b) Effet de la variation des propriétés :

Il existe une grande variation de la température du mélange gazeux à l'intérieur de la couche limite des particules. Sous telles conditions, les équations de transport avec les propriétés correspondant à la température du gaz hors de la couche limite ne sont plus valables pour les écoulements dans les systèmes de projection thermique [13] [24].

c) Effet de l'évaporation :

L'évaporation des particules durant leur projection dans un milieu de température élevé, réduit la taille des particules, et influe sur la vitesse ainsi que sur la distribution des températures. Cette réduction de la taille des particules est aussi responsable sur la diminution du rendement de dépôt des matériaux projetés [16] [24]. D'autre part, la discontinuité de Knudsen devient plus importante avec la diminution du diamètre des particules due à l'évaporation.

d) Effet de la dispersion turbulente :

La présence des particules, même avec de très petites concentrations, a de l'effet du changement de l'intensité de turbulence de l'écoulement. D'autre part les particules sont affectées par la dispersion turbulente [19] [23].

e) Force de Basset:

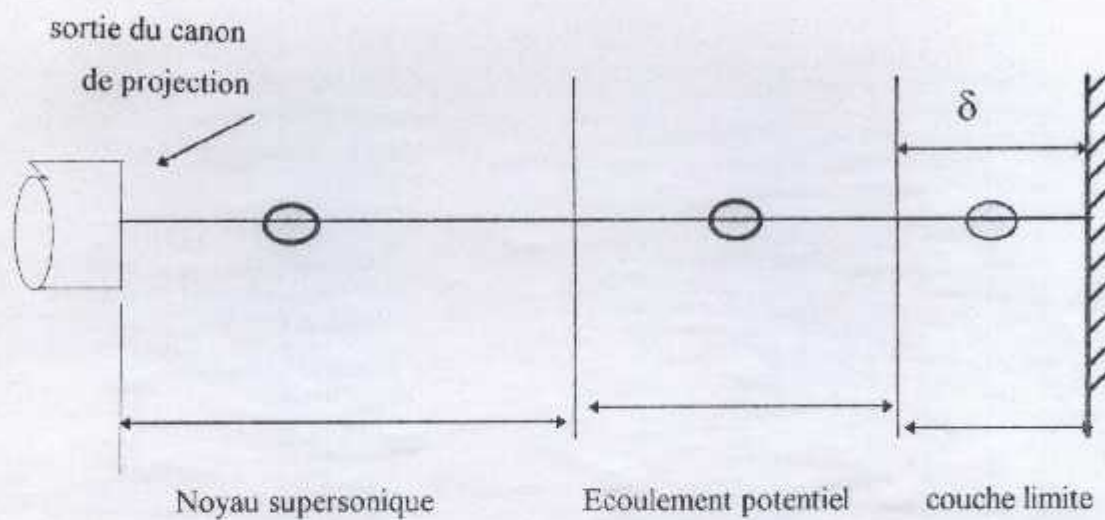


Fig.6: Schéma des différentes zones de l'écoulement

Dû à l'instationnarité de l'écoulement, la force de Basset contribue au mouvement des particules. Elle exprime l'action de changement de la vitesse relative des particules sur leur mouvement [25]. Des résultats [20] montrent que l'influence de la force de Basset est négligeable pour les dimensions de particules inférieure à $100\mu\text{m}$ dans les systèmes de projection plasma, cependant l'influence devient important pour des vitesses relativement petites, telle situation peut être trouvée durant l'état final du procédé et serait particulièrement important pour les particules légères protégées à des longues distances.

2.3 Equation de quantité de mouvement.

L'équation de base pour le mouvement d'une particule injectée dans un système de projection thermique H.V.O.F est une représentation de l'équilibre des forces. La force d'inertie est équilibrée par la force de traînée visqueuse avec un nombre de forces supplémentaires telles que, la force de gradient de pression, la force de Basset, la force de gravité, et la force thermique due à la thermophorèse [20]-[23].

Pour un écoulement tel que celui des systèmes H.V.O.F, la densité du gaz est très faible devant la densité des particules projetées. Par conséquent, seules les forces de traînée visqueuse, la force de Basset, et la force thermique jouent un rôle important. Les autres forces peuvent être négligées.

Afin de simplifier le problème, on négligera la force de Basset. La force thermique sera prise en considération plus loin. De même l'effet de la turbulence sur le mouvement de la particule n'est pas incluse. Nous supposons que les particules restent sur une trajectoire rectiligne correspondant à la ligne centrale du jet. Dans ce cas pour les gaz, la vitesse le long de l'axe axiale sera

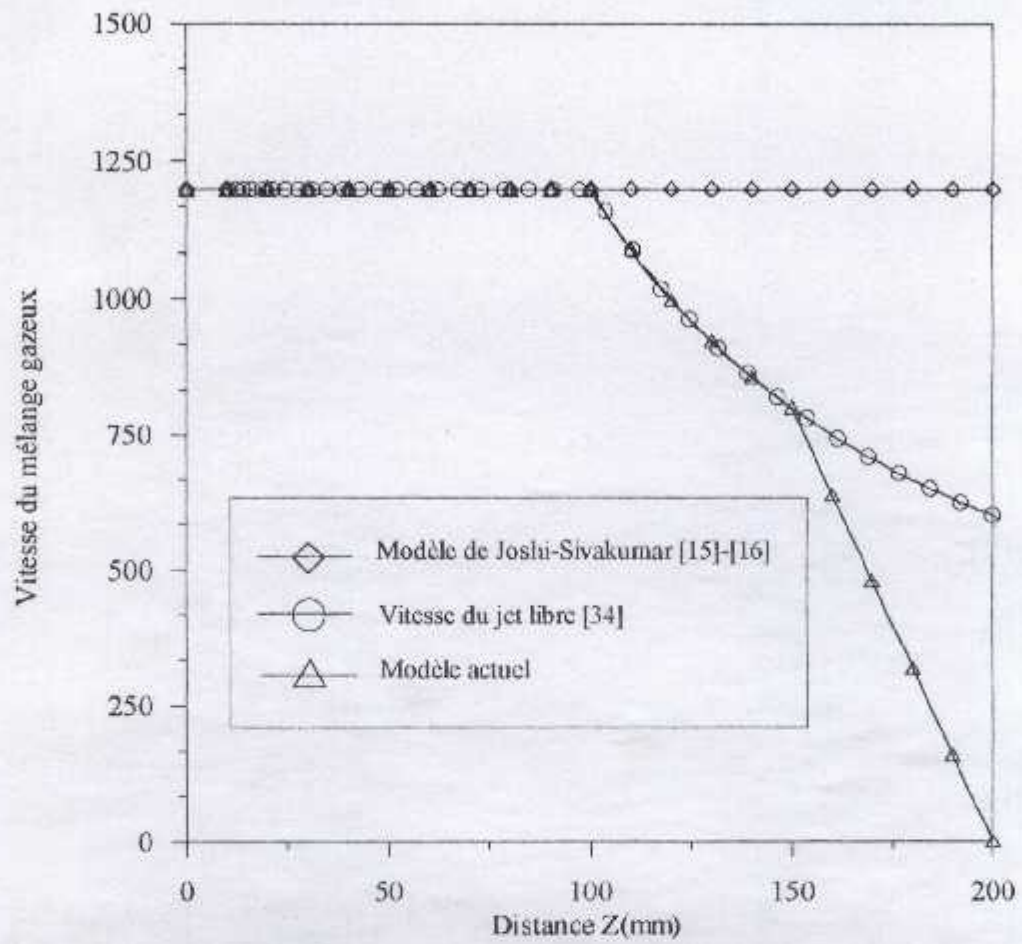


Fig.7: Différents profils de vitesse du mélange gazeux.

Dû à l'instationnarité de l'écoulement, la force de Basset contribue au mouvement des particules. Elle exprime l'action de changement de la vitesse relative des particules sur leur mouvement [25]. Des résultats [20] montrent que l'influence de la force de Basset est négligeable pour les dimensions de particules inférieure à $100\mu\text{m}$ dans les systèmes de projection plasma, cependant l'influence devient important pour des vitesses relativement petites, telle situation peut être trouvée durant l'état final du procédé et serait particulièrement important pour les particules légères protégées à des longues distances.

2.3 Equation de quantité de mouvement.

L'équation de base pour le mouvement d'une particule injectée dans un système de projection thermique H.V.O.F est une représentation de l'équilibre des forces. La force d'inertie est équilibrée par la force de traînée visqueuse avec un nombre de forces supplémentaires telles que, la force de gradient de pression, la force de Basset, la force de gravité, et la force thermique due à la thermophorèse [20]-[23].

Pour un écoulement tel que celui des systèmes H.V.O.F, la densité du gaz est très faible devant la densité des particules projetées. Par conséquent, seules les forces de traînée visqueuse, la force de Basset, et la force thermique jouent un rôle important. Les autres forces peuvent être négligées.

Afin de simplifier le problème, on négligera la force de Basset. La force thermique sera prise en considération plus loin. De même l'effet de la turbulence sur le mouvement de la particule n'est pas incluse. Nous supposons que les particules restent sur une trajectoire rectiligne correspondant à la ligne centrale du jet. Dans ce cas pour les gaz, la vitesse le long de l'axe axiale sera

considérée. Alors, l'équation régissant le transfert de quantité de mouvement entre une particule sphérique de diamètre d_p et le mélange gazeux, peut être exprimé sous la forme lagrangienne comme suit:

$$\rho_p V \frac{dU_p}{dt} = F_{Vq} \quad (2.1)$$

Cela, en supposant que la seule force agissant sur la particule est la force de traînée visqueuse.

En remplaçant F_{Vq} par son expression, l'équation (2.1) devient [15] :

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{3}{4} \cdot \frac{C_D}{d_p} \cdot \frac{\bar{\rho}_f}{\rho_p} \cdot (U_f - U_p) \cdot |U_f - U_p| \quad (2.2)$$

Le coefficient de traîné C_D est calculé en fonction du nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la particule, la vitesse relative au gaz et les propriétés de ce dernier [13] :

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{24}{Re_p} & Re_p < 0.2 \\ C_D &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0.187 Re_p) & 0.2 \leq Re_p \leq 2 \\ C_D &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0.11 Re_p^{0.817}) & 20 \leq Re_p \leq 20 \end{aligned} \quad (2.3)$$

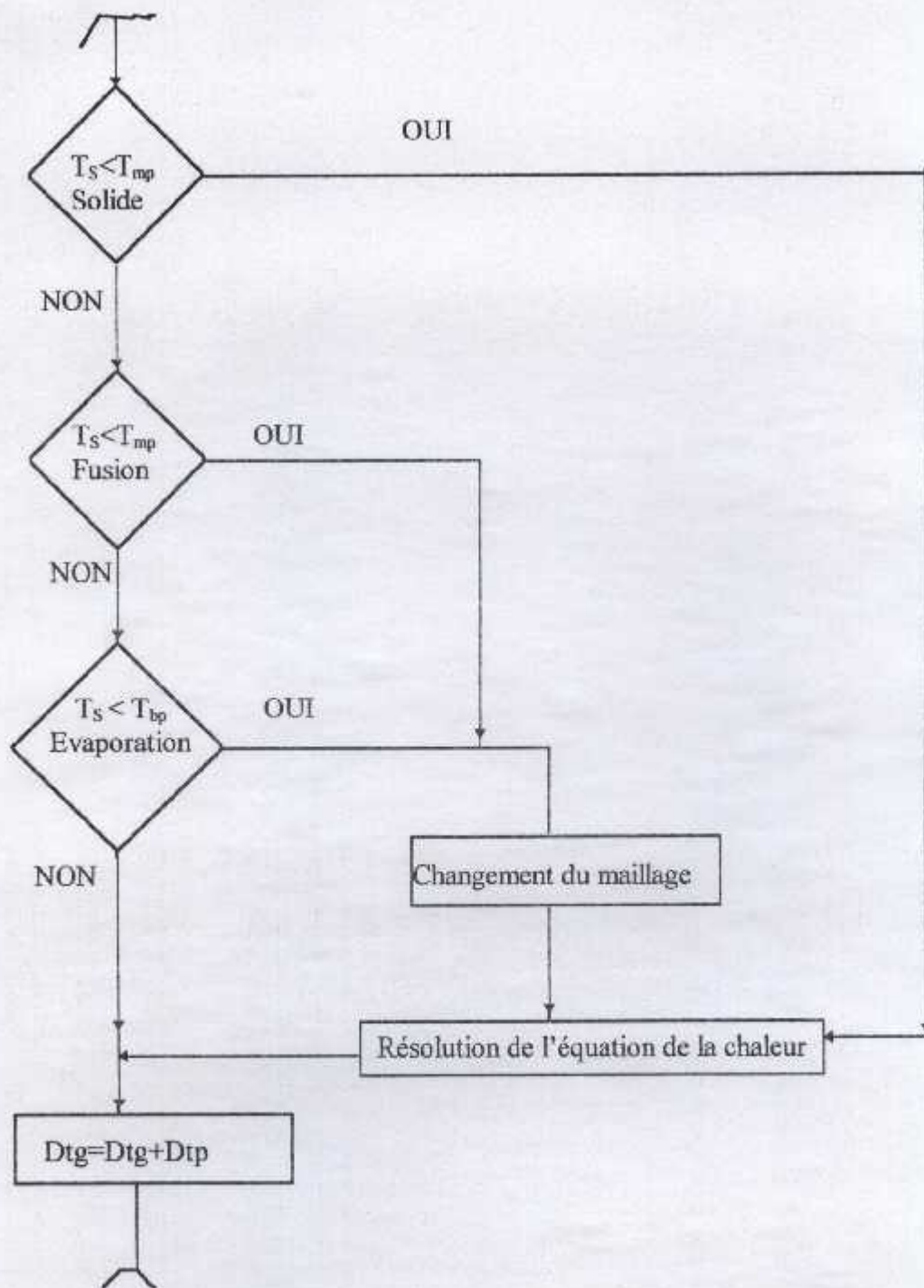


Fig.9: Organigramme du problème du changement de phase de la particule

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.189 Re_p^{0.62}) \quad 20 \leq Re_p \leq 500$$

$$\text{ou} \quad Re_p = d_p |U_p - U_f| \frac{\bar{\rho}_f}{\mu_f}$$

En tenant compte de l'effet de discontinuité de Knudsen, le coefficient de traînée devient [15] :

$$C_D = C_{D,C} \Phi^{0.45} \quad (2.4)$$

$C_{D,C}$ est le coefficient de traînée calculé par les formules (2.3).

Le coefficient de correction Φ est calculée ci-dessous.

La condition initiale de l'équation de quantité de mouvement est:

$$t = 0 \rightarrow U_p = U_{p0} \quad (2.5)$$

où U_{p0} est la vitesse initiale avec laquelle la particule est injectée dans le courant de gaz.

La masse volumique moyenne dans l'équation (2.2) est calculée d'après l'équation [15] :

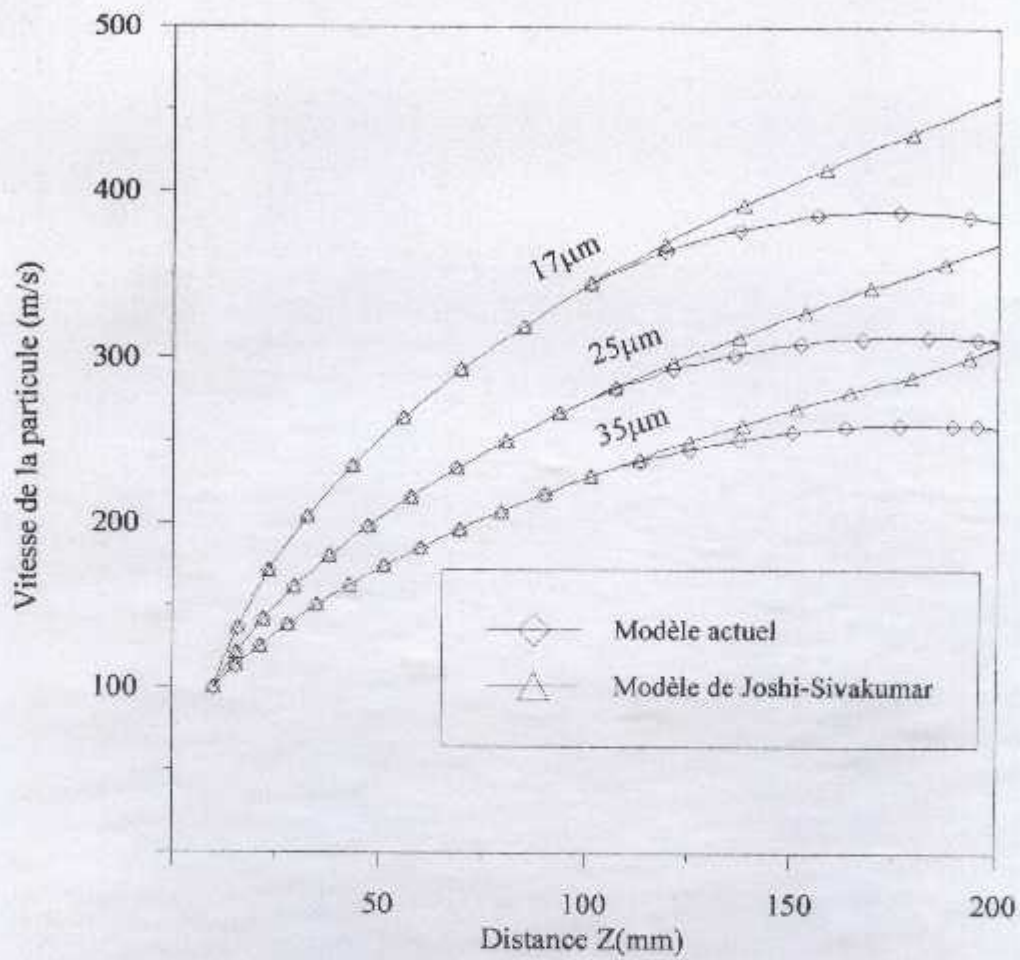


Fig.10(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar et le modèle actuel ($U_{p0}=100\text{m/s}$).

$$\bar{\rho}_f = \frac{1}{T_f - T_{ps}} \int_{T_{ps}}^{T_f} \rho_f \cdot dt \quad (2.6)$$

Cette moyenne intégrale tient compte de la grande variation de la masse volumique dans la couche limite autour de la particule.

La position axiale Z de la particule dans le gaz peut être calculée par :

$$\frac{dZ}{dt} = U_p \quad (2.7)$$

avec la condition initiale connue $Z = Z_0$.

2.4 L'équation de transfert de chaleur.

Le problème de transfert de chaleur à l'intérieur de la particule est régi par l'équation de la conduction en régime transitoire sans source de chaleur :

$$\rho_p C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 K_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.8)$$

avec la condition initiale :

$$t = 0 \rightarrow r \leq \frac{d_p}{2} ; T(r,0) = T_{po} \quad (2.9)$$

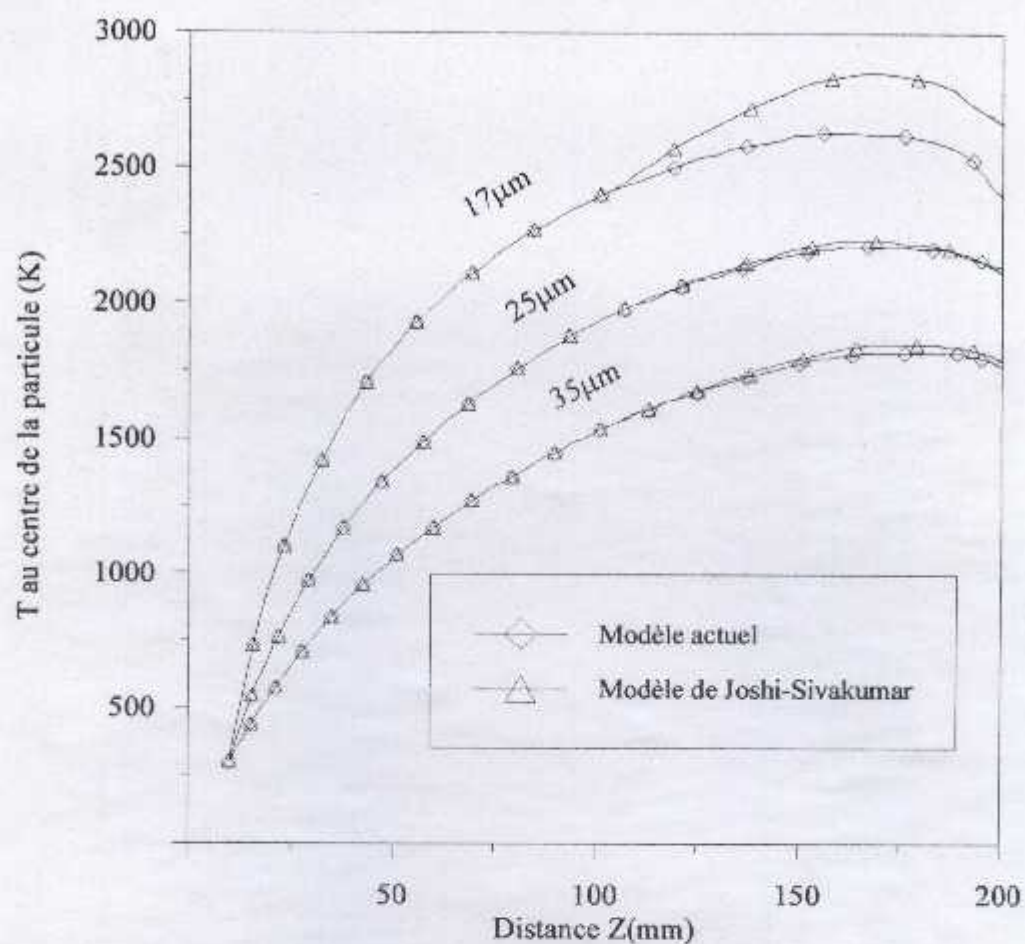


Fig.10(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar et le modèle actuel ($T_{p0}=300\text{K}$).

Par symétrie, la condition au limite au centre de la particule peut s'écrire:

$$t > 0 \rightarrow \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (2.10)$$

A la surface de la particule, on a la condition au limite qui représente l'équilibre entre la chaleur transmise par conduction et celle transférée par la convection:

$$t > 0 \rightarrow K_p \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=\frac{d_p}{2}} = h(T_f - T_{ps}) \quad (2.11)$$

Quand la surface de la particule atteint la température de fusion, le processus de changement de phase commencera. La particule se constitue alors en deux couches; le solide intérieur et le liquide extérieur. L'interface des deux couches se déplace à l'intérieur (Fig.3). Une partie de la chaleur délivré par le gaz est alors utilisée dans le processus de fusion. Dans ce cas le bilan d'énergie dans l'interface solide/liquide prend la forme suivante [15]-[17], qui représente l'équilibre entre la chaleur transmise par conduction et celle absorbée par la fusion:

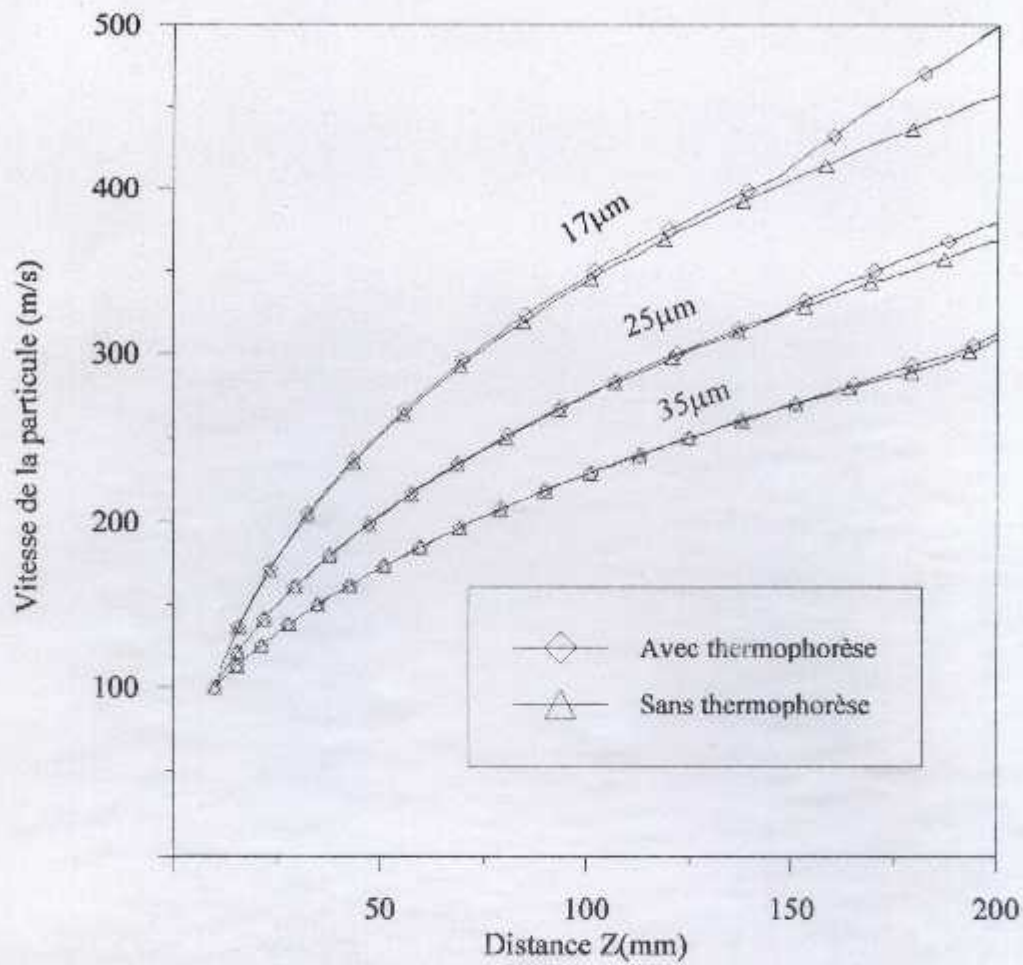


Fig.11(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$).



$$K_{p,L} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{m,L}} = \Delta H_m \rho_p \left(\frac{dr_m}{dt} \right) \quad (2.12)$$

où r_m est le rayon de l'interface solide/liquide.

Durant le changement de phase les propriétés de la particule sont prises les mêmes pour les états liquide et solide.

De même, quand la surface de la particule atteint le point d'ébullition, le diamètre de la particule commence à diminuer pendant l'évaporation (Fig.3). La chaleur transférée du gaz est maintenant utilisée partiellement pour l'évaporation.

L'évaporation de la particule est gouvernée par l'équilibre entre la chaleur transmise par conduction, convection, et celle absorbée par l'évaporation [15]-[17] :

$$\Delta H_v \rho_{p,L} \frac{dr_b}{dt} = h(T_f - T_{bp}) - K_p \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_b} \quad (2.13)$$

où r_b est la limite extérieure de la particule.

La figure 4 montre les bilans à l'interface liquide/solide et à la surface de la particule.

Le coefficient de la convection dans les équations (2.11) et (2.13) est calculé à partir du nombre de Nusselt donnée par la corrélation de Ranz-Marshall [15] :

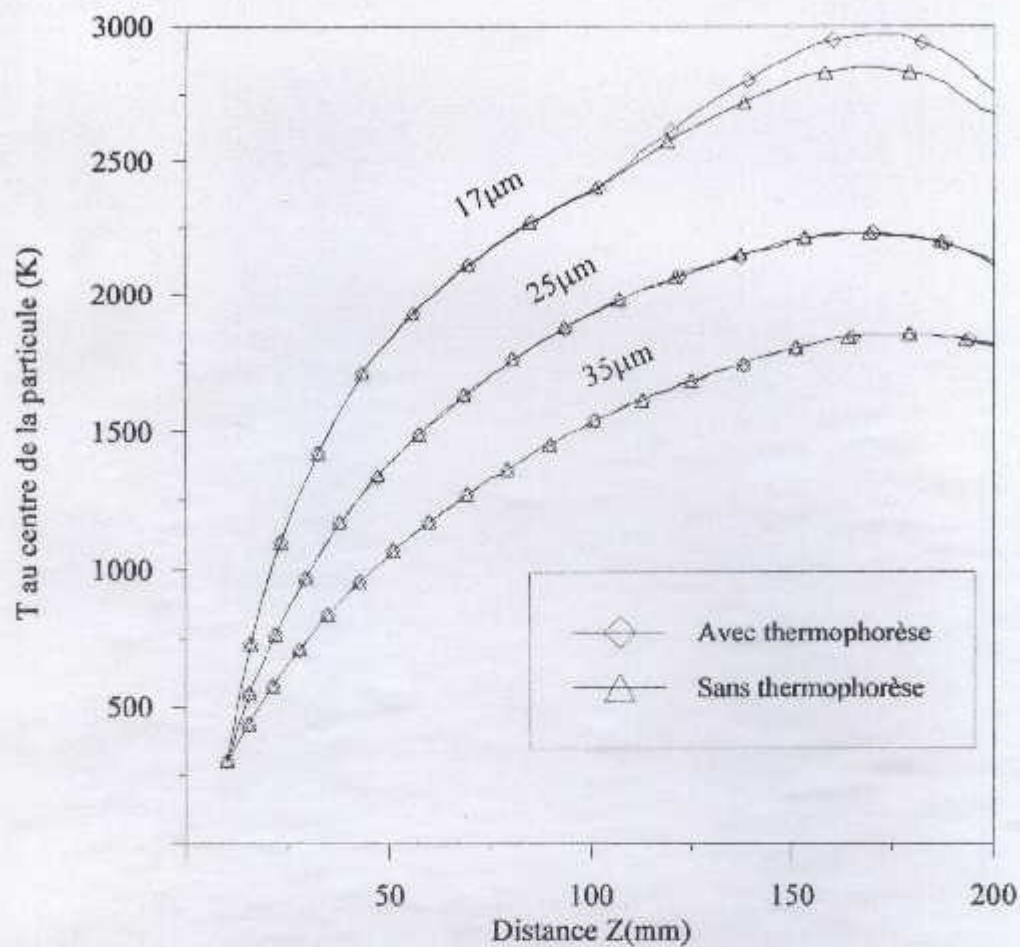


Fig.11(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300\text{K}$).

$$Nu = \frac{h d_p}{\bar{K}_f} = 2.0 + 0.514 Re_p^{0.5} \quad (2.14)$$

La conductivité du fluide $\bar{K}_f$ est calculée d'après la même équation (2.6).

Les flux de chaleur de convection dans (2.11) et (2.13) sont corrigés par le coefficient Φ développé par Xi-Chen et E.Pfender [15], qui est donné par:

$$\Phi = \frac{T_f - T_{PV}}{T_f - T_{PS}} = \left[1 + 4 \cdot \left(\frac{2 - \theta}{\theta} \right) \left(\frac{\Gamma_{PS}}{1 + \Gamma_{PS}} \right) \frac{Kn^*}{Pr_{PS}} \right]^{-1} \quad (2.15)$$

Dans l'équation (2.15), le nombre de Prandtl correspond à la température de la surface. Le nombre de Knudsen modifié Kn^* est donné par :

$$Kn^* = \frac{2 \cdot Pr_{PS}}{\rho_{PS} \cdot \mathcal{G}_{PS} \cdot dP} \frac{\bar{K}_{f,i}}{\bar{C}_{p,i}} \quad (2.16)$$

La vitesse moléculaire $\mathcal{G}$ dans (2.16) est donnée d'après la théorie cinétique par :

$$\mathcal{G} = \left(\frac{8 \cdot R \cdot T}{M \cdot \pi} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

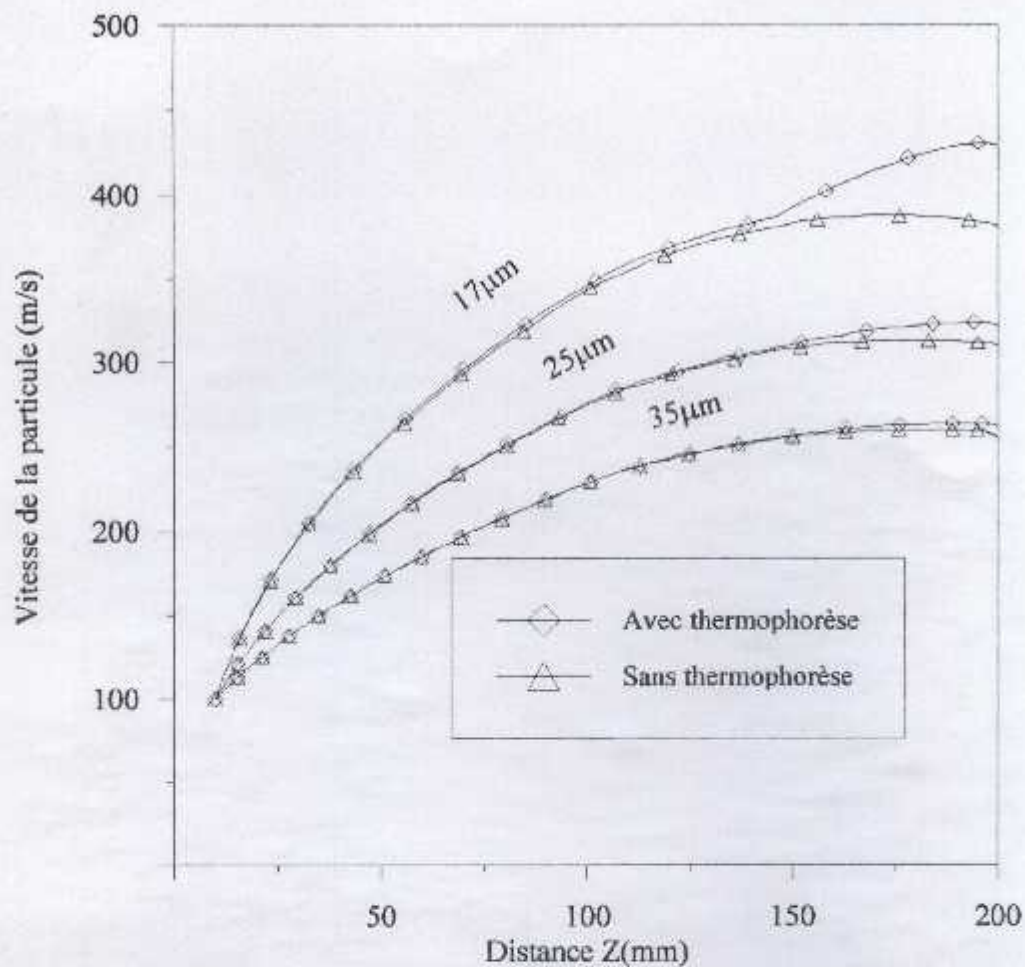


Fig.12(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$).

$\bar{K}_{f,i}$ et $\bar{C}_{p,i}$ sont les moyennes intégrales entre les températures T_{ps} et T_{pv} .

T_{pv} n'est pas une valeur connue. Elle est déterminée par l'équation (2.15). Cette équation intrinsèque en T_{pv} est résolue par un procédé itératif. T_{pv} indique une température intermédiaire entre T_{ps} et T_f .

Les propriétés thermophysiques du mélange gazeux sont calculées par les lois de mélanges.

La viscosité peut être estimée par l'utilisation de la formule de Wilke [26].

$$\mu_f = \sum_{i=1}^c \frac{\mu_i}{1 + \frac{1}{y_i} \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^c y_j X_{ij}} \quad (2.18)$$

$$\text{où } X_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right) \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2$$

où y est la fraction molaire et M le poids moléculaire.

La conductivité thermique du mélange gazeux est déterminée en utilisant les équations données par Mason et Saxena [26].

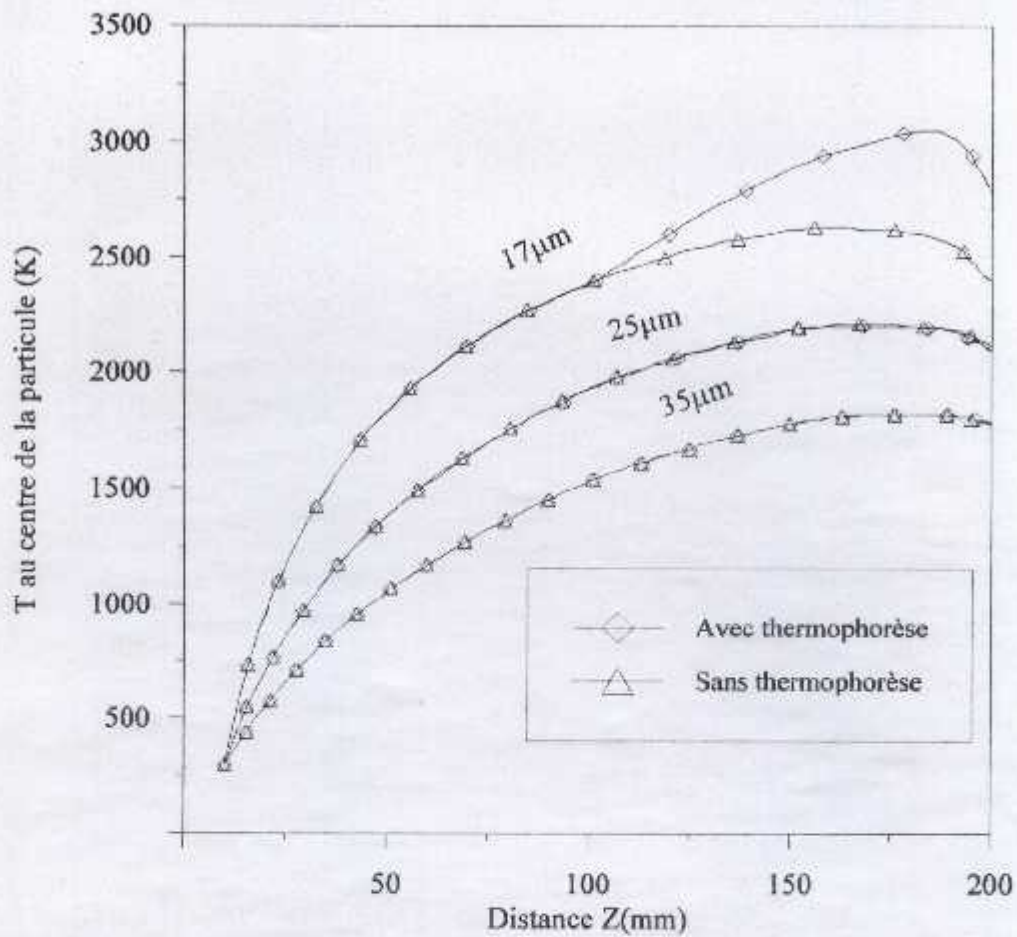


Fig.12(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300\text{K}$).

$$K_f = \sum_{i=1}^c \frac{K_i}{1 + \frac{1.065}{y_i} \sum_{j=1, j \neq i}^c y_j X_g} \quad (2.19)$$

où c est le nombre d'espèce présentes dans le mélange gazeux.

2.5 Effet de la thermophorèse.

La thermophorèse est le terme décrivant le fait que les petites particules suspendues dans un gaz acquièrent une vitesse dans la direction opposée au sens du gradient de température. La force résultante de ce gradient de température est appelée force thermique (thermophorique). Elle est importante dans plusieurs applications industrielles, où les gradients de température importants sont présents [27]-[29]. Par exemple, le problème de déposition de couche de particule sur les surfaces des échangeurs de chaleur, qui réduit les coefficients de transfert de chaleur [30].

Dans les systèmes de projection thermique, il existe des gradients de températures élevés le long de la ligne de projection. Selon la référence [20], la thermophorèse n'a pas d'influence significative sur les phénomènes de transport gaz-particule dans les systèmes de projection plasma. Il devient important pour les vitesses relatives de l'ordre de 1 m/s et avec les particules très petites (inférieur à 10 μm) qui relaxent rapidement avec l'écoulement.

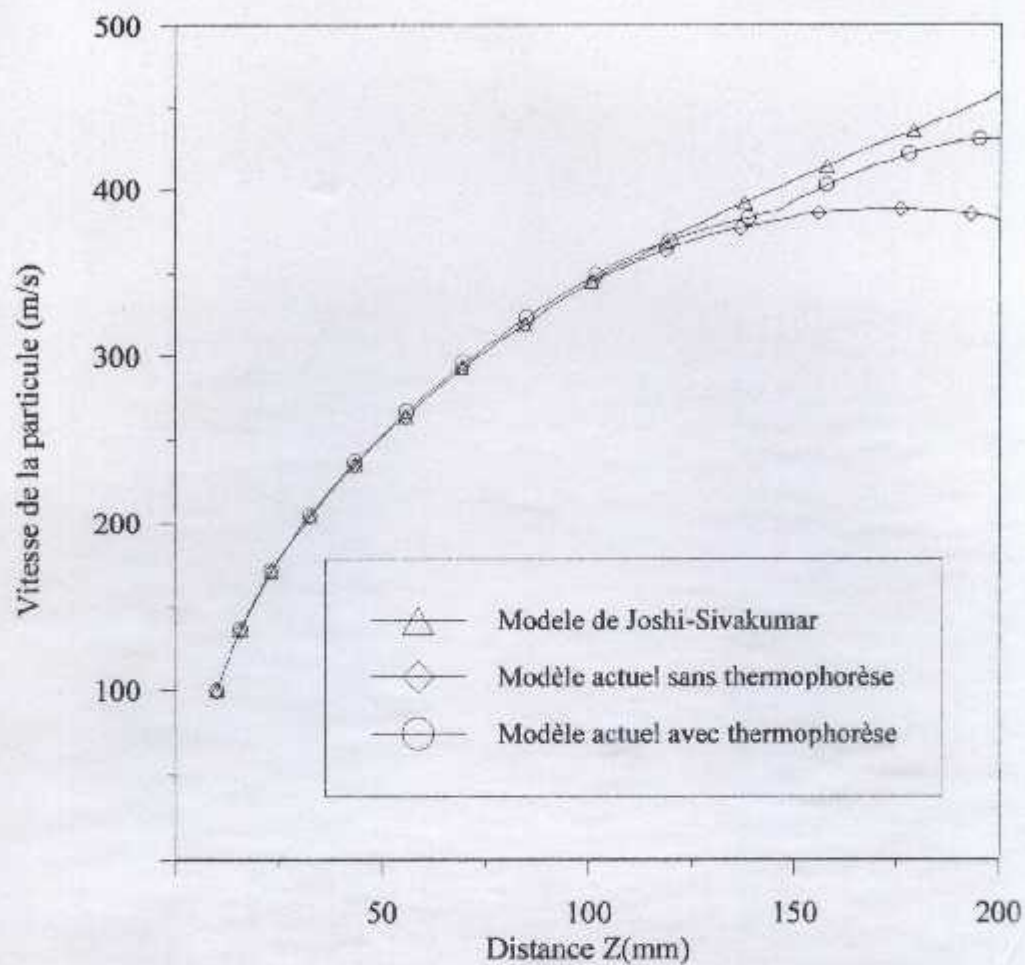


Fig.13(a): Evolution de la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar, modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($U_{p0}=100\text{m/s}$, Particule de $17\mu\text{m}$).

Dans l'étude actuelle, on prendra en considération l'effet de la thermophorèse qui n'a pas été pris en compte dans les modèles précédents des systèmes de projections thermique H.V.O.F.

D'après les références [20][31], l'équation (2.1) devient :

$$\rho_p V \frac{dt}{dt} = F_{vg} + F_T \quad (2.20)$$

Où F_T est la force thermique avec l'expression suivante :

$$F_T = \frac{-24 \pi \mu v D_p C_s \left(\frac{\bar{K}_f}{K_p} + 2 Ct \frac{\lambda}{D_p} \right) \left(\frac{\nabla T_f}{T_f} \right)}{\left(1 + 6 Cm \frac{\lambda}{D_p} \right) \left(1 + 2 \frac{\bar{K}_f}{K_p} + 4 Ct \frac{\lambda}{d_p} \right)} \quad (2.21)$$

Les coefficients de cette expression sont :

$$Cm = 1.14$$

Ct est donnée par l'expression de Layalka comme :

$$Ct = \frac{15}{8} \left(\frac{2-\theta}{\theta} \right) (1 + 0.1621 \theta) \quad (2.22)$$

et Cs par Ivechenka et Yalamov par :



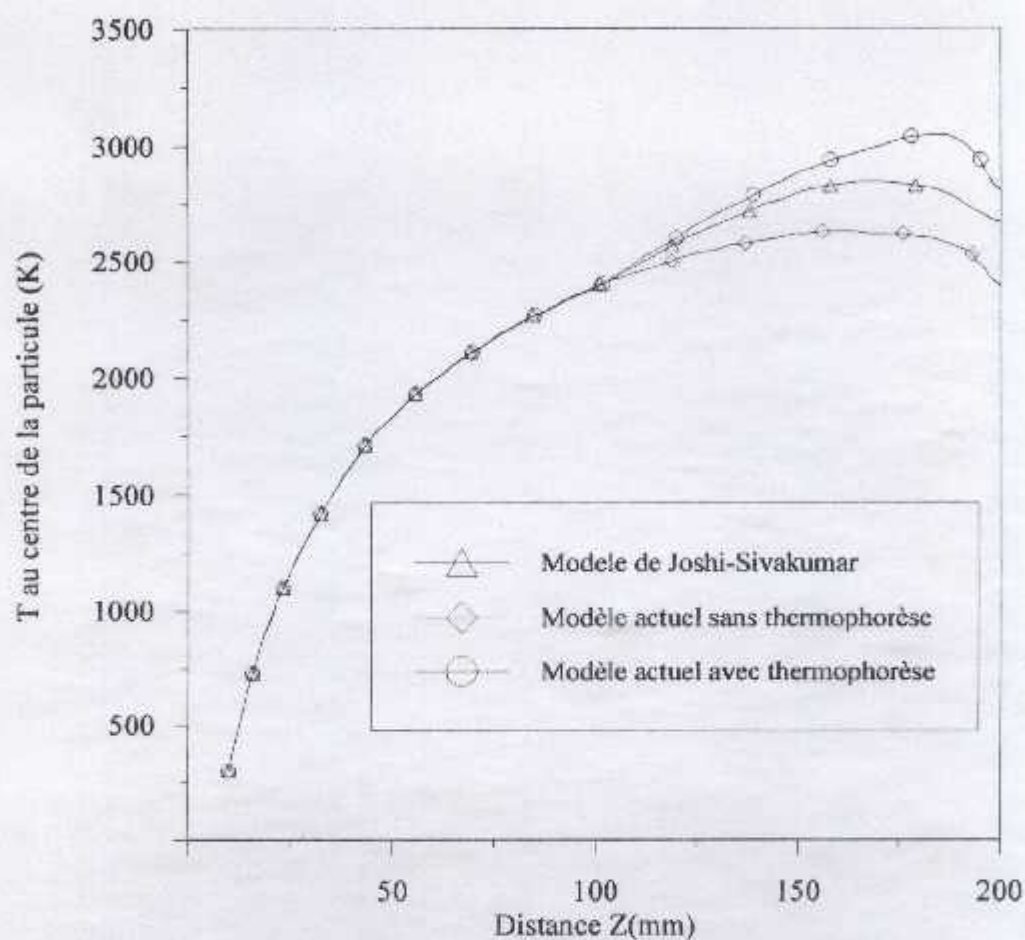


Fig.13(b): Evolution de la température de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumar, modèle actuel avec et sans la considération de la force thermique ($T_{p0}=300K$, Particule de $17\mu m$).

$$Cs = \frac{3}{2} \left(\frac{0.6264 + 0.3736 \theta}{1.2528 + 0.0306 \theta} \right) \quad (2.23)$$

Le libre parcours moyen λ des molécules du gaz est donné par [31]:

$$\lambda = \frac{2 \bar{\mu}_r}{\bar{p}_r \theta} \quad (2.24)$$

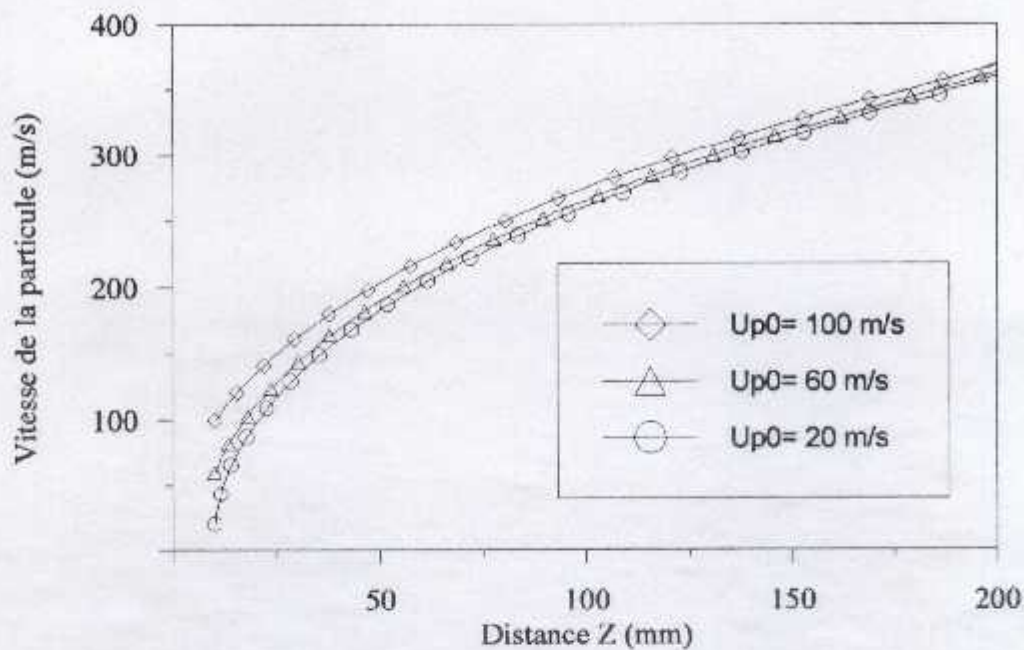


Fig.14(a): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle de Joshi-Sivakumer (Particule de $25\mu\text{m}$).

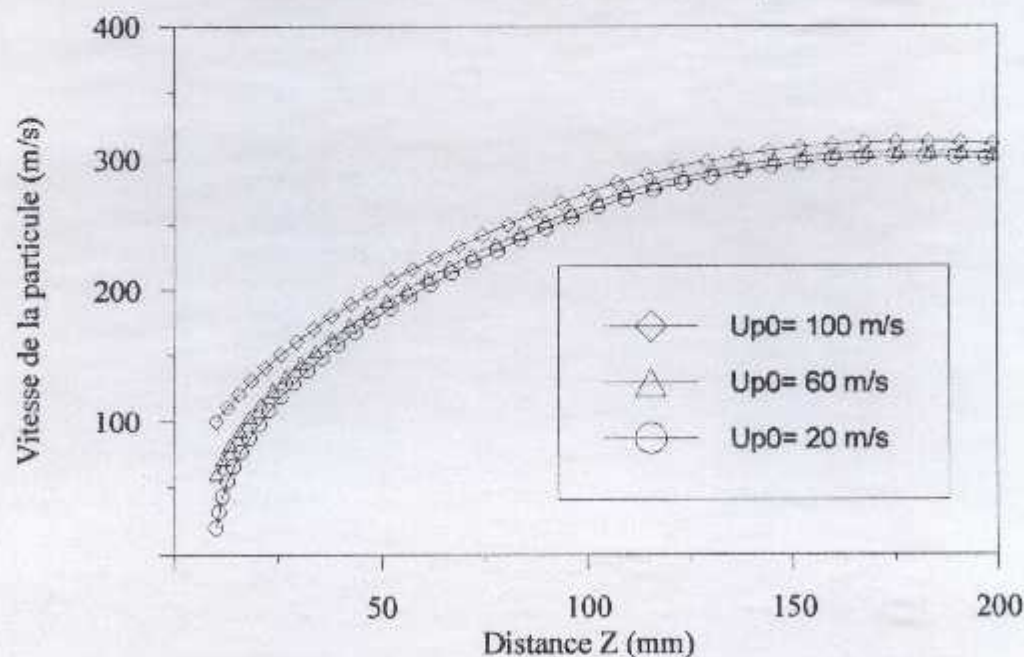


Fig.14(b): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle actuel sans la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).

Chapitre III

PROFIL DE VITESSE DU MELANGE GAZEUX

3.1 Profil de vitesse du mélange gazeux dans les études précédentes.

Afin d'obtenir l'évolution du mouvement et du transfert de chaleur interne des particules, on a besoin de connaître le profil de vitesse et de température des gaz porteurs le long de la distance de projection.

Dans [15], [16] la vitesse du mélange gazeux est considérée constante et égale à 1200m/s le long de la ligne de projection, sans tenir compte de l'effet de ralentissement provoqué par la présence du substrat. En effet, à la paroi de celle-ci, la vitesse des gaz s'annule forcément avec la présence d'un point d'arrêt. D'après les mêmes références, la température variée suivant deux profils linéaires, de 3200 °C à 2760 °C le long des premières 150 mm et jusqu'à 540 °C (la température du substrat) à 200 mm. Ce système H.V.O.F est utilisé avec le propylène comme combustible, avec la réaction de combustion suivante:



Les propriétés des gaz de ce système de projection H.V.O.F sont données dans le tableau 1. [26] [30].

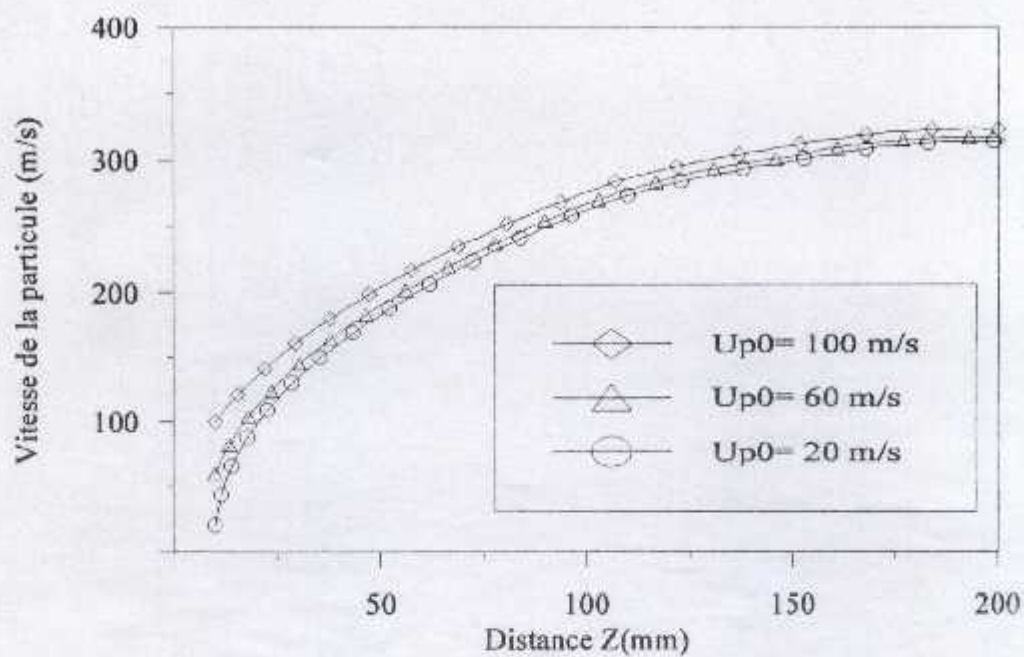


Fig. 14(c): Effet de la vitesse d'injection sur la vitesse de la particule pour le modèle actuel avec la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).

3.2 Jet libre.

D'après Hacket et al. [7], l'écoulement quittant le canon de projection est supersonique avec des pressions statiques supérieures à celle de l'atmosphère. La caractéristique la plus importante est la présence des losanges de choc (Fig.5). Leur forme caractéristique est le résultat des réflexions répétées des ondes de pression oblique à l'intérieur du noyau supersonique du jet, quand l'écoulement se détend et se comprime dans la tentative d'atteindre l'équilibre avec l'atmosphère environnante.

Ce fait de détente et de compression se répète jusqu'à ce que le noyau supersonique du jet soit finalement dissipé par le mélange avec l'atmosphère environnante, comme illustré dans la figure 5. C'est le mélange turbulent avec l'atmosphère qui limite la longueur du noyau supersonique. Le noyau supersonique rayonnant est seulement une petite partie de l'écoulement local, qui inclut aussi une zone de mélange large qui se propage d'une manière conique à partir de la sortie du canon de projection.

Ainsi une description appropriée du champ d'écoulement H.V.O.F devra inclure non seulement le noyau supersonique de haute température, mais aussi la région du mélange importante qu'elle l'entoure. Il est évident que le jet, avant l'impact avec le substrat a été déjà mélangé suffisamment avec l'atmosphère environnante, et devient totalement subsonique.

D'après la référence [33], la vitesse ainsi que le nombre de Mach restent constant jusqu'à une distance de 10 fois le diamètre du canon de projection. Ils diminuent ensuite suivant une courbe de l'inverse de la distance axiale, même après le noyau supersonique [33] [34].

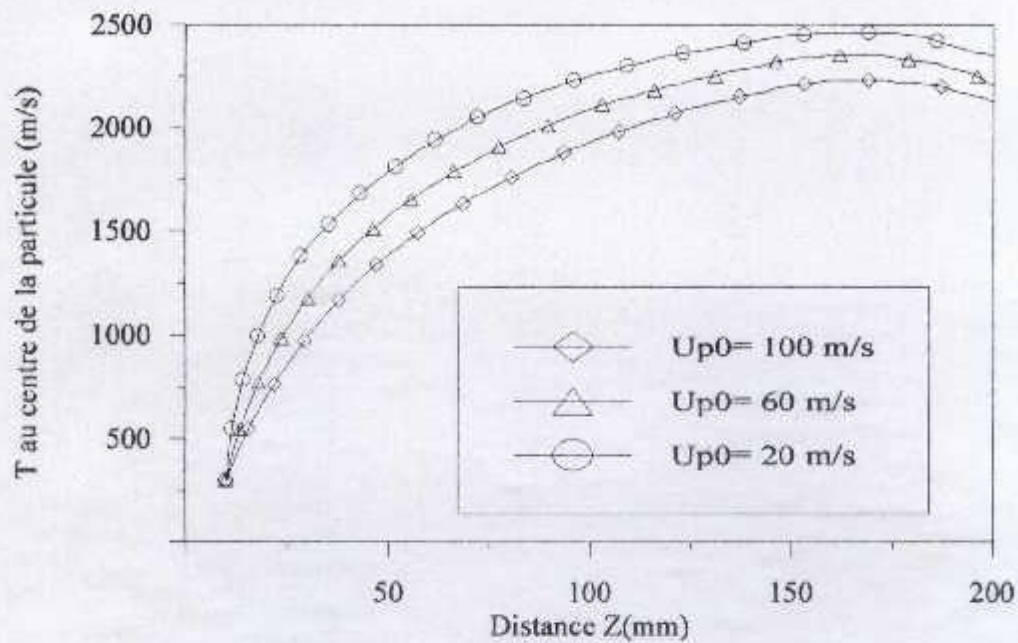


Fig.15(a): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule le modèle de Joshi-Sivakumer (Particule de $25\mu\text{m}$).

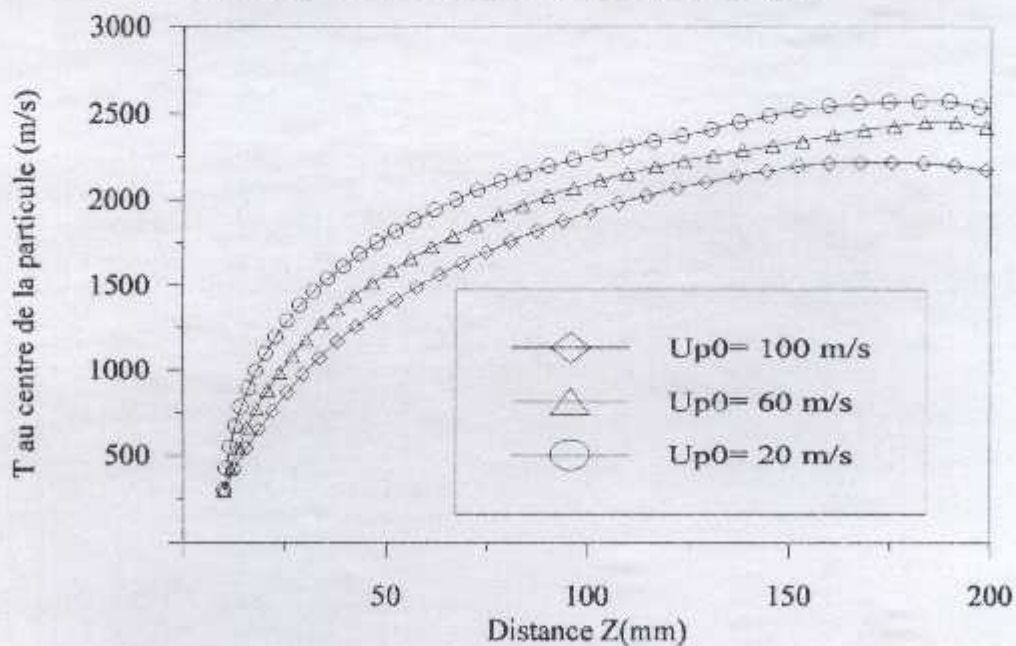


Fig.15(b): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule pour le modèle actuel sans la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).

3.3 Profil de vitesse du mélange Gazeux dans l'étude actuelle.

Comme il a déjà été signalé, en présence du substrat, la vitesse du mélange gazeux doit diminuer jusqu'à s'annuler au point d'impact. En supposant que la présence du substrat n'a pas d'effet sur le noyau supersonique, l'écoulement a été subdivisé en plusieurs zones, comme illustré dans la figure 6.

La première zone représente le noyau supersonique, où la vitesse varié selon le profil du jet libre. Dans la deuxième zone, l'écoulement est supposé un écoulement potentiel avec la vitesse variant selon un profil linéaire [35]. Finalement, nous avons la zone de la couche limite, où la vitesse variée selon un profil de puissance $(\eta)^{1/7}$ [36], où $\eta = \frac{Z'}{\delta}$, et Z' est la distance axiale à partir du substrat.

En se basant sur [34] et [37], nous avons trouvé que la frontière de la couche limite se trouve à $\eta'=7$, où η' , est une variable adimensionnelle donnée par:

$$\eta' = \sqrt{\frac{c'}{\nu}} Z' \quad (3.1)$$

Où c' est le gradient de vitesse dans l'écoulement potentiel.

La valeur de c' est calculée à l'aide de la vitesse axiale du mélange gazeux dans l'écoulement potentiel, donnée par:

$$U = -2c' Z' \quad (3.2)$$

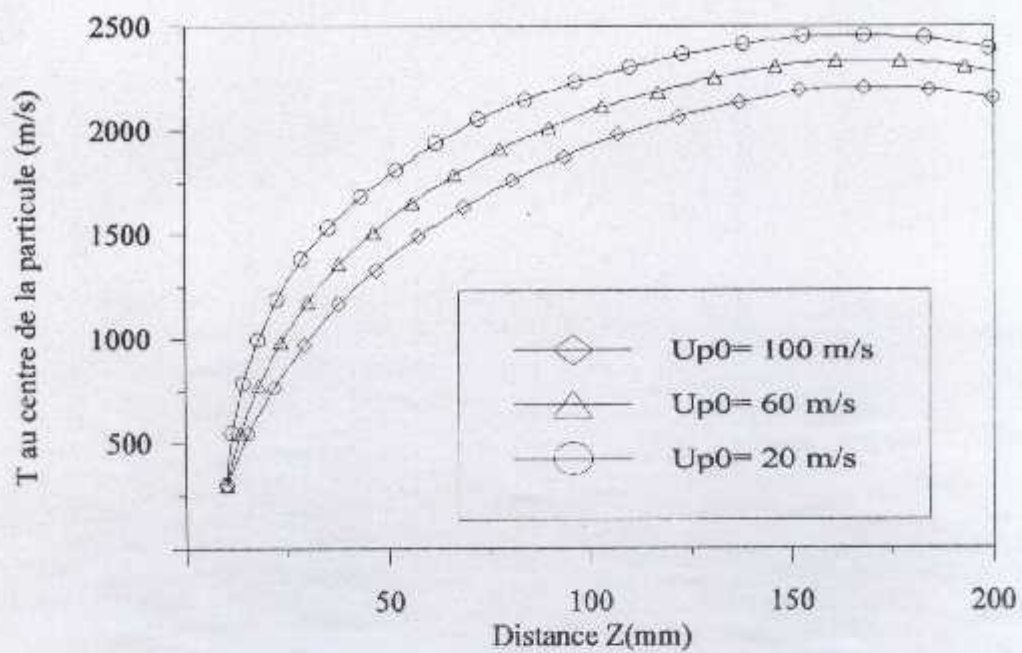


Fig.15(c): Effet de la vitesse d'injection sur la température de la particule le modèle actuel avec la considération de la force thermique (Particule de $25\mu\text{m}$).

Pour $Z'=0.05\text{m}$, la vitesse est égale à 800m/s , qui correspond à la vitesse de la limite du noyau supersonique. Alors, on a $c'=8000\text{m/s}$.

Donc, d'après l'équation (3.1), on trouve que l'épaisseur de la couche limite δ est égale presque 1mm . Cette valeur est négligeable devant la dimension de l'écoulement.

On note que, la viscosité cinématique est prise à sa valeur moyenne dans la zone de l'écoulement potentiel, qui est égale à $12.16 \cdot 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$.

La figure 7 montre les profils de vitesse du mélange gazeux selon trois courbes. Sur cette figure, on voit la différence entre le profil utilisé dans les références [15] et [16], et le profil de vitesse utilisé de l'étude actuelle. On remarque aussi, que le profil de la couche limite n'apparaît pas sur la figure, cela est dû à la valeur négligeable de l'épaisseur de la couche limite. En fait, tous les calculs que nous avons effectués montrent que le prise en compte de la couche limite n'influe pas sur les résultats, même si on considère l'épaisseur 10 fois de sa valeur approximative, c'est à dire un vingtième de la distance de projection.

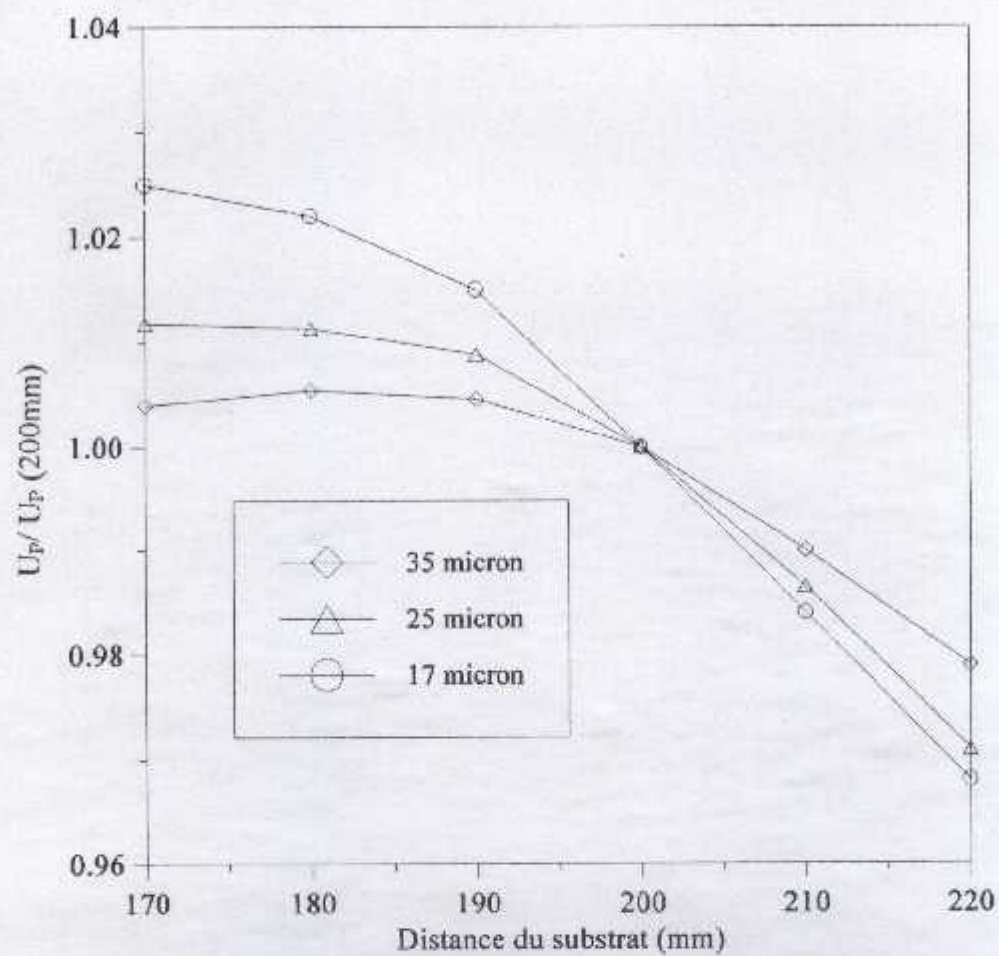


Fig.16(a): Effet de la position du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{P0}=60\text{m/s}$).

Chapitre IV

PROCEDURE NUMERIQUE DE RESOLUTION.

4.1 Introduction.

Le calcul de la vitesse et de la température et du diamètre de la particule est basée sur la résolution des équations de quantité de mouvement et de l'équation de transfert de chaleur. On utilise la méthode des différences finies pour résoudre l'équation différentielle ordinaire (2.2).

D'autre part, la méthode des différences finies est utilisée pour résoudre l'équation aux dérivées partielles (2.8). La méthode des substitutions successives de Wegstein est utilisée pour résoudre l'équation non linéaire (2.15).

Pour déterminer la solution de l'équation (2.2), il faut connaître la solution de l'équation d'énergie (2.8) dans chaque point du domaine de calcul, qui dépend elle même de la solution de l'équation (2.15). Ce qui veut dire que les trois équations sont couplées.

En conséquence, la résolution ces équations doit donc se faire Simultanément pour chaque pas du temps.

4.2 Résolution de l'équation de quantité de mouvement.

L'équation (2.2) est une équation fonction du temps, avec la condition initiale $U_p = U_{p0}$. Pour discrétiser cette équation, on construit le réseau:

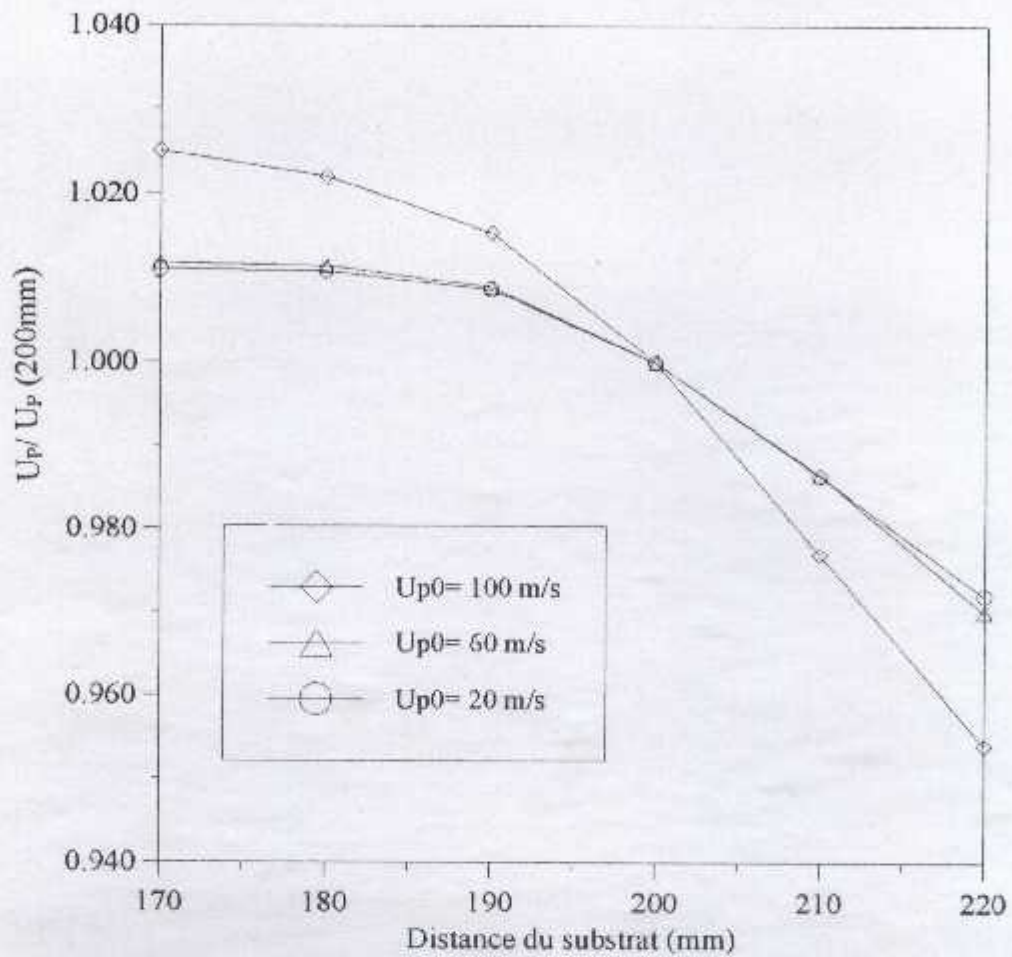


Fig. 16. b: Effet de la position du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).

$$\omega_{\tau} = \{t^{j+1} = t^j + \tau, j=0,1,\dots\}$$

où τ est le pas du temps.

L'opérateur différentiel est discrétisé par le schéma de différence avant:

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{U_p^{j+1} - U_p^j}{\tau} \quad (4.1)$$

En conséquence, la solution discrétisée est obtenue sous la forme suivante:

$$U_p^{j+1} = \frac{3}{4} \frac{C_D^j}{d_p^2} \frac{\bar{\rho}_f^j}{\rho_p} (U_f^j - U_p^j) |U_f^j - U_p^j| \tau + U_p^j \quad (4.2)$$

Avec la condition initiale: $U_p = U_{p0}$.

Le terme $\frac{F_T \cdot \tau}{\rho_p V}$ doit être ajouté à la solution discrétisée dans le cas où

on tient compte de l'effet de la thermosphère.

4.3 Résolution de l'équation d'énergie.

Un de nos objectifs, est de déterminer la température au centre de la particule. Il faut donc résoudre l'équation d'énergie et trouver la distribution de

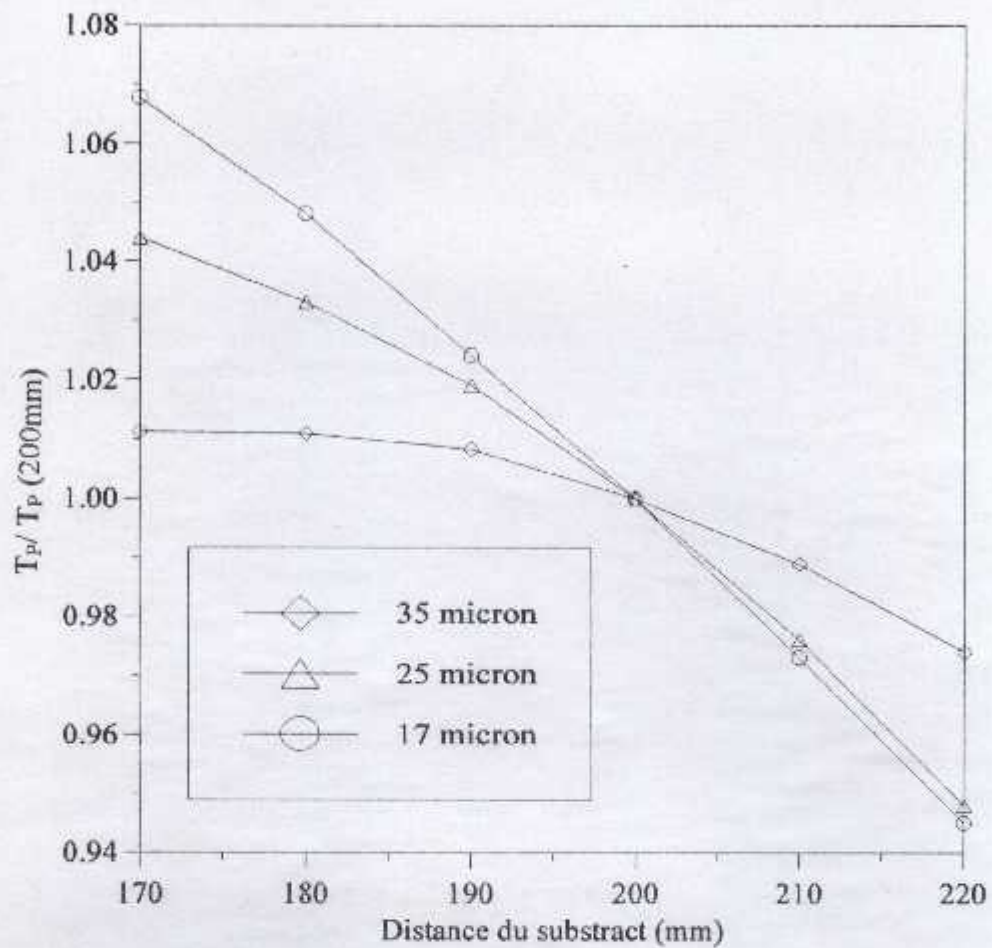


Fig.17(a): Effet de la position du substrat sur la température d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).

la température dans la particule. D'autre part, il faut obtenir la température à la surface de la particule pour chaque pas de temps τ , et cela afin de résoudre l'équation (2.2).

La méthode des volumes finies [38] a été choisie pour déterminer la distribution de température. La méthode consiste à discrétiser la particule en un réseau de petits volumes, entourant des noeuds de calcul.

On construit donc le réseau suivant :

$$\omega_{\mu}^{r'} = \{t^{j+1} = t^j + \tau', r^{j+1} = r^j + \delta r', j = 1, \dots, N\}$$

où N est le nombre de noeuds,

et τ' est le pas uniforme du domaine temporel $[0, \tau]$.

La figure 8 représente un volume de contrôle avec les deux noeuds voisins.

W et E représentent les noeuds voisins ouest et est.

w et e représentent leurs interfaces avec le noeud principal.

L'équation discrétisée est obtenue par l'intégration de l'équation d'énergie (2.8) sur le volume de contrôle.

Nous avons choisi la forme implicite qui est inconditionnellement stable. On aboutit finalement à un système d'équations algébriques de la forme suivante:

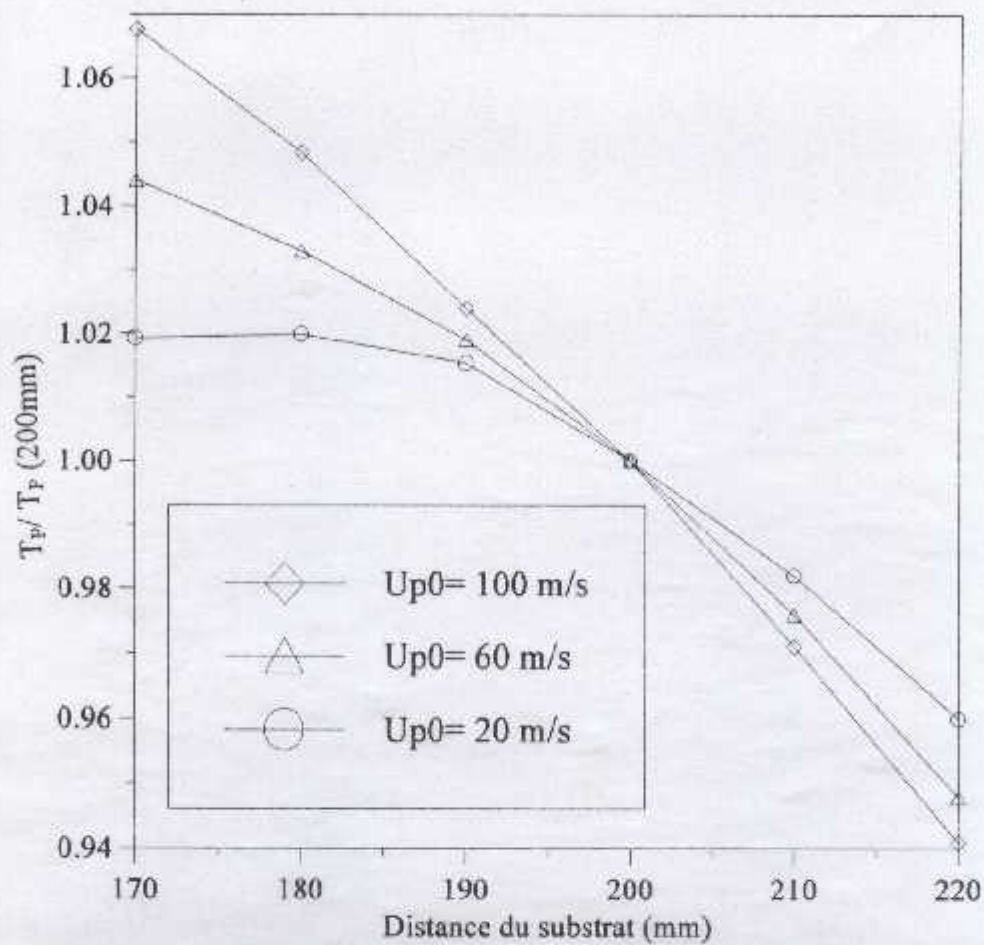


Fig.17(b): Effet de la position du substrat sur la température de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).

$$a_p T_p^{i+1} = a_E T_E^{i+1} + a_W T_W^{i+1} + b \quad (4.3)$$

$$\text{Où : } a_E = \frac{K_p^e S_e}{(\delta r)_e} \quad a_W = \frac{K_p^w S_w}{(\delta r)_w} \quad a_p^i = \frac{\rho_p C_p \Delta V}{\tau^i}$$

$$a_p^{i+1} = a_E + a_W + a_p^i \quad b = a_p^i T_p^i$$

$$S = 4 \pi r^2 \quad \text{et} \quad \Delta V = 4/3 \pi (r_e^3 - r_w^3)$$

Avec les équations liées aux conditions aux limites.

Le système d'équations algébriques est ensuite résolu par la méthode Thomas [39].

Quand la température à la surface de la particule atteint la température de fusion, on utilise l'équation (2.12). Cette équation, nous fournit la dimension de la partie du diamètre fondue pendant τ^i . Elle est résolue par la méthode des différences finies.

Alors, on a :

$$\Delta r_m = K_{p,L} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_{m,L}} \frac{\tau^i}{\Delta H_m \cdot \rho_{p,S}} \quad (4.4)$$

Cependant, quand la surface de la particule atteint la température d'ébullition, le diamètre de la particule diminue progressivement.

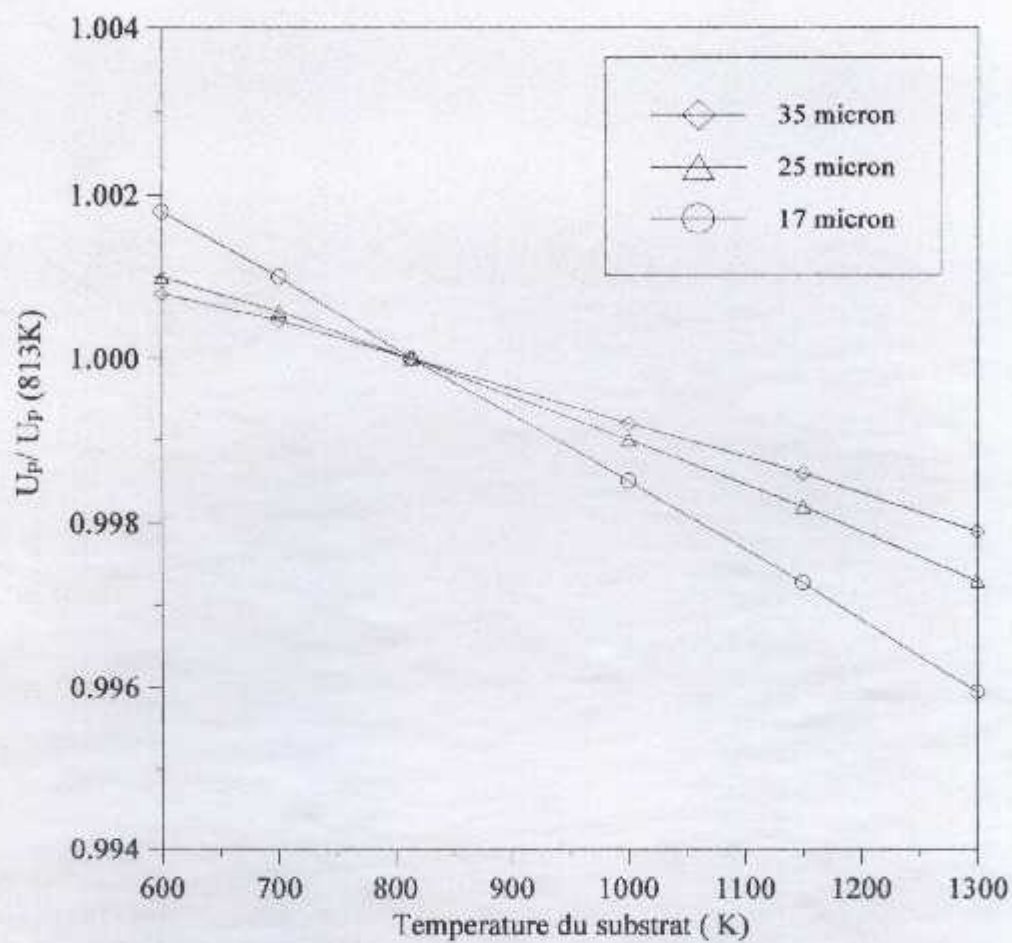


Fig.18(a): Effet de la température du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).

La variation du diamètre pendant τ' est donnée par l'équation (2.13) discrétisée:

$$\Delta r_b = \left\{ h(T_f - T_{bp}) - K_{p,L} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_b} \right\} \frac{\tau'}{\rho_{p,L} \Delta H_v} \quad (4.5)$$

Le problème de transfert de chaleur avec les phénomènes de changement de phase présenté ci-dessus est résolu par la procédure schématisée dans la figure 9.

4.4 Calcul du facteur de correction de l'effet de Knudsen.

Pour trouver le facteur de Knudsen, il faut résoudre l'équation (2.15), qui est non linéaire en T_{pv} . La méthode utilisée pour résoudre cette équation est celle du promoteur de convergence de Wegstein [39]. Cette méthode est une modification de la méthode des substitutions successives visant à accélérer (ou forcer) systématiquement la convergence.

Dans la méthode de substitutions successive, le schéma de calcul est le suivant:

$$T_{pv}^{(k+1)} = T_{pv}^{(k)} + \omega \Delta T_{pv}$$

où $\Delta T_{pv} = F(T_{pv}^{(k)}) - T_{pv}^k$

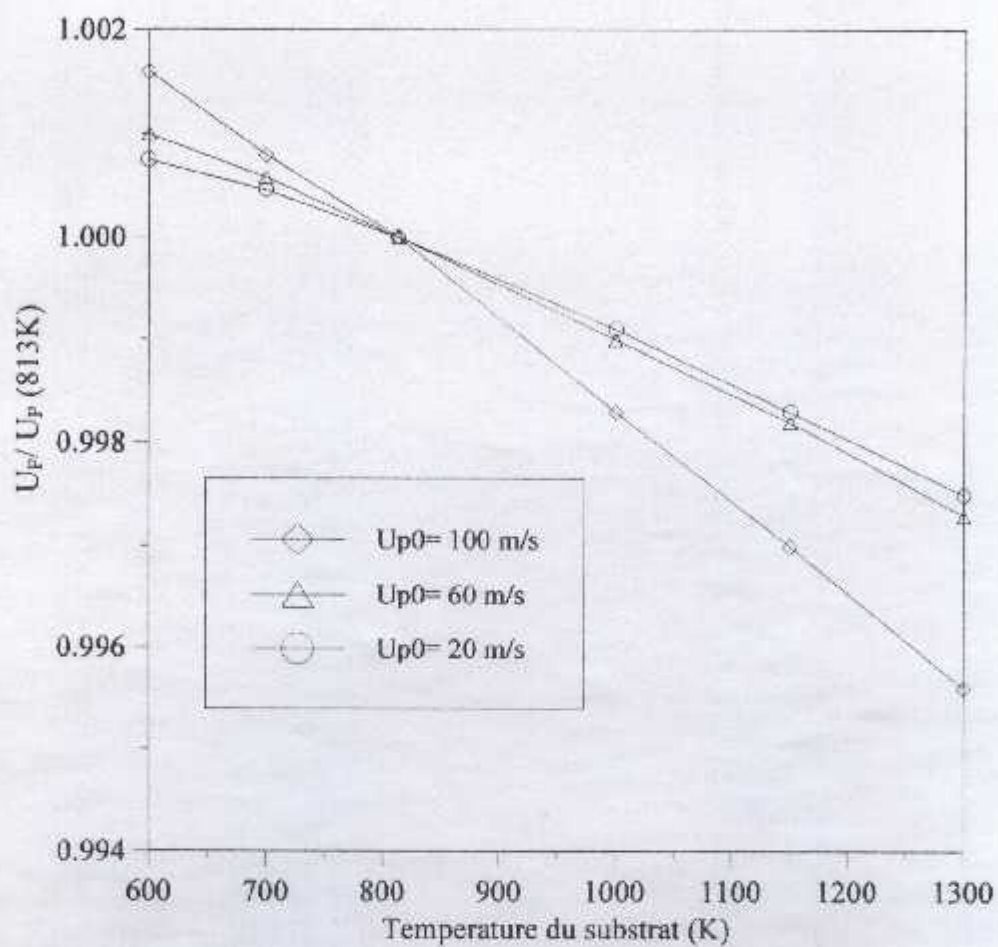


Fig.18(b): Effet de la température du substrat sur la vitesse d'impact de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $25\mu\text{m}$).

Où d'après (2.15):

$$F(T_{pV}) = T_f - \left[1 + 4 \left(\frac{2-\theta}{\theta} \right) \left(\frac{\Gamma_{ps}}{1+\Gamma_{ps}} \right) \frac{kn^*}{Pr_{ps}} \right]^{-1} (T_f - T_{ps}) \quad (4.6)$$

L'introduction d'un facteur de relaxation ω force ou accélère la convergence. Ci-dessus, on présente l'algorithme de Wegstein avec une valeur de ω optimale.

- 0) $T_{pV}^{(0)}$, ε , ITERMAX
- 1) $T_{pV}^{(k)} = F(T_{pV}^{(k-1)})$
- 2) $\Delta = \frac{F(T_{pV}^{(k)}) - T_{pV}^{(k)}}{T_{pV}^{(k)} - T_{pV}^{(k-1)}}$
- 3) $\omega = \frac{1}{1-\Delta}$
- 4) $T_{pV}^{(k+1)} = T_{pV}^{(k)} + \omega (F(T_{pV}^{(k)}) - T_{pV}^{(k)})$
- 5) Critère de convergence, arrêter si $|T_{pV}^{(k+1)} - T_{pV}^{(k)}| \leq \varepsilon$.

Après que la température T_{pV} soit trouvée, il serait facile de déterminer le coefficient de Xi-Chen et E. pfender Φ par:

$$\Phi = \frac{T_f - T_{pV}}{T_f - T_{ps}} \quad (4.7)$$

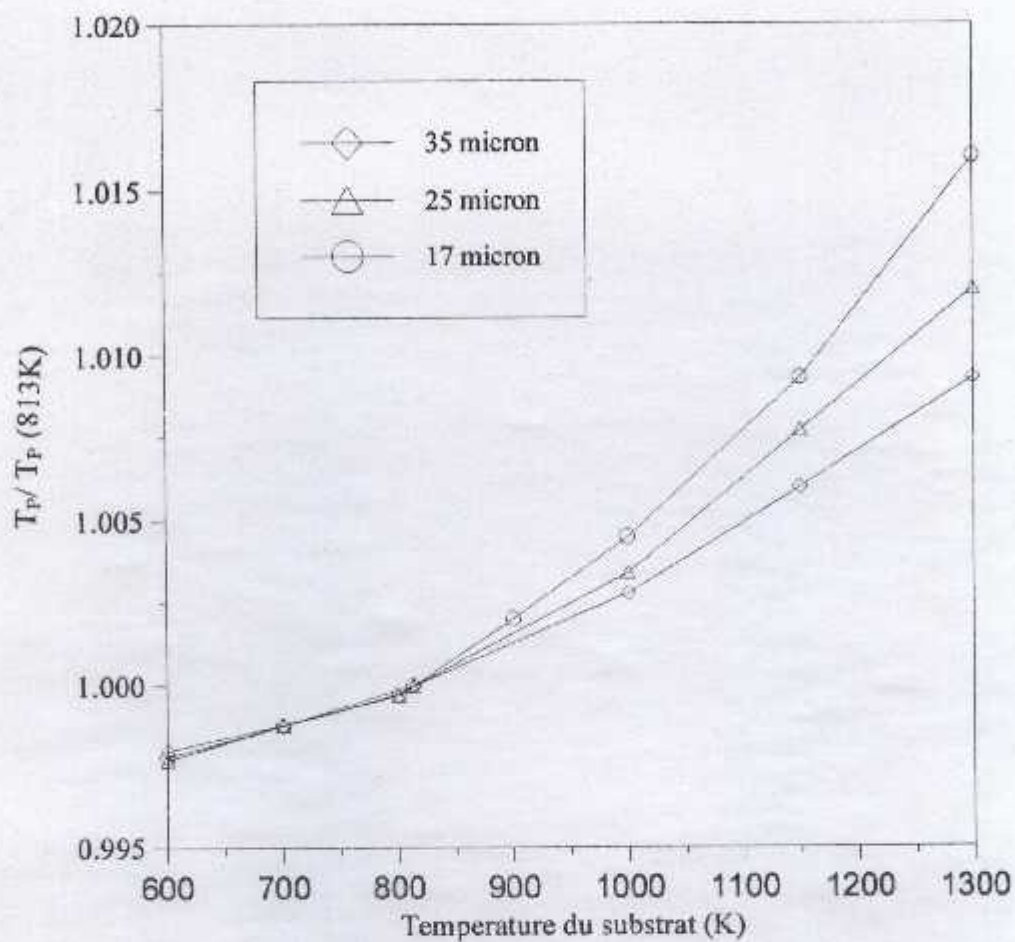


Fig.19(a): Effet de la température du substrat sur la température d'impact de la particule pour différents diamètres ($U_{p0}=60\text{m/s}$).

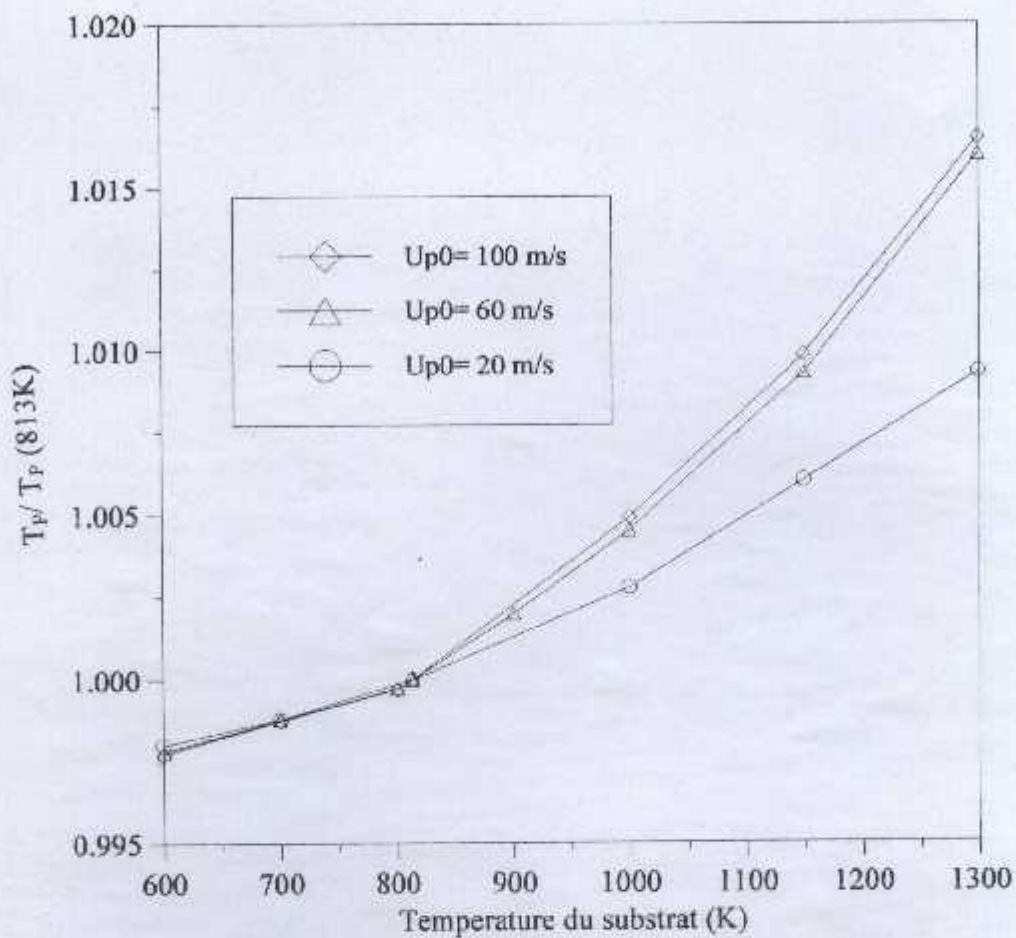


Fig.19(b): Effet de la température du substrat sur la température de la particule pour différentes vitesses d'injection (Particule de $2.5\mu\text{m}$).

Annexe A

STRUCTURE DU PROGRAMME SPRAY

Le programme SPRAY est devisé en deux parties: la partie invariante et la partie d'adaptation. La partie invariante comprend les procédures numériques générales. La partie d'adaptation, quant à elle, fournit les informations spécifiques au problème à résoudre.

A.1 Structure de SPRAY.

La figure A.1, indique tous les sous programmes avec leurs noms. Les sous programmes tels que ENERGY, TOOLS, GRID, PRINT sont composés d'un nombre de sousroutines. Ces assemblages sont créés à l'aide de l'instruction ENTRY. Toutes les déclarassions et les variables communes sont transférées à travers le fichier LIAISON.

A.2 Les sous-programmes dans la partie invariante.

Le programme principale contrôle les opérations par l'appel des sous programmes. Les routines sont appelées une seule fois. Ces appels constituent la phase de préparation. Les autres opérations sont arrangées dans une boucle, où chaque passe par représente un pas dans le temps.

Dans le subroutine DEFAULT, on donne les valeurs par défauts pour quelques variables importantes, on initialise d'autres, et on déclare les constantes utilisées dans le reste du programme. HEART et THERMIC sont les

subroutines les plus importantes, où se font la plupart des opérations à l'aide des subroutines ENERGY, TOOLS, et GRID.

Le subroutine PRINT est utilisé pour imprimer les résultats.

Finalement, le subroutine VALUES facilite la déclaration des données réelles et naturelles d'une manière appropriée. Le programme contient aussi les deux fonctions AVERAGE, et F(X).

A.3 La partie USER.

Le sous programme USER contient quatre routines PARTICULE, FLAME, OUTPUT, FLOW. Parmi elles, PARTICULE et FLAME sont appelées une seule fois et fournissent les données de la particules et du mélange gazeux. OUTPUT et FLOW sont appelés une fois par pas.

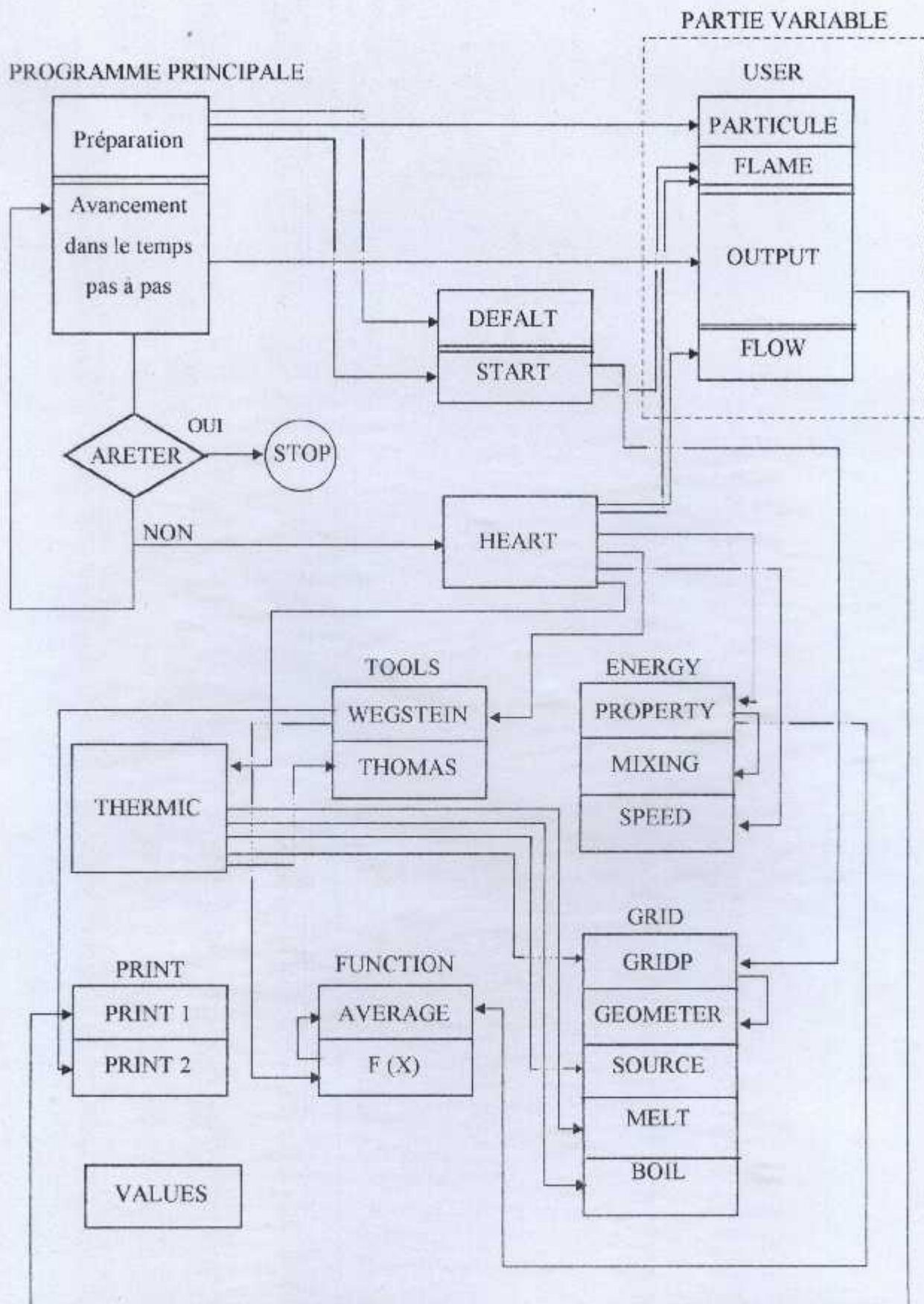


Fig. A.1: Organigramme du programme SPRAY.

Annexe B

LISTING DU PROGRAMME SPRAY.

B. 1 Le programme principal.

```

$DEBUG
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      PROGRAM SPRAY
COMPUTER PROGRAM 'SPRAY'
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
C*****
CALCULATIONS IN THE GETTING-READY PHASE
      CALL DEFALT
      CALL PARTICLE
      CALL START
10  CONTINUE
COME HERE TO TIME-STEP LOOP
      CALL OUTPUT
      IF(KSTOP.NE.0)STOP
      CALL HEART
      GO TO 10
END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE DEFALT
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
C*****
C
COME HERE TO SET THE DEFAULT AND THE INITIAL VALUES
C
      INIT1=1
      INIT2=2
      PLOTOUT='PLOT1.DAT'
      PRINTOUT='PRINT1.DAT'
      TITLEP=' '
      TITLEP=' '
      CALL INTAB(KSTOP,0,ISTEP,0,MODE,0,KMELTING,C,KBOILING,0,KPRINT,0,
1          KOUT,0,KPGR,0)
      CALL INTA5(N,20,NL,0,ITERMAX,10,NTIME2,20,NE,1)
      CALL DATAS(TIME,0.,DTG,1.E-5,2PI,0.,UPI,100.,TPI,300.,ZPLIMIT,0.2,
1          TIMEMAX,2.E-3,SMALL,1.E-20)
      CALL DATA4(RGAS,3814.,PI,3.14,ERR,1.E-2,DRBOIL,0.)
      DO 100 I= 1,NEMAX
      DO 110 J= 1,NOMAX
      CPF(I,J)= 0.
      AMHUF(I,J)= 0.

```

```

      RHOF(I,J)= 0.
      CONDF(I,J)= 0.
110 CONTINUE
100 CONTINUE
      RETURN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C
      SUBROUTINE START
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
C*****

C
      IF(N.GT.WN.OR.NE.GT.NEMAX)THEN
      WRITE(*,200)
200 FORMAT(1X,'EXECUTION TERMINATED DUE TO ONE (OR MORE) OF',/
1'THE FOLLOWING REASON(S)'/2X,'1) N GREATER THAN NN'/2X,'2) NE
2 GREATER THAN NEMAX'//)
      KSTOP= 1
      ENDIF
      UP= DPI
      ZP= ZPI
      TPV= TPI+10.
      DTP= DTG/(NTIME2-1.)
CONSTRUCT THE PARTICLE GRID
      REN= (DP/2.)/(N-1.)
      RMELTING=REN
      RFS= DP/2.-RMELTING
C
      CALL GRIDP
C
      KRAB=N
      KRAPL=N-1
      RES2=REN
      REL1=REN
      DPI=DP
CHARGING OF THE PARTICLE INITIAL TEMPERATURE AND CONDUCTIVITE
      DO 280 I= 1,N
      TP(I)= TPI
      CP(I)= CPSOL
      CONDP(I)= CONDFSOL
      RHOP(I)= RHOPSOL
280 CONTINUE
      RETURN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE HEART
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'

```

```

C*****
C
CALCULATE OF THE VELOCITY, TEMPERATURE, AND DIAMETER OF PARTICLE
C
CALCULATE OF THE PARTICLE POSITION
      ZP= ZP+UP*DTG
C
      CALL FLOW
      CALL FLAME
C
      CALL PROPERTY
      CALL WEGSTEIN
C
      PHI= (TF-TPV)/(TF-TPS)
      IF(KPGR.NE.0) PHI=1.
C
      CALL SPEED
      CALL THERMIC
C
      IF(ZP.GE.ZPLIMIT.OR.TIME.GE.TIMEMAX) KSTOP= 1
      ISTEP= ISTEP+1
      TIME= TIME+DTG
      RETURN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE THERMIC
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
      DIMENSION ALAM(NN)
C*****
CALCULATE PARTICLE TEMPERATURE DISTRIBUTION
      NUSSELT= 2.+0.514*REYNOLDS**0.5
      H= NUSSELT*CONDFM/DP
      DO 11 ISTEP2=1, NTIME2
      IF(TP(N-1).GT.TMELTING) KMELTING=1
      IF(TP(N).GE.TBOILING) KBOILING=1
C
      IF(MODE.NE.0) GO TO 16
      IF(KMELTING.NE.0) THEN
        DTL=TP(KRAFL+1)-TP(KRAFL)
        DRL=RES2
        IF(RES2.LE.SMALL) THEN
          DTL=TP(KRAFL+2)-TP(KRAFL)
          DRL=REN
        ENDIF
        QL=DTL/DRL
      ENDIF
16 IF(KBOILING.NE.0) THEN
      DTB=TP(N)-TP(N-1)
      DRB=REL1

```

```

      IF (RELI.EQ.0) THEN
      DTB=TP(N-1)-TF(N-2)
      DRB=REN
      ENDIF
      QB=DTB/DRB
      ENDIF

C REARRANGEMENT OF THE GRID
      IF (NL.EQ.0) GO TO 17
      DO 15 I=KRAPL,N-1
      RN(I)=RN(I+1)
      TP(I)=TP(I+1)
15  CONTINUE
17  CONTINUE
      N=KRAPB

      IF (MODE.NE.0) GO TO 10
      IF (KMELTING.NE.0) THEN
      CALL MELT
      ENDIF
10  IF (KBOILING.NE.0) THEN
      CALL BCIL
      ENDIF

C
      CALL SOURCE

C
      CALL GRIDP

      DO 420 I= 1,N
      ALAM(I)= RHOP(I)*CF(I)/DTP
420  CONTINUE
      APO= ALAM(1)*VOL(1)
      AW(1)= 0.
      AE(1)= (DRE(1)/CONDP(1)+DRW(2)/CONDP(2))*(-1)*SEC(2)
      AP(1)= AW(1)+AE(1)+APO
      B(1)=APO*TPO(1)
      DO 430 I= 2,N-1
      APO= ALAM(I)*VOL(I)
      AW(I)= (DRW(I)/CONDP(I)+DRE(I-1)/CONDP(I-1))*(-1)*SEC(I)
      AE(I)= (DRE(I)/CONDP(I)+DRW(I+1)/CONDP(I+1))*(-1)*SEC(I+1)
      AP(I)= AW(I)+AE(I)+APO
      B(I)=APO*TPO(I)
430  CONTINUE
      APO= ALAM(N)*VOL(N)
      AW(N)= (DRW(N)/CONDP(N)+DRE(N-1)/CONDP(N-1))*(-1)*SEC(N+1)
      AE(N)= 0.
      AP(N)= AW(N)+AE(N)+APO+H*PHI*SEC(N+1)
      B(N)=APO*TPO(N)+H*PHI*SEC(N+1)*TF
      CALL THE THOMAS ROUTINE TO OBTAIN THE SOLUTION OF THE DISCRETISATION
C      EQUATIONS

```

```

C
    CALL THOMAS
C
CALCULATE THE PARTICLE DIAMETER
    DP=DP-2*DRBOIL
    11 CONTINUE
    RETURN
    END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
    SUBROUTINE TOOLS
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
    DIMENSION P(NN),Q(NN)
C*****
C
    ENTRY WEGSTEIN
C
C RESOLUTION OF THE NO LINEAIR EQUATION  $X = F(X)$  BY WEGSTEIN METHOD
    ITER=0
    X1=TPV
C
    IF(KPRINT.EQ.1) CALL PRINT2
C
    DO 600 ITER= 1,ITERMAX
    X1=F(TPV)
C
    IF(KPRINT.EQ.1) CALL PRINT2
C
    IF (ABS(X1-TPV).LE.ERR) GO TO 610
    X2=F(X1)
    DELTA= (X2-X1)/(X1-TPV)
    OMEGA= 1./(1.-DELTA)
    TPV= X1+OMEGA*(X2-X1)
    600 CONTINUE
    610 CONTINUE
    RETURN
C*****
C
    ENTRY THOMAS
C
C RESOLUTION OF THE TRIDIAGONAL MATRIX LINEAIR SYSTEM BY THE
C THOMAS ALGORITHM
    P(1)= AE(1)/AP(1)
    DO 700 I= 2,N-1
    P(I)= AE(I)/(AP(I)-AW(I)*P(I-1))
    700 CONTINUE
    Q(1)= B(1)/AP(1)
    DO 710 I= 2,N
    Q(I)= (B(I)+AW(I)*Q(I-1))/(I(I)-AW(I)*P(I-1))
    710 CONTINUE

```

```

      TP(N)= Q(N)
      DO 720 I= N-1,1,-1
      TP(I)= Q(I)+P(I)*TP(I+1)
720  CONTINUE
      RETURN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE ENERGY
C*****
$INCLUDE: 'LIAISON'
      DIMENSION RHOE(NEMAX),CPE(NEMAX),CONDE(NEMAX),
      1  AMHUE(NEMAX),VSE(NEMAX),AKSI(NEMAX,NEMAX)
C*****
C
      ENTRY PROPERTY
C
      CALCULATE OF THE FLAME THERMOPHYSICAL PROPERTIES
      TPS= TP(N)
      TX= TF
      DO 300 I= 1,NE
      RHOEME(I)= AVERAGE(RHOF)
      AMHUFME(I)= AVERAGE(AMHUF)
      CONDFME(I)= AVERAGE(CONDF)
      CPFME(I)= 1000.
300  CONTINUE
      TEP= 0.
      DO 301 I=1,NE
      TEP= TEP+POE(I)
      TER1=0.
      TER3=0.
      TER4=0.
      TER5=0.
      DO 1100 J= 1,NDMAX
      TER1= TER1+CPF(I,J)*TPS**(J-1)
      TER3= TER3+CONDF(I,J)*TPS**(J-1)
      TER4= TER4+AMHUF(I,J)*TPS**(J-1)
      TER5= TER5+RHOE(I,J)*TPS**(J-1)
1100 CONTINUE
      CFPFSE(I)= TER1
      CONDFPSE(I)= TER3
      AMHUFPSE(I)= TER4
      RHOFPSE(I)= TER5
301  CONTINUE
      PC= TEP
      CALL THE MIXING ROUTINE TO CONSIDER THE MIXING LAWS
C
      CALL MIXING(RHOEME,CPFME,CONDFME,AMHUFME,RHOFM,CPFM,CVFM,
      1  CONDFM,AMHUFM)
C
      CALL MIXING(RHOFPSE,CFPFSE,CONDFPSE,AMHUFPSE,RHOFPS,CPFPS,

```

```

      1 CVFPS,CONDFPS,AMHUFPS)
C
      RETURN
C*-----*
C
      ENTRY MIXING(RHOE,CPE,CONDE,AMHUE,RHOM,CFM,CVM,CONDM,AMHUM)
C

CREATE THE MIXING LAWS
      VSM=0.
      CPM=0.
      CONDM=0.
      AMHUM=0.
      DO 500 I= 1,NE
      VSE(I)= 1./RHOE(I)
      VSM= VSM+YE(I)*VSE(I)
      CPM= CPM+YE(I)*CPE(I)
500 CONTINUE
      DO 510 I=1,NE
      TEX1=0.
      DO 520 J=1,NE
      IF(I.EQ.J) GO TO 520
      AK=(1./SQRT(8.))*{1.+POE(I)/POE(J)}**(-0.5)
      AL=(1.+POE(I)/POE(J))*{AMHUE(I)/AMHUE(J)}**(0.5)
      AKSI(I,J)=AK*(1.+AL)**2.
      TEX1= TEX1+AKSI(I,J)*YE(J)
520 CONTINUE
      AMHUM= AMHUM+AMHUE(I)/(1.+(1./YE(I))*TEX1)
      CONDM= CONDM+CONDE(I)/(1.+(1.065/YE(I))*TEX1)
510 CONTINUE
      RHOM= 1./VSM
      RMXING=RGAS*1.E-3/PO
      CVM=CPM-RMXING
      RETURN
C*-----*
C
      ENTRY SPEED
C

CALCULATE THE THERMOPHERIS FORCE
      CM=1.14
      CT=(15./8.)*(2.-THETA)*(1.+0.1621*THETA)/THETA
      CS=(3./2.)*(0.6264+0.3736*THETA)/(1.2528+0.0306*THETA)
      ANHU=(8.*RGAS*TF/PO)**0.5
      LM=2.*AMHUFM/(RHOFM*ANHU)
      CF1=(CONDFM/CONDFPSOL)+2.*CT*(LM/DP)
      CF2=24.*PI*AMHUFM*DP*CS*AMHUFM/RHOFM
      CF3=1.+6.*CM*LM/DP
      CF4=1.+2.*CONDFM/CONDFPSOL+4.*CT*LM/DP
      FT=-CF1*CF2*GRADTF/(TF*CF3*CF4)

```

```

CALCULATE THE PARTICLE VELOCITY
  UPE= UP
  REYNOLDS= DP*ABS(UP-UF)*RHOFM/AMHUFM
  IF(REYNOLDS.LT.500.) CD= (24/REYNOLDS)*(1.+0.189*REYNOLDS**0.62)
  IF(REYNOLDS.LT.21.) CD= (24/REYNOLDS)*(1.+0.11*REYNOLDS**0.817)
  IF(REYNOLDS.LT.2.) CD= (24/REYNOLDS)*(1.+0.187*REYNOLDS)
  IF(REYNOLDS.LT.0.2) CD= (24/REYNOLDS)
  CD= CD*PHI**0.45
  ZITA= (3./4.)*CD*RHOFM/(DP*RHOP(N))
  VOLP=(4./3.)*PI*(DP/2.)**3.
  UP= ZITA*(UF-UPE)*ABS(UF-UPE)*DTG +UPE+(FT/(RHOPCL*VOLP))*DTG
  RETURN
END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
SUBROUTINE GRID
C*****
$INCLUDE: 'LIAISON'
  DIMENSION RF(NN+1), DRN(NN), DRV(NN)
C*****
C
  ENTRY GRIDP
C
  DRE(N)=0.
  DRW(1)=0.
  DO 10 I=1,N-1
    DRE(I)=REN/2.
    DRW(I+1)=REN/2.
10 CONTINUE
  IF(MODEL.NE.0) GO TO 20
  IF(KMELTING.NE.0) THEN
    DRE(KRAPL)=RES1/2.
    DRW(KRAPL)=RES2/2.
    DRW(KRAPL+1)=RES1/2.
    DRE(KRAPL-1)=RES2/2.
  ENDIF
20 IF(KBOILING.NE.0) THEN
  DRW(N)=REL1/2.
  DRE(N-1)=REL1/2.
ENDIF
CALL GEOMETER
RETURN
C*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*
C
  ENTRY GEOMETER
C
CONSTRUCT THE PARTICLE GRID
  RN(1)=0.
  RF(1)=0.
  DO 30 I= 1,N-1
    DRN(I)= DRE(I)+DRW(I+1)

```

```

30 CONTINUE
  DO 40 I= 1,N
    DRV(I)= DRE(I)+DRW(I)
40 CONTINUE
  DO 50 I= 2,N
    RN(I)= RN(I-1)+DRN(I-1)
50 CONTINUE
  DO 60 I= 1,N
    RF(I+1)= RF(I)+DRV(I)
60 CONTINUE
  DO 70 I= 1,N+1
    SEC(I)= 4*PI*RF(I)**2.
70 CONTINUE
  DO 80 I= 1,N
    VOL(I)= (4/3)*PI*(RF(I+1)**3-RF(I)**3)
80 CONTINUE
  RETURN
C*-----
C
  ENTRY SOURCE
C
  DO 90 I=1,N
    TPO(I)=TP(I)
90 CONTINUE
  N=KRAPB+NL
  IF(MODE.NE.0) GO TO 100
  IF(RMELTING.EQ.0) GO TO 100
C  TPC(KRAPL)=1.
  TPC(KRAPL)=(TP(KRAPL)-TP(KRAPL-1))*(RES1/REN)+TP(KRAPL-1)
  DO 110 I=KRAPL,N-1
    TPC(I+1)=TP(I)
110 CONTINUE
100 IF(KBOILING.NE.0) THEN
  TPO(KRAPB)=(TP(N)-TP(N-1))*(BELL/(DRE(N-1)-DRW(N)))+TP(N-1)
  ENDIF
  RETURN
C*-----
C
  ENTRY MELT
C
  DRMELT= CONDPLIQ*QL*DTP/(DRMELT*RHOPSOL)
  RMELTING= RMELTING+DRMELT
  RFS= (DP/2.)-RMELTING
  IF(RFS.LE.SMALL) THEN
    KRAPL=1
    MODE=0
    NL=0
    GO TO 120
  ENDIF
  KRAPL= (RFS/REN)+1

```

```

      KRAPL=KRAPL+1
      KRAPL1=KRAPL
      NL=1
      RES1= RFS-RN(KRAPL)
      RES2= RN(KRAPL+1)-RFS
120  DO 130 I=KRAPL1,NN
      CP(I)= CPLIQ
      CONDP(I)= CONDPLIQ
      RHOP(I)= RHOPLIQ
130  CONTINUE
      RETURN
C*-----*
C
      ENTRY BOIL
C
      QCONV=H*PHI*(TF-TBOILING)
      QBOIL=CONDP*QB
      DRBOIL=(QCONV-QBOIL)*DTP/(RHOPLIQ*DHBOIL)
      RBL=DP/2.-DRBOIL
      KRAP2= (RBL/RN)+1
      REL1=RBL- RN(KRAP2)
      KRAPB=KRAP2+1
      RETURN
      END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
      SUBROUTINE PRINT
C*****
$INCLUDE:'LIAISON'
C*****
C
      ENTRY PRINT1
C
      CREATE PRINTOUT
      IF(ISTEP.EQ.0)THEN
      OPEN(UNIT1,FILE=PRINTOUT)
      OPEN(UNIT2,FILE=PLOTOUT)
      WRITE(*,*)'*** COMPUTER PROGRAM SPRAY FOR THERMAL SPRAYING ***'
      WRITE(*,*)'
      WRITE(*,*)'THE PROGRAM IS EXICUTING WITH GIVEN OF USER : '
      WRITE(*,*)'
      WRITE(*,30)TITLEF,TITLEP,PRINTOUT,PLOTOUT
30  FORMAT(1X,'FLAME OF:',8X,A24,/,1X,'PARTICLE OF:',5X,A18,/,
1  1X,'PRINT-FILE:',6X,A18,/,1X,'PLOT-FILE:',7X,A18)
      WRITE(*,*)'
      WRITE(*,*)'PLEASE WAIT...'
      WRITE(UNIT1,210)
210  FORMAT(1X,'THE RESULTS OF THERMAL SPRAYING',/1X,31{'-'})
      WRITE(UNIT1,220)TITLEF
220  FORMAT(/,1X,6{1H*},3X,A60,3X/9X,60{1H-})
      WRITE(UNIT1,230)TITLEP

```



```

CREATE OF THE F FUNCTION
  TX= X
  DO 1200 I= 1,NE
    CPFTME(I)= AVERAGE(CPF)
    CONDFTIME(I)= AVERAGE(CONDF)
    AMHUFTME(I)= AVERAGE(AMHUF)
    RHOFTME(I)=1.
  1200 CONTINUE
CALL THE MIXING ROUTINE TO CONSIDER THE MIXING LAWS
C
  CALL MIXING(RHOFTME,CPFTME,CONDFTIME,AMHUFTME,RHOMFTM,CPFTM
1 ,CVFTM,CONDFTM,AMHUFTM)
  GAM= CPFPS/CVFPS
  PRANDTL= CVFPS*AMHUFPS/CONDFPS
  ANHUFPS= (B.*RGAS*TPS/(PI*PG))**0.5
  AKNUDSEN= 2*PRANDTL*CONDFTM/(RHOFPS*ANHOFPS*DP*CPFTM)
  ET= 4.*(2.-THETA)*GAM/(THETA*(1.+GAM)*PRANDTL)
  ETA= (1.+ET*AKNUDSEN)**(-1)
  F= TF-(TF-TPS)*ETA
  RETURN
END
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
  SUBROUTINE VALUES
C*****
C
CREATE A FACILITY TO ASSIGN VALUES TO REAL VARIABLES
C
  ENTRY DATA9(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4,A5,C5,A6,C6,A7,C7,A8,C8,A9,C9)
  A9=C9
  ENTRY DATA8(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4,A5,C5,A6,C6,A7,C7,A8,C8)
  A8=C8
  ENTRY DATA7(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4,A5,C5,A6,C6,A7,C7)
  A7=C7
  ENTRY DATA6(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4,A5,C5,A6,C6)
  A6=C6
  ENTRY DATA5(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4,A5,C5)
  A5=C5
  ENTRY DATA4(A1,C1,A2,C2,A3,C3,A4,C4)
  A4=C4
  ENTRY DATA3(A1,C1,A2,C2,A3,C3)
  A3=C3
  ENTRY DATA2(A1,C1,A2,C2)
  A2=C2
  ENTRY DATA1(A1,C1)
  A1=C1
  RETURN
C*-----*
CREATE A FACILITY TO ASSIGN VALUES TO INTEGER VARIABLES
C
  ENTRY INTA9(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4,I5,J5,I6,J6,I7,J7,I8,J8,I9,J9)

```

```

I9=J9
ENTRY INTA8(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4,I5,J5,I6,J6,I7,J7,I8,J8)
I8=J8
ENTRY INTA7(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4,I5,J5,I6,J6,I7,J7)
I7=J7
ENTRY INTA6(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4,I5,J5,I6,J6)
I6=J6
ENTRY INTA5(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4,I5,J5)
I5=J5
ENTRY INTA4(I1,J1,I2,J2,I3,J3,I4,J4)
I4=J4
ENTRY INTA3(I1,J1,I2,J2,I3,J3)
I3=J3
ENTRY INTA2(I1,J1,I2,J2)
I2=J2
ENTRY INTA1(I1,J1)
I1=J1
RETURN
END

CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C
COMMON FILE OF SPRAY PROGRAM
C
C*-----*-----*-----*-----*-----*-----*-----*-----*-----*
PARAMETER (NEMAX=3,NDMAX=6,NN=200)
CHARACTER*18 PRINTOUT,TITLEP,PLOTOUT
CHARACTER*60 TITLEF

COMMON AP(NN),AE(NN),AW(NN),B(NN),SEC(NN+1),VOL(NN),DRE(NN),
1     DRW(NN),RN(NN),
2     TPC(NN),TP(NN),CONDP(NN),RHOF(NN),CP(NN),
3     CPP(NEMAX,NDMAX),CONDP(NEMAX,NDMAX),
4     AMHUF(NEMAX,NDMAX),RHOF(NEMAX,NDMAX),
5     YE(NEMAX),POE(NEMAX),
6     CPPME(NEMAX),CONDFME(NEMAX),AMHUFME(NEMAX),
7     RHOFME(NEMAX),
8     CPPPSE(NEMAX),CONDFPSE(NEMAX),
9     AMHUFPSE(NEMAX),RHOFPSSE(NEMAX)

COMMON/TTL/ TITLEP,TITLEF,PRINTOUT,PLOTOUT

COMMON/PP1/ N,NE,NI,NTIME2,ISTEP,ITER,ITERMAX,TIME,TIMEMAX,
1     MODE,KSTOP,KMELTING,KBOILING,PI,ERR,INIT1,INIT2,
2     DTG,DTP,KPGR,
3     KPRINT,NL,SMALL,RES1,RES2,KRAPL,KRAPS,RELI,QL,QB

COMMON/PP2/ THETA,DP,CONDFPSOL,CPSOL,RHOPSOL,CONDPLIQ,CPLIQ,
1     RHOPLIQ,ZP,UP,TF,UPI,TP1,ZPLIMIT,UPE,ZPI,DPI

```

```

COMMON/PP3/ UF,TPS,TX,TMELTING,TBOILING,TPV,XI,RGAS,PO,DHMELT,
1          DHBOIL,DRBOIL,GRADTF

COMMON/PP4/ RMELTING,RFS,PHI,REYNOLDS,H,REN

COMMON/PP5/ REOFM,CPFM,CVFM,CONDFM,AMHUFM

COMMON/PP6/ RHOFP,CPFPS,CVFPS,CONDFPS,AMHUFPS

COMMON/PP7/ 1
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC

```

B. 2 La partie USER.

```

CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
SUBROUTINE USER
C ADAPTATION PART OF SPRAY PROGRAM
C*****
$INCLUDE: 'LIAISON'
C*****
C
C ENTRY PARTICLE
C
PRINTOUT='PRINT1.DAT'
PLOTOUT='PLOT1.DAT'
TITLEP=' WC-Co'
CALL INTA4(N,100,KPRINT,1,KOUT,1,KPGR,0)
CALL DATA6(ZPI,0.01,UPI,100.,TPI,300.,DP,35.E-6,XPLIMIT,0.2,
1 DTG,1.E-5)
CALL DATA3(RHOPSOL,14320.,RHOPLIQ,14320.,CONDPSOL,45.)
CALL DATA4(CONDPLIQ,45.,CPSOL,295.4,CPLIQ,295.4,THETA,8.E-1)
CALL DATA4(DHMELT,0.42E+6,TMELTING,2326.,DHBOIL,24.64E+6,
1 TBOILING,3800.)
RETURN
C*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*
C
C ENTRY OUTPUT
C
CALL PRINT1
RETURN
C*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*-*
C
C ENTRY FLAME
C
TITLEF=' OXY-FUEL'
CALL INTA1(NE,3)
CALL DATA3 (YE(1),3./8.5,YE(2),3./8.5,YE(3),2.5/8.5)
CALL DATA3 (POE(1),0.018016,POE(2),0.04401,POE(3),0.031999)
CPF

```

```

RAP1=1./POE(1)
RAP2=1./POE(2)
RAP3=1./POE(3)
CALL DATA3 (CPF(1,1),29.5115*RAP1,CPF(1,2),0.0141249*RAP1,
1      CPF(1,3),-1.78371E-6*RAP1)
CALL DATA4 (CPF(2,1),25.9986*RAP2,CPF(2,2),0.043261*RAP2,
1      CPF(2,3),-1.77671E-5*RAP2,CPF(2,4),2.43171E-9*RAP2)
CALL DATA3 (CPF(3,1),28.1112*RAP3,CPF(3,2),0.00703381*RAP3,
1      CPF(3,3),-1.0295E-6*RAP3)
CRHOF
      IF(TF.LE.850.) THEN
CALL DATA2 (RHOF(1,1), 0.766904,RHOF(1,2),-0.000630679)
      ELSE
CALL DATA2 (RHOF(1,1), 0.327196,RHOF(1,2),-6.50649E-5)
      END IF
      IF(TF.LE.800.) THEN
CALL DATA2 (RHOF(2,1), 1.89314,RHOF(2,2),-0.00160963)
      ELSE
CALL DATA2 (RHOF(2,1), 0.812372,RHOF(2,2),-0.000183222)
      END IF
      IF(TF.LE.1300.) THEN
CALL DATA6 (RHOF(3,1), 7.24925,RHOF(3,2),-0.0455469,
1      RHOF(3,3), 0.000127892,RHOF(3,4),-1.75826E-7,
2      RHOF(3,5), 1.15576E-10,RHOF(3,6),-2.90128E-14)
      ELSE
CALL DATA6 (RHOF(3,1), 0.3,RHOF(3,2),0.,RHOF(3,3),0.,
1      RHOF(3,4),0.,RHOF(3,5),0.,RHOF(3,6),0.)
      END IF
CAMHUF
CALL DATA2 (AMHUF(1,1),183.082E-7,AMHUF(1,2),0.119249E-7)
CALL DATA2 (AMHUF(2,1),173.62E-7,AMHUF(2,2),0.153573E-7)
CALL DATA4 (AMHUF(3,1),26.4182E-7,AMHUF(3,2),0.64498E-7,
1      AMHUF(3,3),-0.000211132E-7,AMHUF(3,4),2.57203E-15)
CONDF
CALL DATA2 (CONDF(1,1),32.3094E-3,CONDF(1,2),0.0336546E-3)
CALL DATA2 (CONDF(2,1),19.8065E-3,CONDF(2,2),0.0352511E-3)
CALL DATA3 (CONDF(3,1),4.43932E-3,CONDF(3,2),0.0731442E-3,
1      CONDF(3,3),-6.58631E-9)
RETURN
C*-----*
C
      ENTRY FLOW
C
      Z=ZP*(1.E+3)
      UF= 1200.
      IF(Z.LE.150.) THEN
      TF =3473.15 - Z*2.93333333
      ELSE
      TF =9693.15 - Z*(44.4)
      END IF

```

