République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'**E**nseignement **S**upérieur et de La **R**echerche **S**cientifique

Université De MEDEA

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

Mémoire de Magister

En Génie Mécanique

Option : Energétique numérique

THEME

Etude thermique et dynamique d'une fine particule éjectée dans un écoulement de plasma thermique issu d'une torche

Par
ZIANE **F**arouk

Devant le jury composé de:

- Pr. N.MOULAI MOSTEFA	Professeur U .de Médéa	Président
- Pr.A.ABDELLAH El HADJ	Professeur U .de Médéa	Examinateur
- Dr.M.N. BOUAZIZ	Maître de conférences U .de Médéa	Examinateur
- Dr.M.ANNOUN	Maître de conférences U .de Médéa	Rapporteur
- Dr.M.ZIRARI	Maître de conférences U .de Médéa	Co-rapporteur

MAI 2012

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH pour m'avoir donné la patience de terminer ce travail.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude à mon Directeur de mémoire de magister, Dr Announ Mohamed, maître de conférence à l'Université de Médéa. Il m'a accordé sa confiance dans l'élaboration de ce travail et a suivi de près ma démarche scientifique pour mener à bien ce travail.

Je tiens également à remercier Dr Zirari Mounir maître de conférence à l'Université de Médéa, d'avoir accepté d'être co-rapporteur de thèse, et pour son orientations et ses encouragements durant la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à remercier Pr. Abdellah El-hadj Abdellah, professeur à l'Université de Médéa, il m'a aidé à accomplir cette étude.

Je tiens à remercier très vivement les membres de jury de soutenance de ce mémoire :

- Pr.N.Moulai Mostefa, Professeur à l'Université de Médéa, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance,
- Pr.A.Abdellah El-Hadj, Professeur à l'Université de Médéa, d'avoir accepté d'être examinateur,
- Dr.M.N.Bouaziz, maître de conférence à l'Université de Médéa, d'avoir accepté d'être examinateur.

Sans oublier d'exprimer mes remerciements à tous les Enseignants du Département de Génie mécanique, ainsi qu'à toutes les personnes qui ont contribué de prés ou de loin à l'élaboration de ce travail

Résumé

L'objectif de notre travail est de modéliser la projection par plasma thermique par utilisation du code de calcul ANSYS. La réalisation de ce travail a nécessité en premier lieu de modéliser le jet de plasma thermique pour déterminer l'évolution de ces propriétés (température, vitesse et fraction massique) le long du jet. Après, par la méthode numérique VOF, nous avons simulé l'étalement d'une particule en aluminium sur un substrat en acier. En fin, l'effet de quelques paramètres sur l'étalement de la particule fondue a été mis en évidence. Les résultats obtenus par le schéma VOF semble très intéressants et offrent une meilleure option quant à la considération des aspects thermiques de la particule au niveau de l'interface.

Mots-clés. Plasma thermique, Projection thermique, Interaction particule plasma, Transfert thermique, Turbulence, Etalement.

Abstract

The objective of our work is to develop a model of the thermal plasma spraying by using the computer code ANSYS. The realization of this work has required first the modelisation of thermal plasma jet in order to determine the evolution of these properties (temperature, velocity and mass fraction) along the jet. After, by the numerical method VOF, the spread of a particle in aluminum on a steel substrate was simulated. In the end, the effect of some parameters on the spreading of the molten particle were evaluated. The results obtained by the VOF scheme seem very interesting and offers a better option as to the consideration of thermal aspects of the particle at the interface.

Keywords. Thermal plasma, Thermal Projection, Interaction particle plasma, Heat transfer, Turbulence, Spreading.

ملخص

الهدف من عملنا هو التمثيل لنظام القذف بالبلازما الحرارية باستخدام رمز جهاز الكمبيوترANSYS . وقد تطلب تحقيق هذا العمل أولا وضع نموذج لنظام القذف بالبلازما الحرارية لتحديد تطور هذه الخصائص (درجة الحرارة وسرعة والنسبة الكتلية) على طول القذف. بعدئذ ،باستخدام الطريقة العددية VOF نعمل محاكاة لانتشار جسيمات الألمونيوم على ركيزة صلبة. في النهاية، تم الكشف عن تأثير بعض المعلمات على انتشار الجسيمات المنصهر. النتائج التي حصل عليها مخطط VOF يبدو مثيرا للاهتمام، ويقدم خيارا أفضل من أجل النظر في الجوانب الحرارية للجسيمات في الواجهة.

الكلمات الرئيسية: البلازما الحرارية، القذف الحراري، تفاعل البلازما الجسيمات، نقل الحرارة، اضطراب الانتشار.

TABLE DES MATIERES

Page

Introduction générale 1

Chapitre 1 :

Etude bibliographique

I.1. **La projection thermique** ……. 3

I.1.1. **La projection à la flamme** ……... 3

I.1.2 **Projection par l'arc** …… 5

I.1.3. **La projection plasma ……..** 5

I.1.3.1 **Principe……..** 5

I.1.3.2 **Ecoulement du jet plasma** ……. 9

I.1.3.3 **La torche à plasma.**……..... 10

I.1.3.3.1 **Fonctionnement de la torche à plasma d'arc** …… 10

I.1.3.3.2 **Amorçage de l'arc** ……... 11

I.1.3.3.3 **Le gaz plasmagène** …… 11

I.1.3.3.4 **Injection des gaz** …… 13

I.1.3.3.5 **Formation du jet plasma ……..** 15

I.2. **Traitement des particules dans le jet plasma** …… 17

I.2.1. **Injection de la poudre** …….. 17

I.3 **Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement plasma particules**.. 20

I.3.1. **Transfert de quantité de mouvement** …… 20

I.3.1.1 **Force de traînée** ……..... 20

I .3.1.2 **Gravité** ……..... 20

I.3.1.3 **Coefficient de traînée** …….. 21

I.3.1.4 **Force de masse ajoutée**……... 23

I.3.2. **Evolution thermique des particules** …… 25

I.3.3. **HYPOTHÈSE** …… **……** 27

I.3.4. **Effet de KNUDSEN** …… 28

I.3.5. **Effet de la turbulence** …….. 29

I.3.6. **Effet des fluctuations du jet plasma sur le traitement des particules** ……. 29

I.4. **Les phénomènes à l'impact et la construction du dépôt ……** 30

I.4.1. **Ecrasement des particules sur le substrat** …… 30

I.4.2. **Empilement des lamelles et construction des dépôts** …….. 31

I.5. **Conclusion**……..... 40

ChapitreII :

Modélisation d'interaction plasma –particules

II.1. **Modélisation de l'écoulement du jet de plasma** ……... 43

II.1.1. **Equations de conservation, formulation mathématique du jet de plasma ……** 43

II.1.2. **Turbulence** …..…….. 45

II.1.2.1. **Modèle standard k-epsilon** …… 49

II.1.3. **Formulation mathématique des équations de l'écoulement des gaz** ……..... 51

II.2. **Modèle simplifié pour les particules** …… 54

II.2.1. **Hypothèses** ……... 54

II.2.2. **Transfert de chaleur** ……....…….. 55

II.2.2.1. **Fusion Problème de Stefan**…… 56

II.2.2.2. **Evaporation modèle** …….. 58

II.2.3. **Couplage avec la dynamique de la particule** ……..... 58

II.2.4 **Couche de Knudsen** …….. 60

II.3. **Les modèles de l'étalement** ……... 61

II.3.1. **Degré d'étalement des lamelles** ……..…..... 61

II.3.2 **Impact des particules sur substrat lisse avec solidification** ……..... 66

II.3.3 **Impact des particules sur substrat rugueux** …….. 68

II.4. **Modèles numériques** ……. 70

II.4.1 **La méthode VOF** ……..... 70

II.4.2 **Modèle dynamique** 71

II.4.2.1. **Modélisation de la tension de surface** ……. 73

II.4.2.2 **Modélisation du substrat** …….. 74

II.4.2.3. **Discrétisation des équations** ……... 75

II.4.3 Modèle thermique ……..... 77

II.5 Conclusion ……. ……. 80

ChapitreIII :

Résultat et discussion

III.1 ANSYS……. 81

III.2 Etude de l'écoulement du jet de plasma …….. 84

III.2.1 Etude thermique et dynamique de l'écoulement du jet de plasma …… 85

III.2.2 Effet de diamètre de la torche ……... 94

III.2.3 Effet du modèle de turbulence…….. 96

III.3 Etude de l'étalement en 2D …… 98

III.3.1 Validation des résultats …… 99

III.3.2 L'effet de la température du substrat …….. 101

III.3.3 L'effet du vitesse impact de la particule …… 111

Conclusion générale…….. 121

Bibliographique

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

Figure I.1.	Principe fondamental de la projection thermique	3
Figure I.2.	système du procédé projection flamme.	4
Figure I.3.	système du procédé projection par l'arc.	5
Figure I.4.	Principe de la projection plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels	6
Figure I.5.	Principe de formation de dépôt par projection	8
FigureI.6.	Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection	8
Figure I.7.	Entraînement de gaz environnants dans un jet de plasma.	9
Figure I.8.	Torche plasma (a) à arc transféré (b) à arc soufflé	10
Figure I.9.	Conductivité thermique des mélanges Ar-H_2 en fonction de la température, à pression atmosphérique calculée avec T&TWinner.	12
Figure I.10.	Enthalpies massiques des mélanges Ar-H_2 en fonction de la température, à pression atmosphérique calculées avec T&TWinner	13
Figure I.11.	Schéma des différents modes d'injection du gaz plasmagènes dans une torche de projection plasma	14
Figure I.12.	forces agissant sur le pied d'arc	15
Figure I.13.	représentation schématique du mode de claquage-réamorcage de l'arc.	16
Figure I.14.	Influence du débit de gaz porteur sur la distribution radiale de particule d'alumine	19
Figure I.15.	effet de la position de l'injecteur et du débit de gaz porteur sur la trajectoire moyenne de particule d'alumine	19
Figure I.16.	corrélation de C_d en fonction de Re	22
Figure I.17.	Rapport des différentes forces à la forces de traîné en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-25%H2	24
Figure I.18.	Les échelles de temps des phénomènes physiques en projection plasma.	29
Figure I.19.	Schéma d'écrasement de la particule	31
Figure I.20	Schéma d'un dépôt en croissance	32
Figure II.1.	Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma	55
Figure II.2.	Discontinuité des propriétés physiques dans la couche de Knudsen	60
Figure I.3.	validation du degré d'étalement en fonction du paramètre de solidification k qui dépend du nombre de Peclet et de la constante de solidification U	65
Figure II.4.	Schéma de principe de contact entre une couche liquide métallique et une surface rugueuse	69

Figure II.5.	représentation du maillage décalé en pression et vitesse	76
Figure III.1.	Organigramme d'un logiciel éléments finis (Ansys)	83
Figure III.2.	domaine de calcul et conditions aux limites	84
Figure III.3.	illustration du domaine du calcul avec un système de coordonnées axisymétrique	84
Figure III.4.	les lignes de contours de la température de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air	85
Figure III.5.	la température de la ligne centrale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air	86
Figure III.6.	les lignes de contours de la vitesse axiale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air	87
Figure III.7.	la vitesse axiale de la ligne centrale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air	87
Figure III.8.	les lignes de contour de la fraction massique de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air	88
Figure III.9	les lignes de contour de la fraction massique de l'air d'un jet de plasma d'argon déchargée dans l'air.	89
Figure III.10	la fraction massique de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air sur le long de l'axe de symétrie.	89
Figure III .11	les lignes de contour de l'énergie cinétique de turbulence d'un jet de plasma d'argon déchargée dans l'air	90
Figure III .12	profile de l'énergie cinétique de turbulence d'un jet de plasma déchargée dans l'air sur le long de l'axe de symétrie	91
Figure III .13	Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour la vitesse axial de la ligne centrale.	92
Figure III .14	Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour la température de la ligne centrale.	92
Figure III .15	Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour de l'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale.	93
Figure III .16	Comparaison de la température de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm.	94
Figure III.17	Comparaison de la vitesse axial de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm.	94
Figure III.18	Comparaison de l'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm.	95

Figure III.19	La température de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.	96
Figure III.20	La vitesse axiale de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.	96
Figure III.21	L'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.	97
Figure III.22	illustration du domaine du calcul avec un système de coordonnées cartésiennes.	98
Figure III.23	simulations de distribution de la température d'une particule de l'aluminium 3,92 mm de diamètre et 630 ^{0}C et vitesse initial 3m/s impact sur un substrat de l'acier a température initial 200 ^{0}C. (a) résultat actuel (b) résultat de référence.	99
Figure III.24	comparaison de la variation de la température pour la particule d'aluminium au point d'impact entre le résultat actuel et le résultat [95].	100
Figure III.25	(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 200K..	102
Figure III.26	a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 300K.	104
Figure III.27	(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 500K.	106
Figure III.28	comparaison entre l'allure des température de la particule de l'aluminium au point d'impact a vitesse initiale 100m/s et température initiale particule 2800K pour des valeur variable de la température de substrat 150K, 200k,300k,400K,500K.	108
Figure III.29	la pression de la particule d'aluminium au point d'impact par apport au temps.	109
Figure III.30	la variation de pression par apport a la position de l'étalement de la particule de l'aluminium a déférente temps pour la vitesse initiale 100m/s.	109
Figure III.31	lamelle préparés sur des substrats froids et chauds et les profils correspondants de surface en 3-D (a, c) à substrats froid, (b, d) a substrats chauds [96]	110
Figure III.32	(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 50 ms, température de substrat (acier) est 300K.	112
Figure III.33	(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 80 ms, température de substrat (acier) est 300K.	114

Figure III.34	(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 120 ms, température de substrat (acier) est 300K.	116
Figure III.35	Variation de la température au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 70m/s, 80m/s, 100m/s,120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K.	117
Figure III.36	Variation de la température au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale 120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K.	117
Figure III.37	variation de la pression par apport au temps au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 70m/s, 80m/s, 100m/s,120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K.	119
Figure III.38	variation de la pression par apport au temps au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale 50m/s température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K .	119
Figure III.39	Variation de la pression sur le rayon du la lamelle de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 80m/s, 100m/s, température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K	120

LISTE DES TABLEAUX

Tableau II.1.	Coefficients du Modèle Standard k-epsilon	49
Tableau II.2.	coefficients de transport et termes sources utilisés	52

Liste des symboles

A	surface de la particule	m^2
Bi	le nombre de Biot	-
a_1 ,a_2 ,a_3	constante d'Eleur et Gear	-
a_E ,a_W ,a_P	constantes de la méthode des volume finie	-
Br	terme de Brinkaman	-
C	fonction couleur	-
C_p	chaleur spécifique	J/Kg.K
C_D	coefficient de traînée corrigé	-
$C_{D,C}$	coefficient de traînée	-
Cs ,Ct,Cm	contante de la force thermophorèse	-
D	le diamètre de la particule étalée	m
D_i	le coefficient de diffusion de l'espèce	-
d_p	diamètre de la particule	m
E :	champ électrique	$V.m^{-1}$
E_k	l'énergie cinétique	J
E_p	l'énergie potentielle	J
f	rapport de la surface réelle de contact à la surface nominale du solide	-
F_{TS}	forces de tension de surface	N
F_B	force d'histoire de Basset	N
F_D	force de traînée	N
F_{em}	force de lorentz	$N.m^{-3}$
F_g	force de gravite	N
F_{ma}	force de masse ajoutée	N
F_{th}	force thermique	N
f_x ,f_y et f_z	composantes du vecteur force par unité de masse	N/m^3
g	accélération de la pesanteur	m/s^2
G_k	terme de production de l'énergie cinétique turbulente	-
h	enthalpie	J/kg
h	coefficient de convection	$W/m^2.K$
I	intensité turbulente	-
k :	énergie cinétique turbulente	m^2/s^2
K	conductivité thermique	W/m.K

k_B	constante de Boltzman	-
K_e	conductivité effective	-
Kn	nombre de Knudsen	-
Kn^*	le nombre de Knudsen modifiée	-
k_s	la conductivité thermiques du substrat	W/m.K
L_x , L_n ,L_c	échelle de longueur	-
L_{Pl} :	chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$
L_f	le travail de dissipation visqueuse	-
L_m	chaleur latente de solidification de la particule	$J.kg^{-1}$
m	masse	Kg
M	masse du mélange	Kg
Nu	nombre de Nusselt	-
P	pression statique	Pa
P_i	pression partielle du constituant i	Pa
P_{Tot}	pression totale	Pa
Pr	nombre de Prandtl	-
Q	le flux thermique	$W.m^{-2}$
Q_{em}	chaleur fournie par effet Joule	J
R_a	rugosité de surface	-
Re	nombre de Reynolds	-
R_{sl}	position de l'interface solide-liquide	m
R_{th}	résistance thermique de contact	$m^2.K/W$
Sc	le nombre de Schmidt	-
S_H	terme source enthalpique	-
St	le nombre de Stefan	-
Sij	tenseur des déformations symétriques	-
S_ϕ	le terme source	-
t	temp	s
T	température	K
U	constante de solidification	-
U_r	vitesse relative entre le fluide et la particule.	m/s
u, v, w	composants cartésiennes du vecteur vitesse	m/s
uv	vitesse de la vapeur	$m.s^{-1}$

$\overline{V}_X$	composante moyenne de la vitesse dans la direction x	m/s
$V_X^{'}$	fluctuant composante de vitesse dans la direction x	-
y_i	fraction massique du gaz i	-
We	le nombre de Weber	-
Wij	le tenseur antisymétrique rotation	-
τ	tenseur de contrainte de cisaillement	$N.m^{-2}$
ξ	le degré d'étalement	-
ξ_m	le degré d'étalement maximum	-
σ	conductivité électrique	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
σ	la tension de surface	J/m^2
σ_R	termes de contraintes de Reynolds	$N.m^{-2}$
ε	dissipation turbulence	m^2/s^2
ε_{mij}	opérateur tensoriel alternance.	-
ν	la vitesse moléculaire	m/s
λ	le libre parcours moyen des molécules du fluide	m
α	la diffusivité thermique	m^2/s
ρ	la masse volumique de la particule	kg/m^3
μ	viscosité dynamique	kg.m/s
Γ	le rapport des chaleurs spécifiques	-
Γ_ϕ	le coefficient de transport	-
ω	taux de dissipation spécifique	-
ω_p	le module du vecteur rotation de la particule	rad/s
Φ	coefficient de correction	-
Ωm	vitesse angulaire du système de coordonnées	m/s
θ	l'angle de contact	rad
ϕ_1 , ϕ_2	les fonctions phase	-
ϑ_{Pl}	vitesse du front de changement de phase solide-liquide	$m.s^1$
ϑ_{lv}	vitesse du front de changement de phase liquide-vapeur	$m.s^1$
ΔH_F	la chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$
ΔH_{vap}	la chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$

C_μ $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ constante des modèles de turbulence

Introduction générale

La projection plasma est une solution très efficace pour la protection des surfaces des matériaux contre les contraintes mécaniques, thermiques et chimiques. Ce procédé trouve beaucoup d'applications dans plusieurs industries notamment : aérospatiale, biomédicale, sidérurgie, électronique et métallurgie

Le principe de ce procédé consiste à injecter des fines particules dans un écoulement de plasma thermique où elles sont alors fondues et projetées à grandes vitesses vers une surface d'un substrat préalablement préparé [1, 2]. La fusion des particules est due à la très haute température existant dans l'écoulement du plasma thermique qui rend possible la fusion des particules ayant des températures de fusion très élevées tel que les matériaux réfractaires et par la suite l'obtention d'un dépôt. La grande vitesse de l'écoulement de plasma thermique procure à des particules injectées une vitesse adéquate pour l'obtention d'un dépôt fortement adhéré au substrat avec une faible porosité.

Le dépôt ainsi obtenu est constitué par l'empilement de particules, qui s'écrasent avec des vitesses qui s'étendent de 100 à 350 $m.s^{-1}$ selon leurs tailles, leurs masses volumiques et les torches plasmas utilisées, fondues ou partiellement fondues sur le substrat à couvrir et préalablement préparé à cet effet . La microstructure et les propriétés du dépôt sont fortement liées aux paramètres du substrat (nature, état chimique de la surface ou couche d'oxyde formée : épaisseur, nature, rugosité, température, …) et aux paramètres des particules (taille, vitesse, température, état de fusion à l'impact, …). Ces derniers paramètres sont eux-mêmes fonctions des caractéristiques du jet de plasma (composition, champs de vitesse et température, enthalpie, conductivité thermique, viscosité, …) et des conditions de leur injection (vitesse moyenne d'injection, point d'injection, distribution de taille des particules, …).

Il est donc très clair que la maîtrise du procédé de la projection plasma nécessite d'une part à connaitre la génération et le contrôle du plasma thermique. D'autre part, ce procédé nécessite aussi la compréhension des aspects thermiques et dynamiques de l'interaction plasma-particule et l'aspect quant à l'obtention d'un dépôt homogène de bonnes qualités.

C'est pourquoi dans notre travail on s'est fixé l'objectif d'étudier en premier lieu le jet du plasma thermique et la détermination de ces propriétés en terme température, vitesse, viscosité et conductivité thermique en fonction des conditions opératoires imposées (la nature du gaz

plasmagène et son débit, le diamètre de la torche et la puissance électrique utilisée). Après on s'intéresse aux comportements thermique et dynamique de la particule dans la veine du fluide et près de la surface du substrat.

Ce mémoire est divisé en trois parties :

Dans le premier chapitre, nous avons présenté un rappel bibliographique sur la projection thermique, les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma et les travaux antérieurs réalisés par plusieurs chercheurs afin de mettre en lumière l'état de l'art en matière de modèles employés.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté en détail le modèle mathématique traitant l'interaction plasma-particule (quantité de mouvement et transfert de chaleur) et le modèle VOF de l'étalement de la particule sur le substrat.

Dans la troisième chapitre, nous avons présenté, comparé et interprété les résultats obtenus par les modèles numériques proposées (cas jet de plasma thermique déchargeant dans l'air ambiant et cas étalement de la particule fondue sur le substrat) en utilisant le code de calcul ANSYS.

Chapitre I :

Etude bibliographique

I.1 La projection thermique :

La projection thermique regroupe l'ensemble des procédés dans les quels un matériau d'apport est fondu ou porté a l'état plastique grâce à une source de chaleur, puis est projeté à l'aide d'un gaz vecteur sur la surface a revêtir sur laquelle il se solidifie (figure I.1) . La matière à déposer sous forme de poudre, de fil ou de baguette est fondue totalement ou partialement dans la source de chaleur (flamme, arc électrique, plasma). Un gaz vecteur permet une pulvérisation de la matière, et le transport des gouttelettes ainsi formées jusqu'à la surface à revêtir [1, 2,3].

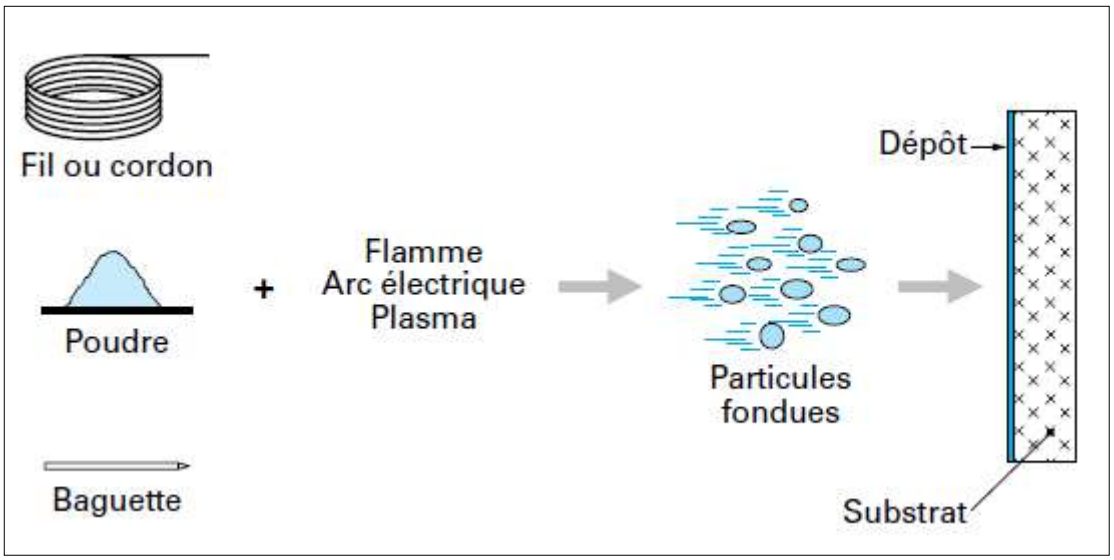


Figure I.1 – Principe fondamental de la projection thermique

I.1.1 La projection à la flamme :

Parmi les techniques de projection thermique, la projection à la flamme est la plus simple et la moins coûteuse. On peut utiliser les matériaux sous forme de poudre ou de fil.
Le procédé utilise la réaction chimique entre l'oxygène et un gaz carburant de combustion (acétylène, hydrogène) pour produire une source de chaleur. Cette source thermique crée la flamme [1,2, 3,4].

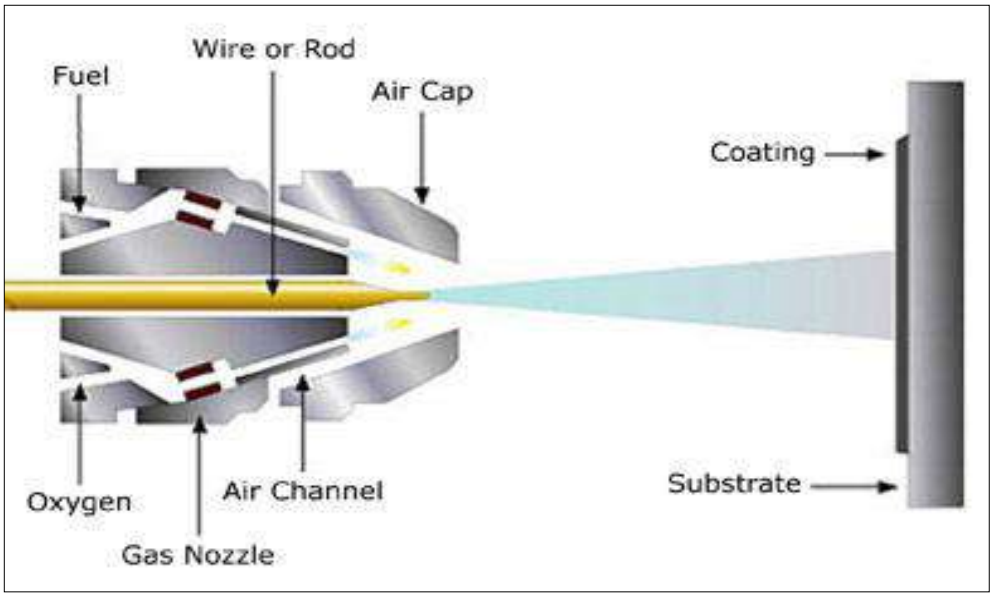


Figure I.2 schéma d'un système du procédé projection par flamme.

Dans le cas où le matériau d'apport est sous forme de fil, la seule fonction de la flamme est de fondre le matériau, ce dernière étant projeté par de l'air comprime.

Dans le procédé de projection à la flamme avec poudre, les particules sont injectées dans la torche, puis fondues et projetées par la flamme.

Le principal avantage de cette technique est la grande variété des poudres utilisées offrant ainsi un large choix de revêtement.

Néanmoins, ce procédé est limité pour les matériaux à haut point de fusion en raison des faibles vitesses (40 m/s) et températures des particules en vol. Les revêtements sont poreux et peu adhérents au substrat.

I.1.2 Projection par l'arc :

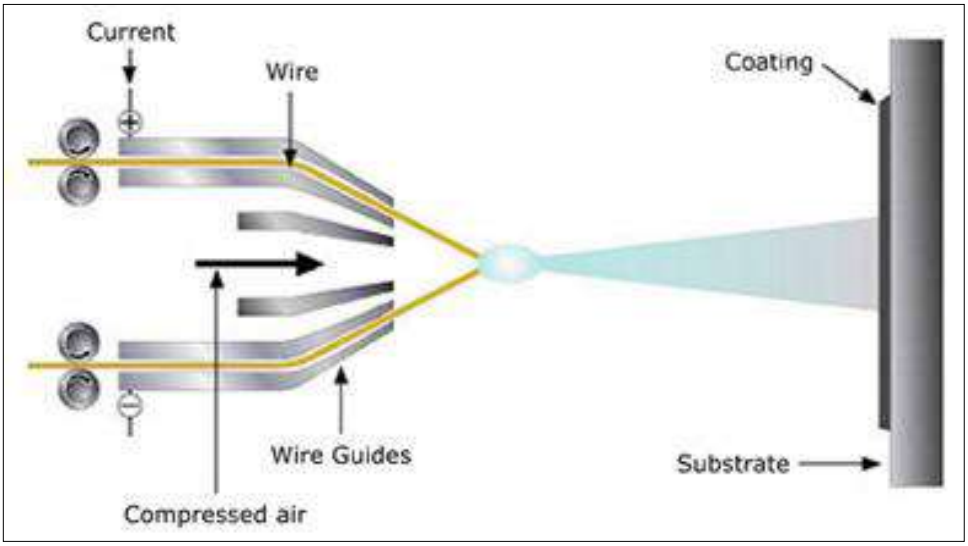


Figure I.3 : schéma d'un système du procédé projection par l'arc.

Son principe consiste à entretenir un arc électrique entre deux électrodes constituant le métal d'apport. Un jet des gaz introduit au niveau de l'arc projette les parties de métal fondu sur la pièce. Les fils sont entraînes automatiquement par des molettes qui assurent ainsi la continuité et la stabilité de l'arc (figure I.3). les pistolets a arc permettent de déposer de grandes quantités de matière (entre 8 et 30 kg/h)[4].

I.1.3. La projection plasma :

I.1.3.1. Principe :

Les premières torches plasma à courant continu (direct current : d.c.) sont apparues dans les années 60 et les premières torches de projection au milieu de la décennie et enfin une décennie plus tard, la projection plasma sous vide partiel a été introduite. La robotisation du procédé a commencé dans les années 80 parallèlement au développement des torches radio fréquence (RF) pour la projection. Les travaux des années 90 ont été orientés vers le développement des détecteurs et outils de diagnostic susceptibles de résister à l'atmosphère agressive des cabines de projection, cette décennie a vu aussi l'émergence de nouvelles torches d.c. (injection axiale

Mettech, torche de petite dimension et rotative pour la projection sur des surfaces cylindriques, torches à trois cathodes et tuyère segmentée : Triplex de Sultzer Metco) et des torches RF supersoniques. Enfin, au début de ce millénaire, les efforts portent sur l'amélioration de la fiabilité et de la reproductibilité du procédé via le développement des outils de contrôle en ligne (comportant des détecteurs de haute sensibilité) ainsi que l'élaboration de nouveaux procédés visant la réalisation de dépôts finement structurés sinon nanostructurés [1,2]. En raison de ces évolutions et de la flexibilité de cette technique, de nombreuses industries ont recours à la projection plasma pour réaliser des dépôts généralement à haute valeur ajoutée, pour différentes applications comme les barrières thermiques, la résistance à l'usure, à la corrosion et/ou l'érosion, les applications électriques, les prothèses humaines … La projection plasma est aussi utilisée pour la restauration des pièces fonctionnelles usées ou endommagées.

Dans le procédé de projection plasma, il est possible de distinguer quatre systèmes fonctionnels :

- La génération du jet plasma par la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique
- L'injection de la poudre dans le jet ;
- L'écoulement du jet plasma et l'interaction avec le gaz environnant et avec la poudre ;
- L'élaboration du dépôt par empilement des lamelles sur le substrat.

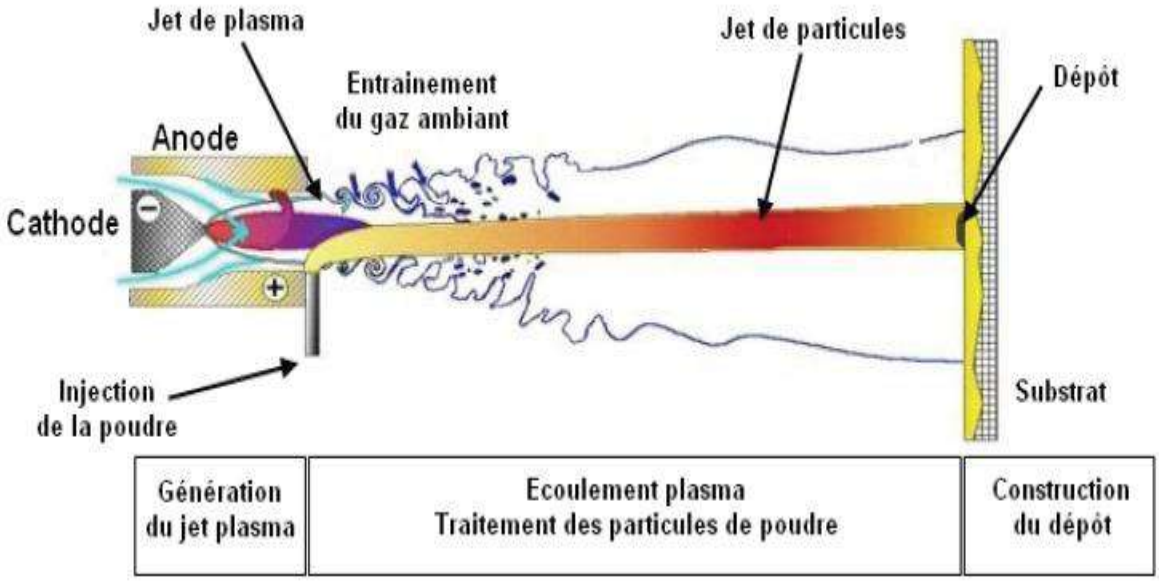


Figure I.4: Principe de la projection plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels[2]

La maîtrise de la qualité d'un dépôt réalisé par projection plasma passe par celle des différentes fonctions du procédé par le truchement de la microstructure qui est le résultat des paramètres liés à la particule (taille, vitesse, température, état de fusion,…), au substrat (température, rugosité, chimie de surface,…) et à la torche (puissance, débit et composition des gaz plasmagènes, ...). La complexité du procédé de projection plasma résulte de l'ordre de grandeur des températures et des vitesses rencontrées ainsi que des temps caractéristiques extrêmement faibles qui en résultent, comme le montrent les Figure I.5 et Figure I.6. En effet, selon sa vitesse d'injection, le temps de séjour d'une particule dans le jet de plasma est compris entre 0,1 ms et quelques millisecondes. La Figure I-6 récapitule les temps caractéristiques de la projection plasma conventionnelle qui varient de la microseconde pour l'impact d'une particule à plusieurs secondes, voire plusieurs heures pour la construction du dépôt [2,5], selon la taille de la surface à traiter qui peut varier de quelques centimètres carrés à quelques dizaines de mètres carrés.

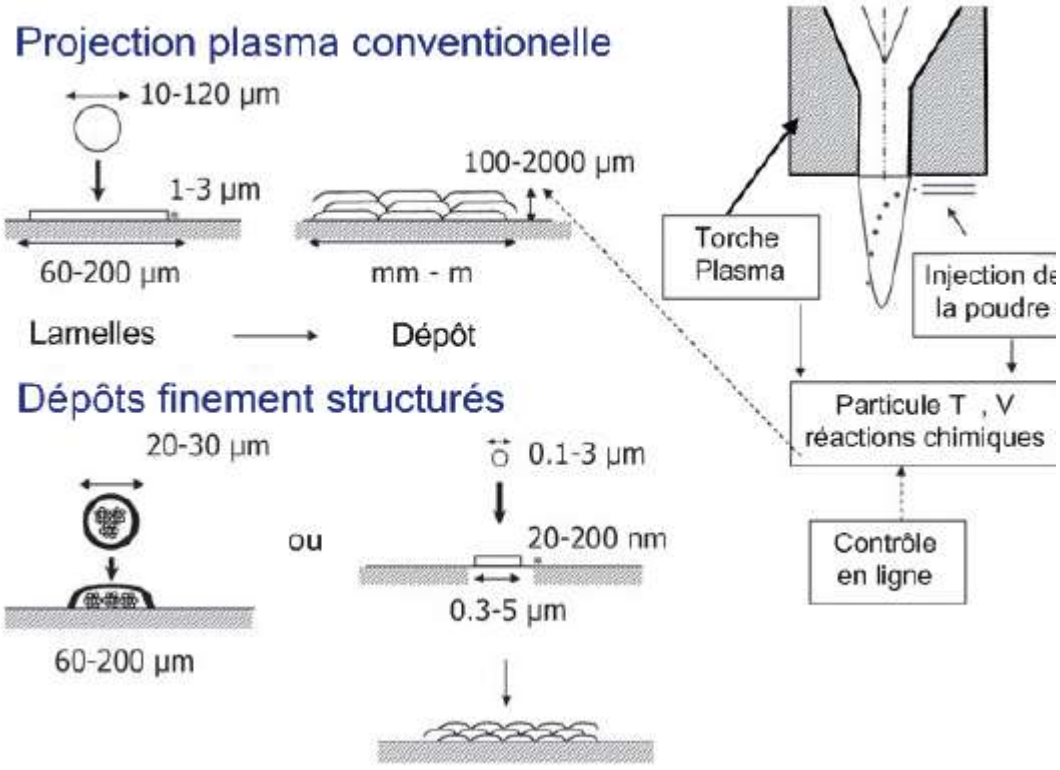


Figure I.5 : Principe de formation de dépôt par projection plasma [2]

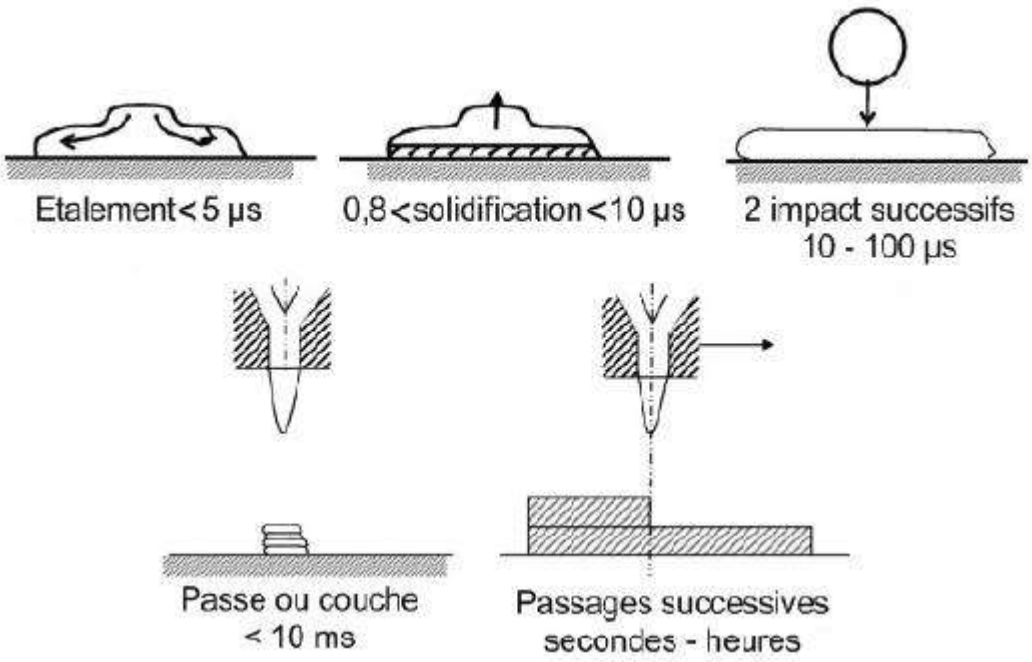


Figure I.6 : Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection [2]

I.1.3.2 Ecoulement du jet plasma :

En sortie de tuyère, le jet plasma (vitesse 400-2000 $m.s^{-1}$, température 8000-14000 K) entre en contact avec le gaz environnant froid et statique. La différence des vitesses entre l'écoulement du jet plasma et les gaz environnant génère une couche de cisaillement entre les deux formant des anneaux de vortex autour du jet [6]. L'écoulement du jet passe d'un régime laminaire à un régime turbulent. La coalescence de ces anneaux en aval du jet, favorise la création de vortex plus grands dans lequel s'engouffrent et pénètrent les remous froids [7]. Ces vortex, donc les remous froids, sont entraînés par le jet ; le mécanisme évoluant de façon continue (Figure I.7a) [8.9]. Le taux de gaz engouffré dans le jet dépend de la vitesse et de la viscosité du jet plasma. Ces deux derniers sont fonction de nombreux paramètres : nature des gaz plasmagènes, température du jet etc… Il a aussi été montré [9,10] que l'entraînement des gaz environnants est favorisé par les fluctuations du pied d'arc ; elle-même dépendant de la vitesse et de la viscosité du jet plasma.

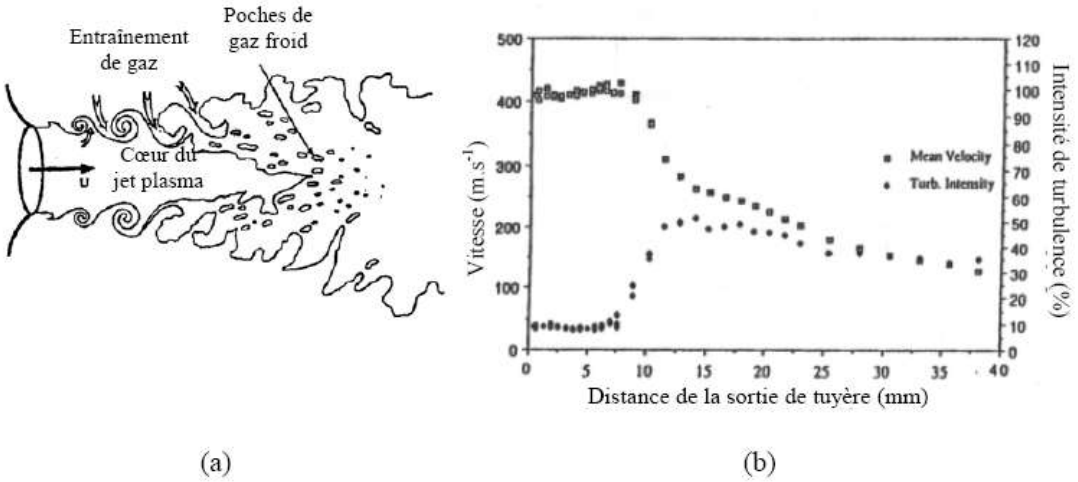


Figure I.7 : Entraînement de gaz environnants dans un jet de plasma (a).Comparaison des vitesses axiales du jet plasma et de l'air entraîné (Débit d'argon=23,6 $Nl.min^{-1}$, I=450A, V=24V) (b) [5,7].

I.1.3.3 La torche à plasma :

La torche à plasma ou procédé de vitrification serait un moyen possible de traitement thermique de certains déchets. Elle permettrait d'atteindre de très hautes températures (de 8000 à 14000K), supérieures aux méthodes conventionnelles (gaz, charbon…). Ce procédé est présenté comme une alternative à l'incinération et au compostage, mais est utilisé, pour l'instant, comme un complément de l'incinération. Il rend inertes les cendres toxiques résultant de l'incinération.

I.1.3.3.1. Fonctionnement de la torche à plasma d'arc :

Les torches conventionnelles employées en projection plasma sont constituées d'une cathode en forme de tige et d'une anode concentrique qui constitue la tuyère. Le gaz plasmagène circule dans l'espace entre ces deux éléments. Deux familles de torche sont à distinguer (Figure I.8) :

- Torche à arc transféré : l'arc jaillit entre une électrode interne et un corps conducteur, généralement le substrat
- Torche à arc soufflé : l'arc jaillit entre deux électrodes, une cathode et une anode tuyère, c'est celle que nous décrivons par la suite.

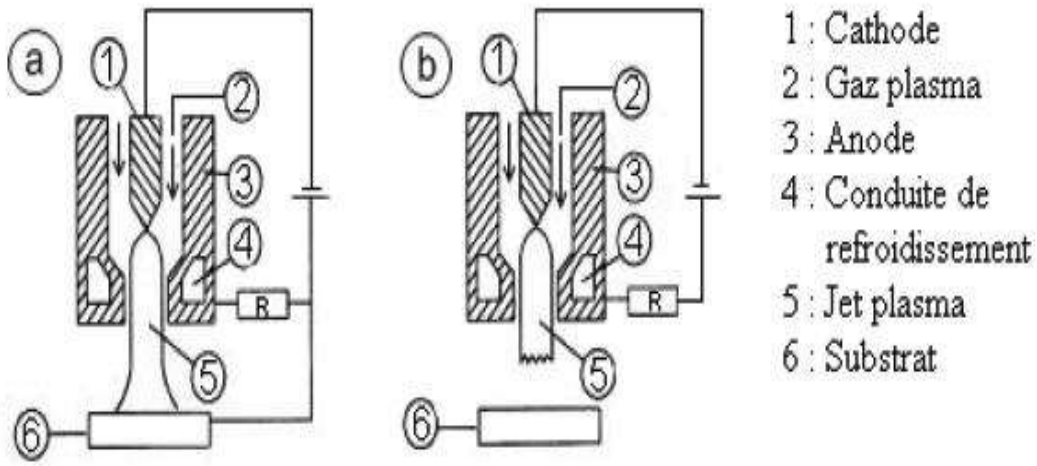


Figure I.8 : Torche plasma (a) à arc transféré (b) à arc soufflé [1,11]

I.1.3.3.2. Amorçage de l'arc :

L'amorçage de l'arc est assuré par une surtension, supérieure à une tension critique appelée tension de claquage, appliquée entre les deux électrodes. La valeur de cette tension de claquage dépend de la nature du gaz plasmagène, de la pression et la distance inter-électrodes [12]. Cette surtension (6 à 10 kV) est appliquée à l'aide d'un circuit haute fréquence (plusieurs MHz) en série ou en parallèle avec l'arc et le générateur de courant. L'argon est souvent utilisé à l'amorçage car il érode peu les électrodes et qu'il s'ionise à plus faible énergie que les autres gaz plasmagènes (N_2, H_2, He).

I.1.3.3.3 Le gaz plasmagène :

L'argon est donc le gaz primaire le plus utilisé en projection plasma car il présente l'avantage d'être inerte [11]. Les propriétés thermo-physiques de l'hydrogène font de lui un gaz secondaire idéal pour augmenter l'enthalpie et la conductivité thermique du plasma sans pratiquement modifier sa température, ce qui permet d'améliorer le transfert thermique plasma-particules. La Figure I.9 montre, calculée avec le logiciel T&Twinner [1,13], l'effet de la teneur en hydrogène sur la conductivité du gaz plasmagène. Le pic vers 3500 K correspond à la dissociation de l'hydrogène et au-delà de 4000 K, la conductivité thermique intégrée du mélange, qui intervient dans le transfert plasma-particule, est multipliée par un facteur de 3 pour des teneurs d'hydrogène supérieures à 10 %.

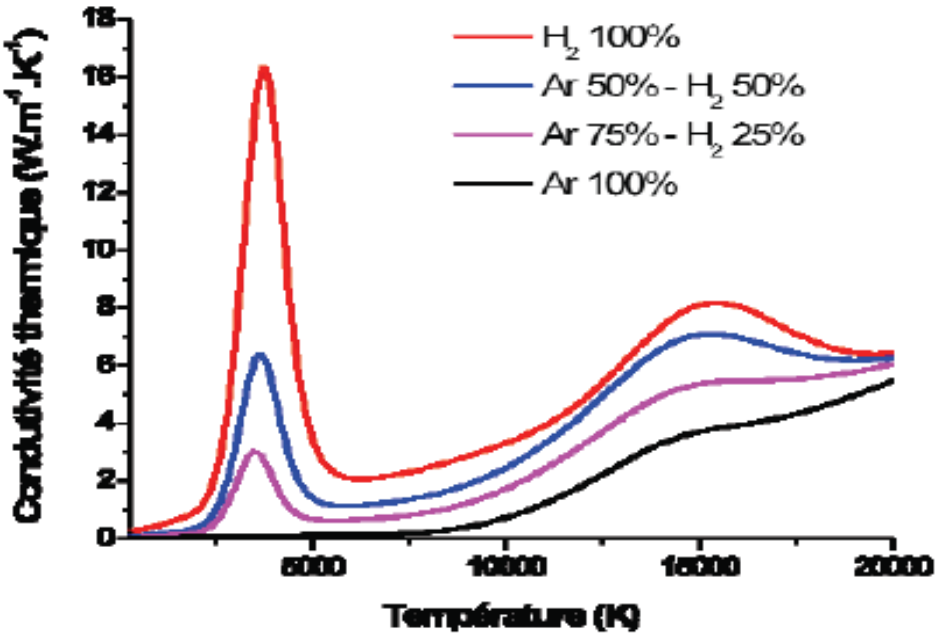


Figure I.9 : Conductivité thermique des mélanges Ar-H_2 en fonction de la température, à pression atmosphérique calculée avec T&TWinner [1,13]

La Figure I.10 illustre la variation avec la température de l'enthalpie massique des mêmes gaz, à pression atmosphérique. L'augmentation du pourcentage d'hydrogène est accompagnée d'une forte variation de l'enthalpie massique. En effet, l'hydrogène accroît, de façon plus conséquente que l'argon, le pouvoir calorifique du plasma car il se dissocie avant ionisation, ce qui augmente l'enthalpie du plasma. En outre la masse d'une mole d'hydrogène étant 20 fois plus faible que celle d'une mole d'argon, pour une même puissance dissipée, l'enthalpie d'une mole d'hydrogène est vingt fois plus élevée que celle de l'argon.

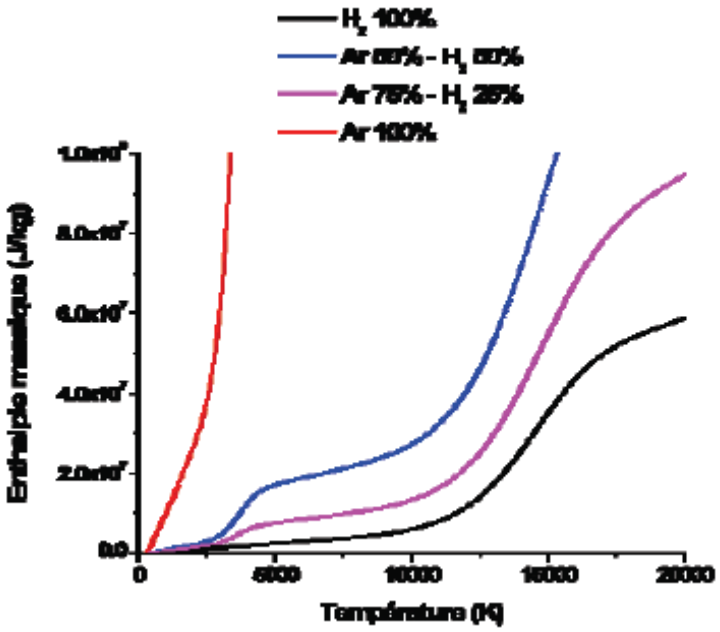


Figure I.10 : Enthalpies massiques des mélanges Ar-H_2 en fonction de la température, à pression atmosphérique calculées avec T&TWinner [13]

I.1.3.3.4 Injection des gaz :

Le mélange gazeux est injecté dans la torche au niveau de la cathode. Trois modes d'injection du gaz dans la chambre d'arc sont possibles (Figure I.11) :

- Injection axiale : la bague d'injection est percée de trous parallèles à l'axe de la cathode, les gaz ont donc une composante de vitesse longitudinale ;
- Injection radiale : la bague d'injection est percée de trous orthogonaux à l'axe longitudinal de la cathode, la vitesse présente au début une composante radiale importante qui s'atténue ensuite, mais beaucoup de turbulences sont générées au voisinage de la pointe de la cathode ;

- Injection en vortex : la bague d'injection est percée de trous dont l'axe présente un certain angle par rapport à l'axe longitudinal de la cathode, ce qui donne une composante de rotation à la vitesse du gaz plasmagène. L'intensité du vortex est mesurée à l'aide d'une grandeur appelé « vorticité » et notée « S » [1,14] qui présente le rapport de la quantité de mouvement angulaire sur la quantité de mouvement axiale. Elle est relativement faible avec ce type d'injection (S < 3).

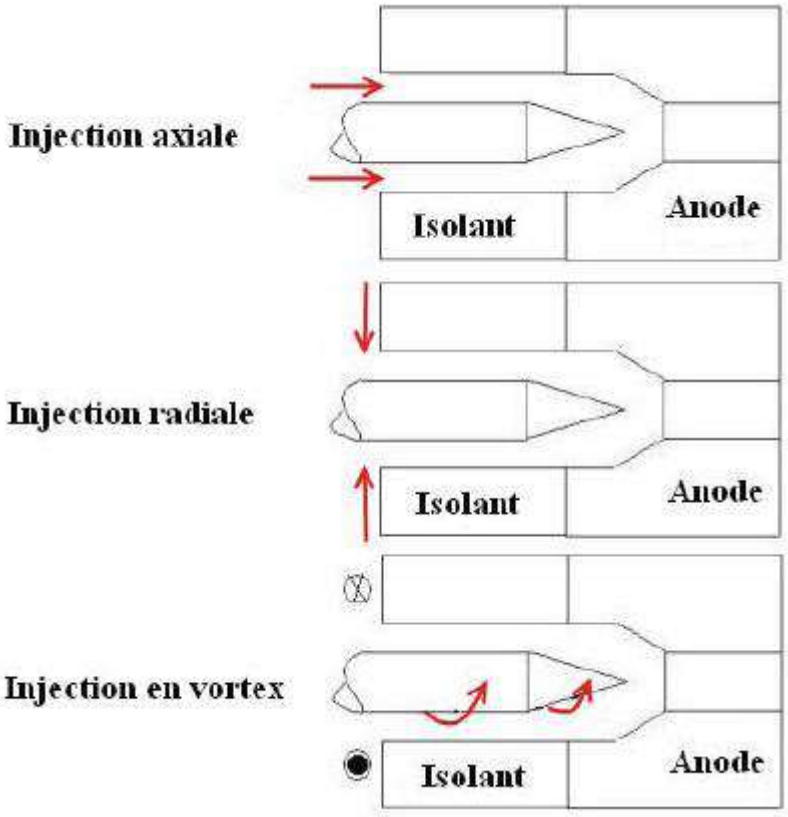


Figure I.11 : Schéma des différents modes d'injection du gaz plasmagènes dans une torche de projection plasma[1]

I.1.3.3.5 Formation du jet plasma :

Dans une torche plasma à arc soufflé, l'arc électrique éclate entre la pointe d'une cathode conique constituée de tungstène et la paroi d'une anode en cuivre, concentrique à la cathode entre lesquelles circule le gaz plasmagène. Ce gaz plasmagène est injecté, en amont, dans la chambre d'arc soit radialement, soit le long de la cathode, soit vortex. Une partie du gaz est fortement chauffée par effet joule ; elle est partiellement ionisée et forme un volume de plasma appelé colonne d'arc. Dans cette colonne, le courant électrique circule entre la pointe de la cathode et un point de l'anode appelé pied d'arc. Autour de la colonne d'arc, une couche limite chaude de température supérieure à 6000K se développe en même temps qu'une partie du gaz plasmagène s'écoulant le long de l'anode forme une couche limite froide. Celle-ci gaine la colonne d'arc et assure en grande partie sa stabilité. Son épaisseur est conditionnée par le débit et la nature du gaz, son mode d'injection, l'intensité du courant d'arc et la géométrie de la chambre d'arc. Le flux thermique transféré à la paroi de l'anode au point d'accrochage du pied d'arc peut être supérieur à 10^9 W/m^2 [2,3,4].

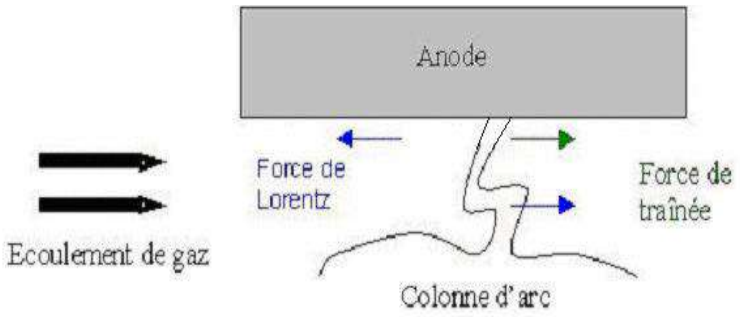


Figure I.12 : forces agissant sur le pied d'arc

La « boucle » de plasma qui relie la colonne d'arc à la paroi anodique,est soumise à des forces dynamiques liées à l'écoulement de gaz, aux forces électromagnétiques de Lorentz dues à l'interaction entre le courant d'arc et le champ magnétique induit par ce courant , et à des effets thermique (figure I.12).lorsque le gaz plasmagène contient un gaz binaire (N_2 ,H_2)et que le courant d'arc est suffisamment élevé (>200A), la compétition entre ces phénomènes induit

généralement un allongement progressif de la tuyère, est essentiellement régi par la géométrie de la chambre d'arc et des électrodes, le débit massique des gaz plasmagènes, leur composition et leur mode d'injection dans la chambre d'arc, l'intensité du courant d'arc et l'état de surface de la paroi de la tuyère.

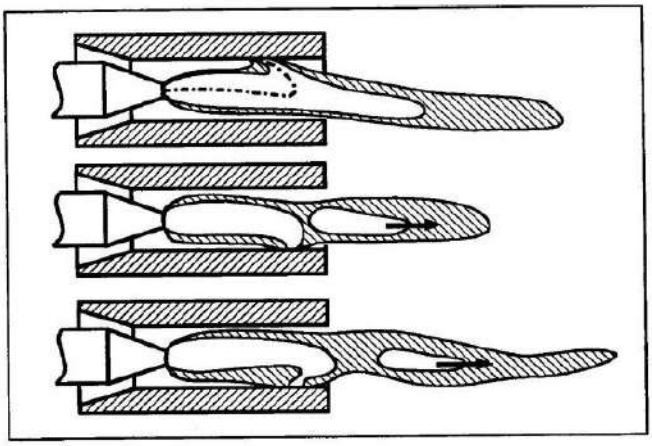


Figure I.13 : représentation schématique du mode de claquage-réamorcage de l'arc.

Le déplacement continuel du pied d'arc sur la paroi de l'anode confère un caractère « aléatoire » au procédé de projection plasma, lorsque le point d'accrochage se déplace vers l'aval, la longueur de la colonne d'arc augmente ainsi que l'enthalpie et la vitesse du gaz, et ce jusqu'au réaccrochage en un autre point. Ces variations entraînent des fluctuations temporelles et spatiales des champs de vitesse et de température du jet de plasma en sortie de tuyère.

I.2 Traitement des particules dans le jet plasma :

Le traitement des particules est conditionné par les caractéristiques de l'écoulement et les trajectoires qu'elles suivent dans cet écoulement.

Le traitement des particules dans le jet plasma met en jeu l'ensemble des transferts de quantité de mouvement, de masse et de chaleur entre le plasma et les particules. Ces transferts sont fonction des paramètres du plasma (champs de température et de vitesse de l'écoulement, mélange plasmagène, …) et des paramètres des particules ou particules (propriétés thermiques, distribution de taille, morphologie, …).

I.2.1 Injection de la poudre :

En projection plasma, les poudres sont généralement injectées dans l'écoulement à l'aide d'un injecteur perpendiculaire à l'axe de la torche ou incliné par rapport à ce dernier [3,15].le transport de la poudre du distributeur au point d'injection est assuré par un gaz porteur. Son débit contrôle la quantité de mouvement des particules en sortie de l'injecteur, est donc leur pénétration et distribution dans l'écoulement. Ce débit doit être fixé en fonction de la densité de la poudre, de la taille des particules, des diamètres de l'injecteur et de sa localisation, en amont ou en aval de la sortie de tuyère, mais aussi de la quantité de mouvement du jet de plasma.

Les poudres présentent une distribution granulométrique qui, après passage dans le système d'alimentation, entraîne une certaine distribution de vitesse des particules en sortie de l'injecteur.

Cette distribution de vitesse est d'autant plus large que la taille moyenne des particules est faibles et l'écart-type en diamètre grand. Le gaz porteur peut perturber le jet de plasma lorsque sa quantité de mouvement correspond à une fraction notable de celle de l'écoulement plasma .cet effet est plus marqué pour une injection interne. Il faut noter que l'injection des fines particules (<20µm) dans le jet de plasma est toujours un point critique, et ce d'autant plus que leur densité est faible. Elles peuvent en effet être réentraînees plus loin dans l'écoulement et participer ainsi à la construction du dépôt dans lequel elles peuvent créer des défauts.

Des études expérimentales [3,16] de la distribution de la poudre dans le jet de plasma ont montré qu'une faible variation de paramètres d'injection pouvait modifier cette distribution et donc le traitement de la poudre et la microstructure des revêtements. La figure I.14 présente par exemple, l'influence du débit de gaz porteur sur la distribution radiale de particules d'alumine de distribution de taille 22-45µm. la figure I.15 quant à elle l'influence de la position de l'injecteur et du débit de gaz porteur sur la position de la trajectoire moyenne d'un jet de particules d'alumine 22-45µm. les mesures on été réalisées à 70mm en aval de la sortie de la torche à l'aide d'un dispositif d'imagerie laser (1-D). Dans ces expérience, les poudres sont injectées en dessous de l'axe de la torche dans un jet de plasma argon hydrogène 27-7Nl/min. l'intensité du courant d'arc est de 450A pour une puissance effective de 13,6KW.

Pour ces conditions le débit optimal pour le traitement de la poudre est de 4,5Nl/min d'argon. A partir de l'intégrale de chaque courbe, c'est-à-dire la surface sous la courbe, on peut définir une efficacité de traitement. Si on considère que cette efficacité est optimale pour un débit de 4,5Nl/min et est égale à 1, elle devient égale à 0,23 pour un débit de gaz de 2,5Nl/min,et à 0,73 pour un débit de 6Nl/min.

Pour un même débit de gaz porteur, la variation moyenne obtenue est plut forte avec l'injection interne comparativement à l'injection externe.

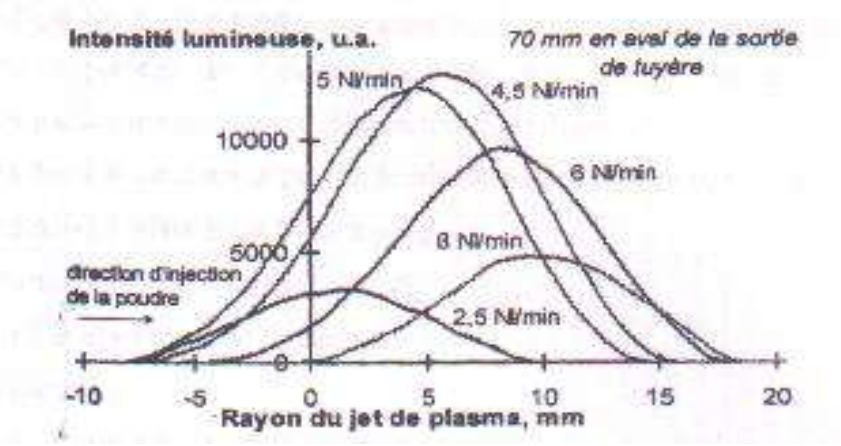


Figure I.14 : Influence du débit de gaz porteur sur la distribution radiale de particule d'alumine 22-45µm,à70 mm de la sortie de tuyère. (jet de plasma Ar-H_2 27-7Nl/min, I_c=450A,V=55V, $P_{effictive}$ =13,6KW,diamètre du tuyère 6mm)[3,16]

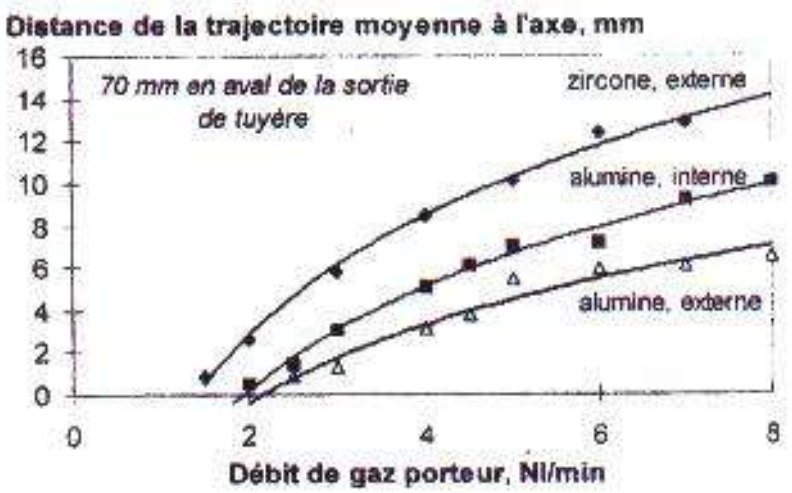


Figure I.15 : effet de la position de l'injecteur et du débit de gaz porteur sur la trajectoire moyenne de particule d'alumine 22-45 µm,ou zircone 22-45 µm,à 70 mm à la sortie de tuyère.(jet de plasma Ar-H_2 27-7Nl/min, I_c =450A, V=55V, $P_{effective}$ =13,6KW,diamétre de tuyére=6mm)[3,16]

I.3 Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement plasma-particules :

Pour une particule dans un jet de plasma, deux caractéristiques sont étudiées : mouvement (trajectoires, vitesse, accélération) et l'évolution thermique (température, état physique, flux de chaleur).

I.3.1 Transfert de quantité de mouvement :

Une particule se déplaçant dans un jet de plasma est l'objet de peu de forces. Les plus importantes sont:

I.3.1.1 Force de traînée :

Quand une particule et un fluide (ici plasma) sont dans le mouvement relatif, une force de traînée est donnée par le fluide à la particule. Cette force vient des lignes courantes dissymétrie entre la particule ascendante et descendant. Cette force est donnée par[17] :

$$F_D = -\frac{1}{2} C_D . \pi \frac{d_p^2}{4} . \rho_\infty . \left| V_\infty - V_p \right| . \left(V_\infty - V_p \right) \qquad \text{(I.1)}$$

Avec : C_D le coefficient de traînée qui dépend de la morphologie de particules et du nombre de Reynolds (aucune dimension)

d_p le diamètre de particules (m)

V_∞ - V_p la différence entre la vitesse du plasma et de vitesse des particules (m.s $^{-1}$)

ρ_∞ La densité du plasma (kg.m^{-3})

La force de traînée est la plus influente sur la trajectoire et l'accélération de particules.

I.3.1.2 Gravité [17] :

$$F_g = -\frac{\pi}{6} . d_p^3 . (\rho_p - \rho_\infty) . g \qquad \text{(I.2)}$$

Avec ρ_p la densité du particule (kg.m^{-3})

g la constante du gravité =9.81 m/s^2

I.3.1.3 Coefficient de traînée :

Le coefficient de traînée est défini pour une particule dans un fluide comme le rapporte entre la force de traînée exercée par la particule sur le fluide par unité de surface et l'énergie cinétique du fluide [18] :

$$C_d = \frac{F / A_p}{\rho U_r^2} \tag{I.3}$$

Ou F est la force de traînée, A_p l'aire perpendiculaire à l'écoulement, ρ la densité du fluide et U_r la vitesse relative entre le fluide et la particule.

Lorsque le nombre de Reynolds autour de la particule est très faible, l'écoulement autour de la particule est symétrique. La solution classique de Stokes donne :

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p} \qquad \mathrm{Re_p}<0{,}2 \tag{I.4}$$

ou Re_p est le nombre de Reynolds défini par rapport au diamètre de la particule et la vitesse relative fluide-particule. pour des nombres de Reynolds plus élevée, on doit utiliser solution d'OSEEN[19]et les corrélation empiriques suivantes (BOULOS et GAUVIN [20]).

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1 + 0.187\ \mathrm{Re}_p) \qquad 0.2<\mathrm{Re_p}<2 \tag{I.5}$$

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1 + 0.11\,\mathrm{Re}_p^{\,0.81}) \qquad 2<\mathrm{Re_p}<21 \tag{I.6}$$

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1 + 0.189\ \mathrm{Re}_p^{\,0.632}) \qquad 20<\mathrm{Re_p}<500 \tag{I.7}$$

LEE[21] propose l'utilisation de la relation suivant :

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p} + \frac{6}{(1+\sqrt{\mathrm{Re}_p})} + 0.4 \tag{I.8}$$

Plusieurs autres formes de corrélation empirique existent dans la littérature mais pour le cas des plasmas thermiques les équations utilisées par BOULOS et GAUVIN [20] sont les plus souvent utilisées. Les valeurs de C_d obtenues avec les équations (I.4) à (I.8) sont tracées sur la figure I.11. On notre que la corrélation (I.6) ne tends pas vers la solution exacte de Stokes pour de faible nombres de Reynolds. L'utilisation des corrélations montrées ci haut pour le cas du plasma thermique est évidemment une extension de la plage de validité de ces corrélations qui ont été basées sur des données expérimentales obtenues à température ambiante et propriétés constantes.

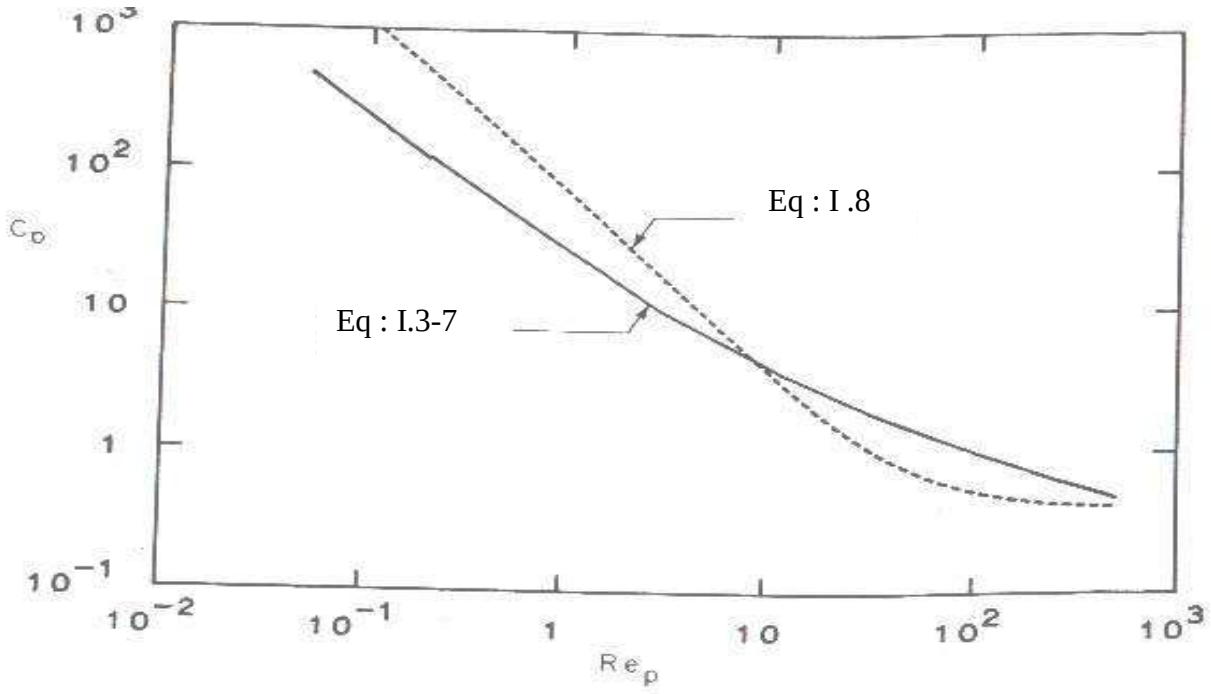


Figure I.16 corrélation de C_d en fonction de Re [18].

I.3.1.4 Force de masse ajoutée :

Cette force est créée par le volume de fluide déplacé par particule. Elle a donné par [17]

$$F_{ma} = -\frac{\pi}{6}.d_p^3.\rho_\infty.\frac{dv_\infty}{dt} \qquad \text{(I.9)}$$

D'ailleurs, trois forces finies interviennent dans l'expression de trajectoire de particules :

- la force créée par rotation de particules [3]

$$\overrightarrow{F_r} = -\frac{\pi d_p^3}{8}.\rho_\infty.\omega_p.\left(\vec{V}_\infty - \vec{V}_p\right) \qquad \text{(I.10)}$$

ou ω_p est le module du vecteur rotation de la particule (rad/s).

- la force du basset qui intervient quand la couche limite autour de la particule varie très rapidement [3] ;

$$\vec{F}_B = -\frac{K_B}{4}\sqrt{\pi}.\int_{-\infty}^{t}\rho_\infty.d_p^2.\sqrt{\nu_\infty}\left(\frac{d\vec{v}_\infty}{d\tau} - \frac{d\vec{v}_p(\tau)}{d\tau}\right)\frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \qquad \text{(I.11)}$$

Ou ν est la viscosité du gaz, K_B est une constante dépendant de l'accélération relative plasma particule.

- la force de thermophorese lié à la variation importante de la température autour de la particule. Cette poussée de force la particule des secteurs chauds aux secteurs froids [3].

$$\vec{F}_{th} = -\frac{12\pi.\mu_\infty.\nu_\infty.\frac{d_p}{2}.\frac{C_s}{T_\infty}\overrightarrow{gradT}}{\left(1+6C_m.\lambda/d_p\right)\left(1+2k_\infty/k_p+4C_i.\lambda/d_p\right)} \qquad \text{(I.12)}$$

avec C_s= 1.17 C_t=2.18 C_m=1.14,ou λ est le libre parcours moyen des molécules du fluide et C_s et le coefficient de glissement thermique.

Ces forces régissent les caractéristiques du mouvement de particules habituellement étudiées par peu de valeurs : position, vitesse et accélération axiales et radial de particule dans le jet.

La Figure I-17 illustre l'évolution du rapport des différentes forces relativement à celle de traînée, en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-H_2 25% vol. à 5000 K avec une vitesse relative plasma-particule de 500 $m.s^{-1}$. Il est à noter que la force de traîné est de loin la plus importante dans les conditions plasma, la force de Basset, qui est la force la plus importante après la force de traînée, ne dépasse pas plus de 10 % de cette dernière. Toutes les autres forces ont un module inférieur à 1 % de celui de la force de traînée.

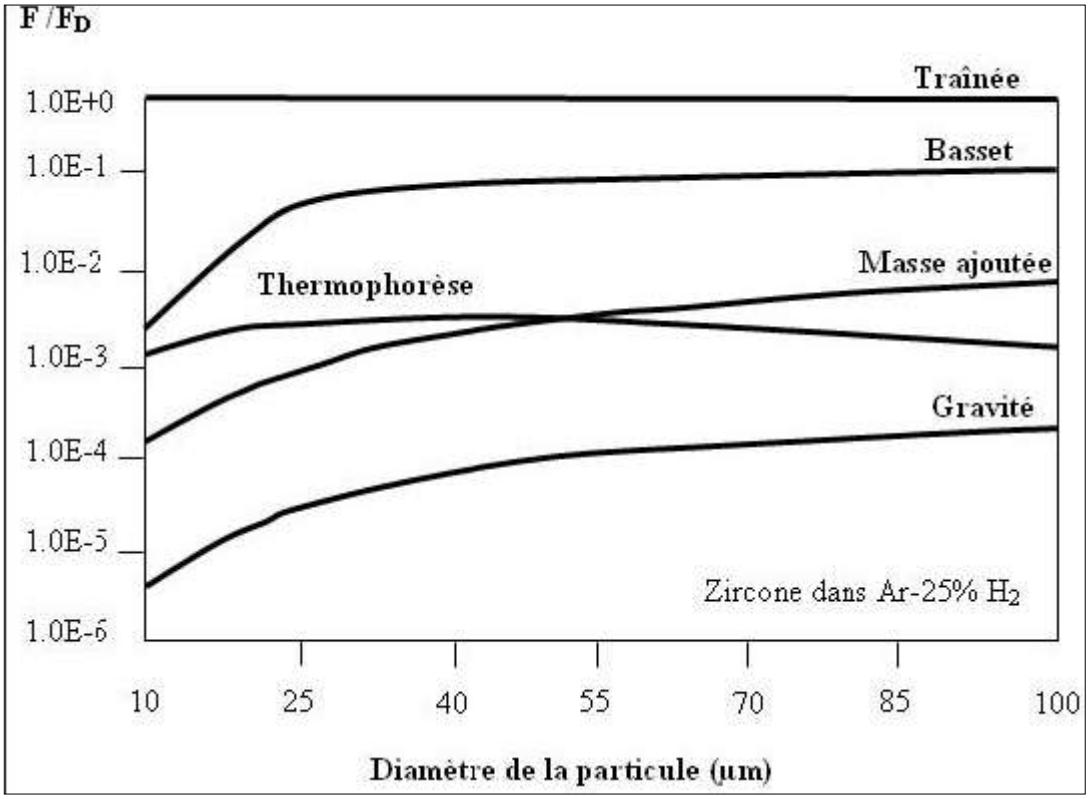


Figure I-17 : Rapport des différentes forces à la forces de traîné en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-25%H2 de température 5000 K et pour une vitesse relative plasma particule de 500 $m.s^{-1}$ [1,22].

I.3.2 Evolution thermique des particules :

Le traitement thermique de la particule dans le jet de plasma de suivre quatre séquences ;

I.3.2.1 Thermique du particule solide :

La température de particules (T_P) est calculée avec une évaluation thermique dans la couche limite arrondissant la particule. Une expression réduite de cette évaluation est donnée par [17]:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6.Q_n}{\pi.d_p^3.C_p.\rho_p} \qquad \text{(I.13)}$$

Avec : Q_n le flux thermique reçu par la particule par la conduction et la convection($W.m^{-2}$) ;

T_P la température de particules (K) ;

C_p la chaleur spécifique de particules ($J.mol^{-1}.K^{-1}$)

I.3.2.2 Fusion à la température constante $T_P = T_F$:

Quand $T_P = T_F$ (point de fusion), nous considérons que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie dans la chaleur latente de fusion ΔH_F. La partie de distribuer la masse X_P se développe avec l'expression [17] :

$$\frac{dX_p}{dt} = \frac{6.Q_n}{\pi.d_p^3.\Delta H_F.\rho_p} \qquad \text{(I.14)}$$

Avec ΔH_F la chaleur latente de fusion ($J.kg^{-1}$)

X_P la valeur est située entre 0 et 1. si X_P =0 ,la particule est entièrement solide et si X_P=1, la particule est entièrement fondu.

I.3.2.3 Thermique une particule liquide :

Dans cette étape, il y a deux possibilités : la phase liquide de particules se vaporise ou pas. Quand vous ne considérez pas la vaporisation, le chauffage de particules suivent une expression semblable à (I.13).

Quand vous considérez la vaporisation de la phase liquide, le diamètre de particules suivent l'expression (I.15) [17]

$$\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{6.Q_n^{'}}{\pi d_p^3.\Delta H_{vap}.\rho_p} \qquad \textbf{(I.15)}$$

Avec ΔH_{vap} la chaleur latente de vaporisation (J.kg^{-1})

I.3.2.4 Vaporisation à la température constante T = T_V :

Quand $T_P = T_V$ (la température de la vaporisation), nous considérons que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie dans la chaleur de la vaporisation latente. L'évolution du diamètre de particules est donnée par une expression semblable à (I.15).

I.3.2.5 Le coefficient de transfert de chaleur :

Le coefficient de transfert de chaleur h est classiquement calculé à l'aide de la corrélation de Ranz et Marshall [23] obtenue pour des gouttes liquides en mouvement de translation :

$$Nu = 2 + 0{,}6.\mathrm{Re}_p^{1/2}.\mathrm{Pr}^{1/3} \qquad \text{(I.16)}$$

Cependant, le transfert de chaleur plasma-particule est affecté par plusieurs autres phénomènes tel que :

- le gradient de température dans la couche limite ;
- l'évaporation qui diminue le transfert de chaleur vers la particule par la formation d'un nuage de vapeur autour de la particule qui a un effet tampon ;
- L'effet Knudsen : il n'est plus négligeable dès que le diamètre des particules est inférieur à 30 μm alors que le libre parcours moyen des atomes dans le plasma est de

quelques microns.

Plusieurs corrections, introduisant des facteurs correctifs du nombre de Nusselt, ont été proposées pour tenir compte de l'ensemble de ces effets et le nombre de Nusselt est souvent écrit sous la forme suivante [1] :

$$Nu = (2 + 0{,}6.\mathrm{Re}_P^{1/2}\,\mathrm{Pr}^{1/2}).f_{grad}.f_{Kn}.f_{vap} \qquad \text{(I.17)}$$

Où f_{grad}, f_{Kn} et f_{vap} sont les facteurs correctifs dus respectivement au gradient de température dans la couche limite, à l'effet Knudsen et à l'évaporation.

Plusieurs modifications empiriques ont été proposées. On note ici quelques-unes de celles-ci parmi les citées :

Corrélation de Lewis et Gauvin [24] pour un plasma d'argon :

$$Nu = (2 + 0{,}515.\mathrm{Re}^{0,5})\left(\frac{\nu_f}{\nu_\infty}\right) \qquad \text{(I.18)}$$

Corrélation de Fiszdon [25] :

$$Nu = (2 + 0{,}6.\mathrm{Re}_p^{1/2}\,\mathrm{Pr}^{1/3})\left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p}\right)^{0,6} \qquad \text{(I.19)}$$

Corrélation de Lee [21] :

$$Nu = (2 + 0{,}6.\mathrm{Re}_p^{1/2}\,\mathrm{Pr}^{1/3})\left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p}\right)^{0.6}\left(\frac{C_{p\infty}}{C_{p_p}}\right)^{0,38} \qquad \text{(I.20)}$$

I.3.3 Hypothèse :

La modélisation du traitement de particules dans un jet de plasma consiste en évaluation de ses caractéristiques physiques le long de sa trajectoire. Peu d'hypothèse de simplification est émises pour la réalisation modèle :

- la particule est sphérique. Des problèmes liés pour poudre la morphologie ne sont pas considérés
- La particule n'a aucune action sur le jet de plasma
- Les forces travaillant à la particule sont essentiellement la force de traînée (F_D) et la pesanteur (F_G). Cette hypothèse simplifie l'équation de trajectoire de particules négligeant quelques forces présentées
- Les fontes de particules mais ne se vaporise pas. En effet, il peut démontrer que seulement les particules ayant un subordonné de diamètre à 20mm ont une vaporisation significative.

I.3.4 Effet de KNUDSEN :

Cet effet se produit lorsque le libre parcours moyen des molécules du fluide (qui est de l'ordre de quelques microns à pression atmosphérique) devient de l'ordre de grandeur du diamètre des particules. Cette situation se présente lors du traitement de particules de faible diamètre (1à 10µ).ce phénomène a pour conséquence la modification du coefficient de traînée et la réduction notable du coefficient de transfert. On classe habituellement les régimes d'écoulement d'après le nombre adimensionnel de Knudsen[18], qui est donné par :

$$Kn=\lambda/L \qquad (I.21)$$

Où L une dimension caractéristique λ est le libre parcours moyens des atomes défini par [14]:

$$\lambda = \frac{k_B.T}{p\sigma(v)} \qquad (I.22)$$

Où k_B est la costante de Boltzman en J/K, T la température en K, p la pression en Pa et σ(V)la section efficace de collision des molécules du gaz en m^2 .

L'effet de raréfaction sera donc plus marqué à haute température et basse pression, et peut également modifier le transfert thermique aux particules.

I.3.5 Effet de la turbulence :

La turbulence de l'écoulement peut affecter le coefficient de traînée des particules en affectant la forme de la couche limite , et donc le coefficient de traînée .c'est un phénomène qui est plus marqué lorsque les tourbillons sont l'ordre de grandeur des particules, par contre, lorsque les tourbillons sont beaucoup plus grands que les dimensions des particules, ce qui est le cas habituellement dans les écoulements plasma-particules, c'est plutôt le mouvement de ces tourbillons qui affecte la trajectoire des particules et est responsable de leur dispersion dans le plasma

I.3.6 Effet des fluctuations du jet plasma sur le traitement des particules :

La Figure I-18 illustre l'ordre des grandeurs des temps caractéristiques des phénomènes d'instabilités impliqués dans le procédé de projection plasma [1,26, 27]. Les fluctuations du pied d'arc représentent la seule instabilité ayant un temps caractéristique, de 0,05 à 0,5 ms, inférieur au temps de séjour des particules dans le jet, de l'ordre de la milliseconde. Ceci signifie que, suivant les cas, une particule verra entre une et une douzaine de bouffées chaudes de plasma.

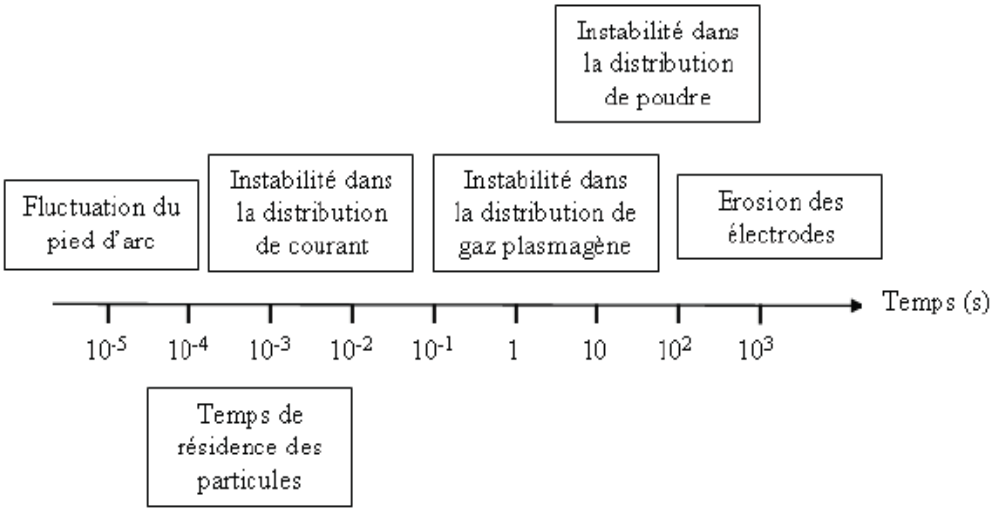


Figure I-18 : Les échelles de temps des phénomènes physiques en projection plasma [1].

I.4 Les phénomènes à l'impact et la construction du dépôt :

I.4.1. Ecrasement des particules sur le substrat :

Lorsqu'une particule fondue s'écrase sur le substrat, elle prend une forme lamellaire grâce à l'étalement latéral du liquide sous les pressions présentes dans la particule (Figure I-19). L'énergie cinétique de la particule se transforme en déformation visqueuse et en énergie de surface à la fin de l'écrasement [9,28, 29]. L'écrasement de la particule peut être divisé en trois étapes: impact initial, étalement de la particule et refroidissement et solidification.

A l'impact (une étape de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes) sur une surface lisse, il a été observé pour des particules d'alumine que l'éclaboussement d'impact (impact splashing) se passe toujours si leur nombre de Sommerfeld *K* [7] est supérieur à 70 et parfois quand 10<*K*<70 [9,30]. (Nombre de Sommerfeld à l'impact (K) $K = \sqrt{W_e \sqrt{R_e}}$;avec Nombre de Reynolds (R_e) et Nombre de Weber (W_e) $W_e = \frac{\rho_p . d_p . v^2}{\sigma_p}$). Cet éclaboussement croît en fonction de *K* et fait éjecter de petites gouttelettes perpendiculairement à la surface du substrat sur une distance voisine de 3 mm, c'est-à-dire hors de la couche limite ce qui fait que la plupart sont entraînées par le gaz plasmagène.

L'étalement des particules (de l'ordre de la microseconde) est un phénomène complexe notamment quand la solidification de lamelles commence avant l'étalement complet. Les phénomènes intervenant dans cette étape sont gouvernés par plusieurs facteurs qui peuvent être classés en 2 groupes : les propriétés des particules à l'impact (la diamètre, la morphologie, la vitesse, la température, l'état physico-chimique etc…) et l'état de la surface du substrat où des particules sont déjà étalées (la rugosité, la température, les propriétés thermiques, l'oxydation etc…) .

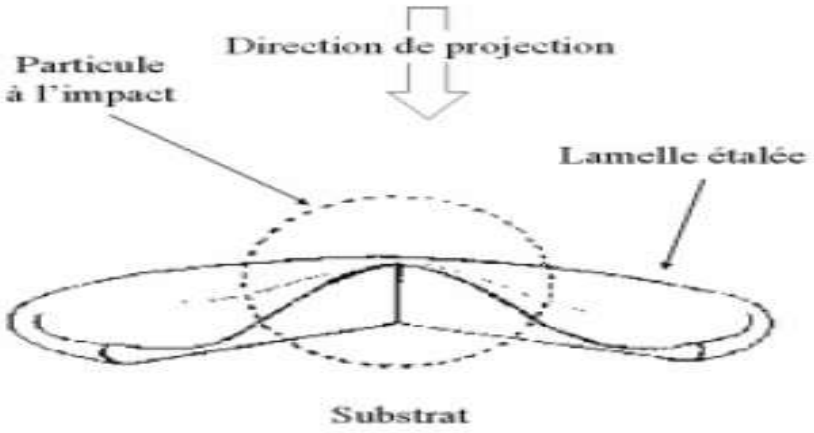


Figure I–19 : Schéma d'écrasement de la particule.

I.4.2. Empilement des lamelles et construction des dépôts :

Un dépôt réalisé par projection plasma croit par empilement des particules écrasées d'abord sur le substrat et puis sur les lamelles déjà solidifiées. Les particules écrasées subissent un refroidissement très rapide (entre 10^6 et 10^8 $K.s^{-1}$) [9,31], suivi par un chauffage induit par l'écrasement de la particule suivante au même endroit. La chaleur est diffusée rapidement dans le substrat ou les couches déjà déposées pour obtenir la température moyenne du dépôt dépendant de la température de préchauffage du substrat, du système de refroidissement et de l'épaisseur du cordon de projection [9,32].

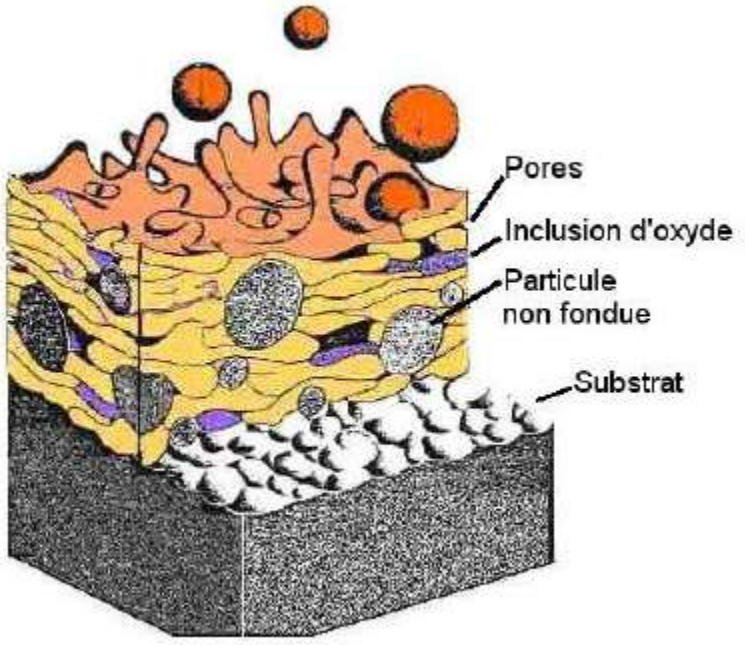


Figure I.20 : Schéma d'un dépôt en croissance.

L'épaisseur de passe déposée lors de chaque passage dépend de la vitesse relative torche/substrat ainsi que du débit et du rendement massique de la poudre projetée. Le refroidissement, souvent par air comprimé ou parfois par CO_2 liquide ou Ar liquide pour des matériaux très sensibles à la décomposition thermique comme les polymères, est nécessaire lors de l'élaboration des dépôts pour garder la température au minimum afin de limiter les contraintes .Ce mode de construction génère des microporosités, des fissurations inter et intralamellaires ainsi que de zones de contacts imparfaits au niveau des empilements lamelle-lamelle et lamelle-substrat dont les conséquences peuvent être préjudiciables aux propriétés d'usage. Cette microstructure lamellaire est représentée schématiquement sur la Figure I–15.

1.5 Revues critiques :

Le phénomène d'interaction plasma-particule sont étudiés par des plusieurs chercheurs tel que :

G.FLAMANT et all (1990)[33] :

La vaporisation des particules peut être un phénomène dominant dans le cas du traitement de fines dans un écoulement plasma. La recherche présente les résultats d'un modèle appliqué à deux types de particules : un solide «modèle», le fer, et un minerai complexe, pour deux situations : particule isolée et charges particulaires importantes. Deux phénomènes sont étudiés plus particulièrement : (1) l'influence de la modification des propriétés du plasma sur la vaporisation, (2) l'effet de la charge particulaire sur le flux total évaporé.

R. Ramasamy, et all (1999)[34] ; étudient le transfert de chaleur entre un plasma thermique et une particule éjectée dans lui, avec l'accent sur les effets ce que l'évaporation de ce dernier impose au transfert de chaleur à partir de l'ancien. La recherche a été faite par des méthodes numériques. Les résultats se réfèrent principalement à un plasma d'argon de pression atmosphérique. Comme a le plasma d'azote de comparaison a été considéré dans une température ambiante de 3000 à de 25.000 K. l'interaction du plasma avec de l'alumine et des particules de tungstène ont été considérées. Le transfert de chaleur sévèrement de réduction d'évaporation à une particule et, en général, cet effet était plus prononcé pour les matériaux à faible chaleur latente de l'évaporation. Le transfert de chaleur par conduction de plasma (Ar, N_2, Ar + H_2) à une particule du rayon 50 μm a été calculé et comparé à la perte de chaleur rayonnante à partir de la particule. Les résultats d'une analyse relativement simple ont prouvé qu'excepté une particule avec une température de surface au-dessus de 2100 K immergés dans un argon ou un plasma d'azote en dessous de 4100 K, les pertes de chaleur de rayonnement de la particule aux environnements sont négligeables comparées au flux thermique conducteur du plasma à la particule. La valeur minimum de la température de plasma pour qu'une particule atteigne le point d'ébullition a été calculée. Les résultats calculés pour la valeur la plus basse de la température de plasma pour les trois matériaux (alumine, tungstène, graphite) et quatre plasmas (Ar, N_2, H_2, Ar + H_2) sont rapportés. La température de plasma est plus haute pour des matériaux plus élevés de point d'ébullition et plus basse pour des plasmas de plus haute enthalpie.

H.KERSTEN et all (2000)[35] ;utilisent des particules par exemple, comme micro-sondes pour la détermination du champ électrique devant des électrodes et des substrats, aussi bien que pour l'observation des flux d'énergie entre le plasma et les surfaces. Il observent la position et le

mouvement des particules dépendantes des paramètres de décharge, ils ont obtenu l'information sur le champ électrique devant l'électrode pour être dans l'ordre de 350 V/m. À cette fin un modèle adapté a été utilisé pour déterminer la charge de la poussière, qui dans votre cas était de l'ordre de 7000e. La température d'équilibre des particules, qui est un résultat des différents flux d'énergie provenant du plasma, a été déterminée par la température de la fluorescence dépendante des microparticules pour être de l'ordre de 100- 200 ^{o}C. Dans le cas de plasma d'argon le chauffage des particules par recombinaison des porteurs de charge pourrait être identifié en tant que contribution énergique dominante, alors que les pertes sont dues au rayonnement et à la conduction. Le flux d'énergie vers les particules est approximativement 0.1 J cm^{2}s

He-Ping Li, et all (2001)[36] ; présente, des résultats de modélisation tridimensionnels d'un jet de plasma thermique turbulent avec des particules transversalement injectées à la pression atmosphérique. Le modèle standard de K-ε est utilisé pour simulation numérique de l'écoulement turbulent de plasma en couplage avec aux propriétés variable de continuité, et la dynamique et aux équations d'énergie. Pour prévoir le mouvement des particules injectées dans le champ d'écoulement turbulent, un modèle amélioré la trajectoire des particules est adopté dans le calcul. Les histoires de chauffage des particules injectées sont également calculées dans leurs processus de déménagement. Les résultats de modélisation montrent que ce comprenant l'effet du gaz porteur sur le comportement de jet et de particules est très important. Le jet de plasma est guidé de son axe géométrique dû à l'injection transversale du gaz porteur, et la trajectoire de particules est également sensiblement changée par l'injection de gaz porteur. Les particules dispersent autour de leur trajectoire moyenne dans le champ d'écoulement turbulent.

R.Hrach et all (2001) [37]: étudient le transport des électrons et des ions pour des substrats métallique dans le plasma à basse température est étudié par la simulation. L'objectif principal de la modélisation était d'analyser les changements des distributions des particules chargées pendant leur transport près du substrat. D'autres résultats concernent l'influence des ions négatifs dans le plasma et l'influence de la pression sur les distributions potentielles et l'espace de distributions de charges dans les environs de substrats**.**

Y.P.Wan et all (2002)[38] ; décrivent **u**n modèle d'évaporation de déplacement des particules injectées dans un jet de plasma à hautes températures d'émission dans l'air ambiant a été élaboré et intégré dans un modèle plus tôt qui inclut une description détaillée des systèmes de chauffage des particules et de fusion. En plus de l'évaporation physique contrôlée par diffusion de vapeur et

transfert de chaleur, l'évaporation due à la production des oxydes volatils sur la surface de particules est également modelée. L'effet du transfert de masse induit par évaporation sur le flux thermique à la surface de particules est pris en considération avec les effets des propriétés variables de plasma et la modification de la chaleur et le transfert de moment dû aux effets de non continuum expérimentés dans des conditions de plasma. Résultats de calcul sur des particules de molybdène dans un système de jet de plasma d'argon-hydrogène sont développés et sont qualitativement comparés aux résultats expérimentaux.

K. Ramachandran et all (2003)[39] : Un jet de plasma turbulent d'argon déchargé dans une atmosphère d'air est modelé pour des paramètres donnés d'entrée de torche. L'interaction de Plasma-particule est également modelée par des équations lagrangiennes de accouplement décrivant la vitesse, la température et la position des particules avec un système des équations eulérien décrivant l'écoulement et la température de plasma. Les résultats du modèle sont comparés aux résultats modèles expérimentaux. Les effets de l'injection radiale du gaz porteur et de la particule chargeant tous les deux sur les vitesses de plasma et de particules et sur les températures sont clarifiés. Le chargement de particules avec le gaz porteur localement et influence fortement les champs d'écoulement du jet de plasma. Un taux d'écoulement de la masse plus élevée du gaz porteur diminue la vitesse axiale du jet de plasma au niveau local. Dans le jet de tourbillon, les effets faibles du chargement de gaz porteur et de particules sont distribués en plus grand volume. On le constate que les distributions de vitesse et de température de particules sont plus larges à un chargement plus élevé de particules qu'au chargement inférieur de particules dans non-tourbillonnent le jet de plasma.

Hong-Bing Xiong et all (2004) [40]; étudient la perturbation de jet de plasma par l'écoulement de gaz porteur chargeant et les particules, et leurs effets sur le comportement de particules sont étudiés. Un modèle informatique tridimensionnel a été développé pour décrire le jet de plasma ajouté à l'injection orthogonale du gaz porteur et des particules. Ce modèle a considéré la particule en vol des phénomènes physiques tels que l'accélération, le chauffage, la fonte, et l'évaporation. Les effets des débits de gaz porteur sur les caractéristiques du jet de plasma et du modèle de jet de particules sont simulés. Les résultats de simulation rivalisent bien avec des données expérimentales, pour deux matériaux, NiCrAlY et ZrO2 communs de particules.

Kandasamy Ramachandran et all (2004)[41] ; développent un modèle tridimensionnel pour clarifier des interactions bi-directionnelles d'énergie, la dynamique et de turbulence entre le plasma et les particules. Les interactions bi-directionnelles de plasma-particule sont modelées en couplant une approche lagrangienne pour le comportement de particules avec une approche eulérienne pour l'écoulement de plasma. L'effet de chaque interaction bi-directionnelle sur des transferts de quantité d'énergie et, la modulation de turbulence est clarifié par la simulation numérique. Les déformations locales de l'énergie cinétique de jet de plasma et ses champs de taux de dissipation sont provoquées par la présence de la particule dans le jet de plasma. Les interactions de Plasma-particule sont très complexes et l'effet de chaque interaction sur des autres est évident. La perte sèche des paramètres de jet de plasma diminue avec l'augmentation de la dimension des particules. Les distributions de la température et de vitesse de particules sont dues diminuer à la modulation de turbulence. L'effet du nombre de particules utilisées dans la simulation sur des transferts de moment d'énergie et, la modulation de turbulence est important.

Fan Qunbo et all (2005)[42] : utilisent un modèle moyen continu et les formulations de turbulence de k-ε pour prévoir la vitesse de plasma, la température de plasma et les champs de concentration molaire en argon dans l'espace (3D) tridimensionnel. De l'information 3D importante, telle que les lignes 3D isothermes continues, des lignes d'isovaleur de vitesse et l'aspect 3D du jet de plasma, sont décrites.. Les résultats calculés seront théoriquement utiles pour l'analyse approfondie de l'histoire de la température et de la trajectoire des particules entraînées, l'état de particules en fusion dans le jet de plasma, et le dépôt des revêtements

D.T. Gawne et all (2005)[43] : employant une approche lagrangienne d'écoulement en deux phase pour simuler l'écoulement de gaz et simultanément le mouvement et le chauffage des particules dans jet de plasma. Ceci permet l'interaction entre l'écoulement de gaz et les particules de poudre de matière de base à étudier pendant la projection par plasma de revêtements d'ingénierie. Un élément essentiel du modèle lagrangien d'écoulement en deux phase s'est appliqué dans cette étude est celui, au lieu de la découverte le mouvement et le processus de chauffage de chaque particule individuelle, les particules sont regroupés en "paquets"`. Les particules dans le même colis auront le mêmes endroit et propriétés physiques. En outre, au lieu d'employer une dimension particulaire moyenne, une méthode statistique a été employée pour simuler une caisse plus réaliste de particules injectées avec une distribution de grandeurs normale. Des calculs numériques sont effectués pour corréler l'influence de l'interphase

l'interaction sur l'écoulement de gaz et le mouvement des particules /chauffages avec les conditions d'injection de poudre. Le modèle est appliqué pour étudier l'influence de turbulence sur les particules dispersées, interactions de gaz-particule et le mouvement et le chauffage des particules en vol. Les erreurs présentées près négligeant l'existence de la phase dispersée sont calculés et employés comme mesure d'importance pratique du modèle. Les résultats indiquent que l'interaction de gaz-particule produit des irrégularités dans le modèle du jet de plasma dû à l'asymétrie de la trajectoire de poudre ensemble avec les composants aléatoires dans la vitesse d'injection et la taille des particules de matière de base. L'importance des augmentations d'interaction monotoniquement avec le taux d'entrée de poudre. Le taux d'entrée critique au-dessus dont les interactions de gaz-particule deviennent significatives dépend du les conditions de fonctionnement mais seraient normalement approximativement 2 ou 3 kg/h heures. L'effet de l'interaction en phase-dessus de ce taux critique de la température et la vitesse des particules en vol, il faut s'attendre à être supérieur à 5% et pourrait être aussi élevée que 15%.. Les résultats indiquent qu'un biphasé des interactions prenantes en considération modèles de particule-gaz devrait être employées pour simuler la projection par plasma, en particulier aux taux d'entrée élevés.

A.Abdellah El-haj et all (2005)[44] : Dans la première partie de leur étude, un apport approprié condition limite turbulente est choisi. Ensuite, une comparaison est faite entre deux modèles de turbulence pour un jet de plasma déversé dans l'atmosphère de l'air. L'écoulement de phase gazeuse de jet de plasma est prévu avec le modèle standard de k-ε et le modèle de RNG de la turbulence. Le comportement des particules est modelé utilisant la trajectoire stochastique de particules. Une validation du modèle de jet de plasma est faite par comparaison avec des données expérimentales. Cette partie de l'étude montre que les dispositifs d'écoulement mieux sont prévus avec le modèle de RNG. Le choix des conditions aux limites appropriés semble être critique pour meilleure simulation du plasma thermique. Après, les calculs sont exécutés pour la projection des particules de Ni. On le constate que les vitesses et les températures calculées de particules sont également meilleures prévues avec le RNG modèlent comparé au modèle de k-ε. La deuxième partie de cette étude est concernée afin de simuler un processus réaliste d'enduits où un mouvement relatif entre la torche et le substrat existe toujours. Trois vitesses de substrat ont été employées et on le constate que les champs d'écoulement sont affectés seulement très près du mur de substrat.

H. Takekida et all (2006) [45]; étudient l'effet du chauffage non-collisionnel du plasma d'argon à couplage inductif en utilisant la modélisation des particules. L'effet est clarifié en comparant les densités de plasma obtenues utilisant deux types de courant de plasma ; on est le courant chaud directement prélevé des vitesses des électrons et l'autre est le courant froid indiqué par la loi d'ohm. Le calcul est effectué pour une pression de gaz 1-20 mTorr. On le constate que l'influence du chauffage non-collisionnel augmente pendant que la pression diminue. L'utilisation de la loi d'ohm s'avère pour donner une sur-estimation de la densité de plasma dans l'état d'un dépôt de puissance constante.

Petr Bartos et all (2008)[46] ; cherchent Un nouvel technique de modélisation, qui peut être utilisé en simulations multidimensionnelles de plasma à la basse pression. La technique est basée sur l'approche de fluide-particule et peut être utilisé dans l'étude de la gamme des phénomènes physiques, par exemple le comportement du plasma dans le voisinage des substrats, des diagnostics de sonde, de technologie de plasma, etc. Le modèle informatique est utilisable pour la solution des problèmes tridimensionnels et il réduit au minimum les restrictions surgissant dans la géométrie modèle compliquée. L'algorithme a été examiné pendant l'étude de la formation de la gaine de plasma à proximité des sondes avec des géométries différentes immergées dans le plasma à basse température d'argon.

Erick Meillot et all (2008)[47] : En raison de l'importance des états thermiques et cinétiques des particules à l'impact lors de la génération d'un revêtement, les simulations numériques de traitement des particules dans un écoulement de plasma sont constamment effectuées afin de prévoir le comportement de particules. Le premier objectif est de reproduire correctement l'écoulement du plasma dans laquelle les particules sont introduites. Ceci a été exploré avec un modèle simplifié, le soi-disant modèle de volume de chauffage, de simuler industriel s'exécute. Des particules de Zircone ont été présentées dans l'écoulement simulé de plasma et leur état, vitesse et trajectoire ont été comparés avec les mesures expérimentales de particuliers en vol des particules de capture et DPV 2000 appareils. Ces comparaisons accentuent des retards faibles cela dépendez de la taille des particules. Cela pourrait être dû, en partie, les hypothèses de particules de chauffage (transfert de chaleur au sein de la particule) et à un pauvre connaissance de la conductivité thermique de la zircone liquide.

M. Mofazzal Hossain et all (2008)[48] ; développent un modèle d'écoulement d'interaction de plasma-particule pour étudier les effets des paramètres de plasma et de particules sur le transfert

d'énergie aux particules, et au traitement thermique des poudres de silice soda-lime- silice. Dans leur travail, une attention sera accordée aux effets de la particule individuel diamètre, distribution de grandeurs, et diamètre moyen, qui régissent le transfert d'énergie de plasma-particule en grande partie. Pour étudier la taille des distributions,les calculs ont été effectuées pour deux distributions de grandeurs : produits plats et de Maxwell. Les calculs ont également été effectuées pour Maxwellienne distribution de la taille, avec trois différents diamètre moyen (51, 58 et 84 um) poudres. . Il est constaté que le transfert d'énergie aux particules est supérieur à la distribution de diamètre appartement que celui de la distribution de Maxwell, température de chaque particule devient toutefois plus faible avec appartement distribution. D'une part, un plus petit diamètre moyen des poudres mène beaucoup de transfert de chaleur aux poudres, mais la température des particules individuelles devient plus faible. La fois les effets proviennent du refroidissement intense de plasma en raison du transfert de chaleur importante à un grand nombre de particules avec un appartement la distribution ainsi que des petites poudres de diamètre moyen.

I.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement un rappel bibliographique des différentes phases de la projection plasma et des différentes composantes fonctionnelles du procédé afin de mettre en lumière l'état de l'art en matière de modèles. Les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma, le traitement de la poudre dans l'écoulement et la construction du dépôt ont été examinés. Et nous avons décrire les modèles mathématiques générale de l'interaction particule plasma.

Chapitre II :

Modélisation de l’interaction plasma-particules

Modélisation d'interaction plasma –particules

Actuellement, il existe deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques: l'approche d'Eulérienne - et l'approche lagrangienne [18].

Dans l'approche Eulérienne, les bilans sur les phases sont effectués sur des repères fixes et les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie sont écrites pour chacune des deux phases en présence. La fraction du volume occupé par chacune des deux phases est une des variables du système d'équations. On doit aussi définir des expressions qui décrivent l'échange aux interfaces en plus des conditions aux limites et initiales pour chacune des deux phases. La solution simultanée du système d'équations différentielles peut ensuite être effectuée, généralement par des méthodes numériques.

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir traiter un domaine très vaste de chargements de particules. Une des applications de ce type de modèle est d'ailleurs la simulation numérique du comportement de lits fluidisés hétérogènes [49]. Ils demandent cependant un temps de calcul très grand, car les systèmes discrets résultants doivent être résolus de façon implicite.

L'approche lagrangienne est différente par le fait que la phase particulaire ne peut occuper q'une partie négligeable du volume. On découple alors les équations de conservation du fluide et les équation décrivant l'évolution individuelle de particules dans le fluide. Le couplage entre les deux phases se fait alors à travers des termes de sources, produits par l'échange entre la particule et un élément de volume du fluide lorsque la particule traverse celui-ci .par un algorithme itératif entre le calcul des champs d'écoulement et de température du fluide et le calcul d'un grand nombre de trajectoires de particules on peut alors obtenir la description de l'écoulement gaz particules.

Cette méthode donne une grande liberté sur la description des conditions d'injection des poudres dans le fluide et aussi sur la nature des poudres elles-mêmes tout en restant assez simple conceptuellement. Pour le cas du traitement de poudre dans le plasma elle semble être

la plus appropriée car les changements massiques sont à généralement faibles et qu'à cause de la présence de forts gradients, l'importance d'un faible changement de trajectoire peut avoir de forts répercussions sur le traitement thermique de la poudre. Il est alors important que la technique de couplage puisse décrire avec assez de précision les trajectoires des particules.

II.1 Modélisation de l'écoulement du jet de plasma :

Hypothèses :

- L'écoulement est étudié dans un système 2D.
- Le régime est stationnaire,
- L'écoulement plasma est turbulent et les échauffements visqueux négligeables,
- Le plasma est optiquement mince,
- Le plasma est à l'équilibre thermodynamique local : modèle à une seule température.
- Le plasma considéré est un plasma d'argon pur
- Les particules injectées sont sphériques,

II.1.1 Equations de conservation, formulation mathématique du jet de plasma :

Le milieu plasmagène est modélisé en résolvant les différentes lois de conservation qui caractérisent l'écoulement à savoir : Conservation de la masse, conservation de la quantité de mouvement, conservation de l'énergie et enfin les équations de Maxwell pour l'électromagnétisme. Ces différentes lois s'expriment de la façon suivante :

Conservation de la masse ou équation de continuité :

$$div\ \rho\vec{V} = 0 \tag{II.1}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho.\vec{V}.\overline{\overline{grad}}\vec{V} = \overline{div}\overline{\overline{\tau}} - \overline{grad}P + \vec{F}_{em} + \rho.\vec{g} \tag{II.2}$$

Ces deux premières équations concernent les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement plasma.

Conservation de l'énergie :

$$\rho.\vec{V}.\overline{grad}\hat{h} = -div(\vec{q}_{cond}) - div(\vec{q}_{ray}) + div(\overline{\overline{\tau}}.\vec{V}) + Q_{em} \tag{II.3}$$

Cette équation concerne les différents modes de transmission de chaleur présents dans le plasma (conduction, convection, rayonnement). L'apport d'énergie par effet joule, Q_{em}, est exprimé en fonction du champ électrique par la relation suivante :

$$Q_{em} = \vec{j}_{él}.\vec{E} = \sigma.E^2 \tag{II.4}$$

Equations de Maxwell :

$$\Delta \vec{A} = \mu_0 . \sigma . \left(\frac{\delta \vec{A}}{\delta t} \right) \qquad \text{(II.5)}$$

Cette relation prend en compte les forces électromagnétiques présentes dans la décharge. Par ailleurs, le champ électromagnétique fait apparaître des forces de Lorentz, responsables d'un apport de quantité de mouvement, qui sont exprimées par l'équation suivante :

$$\vec{F}_{em} = \mu_0 . j_{em} \wedge \vec{H} \qquad \text{(II.6)}$$

ρ : Masse volumique (kg.m^{-3})

$\vec{V}$: Vecteur vitesse (m.s^{-1})

τ : Tenseur de contrainte de cisaillement (N.m^{-2})

P : Pression statique (Pa)

F_{em} : Force de lorentz (N.m^{-3})

$\hat{h}$: Enthalpie ($d\hat{h} = C_p dt$)

Q_{em} : Chaleur fournie par effet Joule (J)

$\vec{A}$: Vecteur potentiel (T.m)

μ_0 : Perméabilité électrique ($\mu_0 = 4\pi.10^{-7} H.m^{-1}$)

σ **:** Conductivité électrique **(** $\Omega^{-1}.m^{-1}$)

E : champ électrique (V.m^{-1})

$\vec{H}$ **:** Champ électromagnétique (T)

II.1.2 Turbulence :

Si les effets inertiels sont assez grands par rapport aux effets visqueux, l'écoulement peut être turbulent. Turbulence signifie que la vitesse instantanée est fluctuante en tout point dans le champ d'écoulement. La vitesse est donc exprimée en termes de valeur moyenne et une composante fluctuante :

$$V_X = \overline{V}_X + V_X' \tag{II.7}$$

Avec:

$\overline{V}_X$: composante moyenne de la vitesse dans la direction x

V_X' : fluctuant composante de vitesse dans la direction x

Si une expression comme celle-ci est utilisée pour la vitesse instantanée dans les équations de Navier-Stokes, les équations peuvent alors être en moyenne de temps, en notant que la durée moyenne de la composante variable est égal à zéro, et la durée moyenne de la valeur instantanée est la moyenne valeur. L'intervalle de temps pour l'intégration est arbitrairement choisi comme assez longtemps pour que cela soit vrai et assez court pour que "temps réel" des effets transitoires n'ont pas d'incidence de cette intégration:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\delta_t}\int_0^{\delta_t} V_X' \, dt = 0; \\ &\frac{1}{\delta_t}\int_0^{\delta_t} V_X \, dt = \overline{V}_X \end{aligned} \tag{II.8}$$

Après le remplacement de (équation (II.7)) dans les équations de mouvement, la moyenne du temps conduit à des conditions supplémentaires. Les vitesses dans les équations de mouvement sont celles en moyenne, et nous lâcher la barre dans l'expression ultérieure des équations de mouvement, de sorte que l'absence d'une barre signifie maintenant la valeur moyenne. Les conditions supplémentaires sont:

$$\sigma_X^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_x^{'} V_x^{'}}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_x^{'} V_y^{'}}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_x^{'} V_z^{'}}) \quad \text{(II.9)}$$

$$\sigma_y^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_y^{'} V_x^{'}}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_y^{'} V_y^{'}}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_y^{'} V_z^{'}}) \quad \text{(II.10)}$$

$$\sigma_z^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_z^{'} V_x^{'}}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_z^{'} V_y^{'}}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_z^{'} V_z^{'}}) \quad \text{(II.11)}$$

Avec ;

σ_R ; termes de contraintes de Reynolds.

Dans l'approche viscosité turbulente à une modélisation de la turbulence met ces termes sous la forme d'un terme des contraintes visqueuses, avec un coefficient inconnu, la viscosité turbulente. Par exemple :

$$-\overline{\rho V_x V_y} = \mu_t \frac{\partial V_x}{\partial y} \quad \text{(II.12)}$$

Le principal avantage de cette stratégie provient du constat que la représentation de σ_R est exactement de la même forme que celle des termes de diffusion dans les équations d'origine. Les deux termes peuvent être combinés si une viscosité effective est définie comme la somme de la viscosité laminaire et la viscosité turbulente :

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad \text{(II.13)}$$

La solution au problème de la turbulence tourne alors autour de la solution de la viscosité turbulente.

Notez que ni le contrainte de Reynolds, ni le terme turbulent de flux de chaleur contient une densité fluctuante en raison de l'application de la moyenne de Favre (Equation (II.9)) à (Equation (II.11)). Bilger [62] donne une excellente description de la moyenne Favre. Basiquement, cela poids technique chaque terme par la densité moyenne de créer une valeur moyenne de Favre pour φ variable qui ne contient pas une densité variable:

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \qquad \text{(II.14)}$$

Il y a huit modèles de turbulence disponible ; Les sigles et les noms de modèle sont les suivantes:

Modèle Standard k-ε
Zero Equation Model
RNG - (Re-normalized Group Model)
NKE - (New k-ε Model due to Shih)
GIR - (Model due to Girimaji)
SZL - (Shi, Zhu, Lumley Model)
Modèle Standard k-ω
SST - (Shear Stress Transport Model)

Le modèle le plus simple est l'équation du modèle Zero, et les cinq autres modèles sont les deux équations du modèle standard k-ε et quatre extensions de celui-ci. Les deux derniers modèles sont la norme modèle k-ω et le modèle SST. Dans le modèle Zero équation, la viscosité turbulente est calculée comme :

$$\mu_t = \rho L_S^2 \sqrt{\Phi} \qquad \text{(II.15)}$$

Avec

μ_t viscosité turbulente.

Φ dissipation visqueuse .

$$L_s = \begin{cases} L_x & \text{si } L_x > 0.0 \\ \text{Minimum} \begin{cases} 0.4L_n \\ 0.09L_c \end{cases} & \text{si } L_x \leq 0.0 \end{cases}$$

L_x : échelle de longueur

L_n ; plus courte distance entre le nœud de mur le plus proche

L_c :échelle de longueur caractéristique (la plus grande valeur de L_n rencontrées)

Dans le modèle k-ε et ses extensions, la viscosité turbulente est calculée en fonction des paramètres de turbulence k l'énergie cinétique et son taux de dissipation ε à l'aide (Equation (II.16)). Dans le RNG et des modèles standard, Cμ est constante, alors qu'elle varie dans les autres modèles.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{K^2}{\varepsilon} \tag{II.16}$$

avec

C_μ : constante de turbulence.

K : énergie cinétique turbulente.

ε : dissipation turbulence.

Dans le modèle k-ω et le modèle SST, la viscosité turbulente est calculée comme suit:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \tag{II.17}$$

Ici ω est défini comme

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \tag{II.18}$$

Où

ω = taux de dissipation spécifique

Le modèle k-ε et ses extensions entraîner la résolution d'équations aux dérivées partielles de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation alors que les modèles k-ω et SST comportent la résolution des équations aux dérivées partielles pour l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique. Les équations ci-dessous sont pour le modèle standard k-ε. Les différents calculs pour les autres modèles k-ε sera examiné à son tour. Les équations de base sont les suivantes

II.1.2.1. Modèle standard k-epsilon :

L équation de l'énergie cinétique turbulente [63]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial(\rho V_x k)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y k)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho V_Z k)}{\partial z}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial z}\right)+\mu_t\Phi-\rho\varepsilon+\frac{C_4\beta\mu_t}{\sigma_t}\left(g_x\frac{\partial T}{\partial x}+g_y\frac{\partial T}{\partial y}+g_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

(II.19)

L'équation de taux de dissipation est :

$$\frac{\partial \rho\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial(\rho V_x \varepsilon)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y \varepsilon)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho V_z \varepsilon)}{\partial z}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right) \qquad \text{(II.20)}$$
$$+C_{1\varepsilon}\mu_t\frac{\varepsilon}{k}\Phi-C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k}+\frac{C_\mu(1-C_3\beta\rho k)}{\sigma_t}\left(g_x\frac{\partial T}{\partial x}+g_y\frac{\partial T}{\partial y}+g_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

Le dernier terme de chaque équation sont des termes utilisés pour modéliser l'effet de la flottabilité et sont décrites par Viollet [63]. Les valeurs par défaut pour les constantes dans le modèle standard sont fournies par Lander et Spalding [64] et sont présentés au tableau II.1: "Standard coefficients du modèle"

Tableau II.1 Coefficients du Modèle Standard k-epsilon [3].

$C_1, C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C\mu$	σ_k	σ_ε	$C_{3\varepsilon}$
1.44	**1.92**	**0.09**	**1.0**	**1.3**	**1.0**

La solution aux équations de la turbulence est utilisée pour calculer la viscosité effective et la conductivité thermique effective

$$\mu_e = \mu + C_\infty \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{(II.21)}$$

$$k_e = k + \frac{\mu_t C_\rho}{\sigma_t} \quad \text{(II.22)}$$

Où

μ_e = viscosité effective

K_e = conductivité effective

σ_t = Turbulent Prandtl (Schmidt) Number

Les quatre extensions du modèle standard k-ε ont modification, soit le terme Cμ ou dans le terme source de l'équation de la dissipation. Les nouvelles fonctions utiliser deux invariants construite à partir du tenseur des déformations symétriques Sij, et le tenseur antisymétrique rotation Wij. Ils sont basés sur la vitesse des composants de la v_K dans le champ d'écoulement.

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} + v_{j,i}\right) \quad \text{(II.23)}$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} - vj,i\right) + C_r \Omega_m \varepsilon_{mi,j} \quad \text{(II.24)}$$

Où

Cr = fonction constante sur le modèle de turbulence utilisé

Ωm = vitesse angulaire du système de coordonnées

ε_{mij} = opérateur tensoriel alternance.

II.1.3 Formulation mathématique des équations de l'écoulement turbulent des gaz :

Les équations de conservation des grandeurs moyennes pour l'écoulement turbulent, l'énergie turbulente et sa dissipation, peuvent s'écrire sous la forme généralisée [3, 16] :

$$\overline{\rho}.\tilde{\vec{v}}.\overrightarrow{grad\phi} = div\left(\Gamma_\phi.\overrightarrow{grad\phi}\right)+ S_\phi \qquad \text{(II.25)}$$

L'opérateur $\overline{\ }$ désigne la moyenne de Reynolds de la variable, c'est-à-dire sa moyenne temporelle. L'opérateur $\sim$ désigne la moyenne de Favre, pondérée par la masse volumique. La moyenne de Favre de la variable ϕ étant :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \qquad \text{(II.26)}$$

Le tableau II.2 présente pour chaque variable ϕ , le coefficient de transport Γ_ϕ et le terme source S_ϕ correspondant .dans ce tableau, nous omettons par souci de simplicité l'opérateur moyen.

Dans ce tableau, u, v, w sont les composants cartésiennes du vecteur vitesse, h l'enthalpie massique, y_i la fraction massique du gaz i, k l'énergie cinétique de turbulence et ε sa dissipation. μ_{eff} est la viscosité effective du mélange, K sa conductivité thermique ,C_p sa chaleur spécifique,D_i le coefficient de diffusion de l'espèce i, Pr_t le nombre de Prandtl turbulent et Sc_t le nombre de Schmidt turbulent .f_x ,f_y et f_z sont les composantes du vecteur force par unité de masse, S_H est le terme source enthalpique, et G_k le terme de production de l'énergie cinétique turbulente.

Tableau II.2 : coefficients de transport et termes sources utilisés

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
I	0	$div(\rho\vec{v})$
u	$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\rho k)$
v	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial y}(\rho k)$
w	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial z}(\rho k)$
h	$\rho(\lambda / C_p\rho) + \mu_t / \Pr_t$	$S_H + \vec{v}.\overrightarrow{grad}\, p$
y_i	$\rho D_i + \mu_t / Sc_t$	0
k	$\mu + \mu_t / \sigma_k$	$-\frac{2}{3}\rho k.div\vec{v} - \frac{2}{3}\mu_t\left(div\vec{v}\right)^2 + G + \rho(G_k - \varepsilon)$
ε	$\mu + \mu_t / \sigma_k$	$-\frac{2}{3}C_{\varepsilon 1}\rho\varepsilon.div\vec{v} - \frac{2}{3}\mu_t C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}\left(div\vec{v}\right)^2 + \rho\frac{\varepsilon}{k}\left(C_{\varepsilon 1}G_k - C_{\varepsilon 2}\varepsilon\right) + \frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 2}G$

Où $G_k = \frac{\mu_t}{\rho}\left[2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right]$, (II.27)

$G = -\frac{1}{\rho}\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial \rho}{\partial x_i}\rho f_i$,et $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

Les valeurs des coefficients du modèle $k - \varepsilon$ sont présentées dans le tableau II.1.

L'équation d'état est représentée par la loi des gaz parfaits :

$$pV = nRT = \frac{m}{M}RT \tag{II.28}$$

Dans le cas d'un mélange multiconstituants :

$$\sum_i y_i = 1 \tag{II.29}$$

Et $$\sum_i p_i = p_{Tot} \tag{II.30}$$

Où P_i est la pression partielle du constituant i et P_{Tot} la pression totale.

La masse du mélange est définie par :

$$M = \sum_i y_i M_i \tag{II.31}$$

L'enthalpie du mélange , en l'absence de réactions chimiques, est définie par :

$$h = \sum_i y_i h_i \tag{II.32}$$

Le terme source S_H de l'équation de conservation de l'enthalpie contient alors un terme supplémentaire représentant la diffusion enthalpique . Ce terme peut s'écrire :

$$\rho \sum D_i (h_i - h_k) \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \tag{II.33}$$

Où D_i est le coefficient de diffusion de l'espèce i. la vitesse de l'écoulement à multiconstituants est définie par :

$$\vec{v} = \sum_i y_i \vec{v}_i \tag{II.34}$$

$$\text{Où } \vec{v}_i = \vec{v} + \vec{v}_{Di} \tag{II.35}$$

Avec $\vec{v}_{Di}$ vitesse vde diffusion de l'espèce i.

La loi de conservation de la masse de l'espèce i s'écrite :

$$\rho u_j \frac{\partial y_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho D_i \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \right) \tag{II.36}$$

Le coefficient de diffusion de l'espèce i est égal :

$$D_i = \frac{\lambda}{C_p \rho} \tag{II.37}$$

II.2 Modèle simplifié pour les particules :

II.2.1. Hypothèses :

Pour représenter les transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre le jet plasma et une particule isolée, il est considéré que :

- La particule est sphérique;
- Les fronts de fusion sont des surfaces avec une tension de surface négligeable ;
- La solidification éventuelle est traitée sans surfusion ;
- La couche limite qui entoure la particule est en équilibre thermodynamique local ;
- L'oxydation des matériaux métalliques n'est pas prise en compte ;
- Le milieu plasma est optiquement mince.

Le transfert thermique et de quantité de mouvement entre plasma et particule [50] dépend essentiellement du temps de séjour de la particule dans le plasma et de la nature des gaz constituants ce dernier (généralement Ar-H2 ou Ar-He) [51,94]. Une particule injectée dans un plasma est ainsi soumise à trois types d'interactions :

• un transfert de quantité de mouvement plasma/particules qui tend à accélérer les particules[50].

• un transfert de chaleur qui chauffe les particules et les porte jusqu'à l'état liquide ou vapeur [52,53,94].

• un transfert de masse, s'il y a réaction de surface des particules (oxydation, etc.), ou s'il y a évaporation des particules en vol.

La Figure II-1 résume les paramètres et les phénomènes à prendre en compte pour étudier et modéliser le comportement d'une particule de matière dans un jet plasma. Dans ce paragraphe, sont étudiés la simulation du traitement thermique de la particule (transfert de chaleur et de masse) et son couplage au traitement dynamique (transfert de quantité de mouvement).

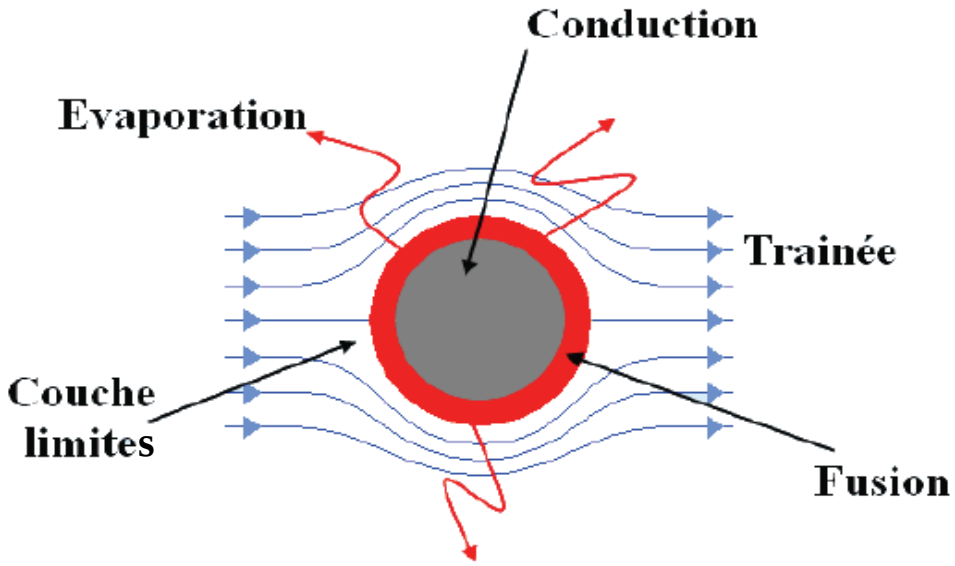


Figure II-1 : Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma[2]

II.2.2 Transfert de chaleur :

Considérons une particule solide de rayon R. La distribution de température dans la sphère peut être décrite par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à sa géométrie sphérique [2] :

$$\rho_P C_P \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 K_p \frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad \text{(II.38)}$$

Considérons les conditions aux limites, au centre de la particule (r = 0) la symétrie du domaine étudié permet d'écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \qquad \text{(II.39)}$$

Tandis qu'en surface (r = R), le transfert de chaleur s'effectue par convection rayonnement [94] :

$$K_P \frac{\partial T}{\partial r} = h.(T_\infty - T_P) + \sigma(T_a^4 - T_P^4) \qquad \text{(II.40)}$$

Le transfert de chaleur par rayonnement est effectif entre la particule et le milieu ambiant à la température T_a mais non avec le milieu plasma considéré comme optiquement mince.

h le coefficient de convection est calculé a partir de nombre de Nusselt [54]

$$Nu = \frac{hd_p}{\overline{K_g}} = 2.0 + 0.514\,\mathrm{Re}^{0.5} \qquad \text{(II.41)}$$

où κ est la conductivité du plasma évaluée en valeur moyenne intégrale comme proposé par [55] :

$$\overline{K}_g(T) = \frac{1}{T - T_a}\int_{T_a}^{T} K_g(\theta)d\theta \qquad \text{(II.42)}$$

II.2.2.1 Fusion : Problème de Stefan :

Quand la température de surface atteint la température de fusion du matériau, une phase liquide apparaît et sa distribution de température peut être décrite comme pour celle de la phase solide [2] :

$$\rho_l C_{Pl}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 K_l \frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad \text{(II.43)}$$

A l'interface solide-liquide, la température est égale à la température de fusion T = T_f, la position du front de changement de phase solide-liquide est déterminée par la résolution du problème de Stefan. Il s'agit de la formulation mathématique la plus classique [2,56,57,58], utilisée souvent comme référence pour les autres formulations [2,59]. Cette formulation de base suppose plusieurs hypothèses simplificatrices qui restent, pour la plupart, acceptables :

- Le transfert de chaleur est principalement conductif dans les deux phases solide et liquide, et la diffusion est isotrope ;
- La température de changement de phase d'un corps est une constante qui ne dépend que du corps lui-même ;
- L'interface entre les phases liquide et solide est fine (surfacique) ;
- La tension de surface à cette interface est négligeable ;

- Les propriétés thermophysiques du matériau sont différentes entre les deux phases, mais constantes au sein de chaque phase ;
- Il n'y a pas de surfusion.

La vitesse du front de changement de phase solide-liquide est donnée par l'évolution dans le temps de sa position R_{sl}:

$$\vartheta_{Pl} = \frac{\partial R_{sl}}{\partial t} \tag{II.44}$$

où ϑ_{Pl} vitesse du front de changement de phase solide-liquide ($m.s^{-1}$)

R_{sl} : position de l'interface solide-liquide (m)

La vitesse du front de changement de phase est donnée par la condition de Stefan (condition de flux thermique)[2] :

$$K_s \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{-} - K_l \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{+} = \rho L_{Pl} \vartheta_{Pl} \tag{II.45}$$

En raison de cette dernière condition, le problème de Stefan est non linéaire. Le déplacement de l'interface solide-liquide est fonction du taux de transfert de chaleur au sein des phases solide et liquide. En retour, ce taux dépend de la position et du déplacement de l'interface. De façon pratique, il faut recourir à des méthodes de résolution numériques.
L'adimensionnement des équations fait apparaître le nombre de Stefan défini comme le rapport des enthalpies sensible et de changement d'état mises en jeu dans le processus de fusion et donné par l'équation suivante :

$$St = \frac{c_P (T_f - T_P)}{L_{Pl}} \tag{II.45}$$

Où T_f temperature de fusion

L_{Pl} : chaleur latente de fusion ($J.kg^{-1}$)

II.2.2.2 Evaporation :

Après l'apparition de la phase liquide en surface, la surface de la particule devient le front d'évaporation et le transfert de chaleur avec le milieu plasma est décrit par :

$$K_P \frac{\partial T}{\partial r} = h.(T_\infty - T_P) + \sigma(T_a^4 - T_P^4) + \rho_l L_{lv} \vartheta_{lv} \quad \text{(II.46)}$$

Les conditions aux limites à la surface se vaporisant sont obtenues selon l'équation de conservation de masse :

$$\rho_l \vartheta_{lv} = \rho_v.(\vartheta_{lv} - u_v) \quad \text{(II.47)}$$

où ϑ_{lv} : vitesse du front de changement de phase liquide-vapeur ($m.s^{-1}$)

u_v : vitesse de la vapeur ($m.s^{-1}$)

II.2.3 Couplage avec la dynamique de la particule :

L'équation de base pour le mouvement d'une particule injectée dans un système de projection thermique est une représentation de l'équilibre des force agissant sur celle-ci . la force d'inertie est équilibre par la force de traînée visqueuse avec un nombre de force supplémentaires telles que, les force de gradient de pression, la force de Basset,la force de gravité , la force thermique due a la thermophorèse,ect…,

L'équation régissant le transfert de quantité de mouvement entre une particule sphérique de diamètre d_p et le mélange gazeux, et avec l'effet de la présence du substrat peut être s'exprimé sous la forme suivant [3,60] :

$$\rho_P \frac{dv_p}{dt} = F_D + F_{th} \quad \text{(II.48)}$$

Avec F_{th} la force thermique donné dans l'équation (I.12).

En remplaçant F_D par son expression (I.1) :

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} \frac{\overline{\rho_g}}{\rho_P} (v_g - v_p)|v_g - v_p| + \frac{F_{th}}{\rho_P} \quad \text{(II.49)}$$

La condition initiale de la quantité de mouvement est :

à $t=0$. ; $v_p=v_{P0}$

v_{P0} est la vitesse axiale initiale avec laquelle la particule est injecté dans le gaz.

$\overline{\rho_g}$ est la masse volumique moyenne est définie par [3,54] :

$$\overline{\rho}_g = \frac{1}{T_g - T_{PS}} \int_{T_{PS}}^{T_g} \rho_g dt \qquad \text{(II.50)}$$

T_g et T_{PS} sont des température du gaz et la température du particule da la couche limite respectivement.

Le coefficient de traînée C_D est calculé est présenté dans le chapitre (I) équations (I.4), (I.5),(I,6)et (I,7) .

En tenant compte de l'effet de discontinuité de Knudsen , le coefficient de traînée devient [3,54] :

$$C_D = C_{D,C} \Phi^{0.45}$$

$C_{D.C}$ est le coefficient de traînée calculé par les formules (I.4),(I.5) (I,6)et (I,7) .

Φ le coefficient de correction est calculée [3,54] .

$$\Phi = \frac{T_g - T_{Pv}}{T_g - T_{PS}} = \left[1 + 4 \left(\frac{2-\theta}{\theta} \right) \left(\frac{\Gamma_{PS}}{1+\Gamma_{PS}} \right) \frac{Kn^*}{\mathrm{Pr}_{PS}} \right]^{-1} \qquad \text{(II.51)}$$

Γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz et de la particule .

Pr_{PS} le nombre de Prandtl correspond à la température de la surface.

Kn^* le nombre de Knudsen modifiée $Kn^* = \frac{2\,\mathrm{Pr}_{PS}}{\rho_{PS} v_{PS} d_P} \frac{\overline{K_{g,t}}}{\overline{C_{g,t}}}$.

v la vitesse moléculaire ; $v = \left(\frac{8.RT}{\pi.M} \right)^{1/2}$

$\overline{K}_{g,t}$ et $\overline{C}_{g.t}$ sont les moyenne intégrale entre les température T_{PS} et $T_{PV.}$

II.2.4 Couche de Knudsen :

Les conditions extrêmes de température et de vitesse dans le jet plasma créent, en surface de la particule et sur une distance de quelques libres parcours moyens, une zone totalement hors équilibre, c'est-à-dire d'une discontinuité hydrodynamique. Les atomes éjectés de la surface entrent en collision et leur répartition de vitesse tend rapidement vers l'équilibre. La zone dans laquelle l'équilibre s'effectue est appelée couche de Knudsen. La théorie de la couche de Knudsen [61] relie les propriétés de la vapeur aux propriétés de surface. Le calcul des propriétés de la matière dans cette couche passe par l'application des équations de la cinétique des gaz.

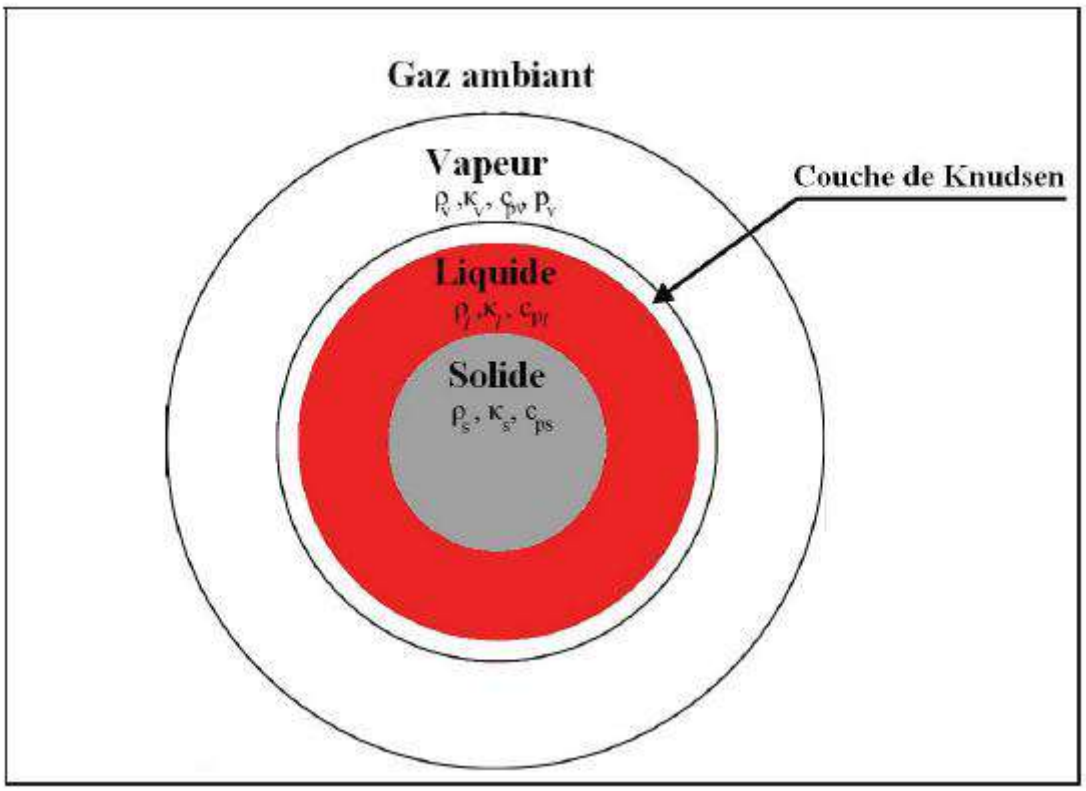


Figure II-2: Discontinuité des propriétés physiques dans la couche de Knudsen

II.3. Les modèles de l'étalement :

Ces modèles établissent des corrélations entre la forme finale des lamelles et les paramètres de l'impact, les propriétés des matériaux constituant la lamelle et le substrat ainsi que l'état de surface de ce dernier. Ils expliquent aussi les différents phénomènes qui interviennent lors de l'impact, puis de l'étalement et de la solidification des lamelles tels que l'éclatement des lamelles lors de leur étalement.

Plusieurs papiers de revue ont présenté les différentes théories développées pour étudier l'impact, l'étalement et la solidification d'une particule liquide projetée sur substrat solide lisse et/ou rugueux [65,66,68,69].

II.3.1. Degré d'étalement des lamelles :

Les premiers modèles développés étaient consacrés à l'étude de l'étalement des gouttes sur des substrats lisses. Ces modèles aboutissent à l'évaluation du degré de l'étalement défini par le rapport du diamètre D de la lamelle supposée de forme cylindrique au diamètre d_p de la particule de forme sphérique avant l'impact ($\xi = \frac{D}{d_p}$)

Ce degré d'étalement est corrélé aux paramètres des gouttes à l'impact et aux propriétés du matériau à travers des relations de type [65]:

$$\xi = C.\mathrm{Re}^{\alpha} \qquad \text{(II.52)}$$

Selon les auteurs, C prend des valeurs qui varient de 0,8 correspondant à un diamètre moyen d'une lamelle extrêmement déchiquetée, à 1,2941 pour une lamelle ayant une forme de disque régulier. α est égal soit à 0,2 soit à 0,125 ou encore à 0.167 .Ces modèles prennent en compte la tension de surface du liquide par l'intermédiaire du nombre de Weber qui peut être négligé, au moins au début de l'étalement où la vitesse d'impact des particules est élevée.

Ainsi, H. Jones [69] est l'un des tous premiers auteurs qui ont déterminé le degré d'étalement maximum ξ_m d'une particule fondue projetée sur un substrat solide. Il néglige dans son modèle l'énergie de surface et l'effet de la solidification de la lamelle. Il aboutit à un diamètre final D de la lamelle sous la forme suivante :

$$\xi_m = D/d = 1.16.\mathrm{Re}^{0.125} \qquad \text{(II.53)}$$

Un peu plus tard, Madejski [70] a développé un modèle à deux dimensions du flux thermique lors de l'impact d'une goutte liquide sphérique sur un substrat lisse solide. Le degré d'étalement maximum ξ_m de lamelle liquide dépend dans ce modèle de trois nombres adimensionnels ; le nombre de Reynolds (Re), le nombre de Weber (We), et le nombre de Peclet (Pe) et aussi d'une constante de solidification U.

$$\frac{3\xi_m^{\,2}}{W_e} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\xi_m}{1.2941}\right)^5 = 1 \qquad \text{(II.54)}$$

Cette formule peut être simplifiée, pour un nombre de Reynolds Re > 100, et un nombre de Weber We > 1000 et se réduit alors à :

$$\xi_m = 1.2941\ \mathrm{Re}^{0.2} \qquad \text{(II.55)}$$

Le nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = \rho\, v\, d/\mu$

Le nombre de Weber $We = \rho\, v^2 d/\sigma$

et le nombre de Péclet $Pe = \nu\, d/\alpha$

avec ρ : la masse volumique de la particule (kg/m3) ; d : le diamètre de la particule avant impact (m) ; v : sa vitesse (m/s) ; μ : sa viscosité dynamique (Pa.s) fonction de la température T (K) ; σ : la tension de surface (J/m²) ; D : le diamètre de la particule étalée (m) ; α : la diffusivité thermique (m²/s).

La principale difficulté du problème réside dans l'interaction de deux processus simultanés : le mouvement du liquide et sa solidification. la surface couverte par une lamelle en forme de disque régulier est estimée par le rapport suivant :

$$\xi_m = \frac{2}{d}\sqrt{\frac{A}{\pi}} \qquad \text{(II.56)}$$

où, d est le diamètre de la goutte et A la surface couverte par la lamelle.

La lamelle s'étale pour former un cylindre de rayon R(t) qui évolue dans le temps et par conséquent l'épaisseur solide est plus élevée au centre de la lamelle qu'à sa périphérie. Par analogie au probléme de Stefan, cette épaisseur solide y s'écrit sous la forme [95]:

$$y = U\sqrt{\alpha\, t} \tag{II.57}$$

α est la diffusivité thermique de la couche solidifiée et U est une constante.

Quant à l'épaisseur liquide b(t), elle dépend uniquement du temps, et elle est déduite de l'équation de conservation de la masse :

$$b(t) = \frac{\frac{\pi}{6} D^3 \rho' - \rho V_S}{\pi R^2 \rho'} \tag{II.58}$$

Le mouvement de la particule lors de son étalement est décrit au moyen de l'équation de l'énergie:

$$\frac{d}{dt}\left(E_k + E_p + L_f\right) = 0 \tag{II.59}$$

où E_k est l'énergie cinétique, E_p l'énergie potentielle et L_f le travail de dissipation visqueuse.

Pour déterminer l'énergie cinétique et le travail de dissipation visqueuse, Madjeski propose une distribution de vitesse simple qui satisfait l'équation de continuité. L'énergie potentielle est due à la tension de surface agissant sur la surface libre du disque. Il obtient une équation différentielle qui n'a pas de solution analytique dans le cas général. Les valeurs de ξ_m dépendent de trois nombres adimensionnels Re, We, et k, ce dernier étant fonction du nombre de Peclet et de la constante de solidification U.

Différents cas particuliers ont été analysés :

k = 0 ; Re = 0, pas de solidification ; effet négligeable de la viscosité, et nombre de Weber We > 100, le degré d'étalement est alors exprimé par la formule suivante :

$$\xi_m = \sqrt{\frac{We}{3}} \tag{II.60}$$

k = 0 ≈ We^{-1} , effet négligeable de l'énergie de surface pas de solidification, le degré d'étalement devient alors :

$$\xi_m = 1.2941(\mathrm{Re} + 0.9517)^{0.2} \qquad \text{(II.61)}$$

Pour un nombre de Reynolds Re > 100 (ce qui est généralement le cas dans les conditions de projection plasma), la formule correspond à l'équation (II.55). C'est la formule la plus utilisée du modèle qui correspond donc à un étalement sans solidification et à un effet de tension de surface négligeable.

Dans le cas général de l'étalement d'une particule liquide sans solidification, k = 0, la valeur du degré de l'étalement ξ_m peut être calculée à partir de l'équation (II.54).

Le cas de l'étalement avec prise en compte de la solidification (k > 0) a été étudié numériquement. Les résultats sont illustrés sur la figure II.3.

Collings et al [71] aboutissement ; a partir d'un bilan d'énergie, à un degré d'étalement maximum en négligeant l'écoulement visqueux. Ils tiennent compte dans leur approche de l'angle de contact θ entre le liquide et le substrat. Le degré d'étalement maximum est alors exprimé par la formation suivante :

$$\xi_m = \left(\frac{We}{3(1-\cos\theta)} \right)^{0.5} \qquad \text{(II.62)}$$

Les auteurs prennent comme exemple le cas d'un angle θ = π qui modélise la présence d'une couche d'air entre le substrat et la lamelle.

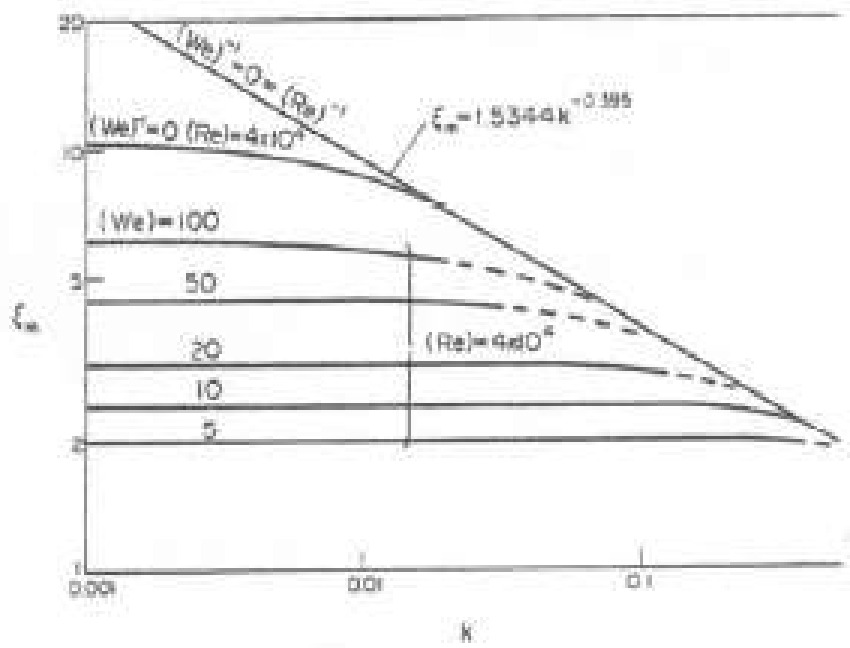


Figure II.3 : validation du degré d'étalement en fonction du paramètre de solidification k qui dépend du nombre de Peclet et de la constante de solidification U [70]

Passandideh et al [72] ont modélisé l'impact et l'étalement des gouttes sur un substrat solide en introduisant un tensio-actif à la surface du substrat, ils constatent que cet agent de surface n'affecte pas la morphologie des lamelles durant les premiers instants de l'impact, mais il augmente le diamètre maximum de la lamelle. Les auteurs ont développé un modèle analytique où ils tiennent compte de l'épaisseur de ce tensioactif à l'interface liquide-substrat. A partir d'un bilan d'énergie ils aboutissent à une expression analytique du degré d'étalement maximum de la particule:

$$\xi_m = \sqrt{\frac{We+12}{3(1-\cos\theta)+4(We/\sqrt{\mathrm{Re}})}} \qquad \text{(II.63)}$$

Dans les conditions de projection plasma, le premier terme dans le dénominateur est négligeable devant le second terme, pour We >> 12 l'expression du degré d'étalement maximum s'écrit sous la forme suivante :

$$\xi_m = 0.5\,\mathrm{Re}^{0.25} \tag{II.64}$$

II.3.2 Impact des particules sur substrat lisse avec solidification :

Des modèles analytiques de transfert thermique à une dimension ont été proposés pour prédire la vitesse de refroidissement des particules étalées. Cette vitesse dépend essentiellement de la qualité de contact entre la lamelle et le substrat ou la lamelle déjà solidifiée. Un modèle simple présenté par Sobolev calcule la vitesse de refroidissement par la relation suivante [73]:

$$V_s = \frac{hT_p}{(L_m \rho)} \tag{II.65}$$

où L_m est la chaleur latente de solidification de la particule, *Tp* la température de la particule, ρ la densité massique du matériau et h le coefficient de transfert de chaleur à l'interface. La solidification commence à la fin de l'étalement. Dans le cas d'un contact uniforme, le coefficient h est exprimé en fonction de l'angle de contact θ :

$$h = 0.5h_c(1+\cos\theta) \tag{II.66}$$

h_c correspond au coefficient de transfert de chaleur lorsque le liquide mouille parfaitement le matériau substrat (θ = 0).

Dhiman et al [74] ont développé un modèle analytique qui prédit la température de transition morphologique de la lamelle. Ils supposent que la croissance d'une couche solide suffisamment épaisse empêche l'étalement de la lamelle et comparent le temps ts pendant lequel la couche solide s(t) croît jusqu'à l'épaisseur h de la lamelle lorsque cette dernière est à son maximum d'extension. La lamelle s'étend à son diamètre maximum au bout d'un temps t_c donné par l'expression suivante [72,95] :

$$t_c = \frac{8d}{3V_0} \tag{II.67}$$

Ce modèle est donné sous forme adimensionnelle en utilisant les expressions suivantes :

$h^* = h / d$

$s^* = s / d$

$t^* = tV_0 / d$

à t = tc ou t* = 8/3, la température du substrat serait celle da la transition morphologique Tt.

Le principe de conservation de masse donne h par l'expression suivante :

$$h = \frac{2d}{3\xi_m^2} \tag{II.68}$$

ξ_m est donné par l'expression analytique suivante de Aziz et Chandra [75]:

$$\xi_m = \sqrt{\frac{We + 12}{\frac{3}{8}Wes + 3(1-\cos\theta) + \frac{4W_e}{\sqrt{\mathrm{Re}}}}} \tag{II.69}$$

Ces mêmes auteurs prédisent, dans un travail récent [76,95], la morphologie d'une lamelle projetée sur un substrat plan et solide en définissant un paramètre adimensionnel de solidification Θ qui varie de 0 à 1 et qui représente le rapport de l'épaisseur de la couche solidifiée à l'épaisseur de la lamelle lors de son étalement:

$$\Theta = \frac{s^*}{h^*} = \frac{s/d}{h/d} = \frac{s}{h} \tag{II.70}$$

La morphologie de la lamelle dépend de la valeur de ce paramètre. La lamelle peut présenter une forme déchiquetée si Θ est très faible ou proche de 1, ou avoir une forme de disque si cette valeur est intermédiaire. Les auteurs de ce travail ont calculé la fraction solide Θ pour des résultats expérimentaux obtenus par McDonald [77] .

Heichal et al [78] ont obtenu la résistance thermique de contact durant les toutes premières millisecondes de l'impact des gouttes millimétriques d'alliage d'aluminium et de Bismuth sur un substrat d'acier, à partir de l'expression analytique de la température de surface du substrat issue d'une équation de conduction de chaleur transitoire et 1-D dans le substrat. Cette équation conduit à l'expression analytique de l'évolution de la température [79] :

$$T_s = T_0 + (T_g - T_0)\left[1 - \exp\left(\frac{\alpha_s t^*}{(R_{th}k_s)^2}\right) erfc\left(\frac{\sqrt{\alpha_s t^*}}{R_{th}k_s}\right)\right] \tag{II.71}$$

où T_0 est la température initiale du substrat, T_g est la température de la particule liquide avant l'impact, k_s et α_s sont respectivement la conductivité et la diffusivité thermiques du substrat.
Les valeurs de T_s correspondent aux valeurs mesurées durant les deux premières millisecondes après l'impact, et pour une température initiale du substrat de 573 K la résistance thermique de contact R_{th} calculée est de l'ordre de $2{,}4.10^{-6}$ m².K/W.

II.3.3 Impact des particules sur substrat rugueux :

Un développement analytique de la déformation de la surface du liquide en contact avec un substrat rugueux a été fait pour calculer la surface réelle de contact entre le liquide et le substrat [78]. Cette analyse permet d'évaluer une résistance thermique qui va de 10-7 jusqu'à 3.10^{-6} m^2.K/W.
Dans ce développement mathématique, la rugosité de surface est présenté par une série de demi cylindres placés l'un coté de l'autre ayant le méme rayon B(figure II.4). la rugosité R_a est définie par la moyenne arithmétique de la hauteur des pics de la surface :

$$R_a = \pi B/4 \qquad \text{(II.72)}$$

En supposant négligeables la convection et le rayonnement, le flux de chaleur q transféré du liquide à une température Tg à la surface du substrat de conductivité thermique ks est donné par[95] :

$$q = \frac{k_s (T_g - T_s)}{R_a} Af \qquad \text{(II.73)}$$

Où A est la surface nominale du solide; *f* est le rapport de la surface réelle de contact à la surface nominale du solide : $f = \sin\theta$; *A.f* est la surface réelle de contact entre le liquide et le substrat.
En se basant sur les travaux de Timsit [80] qui suppose que le liquide subit de très petites déformations (B << L) et que l'angle de contact liquide-solide est de 180 degré, ils déduisent une expression pour la résistance thermique de contact:

$$R_{th} = \frac{2\rho_g V_0^2 R_a + \pi\sigma}{2\rho_g V_0^2 k_s} \qquad \text{(II.74)}$$

Cette expression peut être écrite sous forme adimensionnelle :

$$Bi.R_a^* = \frac{We.R_a^*}{We.R_a^* + \frac{\pi}{2}} \qquad \text{(II.75)}$$

Où Bi est le nombre de Biot et $R^*_a = R_a/d$, où d est le diamètre de la goutte.

Ils montrent que cette résistance de contact augmente avec la rugosité de surface et diminue avec l'augmentation de la vitesse d'impact des particules.

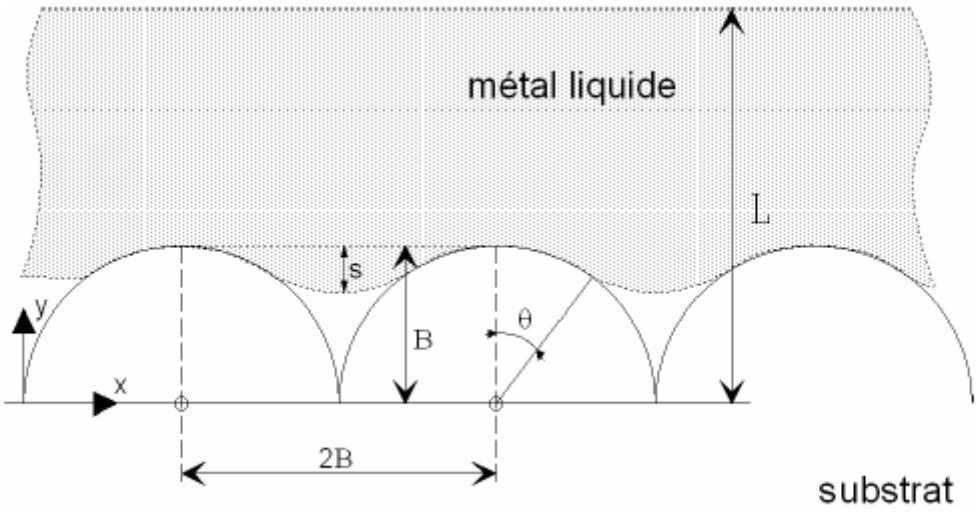


Figure II.4 : Schéma de principe de contact entre une couche liquide métallique et une surface rugueuse [78].

II.4. Modèles numériques :

II.4.1. La méthode VOF [81] :

En dynamique des fluides , **la méthode de volume de liquide** (ou de la **méthode VOF**) est une technique numérique pour le suivi et la localisation de la surface libre (ou fluide interface fluide). Il appartient à la classe des méthodes eulériennes qui sont caractérisés par un maillage qui est soit fixe ou se déplace dans une certaine manière prescrite à s'adapter à la forme évolution de l'interface.

La méthode VOF est connue pour sa capacité à conserver la «masse» du fluide tracé, aussi, lorsque des modifications de son interface fluide topologie , ce changement est tracée facilement, si les interfaces peuvent par exemple devenir membre.

La méthode est basée sur l'idée de la fonction *C* appelée fraction. Il est défini comme l'intégrale de fonction caractéristique dans le contrôle du volume (à savoir le volume d'un calcul de grille de cellules). En principe, lorsque la cellule est vide (il n'y a pas trace à l'intérieur du fluide) la valeur de *C* est nulle, si la cellule est pleine, nous avons *C* = 1, et lorsque les réductions interface la cellule, puis 0 <*C* <1. C est une fonction discontinue, sa valeur sauts de 0 à 1 lors du déplacement de l'argument dans l'intérieur de la phase tracé.

La fonction de la fraction *C* est une fonction scalaire , et tandis que le fluide se déplace avec une vitesse $V = (u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z))$ (Dans l'espace en trois dimensions R^3) Chaque particule fluide conserve son identité, c'est à dire quand une particule est une phase donnée ,il ne change pas la phase - comme une particule d'air, qui est une partie de la bulle d'air dans l'eau reste des particules de l'air, quel que soit le mouvement de la bulle (effectivement, pour ce tenir, nous devons tenir compte des processus tels que la dissolution de l'air dans l'eau). Si c'est le cas, alors le dérivé important fraction de la fonction *C* doit être égal à zéro:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V.\nabla C = 0 \qquad \text{(II.76)}$$

C'est en fait la même équation que doit être remplie par le niveau fixé φ fonction de distance.

Il existe différents moyens de résoudre cette équation. Il ne peut être résolu directement facilement, puisque *C* est discontinue, néanmoins ces tentatives ont été effectuées.

II.4.2 Modèle dynamique :

Le modèle de l'impact d'une goutte sur un substrat fait appel à la résolution de nombreuses équations (dynamiques et thermiques). Le caractère aléatoire de l'impact est difficile à contrôler (vitesse d'impact, température, ...). C'est pourquoi l'outil numérique devient rapidement indispensable afin de mieux comprendre ce phénomène. De nombreuses études ont été réalisées en ce sens selon des techniques diverses. Par application du principe fondamental de la dynamique, le bilan des forces au sein de chaque fluide newtonien exprime la vitesse *u* en fonction des paramètres du système :

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+\nabla.(uu)\right)=-\nabla p+\rho g+\nabla\left(\mu\nabla u+\nabla u^{T}\right)+F_{TS}+Br \qquad \text{(II.77)}$$

$$\nabla u=0$$

où ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité du fluide, g la pesanteur. Le terme F_{TS} présent les forces de tension de surface, il est lié à la notion d'interface entre deux fluides non miscible. Cette force est modélisée par une équation :

$$F_{TS}=\sigma.k.\delta.n_i \qquad \text{(II.78)}$$

où σ, *K* et δ sont respectivement le coefficient de tension superficielle, la courbure moyenne locale de l'interface et la fonction Dirac.

Le modèle choisi est un modèle à un fluide car il s'adapte bien à la discrétisation sur le maillage fixe cartésien utilisé. Ce type de modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour simuler la déposition sur substrat sec [82,83,94] ou l'impact sur film liquide [84,94]. Il convient de définir une fonction qui détermine géométriquement la position des phases dans le domaine.

Soient ϕ_1 et ϕ_2 les fonction phase définies par :

$\phi_1(x,y,z,t)=1$ dans les zones contenant le fluide 1

$\phi_1(x,y,z,t)=0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 1

$\phi_2(x,y,z,t)=1$ dans les zones contenant le fluide 2

$\phi_2(x,y,z,t)=0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 2

Les fluides étant immiscibles, il vient tout naturellement que $\phi_2(x,y,z,t) = 1 - \phi_1(x,y,z,t)$.

Par continuité des vitesses à l'interface, la vitesse locale de l'interface V vérifie :

$$V = u_1.n_i = u_2.n_i \quad \text{(II.79)}$$

Les fonctions phase ϕ_1 et ϕ_2 se déplacent en fonction de la vitesse de l'interface *V*. cette évolution peut être décrite par une équation cinématique qui relie les fonction à *V :*

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + V.\nabla\phi = 0 \quad \text{(II. 80)}$$

Cette équation d'advection définit le transport de chaque dans le domaine, en particulier à l'interface où intervient le saut de phase de 1 à 0.

Au lieu d'utiliser deux fonctions de phase ϕ_1 et ϕ_2 , il est plus intéressant d'introduire une fraction volumique qui répond aux même lois et définie sur tout le domaine [85,95].

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V.\nabla C = 0 \quad \text{(II.81)}$$

Cette fraction volumique appelée fonction couleur et notée C prend pour valeur 1 dans le fluide qui compose la goutte et 0 dans l'air. Les caractéristiques physiques des milieux s'expriment en fonction de la présence de chaque fluide :

$$\rho = \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1)C \quad \text{(II.82)}$$

$$\mu = \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1)C \quad \text{(II.83)}$$

A l'aide du modèle à un fluide et de la définition de la fonction couleur, la tension superficielle peut être exprimée seulement en fonction de *C.*

II.4.2.1 Modélisation de la tension de surface :

La tension superficielle est une force qui agit sous la déformation de l'interface. Elle est donc proportionnelle à la courbure de l'interface [95] :

$$F_{TS}(M) = \sigma\ k(M) n_i(M) \tag{II.84}$$

La géométrie de l'interface n'est pas une donnée du problème. Le fait d'exprimer le problème par un modèle à un fluide permet de s'affranchir de cette donnée. Il est donc nécessaire de pouvoir exprimer la courbure *k* grâce aux autres variables afin de déterminer la tension la tension superficielle. Une méthode [83,86] consiste à sommer les forces de tension tangentielles à l'interface sur le contour *ds* d'un volume élémentaire, puis à exprimer la tension superficielle comme integrale curviligne sur *ds* des termes $\sigma\ t(M)$ où t est une force de surface tangentielle à l'interface et M $\in$ *ds*.A l'aide de cette définition, la courbure moyenne *k* est égale à l'opposé de la divergence de la normale à l'interface. On obtient donc :

$$F_{TS} = -\sigma(\nabla . n_i)(M) n_i \tag{II.85}$$

De plus, normale à l'interface est également fonction de la fonction couleur C :

$$n_i = \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \tag{II.86}$$

Finalement, le terme de tension superficielle s'exprime seulement en fonction du coefficient de tension et de la fonction couleur C :

$$F_{TS} = \sigma \nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \tag{II.87}$$

Au final, le système d'équation à résoudre est le suivant :

$$\nabla u = 0 \tag{II.88}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V \nabla C = 0 \tag{II.89}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla(\rho u u) = -\nabla p + \rho g + \nabla(\mu[\nabla u + \nabla^T u]) - \sigma \nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \tag{II. 90}$$

Ce système permet de résoudre les inconnus *(u,p,C)* par une expression volumique des équations de mouvement en incompressible avec prise en compte des forces interfaciales sans la détermination explicite de la géométrie de la courbure de l'interface .

[83,87] a exprimé dans un modèle à un fluide une tension superficielle variable pour prendre en compte la présence de surfactants, en considérant que le coefficient de tension superficielle suit une loi linéaire de la température ou de la concentration de surfactant :

$$\sigma = \sigma_0 - K(T - T_0) \tag{II.91}$$

Où σ_0 et T_0 sont respectivement le coefficient de tension superficielle et la température de référence et K est une constante de termocapillarité. Cette formulation traduite que lorsque la température augmente, la tension superficielle diminue.

II.4.2.2 Modélisation du substrat :

Dans les paragraphes précédents, les équations de Navier- Stokes et d'advection permettent de résoudre l'écoulement de chacune des phases fluides du domaine. Mais le substrat quant à lui, bien que solide et sans vitesse, ne doit pas être traité différemment pour assurer la cohérence de la philosophie numérique utiliser. C'est pour quoi un terme supplémentaire est ajouté a l'équation de mouvement pour prendre en compte le caractère fixe du substrat, tout en considération cet élément comme un fluide ou plutôt un milieu poreux .il s'agit du terme de Brinkaman Br adapté de la loi de darcy et qui agit comme terme de pénalisation à travers la perméabilité de la zone [83,88] :

$$Br = -\frac{\mu}{K}(u - u_0) \tag{II.92}$$

Où μ est la viscosité et K la perméabilité du milieu, et u_0 une vitesse de référence. En attribuant une valeur de perméabilité K qui tend vers l'infini à chaque maille du domaine,On assure un comportement fluide de la zone concernée, car ce terme devient nul. Par contre, lorsque la valeur de *K* tend vers 0, le terme *Br* devient prépondérant et impose une résolution

dans le solveur qui mène à $u=u_0$. De cette manière, en imposant $u_0 =0$ et K tend vers 0 dans le substrat. Au final, l'équation de mouvement s'écrit dans tout le domaine :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla(\rho u u) = -\nabla p + \rho g + \nabla(\mu[\nabla u + \nabla^T u]) - \sigma\nabla(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} - \frac{\mu}{K}(u - u_0) \qquad \text{(II.93)}$$

II.4.2.3.Discrétisation des équations :

a) **Schéma temporel**

Le problème étant instationnaire, les équations sont discrétisées implicitement en temps par un schéma de Gear d'ordre 2 lorsque l'écoulement est instationnaire. De façon générale, la discrétisation de la dérivée temporelle d'une variable f à déterminer au pas de temps n+1 s'écrit :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^{n+1} = \frac{a_1 f^{n+1} + a_2 f^{n} + a_3 f^{n-1}}{\Delta t} \qquad \text{(II.94)}$$

Où a_1,a_2 et a_3 sont des coefficient à définir.

Pour un schéma d'Euler, ces coefficients définis a_1=1 et a_2 =-1 et a_3=0.

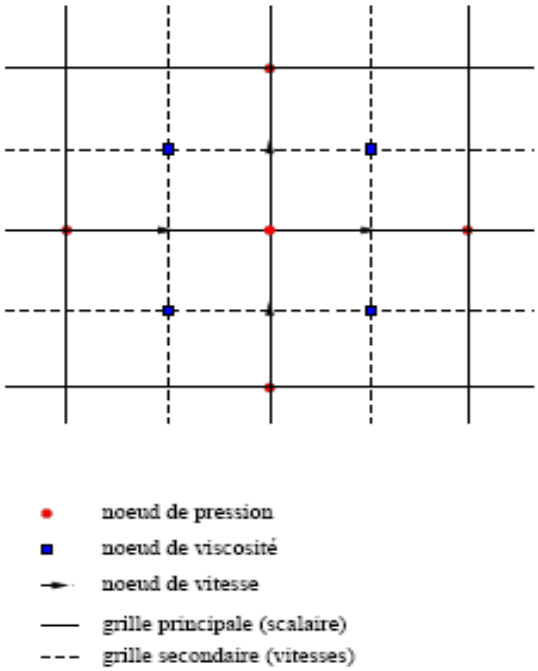


Figure II.5 : représentation du maillage décalé en pression et vitesse

Pour un schéma de Gear, ces coefficients sont définis par a_1=3/2 et a_2 =-2 et a_3=1/2.

-linéarisation des équations :

Les équation de Navier –Stokes sont linéarisees en ecrivant les termes non linéaires à deux instants différents *n* et *n*+1. de cette manière, les équations s'éxpriment par :

$$\rho^n\left(\frac{u^{n+1}-u^n}{\Delta t}+\left(u^n.\nabla\right)u^{n+1}\right)=-\nabla\left(p^{n+1}+\frac{2}{3}\rho^n k^n\right)+\rho^n g+\nabla.\mu\left(\nabla u^{n+1}+\nabla^T u^{n+1}\right)-\frac{\mu}{K}u^{n+1} \quad \text{(II.95)}$$

b) Discritisation spatiale :

La discrétisation des équations s'effectue sur le maillage cartésien par volume finis [83, 89]. Les équations intégrées sur un volume de contrôle centré au nœud de chaque maille. Cette technique nécessite de connaître les variables scalaires (ou potentiels) calculées au centre de volumes de contrôle et les variable vectorielles (ou flux) dont les composantes sont calculées sur les faces de chaque volume de contrôle. Pour limiter les interpolations et les oscillations en pression, la discrétisation est réalisée sur maillage décalé en pression (grille principale) et vitesse (grille secondaire sur les faces des volumes de contrôle).

II.4.3. Modèle thermique :

Un milieu qui change de phase peut être représenté à l'aide deux domaines séparés par une interface qui correspond au front de solidification [90, 91,94]. La température de chaque milieu est résolue séparément, l'interface correspond à une condition limite interne au système, définie par la conservation des flux :

$$k_s \nabla T_s n - k_l \nabla T_l n = \rho L_f V_f n \qquad \text{(II.96)}$$

l et s représentent respectivement les phases liquide et solide et V_f est la vitesse du front de solidification. La difficulté de cette méthode, c'est qu'elle s'adapte mal aux résolutions 2D et3D, et qu'elle nécessite la détermination de la position du front de solidification. Ce qui s'effectue souvent par la méthode de Landau sur un maillage évolutif [83,92, 94].

Une autre méthode, est appelée méthode du *Cp* apparent. Où le changement de phase liquide / solide, est représenté par le terme source *Sc*. Il s'exprime usuellement comme fonction de la fraction solide *fs* et du temps :

$$S_c = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \qquad \text{(II.97)}$$

Où L_f est la chaleur latente de fusion. Pour faire apparaître la température, l'équation devient :

$$\rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \qquad \text{(II.98)}$$

Le changement de phase est pris en compte à travers le terme de capacité thermique apparente:

$$Cp_a = Cp + L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \qquad \text{(II.99)}$$

Le changement de phase s'effectue sur un intervalle de température bien défini.

L'équation générale à résoudre est de la forme :

$$\rho Cp \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k \nabla T) + L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \qquad \text{(II.100)}$$

La méthode des volumes finis associée à l'intégration de l'équation de l'énergie ramène la discritisation à un bilan de flux sur les frontères des volumes de contrôle. la technique utilisée correspond à la méthode proposée par [83,93] qui introduit la fraction liquide nodale $f_l \in [0\ ;1]$, variable inconnue afin de réécrire l'enthalpie en fonction de la température de fusion T_f:

$$h(T) = \int_{Tref}^{T} C_p(\theta) d\theta + f_l L_f \tag{II.101}$$

L'équation à discrétiser est de la forme ;

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla.(\lambda \nabla T) + \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \tag{II.102}$$

Avec f_s=F(T)

Le terme source $S_c$est discrétiser par :

$$S_c = \rho L_f \frac{f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} - f_s^{\,n}}{\Delta t} \tag{II.103}$$

Où K représente le nombre d'itérations internes. Le terme source étant fonction de la température, il est linéarisé :

$$f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} = f_s^{\,n+\frac{k}{K}} + \left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}} \left(T^{\,n+\frac{k+1}{K}} - T^{\,n+\frac{k}{K}} \right) \tag{II.104}$$

Si de plus on force la température à tendre vers la température de changement de phase $T^{\,n+\frac{k+1}{K}} = T_f$, l'équation de l'énergie discrétisées devient :

$$\left(\frac{\rho C_p}{\Delta t}-\frac{\rho L_f}{\Delta t}\left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}}\right)T^{n+\frac{k+1}{K}}-\nabla.\left(\lambda\nabla T^{n+\frac{k+1}{K}}\right)=\frac{\rho L_f}{\Delta t}\left(f_s^{n+\frac{k+1}{K}}-f_s^{n}\right)-\frac{\rho L_f}{\Delta t}\left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}}T_f+\frac{\rho C_p}{\Delta t}T^n$$

(II.105)

Avec :

$$\frac{dF}{dT}\to-\infty \qquad \text{si } 0<f_s^{n+\frac{k}{K}}<1 \qquad \text{(II.106)}$$

$$\frac{dF}{dT}=0 \qquad \text{si } f_s^{n+\frac{k}{K}}=0 \text{ ou } 1 \qquad \text{(II.107)}$$

Cette procédure permet de découpler les champs de température et de fraction solide calculés au même instant.

Le système linéaire obtenu est résolu par un schéma centré [83,89] et se présente sous la forme :

$$a_pT_P^{n+\frac{k+1}{K}}=-a_WT_W^{n+\frac{k+1}{K}}-a_ET_E^{n+\frac{k+1}{K}}-a_NT_N^{n+\frac{k+1}{K}}-a_sT_s^{n+\frac{k+1}{K}}+b_pT_p^n-c_pT_f+d_p(f_s^{n+\frac{k+1}{K}}-f_s^n)$$

(II.108)

Le fait considérer $\frac{dF}{dT}\to-\infty$ lorsque le nœud concerné change de phase permet de négliger la chaleur sensible dans le coefficient a_p .ainsi, lorsqu'un nœud est sujet au changement de phase,l'équation (II.108) devient :

$$0=-a_WT_W^{n+\frac{k+1}{K}}-a_ET_E^{n+\frac{k+1}{K}}-a_NT_N^{n+\frac{k+1}{K}}-a_sT_s^{n+\frac{k+1}{K}}+b_pT_p^n+d_p(f_s^{n+\frac{k+1}{K}}-f_s^n) \qquad \text{(II.109)}$$

Soit :

$$f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} = f_s^{\,n} + \frac{-a_W T_W^{\,n+\frac{k+1}{K}} - a_E T_E^{\,n+\frac{k+1}{K}} - a_N T_N^{\,n+\frac{k+1}{K}} - a_s T_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} + b_p T_p^{\,n}}{d_P} \qquad \text{(II.110)}$$

De même, lorsqu'on soustrait membre à membre les équation II.108 et II.109, on obtient une équation qui relie les fractions solides aux itérations du point fixe n+ (k+1)/K et n+k/K :

$$f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} = f_s^{\,n} - \frac{a_p T_P^{\,n+\frac{k+1}{K}} + cpT_f}{d_p} \qquad \text{(II.111)}$$

A chaque itération interne k, la résolution de l'équation de l'énergie fournit $f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}}$ et $T^{\,n+\frac{k+1}{K}}$. La convergence est atteinte lorsque les critères sur la fraction solide et la température sont vérifiés :

$$\left\| f_s^{\,n+\frac{k+1}{K}} - f_s^{\,n+\frac{k}{K}} \right\| < \varepsilon_f \quad \text{et} \quad \left\| T^{\,n+\frac{k+1}{K}} - T^{\,n+\frac{k}{K}} \right\| < \varepsilon_T .$$

II.5 .Conclusion :

Dans de ce chapitre, nous avons détaillé le modèle développé de l'écoulement du jet de plasma et on a étudier les transferts plasma-particule et les changements de phase susceptibles d'avoir lieu dans une particule en vol dans les conditions plasma. La conduction de la chaleur et la distribution de la température dans la sphère sont décrites par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à la géométrie sphérique. Les mouvements des fronts de changement de phase (fusion, évaporation et solidification). Enfin, nous avons présenté le modèle numérique du problème.

Chapitre III :

Résultat et discussion.

Résulta et discussion

Dans ce chapitre nous avons présenté des résultats numériques d'un écoulement jet de plasma d'argon décharge dans l'air, et des résultants de l'étalement d'une particule de l'aluminium, et on a s'intéresse de présenté l'effet des conditions initiales de la particule de l'aluminium Al (température et vitesse) et le substrat de l'acier (température). Les résultats faits à partir d'une simulation numérique à l'aide d'un logiciel, c'est le code Ansys.

III.1 ANSYS

Le code de calcul ANSYS est un programme Eléments Finis permettant d'étudier des structures tridimensionnelles dans les domaines suivants : thermiques, mécaniques, statiques et dynamique linéaires et non-linéaires, interaction fluide-structure, analyse à la fatigue...

Le code propose une libraire d'éléments pour modéliser correctement les structures et les différents effets recherchés (poutres, coques, solide, fluide, matrices de raideur, de masse, d'amortissement, etc.).

Les points forts des outils Ansys sont :

- Une interface WORKBENCH intuitive et très facile à prendre en main,
- la possibilité de communiquer avec tous les logiciels de CAO du marché : en format natif avec Catia V4 et V5, Solid Edge, NX-Unigraphics, Pro/Engineer, SolidWorks, Autodesk Inventor et Mechanical Desktop, et par l'intermédiaire de passerelles Acis et Parasolid intégrées avec tous les autres produits,
- Des notes de calculs automatiques,
- Des mailleurs robustes,
- Des outils de convergence automatique,
- Une gestion automatique des assemblages et des contacts,
- La possibilité d'avancer progressivement dans la complexité des phénomènes traités.

Les outils de simulation se présentent sous plusieurs niveaux.

- Ansys DesignSpace est un logiciel d'aide à la conception pour les bureaux d'études adapté aux environnements Windows standards. Il utilise la méthode des éléments finis pour analyser rapidement le comportement mécanique, thermique et vibratoire de vos conceptions. Il permet de traiter les assemblages et donc d'attribuer un type de contact entre les différentes pièces les constituants.
- Ansys Professional permet des analyses plus complexes : réponses spectrales et harmoniques, calculs transitoires : mécaniques et thermiques. Il comprend des outils de contrôle avancés tels que les options de contacts, les contacts surfaces/surfaces, surfaces/lignes, lignes/lignes, les combinaisons de solutions, le post traitement des zones de contacts.
- Ansys Structural et Mechanical permettent d'accéder à tous les types de non linéarités : matériaux, grandes déformations et grands déplacements. Ils sont dédiés à des utilisateurs confirmés qui disposent de connaissances théoriques sur les éléments finis.

Organigramme d'un logiciel éléments finis (ansys) :

Le logiciel Ansys est calcul par la méthode des éléments finis contient les étapes caractéristiques ou blocs fonctionnels décrits sur la figure III.1

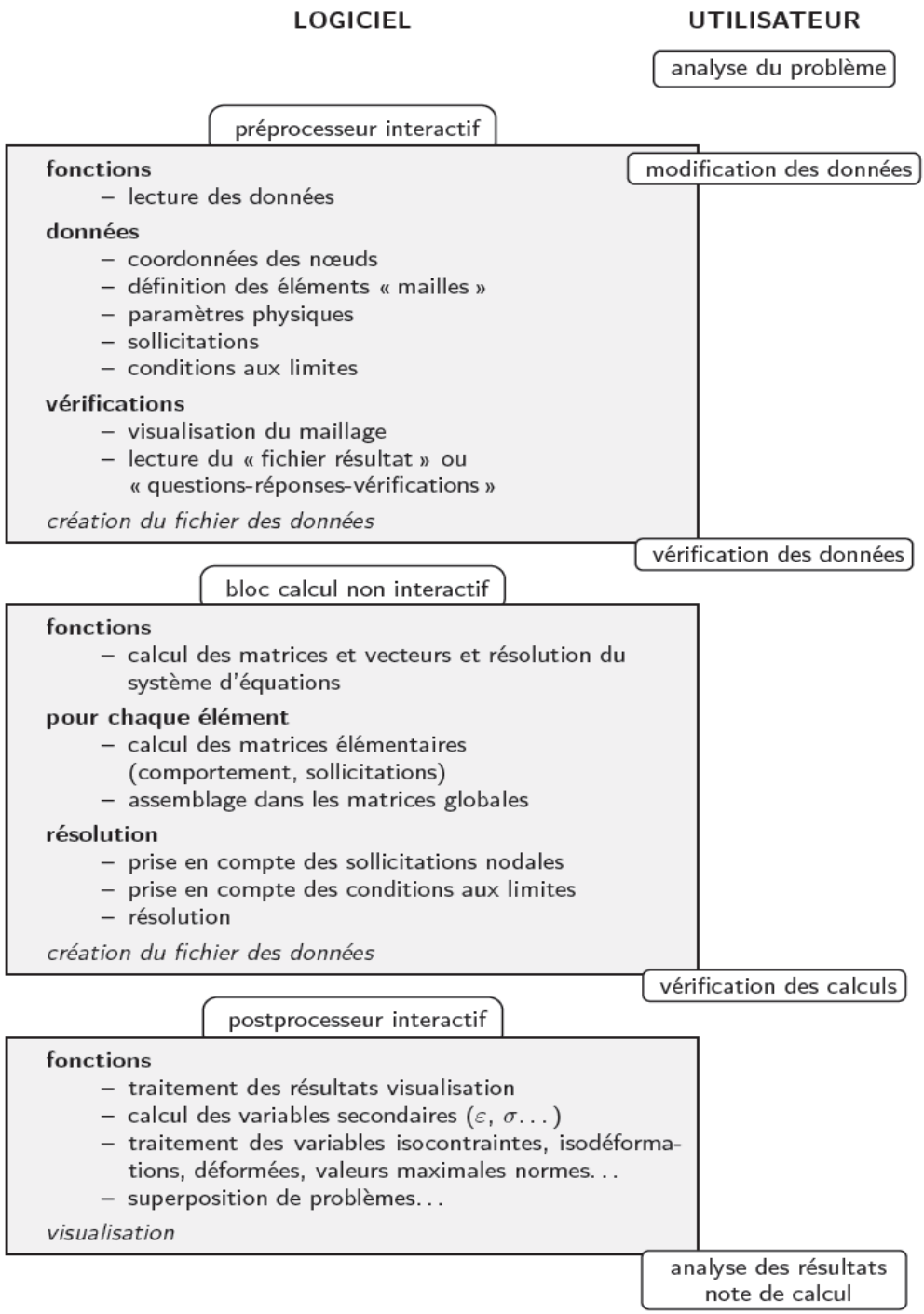


Figure III.1 Organigramme d'un logiciel éléments finis (Ansys).

III .2 Etude de l'écoulement du jet de plasma :

Dans cette partie nous avons présente une simulation du jet de plasma en 2D et on utilisons le code Ansys , pour cela on a choisi les conditions aux limite de référence [39].

Les conditions aux limites sont résumées dans la figure III.2. L'entrée correspond à une vitesse et une température données avec un diamètre de 6,35 mm. La pression est imposé et égale à la pression atmosphérique sur la surface libre, sur la paroi u=0 et v=0 .Le substrat placé à une distance de 100mm de la torche. Dans ce cas le jet de plasma choisi comme l'argon déchargé dans l'air a une température initiale 10000 K et une vitesse 460m/s.

Figure III.3 présente le domaine de calcul discrétisés avec un système de coordonnées axisymétriques

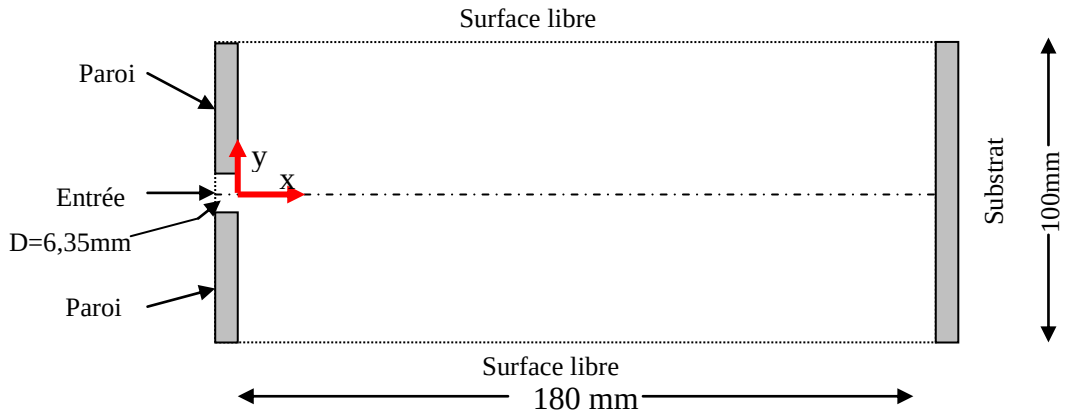


Figure III.2: domaine de calcul et conditions aux limites.

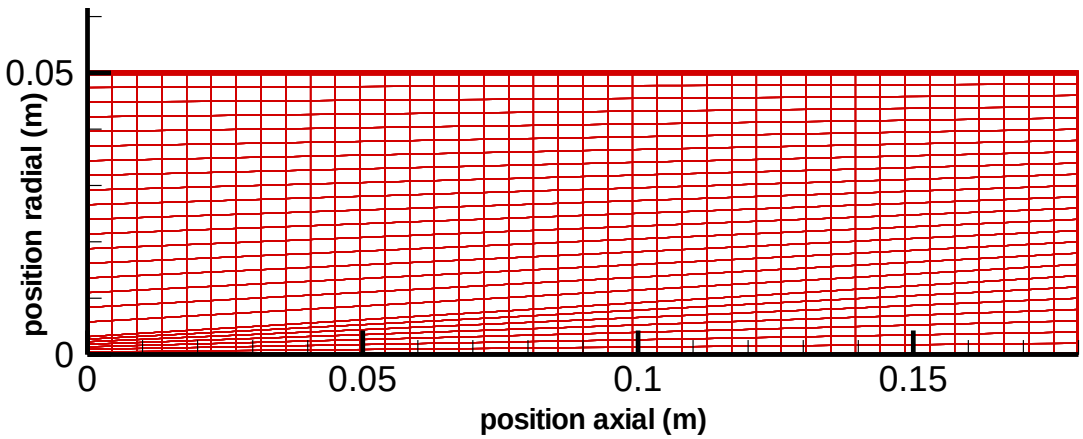


Figure III.3 : illustration du domaine du calcul avec un système de coordonnées axisymétrique.

III.2.1 Etude thermique et dynamique de l'écoulement du jet de plasma :

Pour notre cas, on fait une validation du modèle k-ε avec les résultats de référence [39], on s'intéresse de présenter les champs de température et la vitesse et la masse fraction de l'argon décharge dans l'air puis représenter l'allure de ces derniers sur le long de l'axe de symétrie.

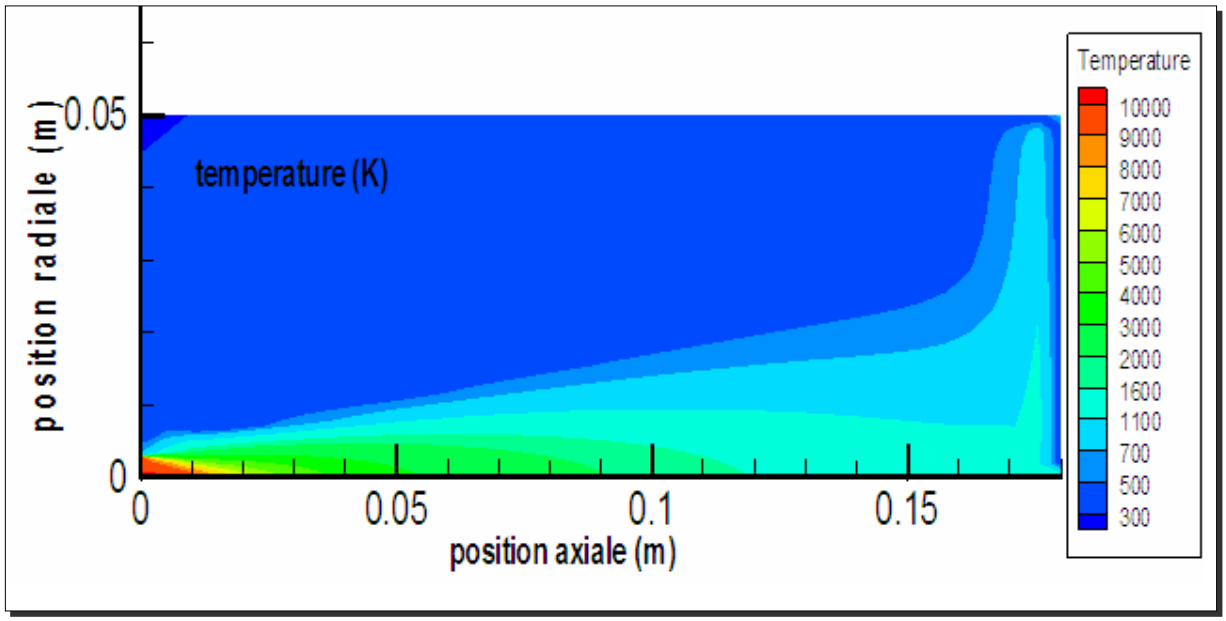


Figure III.4 : les lignes de contours de la température de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air

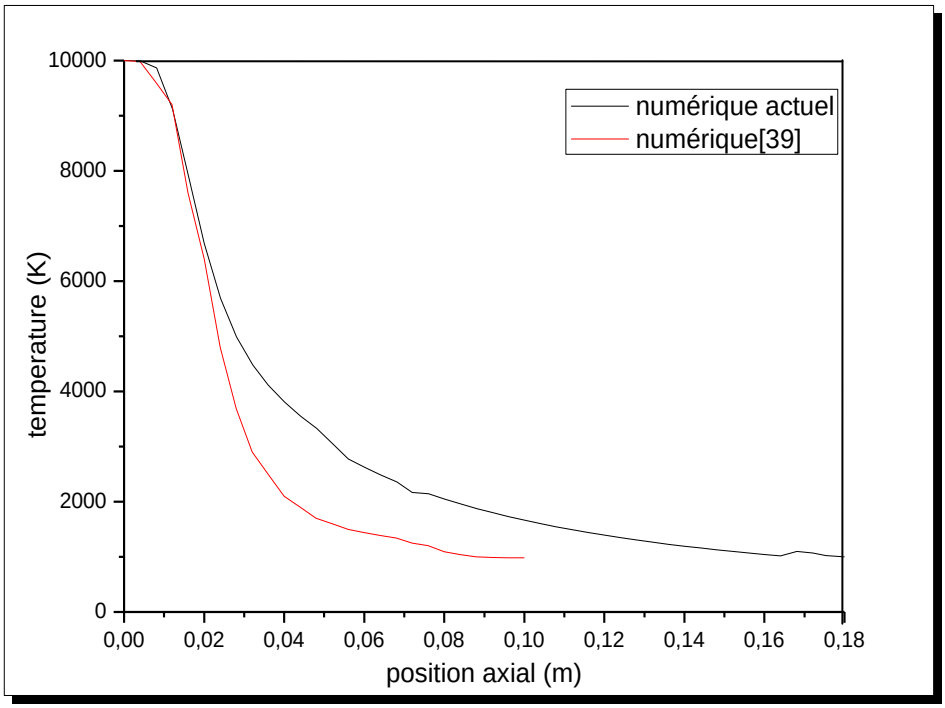


Figure III.5 : la température de la ligne centrale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air

Il est important de connaître le champ thermique dans la flamme, ce champ thermique étant très affecté par la structure de jet, il est nécessaire d'évaluer les propriétés thermiques tel que la capacité spécifique et la conductivité thermique du plasma qui sont en fonction de la température. La figureIII.4 représente les lignes de contours de la température de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air, en remarque que les zones dans la température est supérieur a 7000 K n'excédent pas 20 mm sur l'axe de la torche, et en suite la température diminue de façon régulière jusqu'à le substrat pour la quelle la température atteint sa valeur minimale, donc le gaz ambiant refroidi l'écoulement du jet.

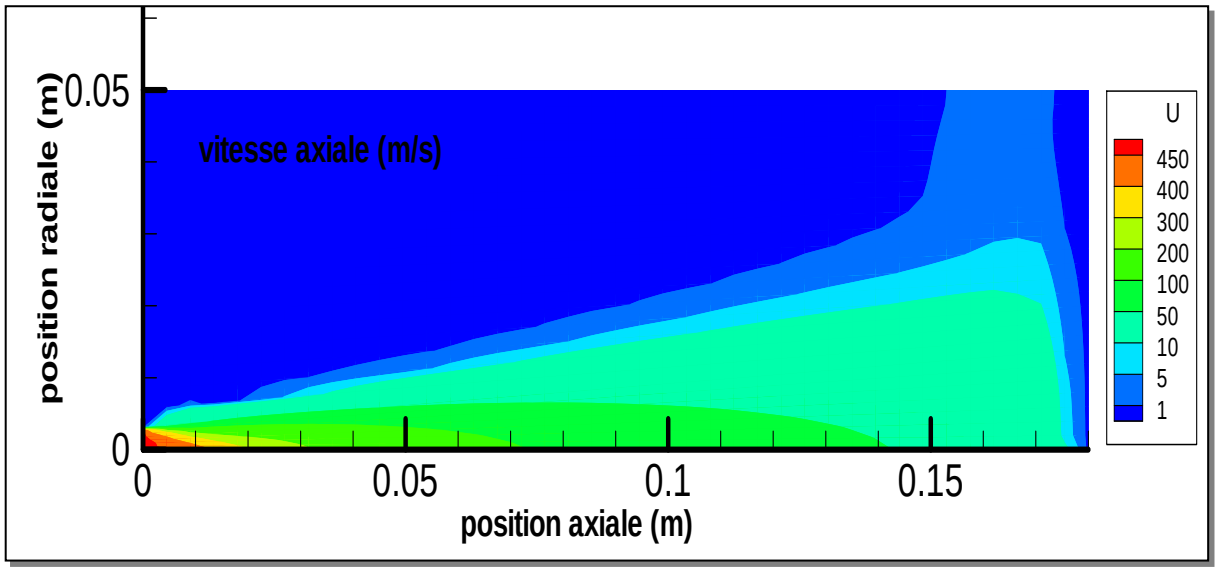


Figure III.6 : les lignes de contours de la vitesse axiale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air

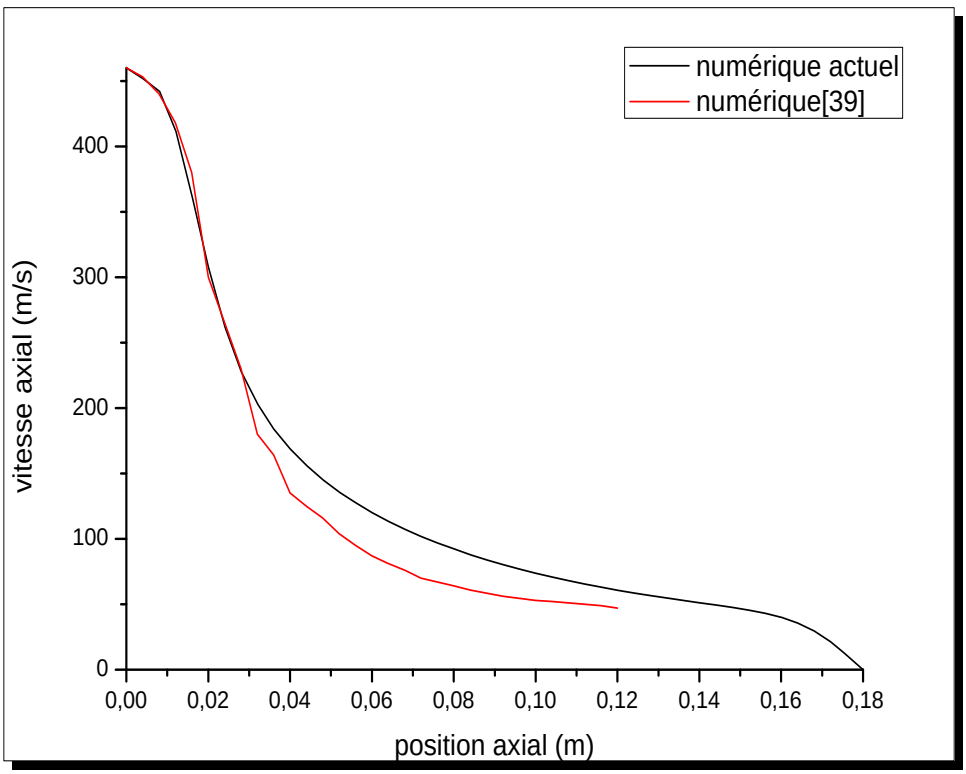


Figure III.7 : la vitesse axiale de la ligne centrale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air

Les figure III.6 et III.7 respectivement représentent les lignes de contours de la vitesse axiale et la vitesse axiale de la ligne centrale de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air, en remarque que une grande chute de la vitesse sur la ligne centrale se produise après une petite distance de la sortie de la tuyère, le gaz ambiant est aspiré dans le jet et ceci ralenti l'écoulement.

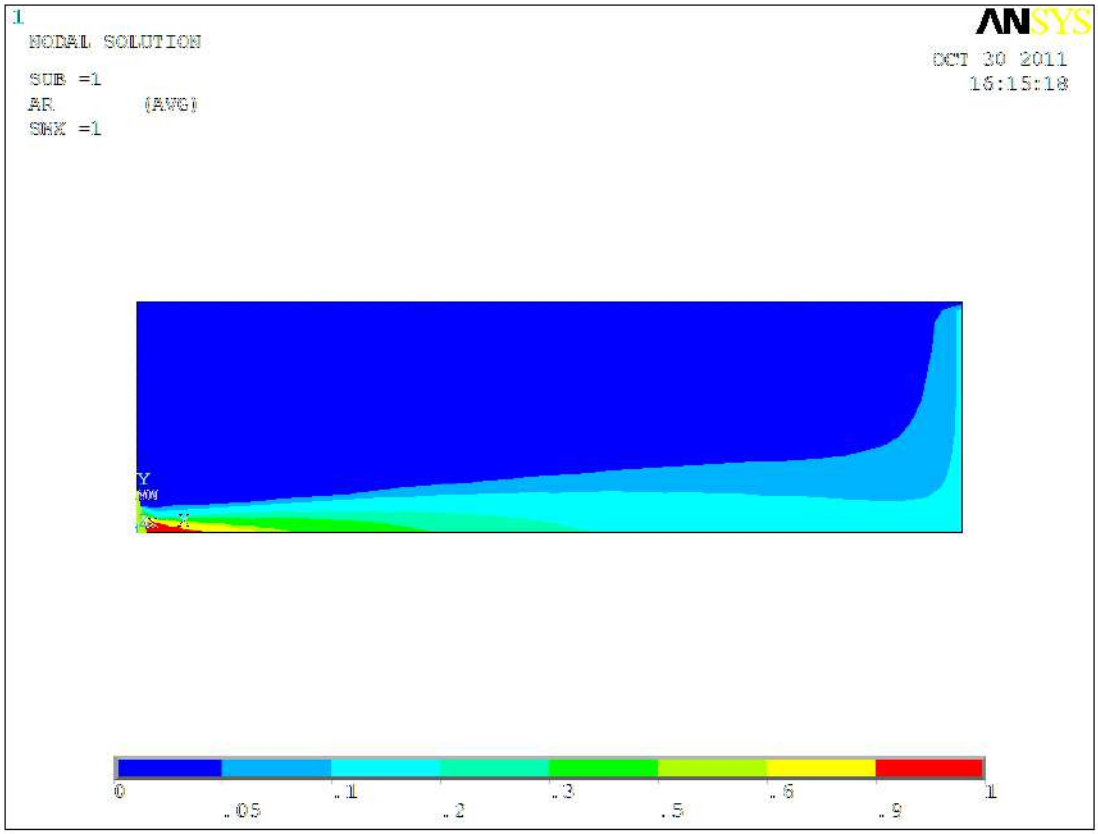


Figure III .8: les lignes de contour de la fraction massique de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air

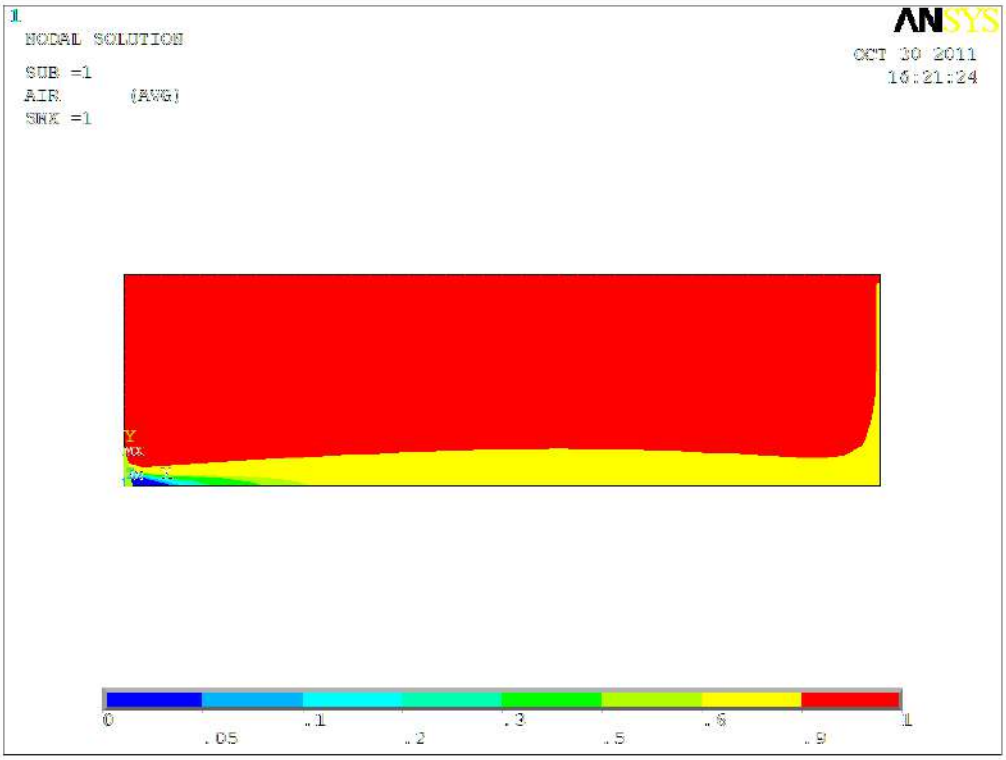


Figure III .9: les lignes de contour de la fraction massique de l'air d'un jet de plasma d'argon déchargée dans l'air

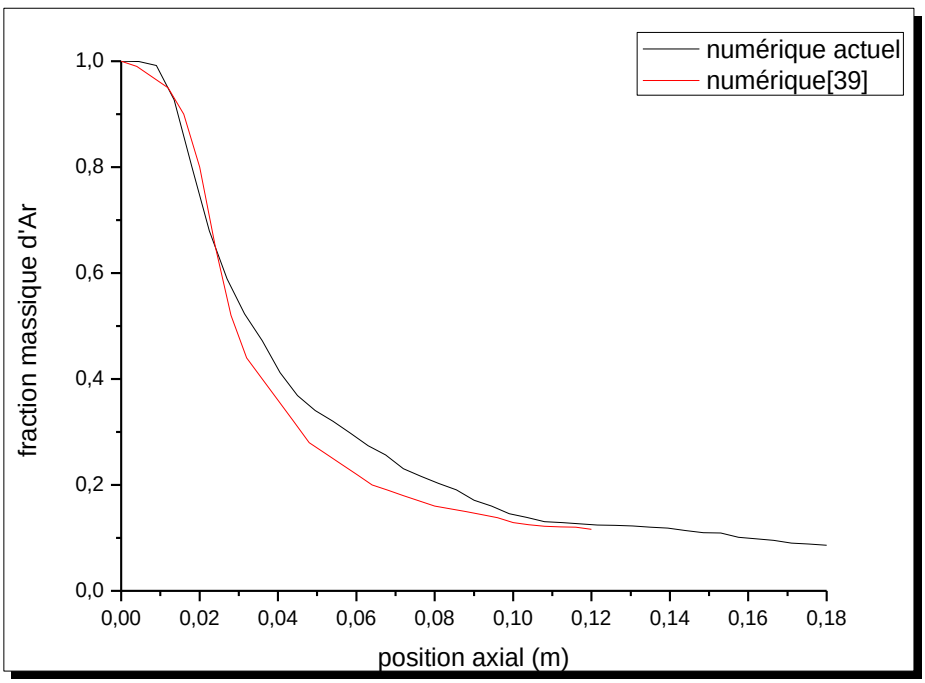


Figure III.10 : la fraction massique de l'argon d'un jet de plasma déchargée dans l'air sur le long de l'axe de symétrie.

Les figures III.8 et III.9 représentant les conteurs de la fraction massique de l'argon et de l'air respectivement d'un jet de plasma de l'argon déchargé dans l'air, en remarque que d'une part près de la torche le flux du jet est pauvre en air et par contre au niveau du substrat le pourcentage de l'air plus grand, et les surface libre totalement air ambiante, et par contre au niveau de la sortie de jet riche en argon qui diminue progressivement jusqu'à la valeur minimale prés au substrat si pour ça dans la figure III.10 en remarque une chute de la valeur de la fraction massique de l'argon sur le long de l'axe de symétrique.

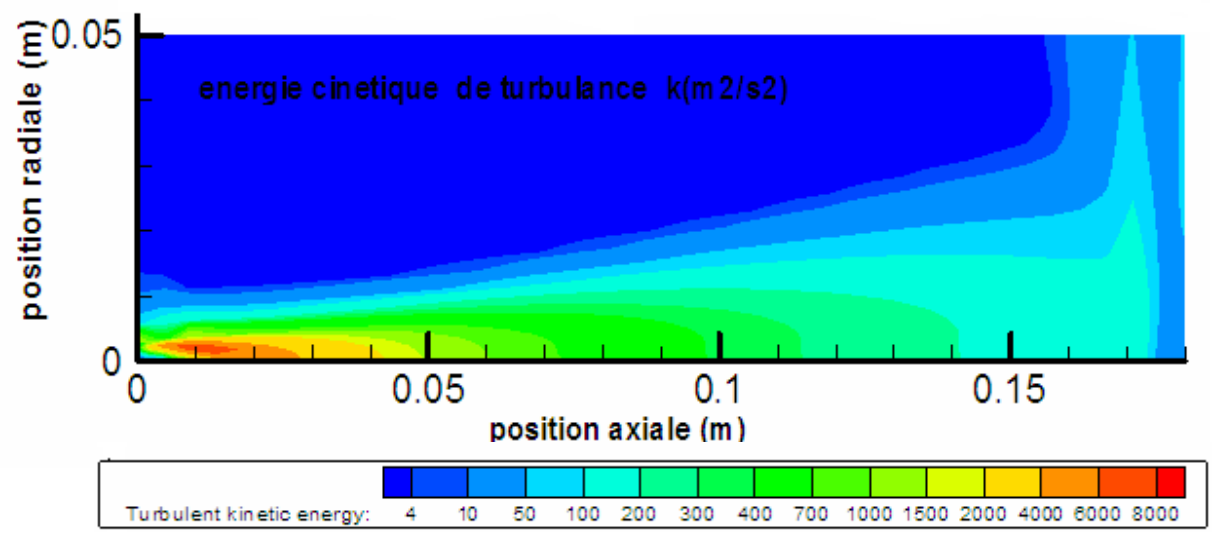


Figure III .11 : les lignes de contour de l'énergie cinétique de turbulence d'un jet de plasma d'argon déchargée dans l'air

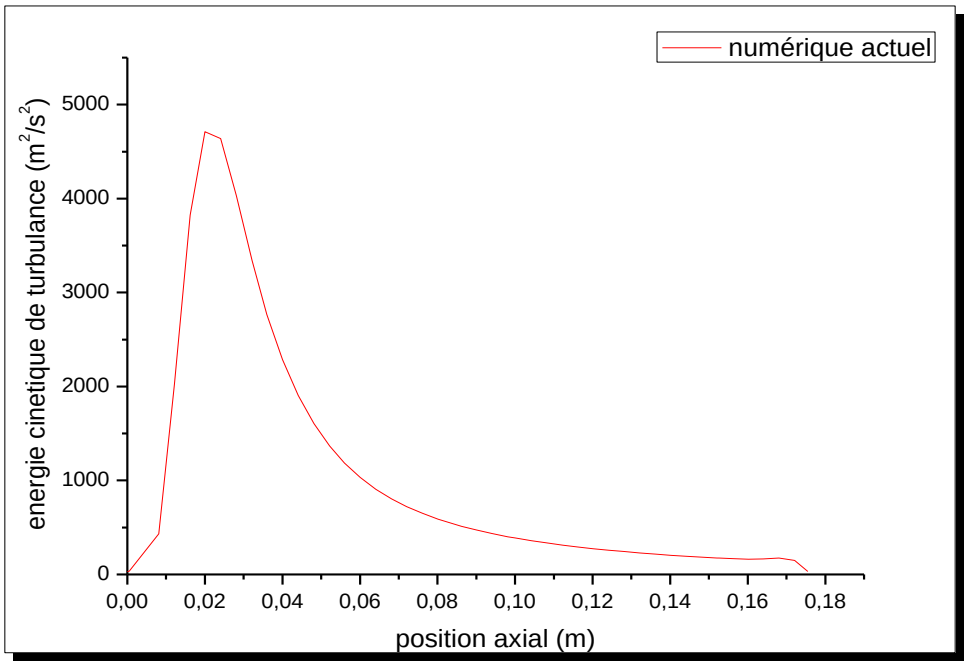


Figure III.12 : profile de l'énergie cinétique de turbulence d'un jet de plasma déchargée dans l'air sur le long de l'axe de symétrie

L'énergie cinétique de turbulence présente dans les figures III.11 et III.12 comme des lignes de contour et profile sur le long de l'axe de symétrie respectivement, en remarque que l'énergie cinétique de turbulence entame dans un temps un régime de croissance dés la sortie de la torche jusqu'à 0.03 mm sur le l'axe de symétrie après cette valeur une décroissance pour la quelle atteint sa valeur minimale près de substrat

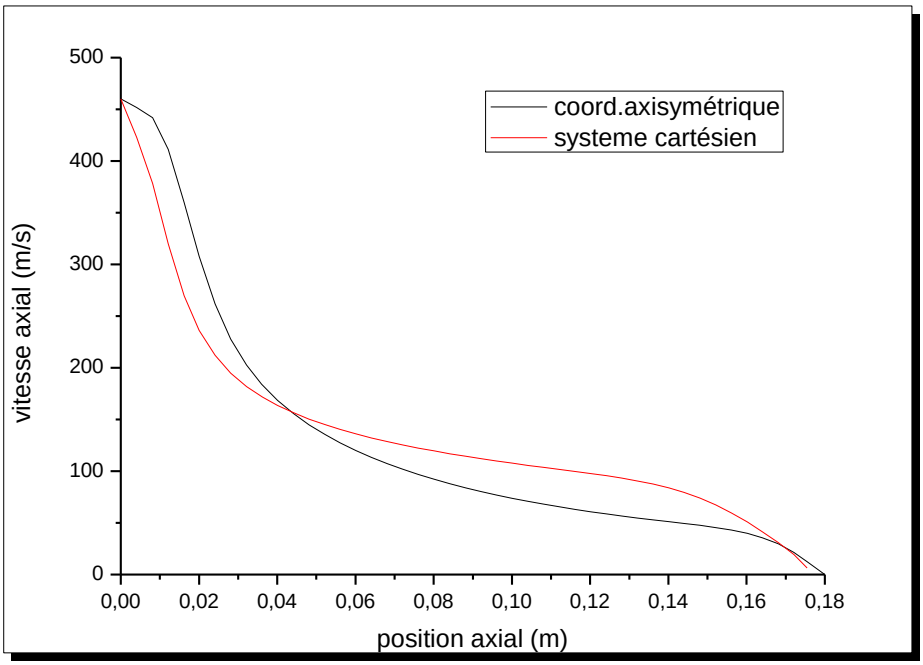


Figure III.13 : Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour la vitesse axial de la ligne centrale

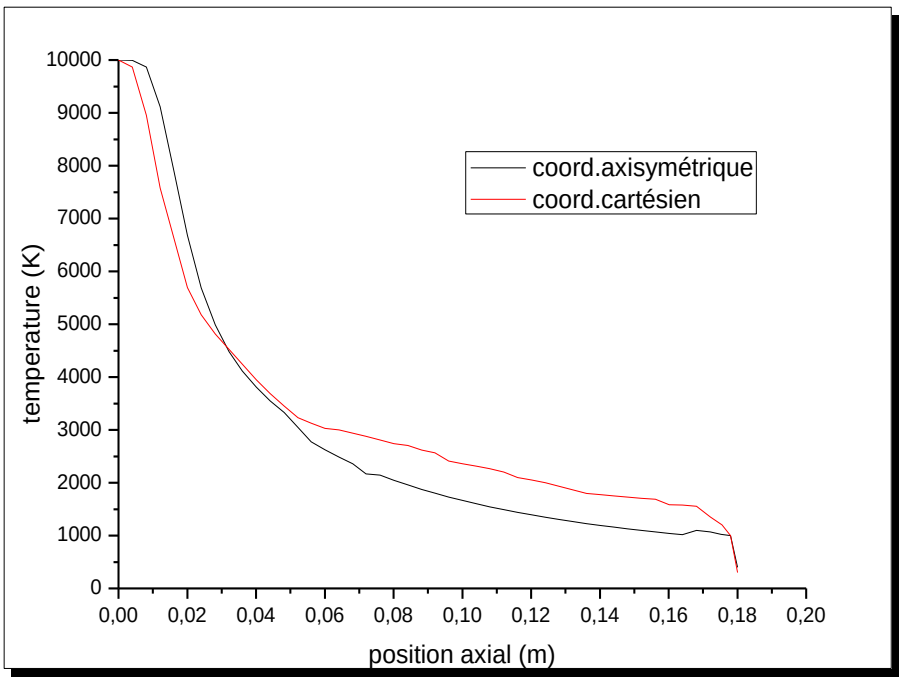


Figure III.14 : Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour la température de la ligne centrale

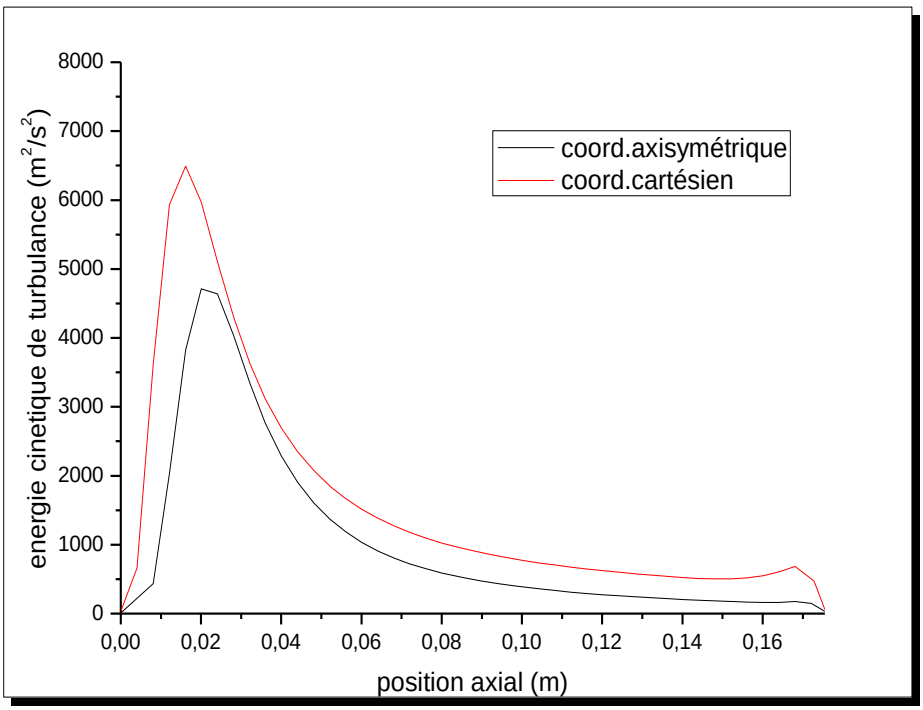


Figure III.15: Comparaison enter le système axisymétrique et cartésien pour de l'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale

Les résultats présentées dans les figures III. 13 et III.14 et III15 montre une comparaison entre les solutions des deux systèmes de coordonnées cartésien et axisymétrique pour la vitesse axiale, la température, l'énergie cinétique de turbulence. On remarque que pour la température et la vitesse axiale Il n'y a pas de différence significative, mais la déférence pour l'énergie cinétique de turbulence est remarquable, où le système de coordonnées cartésiennes produit des grandes valeurs, ceci est dû à la quantité du jet de plasma qui produit plus de turbulence comparé a la configuration réelle représentée par le système axisymétrique.

III.2.2 Effet de diamètre de la torche :

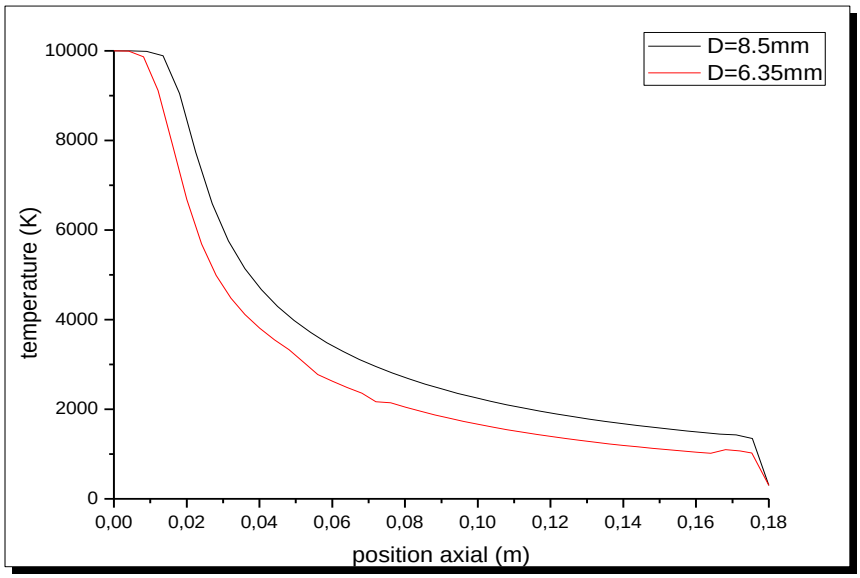


Figure III.16 : Comparaison de la température de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm

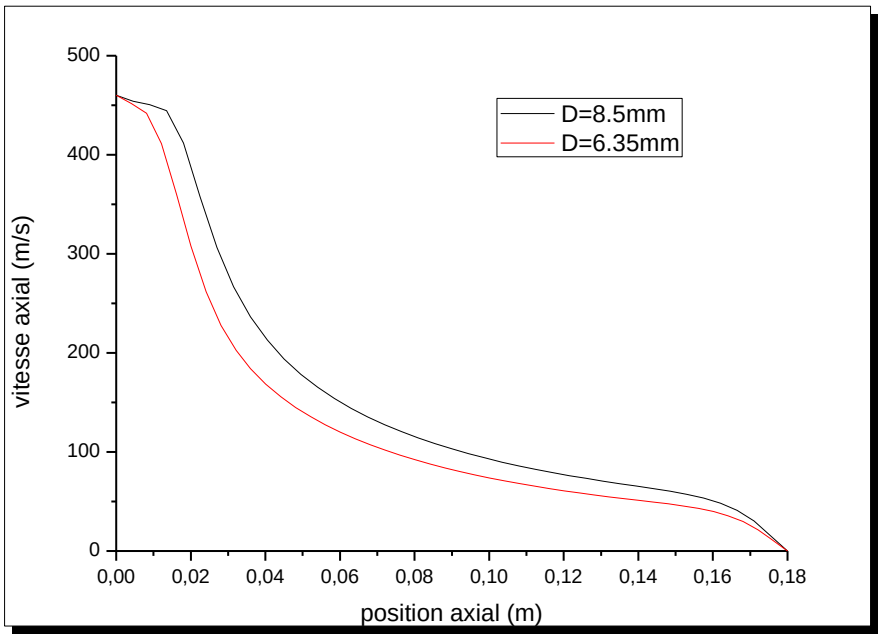


Figure III.17 : Comparaison de la vitesse axial de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm

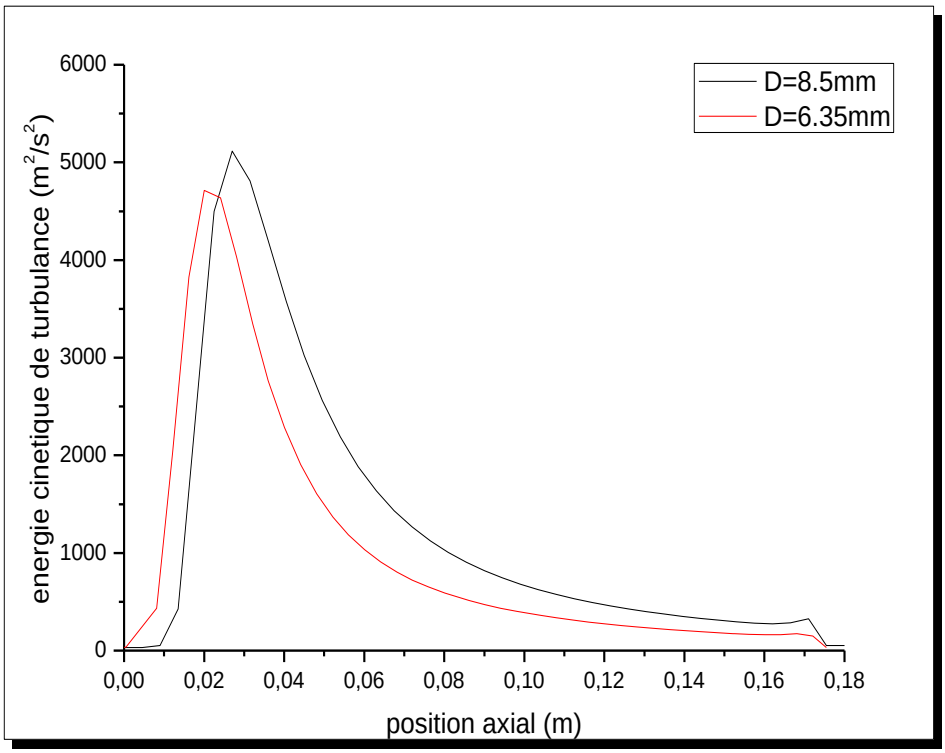


Figure III.18 : Comparaison de l'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale pour différente valeur de diamètre de la torche D=8.5 mm et D=6.35 mm

Pour des valeurs déférentes de diamètre de la torche on a fait une comparaison entre la vitesse axiale, la température, l'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale, les résultats illustre dans les figures (III.16, III.17, III.18) , en remarque pour de diamètre de la torche plus grand produit des grandes valeur, cette différence résulte de débit de jet plasma.

III.2.3 Effet du modèle de turbulence :

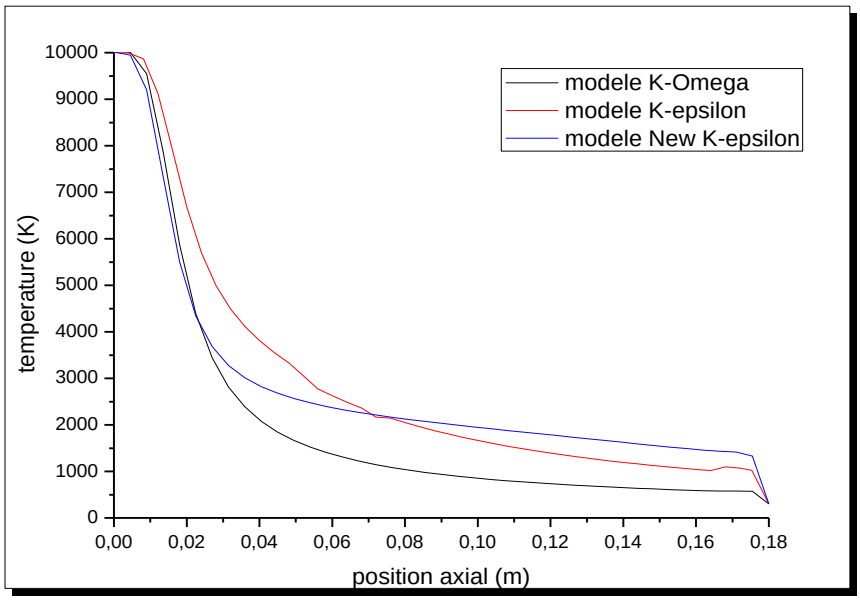


Figure III. 19 : La température de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.

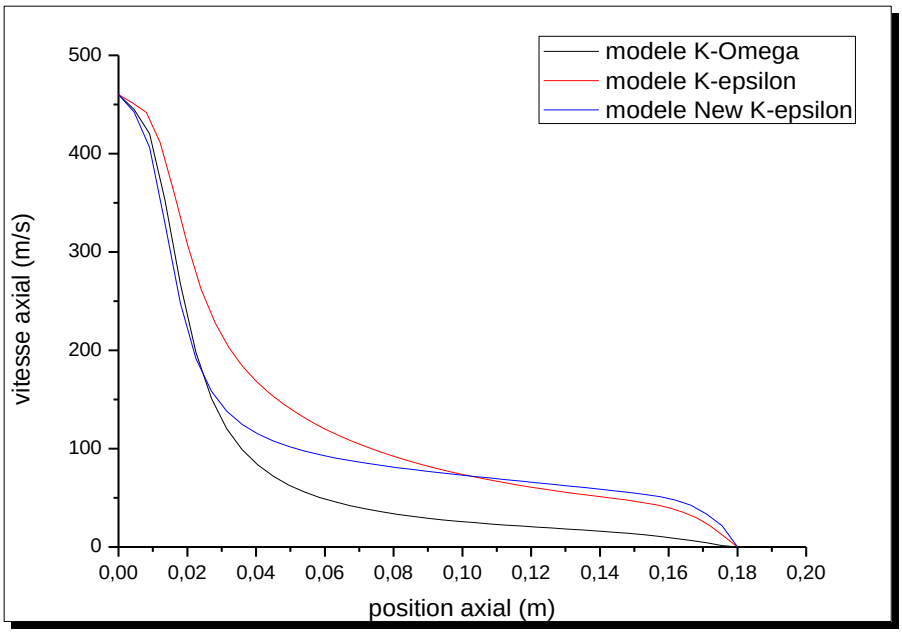


Figure III.20 : La vitesse axiale de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.

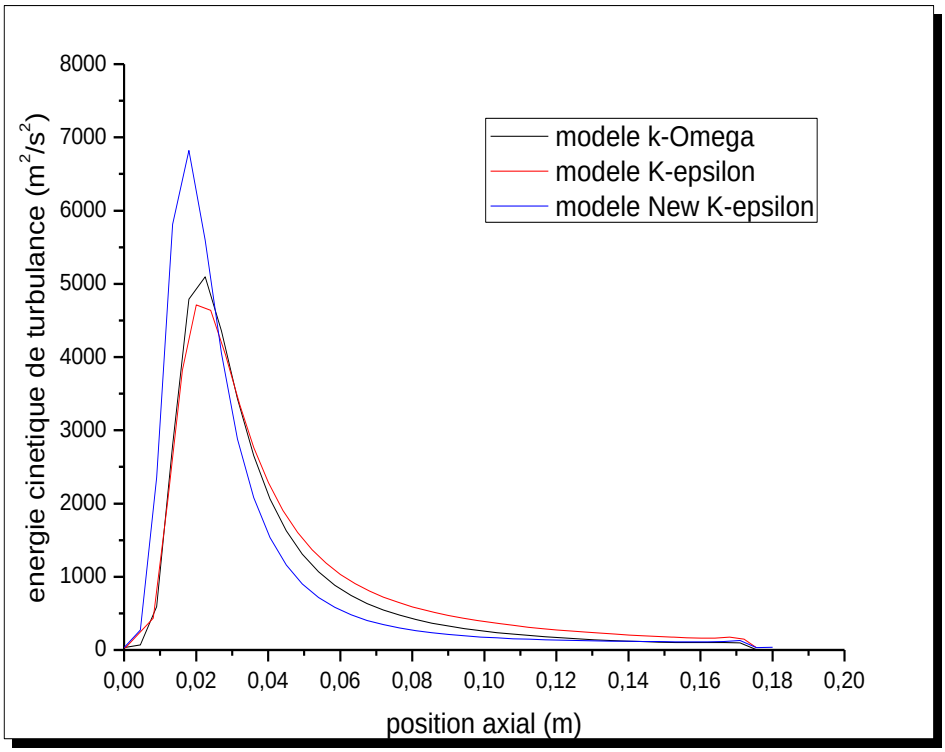


Figure III.21 : L'énergie cinétique de turbulence de la ligne centrale pour trois modèles de turbulence d'un jet de plasma d'argon décharge dans l'air.

Les figures III.19 et III.20 et III.21 illustres une comparaison entre trois modèles de turbulence, modèle standard k-ε et le modèle NKE (new k-ε) et le modèle standard k-ω. On observe que proche de la torche, tous les modèles donne presque les mêmes résultats. Apres cette région et environ de 30 mm le modèle standard $k-\varepsilon$ s'éloigne un peu les résultats des autre deux modèle jusqu'à environ 100mm et après, les deux modeles, $k-\varepsilon$ et new k-ε son raccord jusqu'à 180mm, mais le modèle standard k-ω donne des résultats plus mois que les autre modèle dans cette région, ça pour la vitesse axiale et la température. Pour l'énergie cinétique de turbulence en remarque que le modèle new k-ε donne une valeur maximale plus grand que les deux autre modèle environ de 20mm, dans les autres région les résultats presque les même

III.3 Etude de l'étalement en 2D :

Dans cette partie nous avons présenter un modèle 2D d'étalement d'une particule d'aluminium de 20 μm de diamètre sur un substrat d'acier et on a choisi de variée la vitesse d'impact de la particule et la température du substrat pour comprendre l'influence de ces paramètres sur la qualité de l'étalement. Pour cela nous avons validé notre modèle avec un autre modèle qui présente dans la littérature. Cette modélisation faite par le code Ansys en utilise la méthode VOF. Le domaine de calcul présente dans la figure (III .22), La figure III.22 représente les illustrations du domaine du calcul avec un système de coordonnées cartésiennes pour étudier l'étalement de la particule sur le substrat.

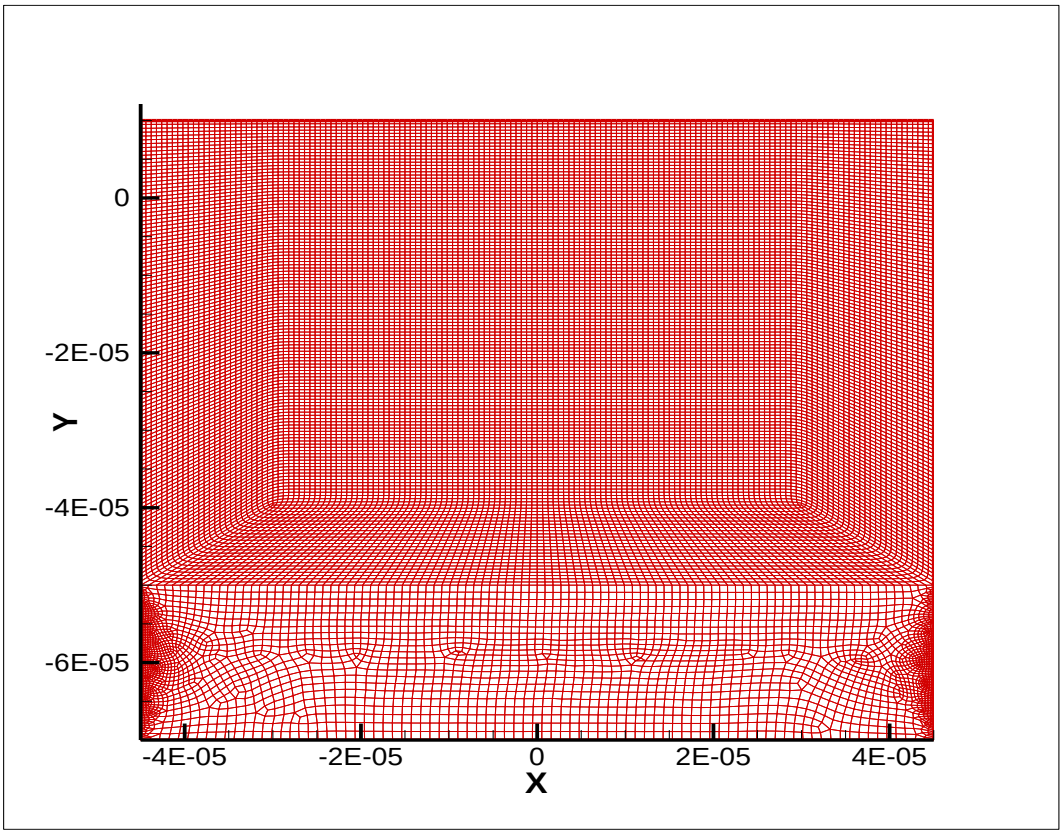


Figure III.22: illustration du domaine du calcul avec un système de coordonnées cartésiennes

III.3.1 Validation des résultats :

Pour valider notre modèle on a fait une comparaison avec les résultats de modèle [96], la comparaison montre dans les figures III.23 et III.24.

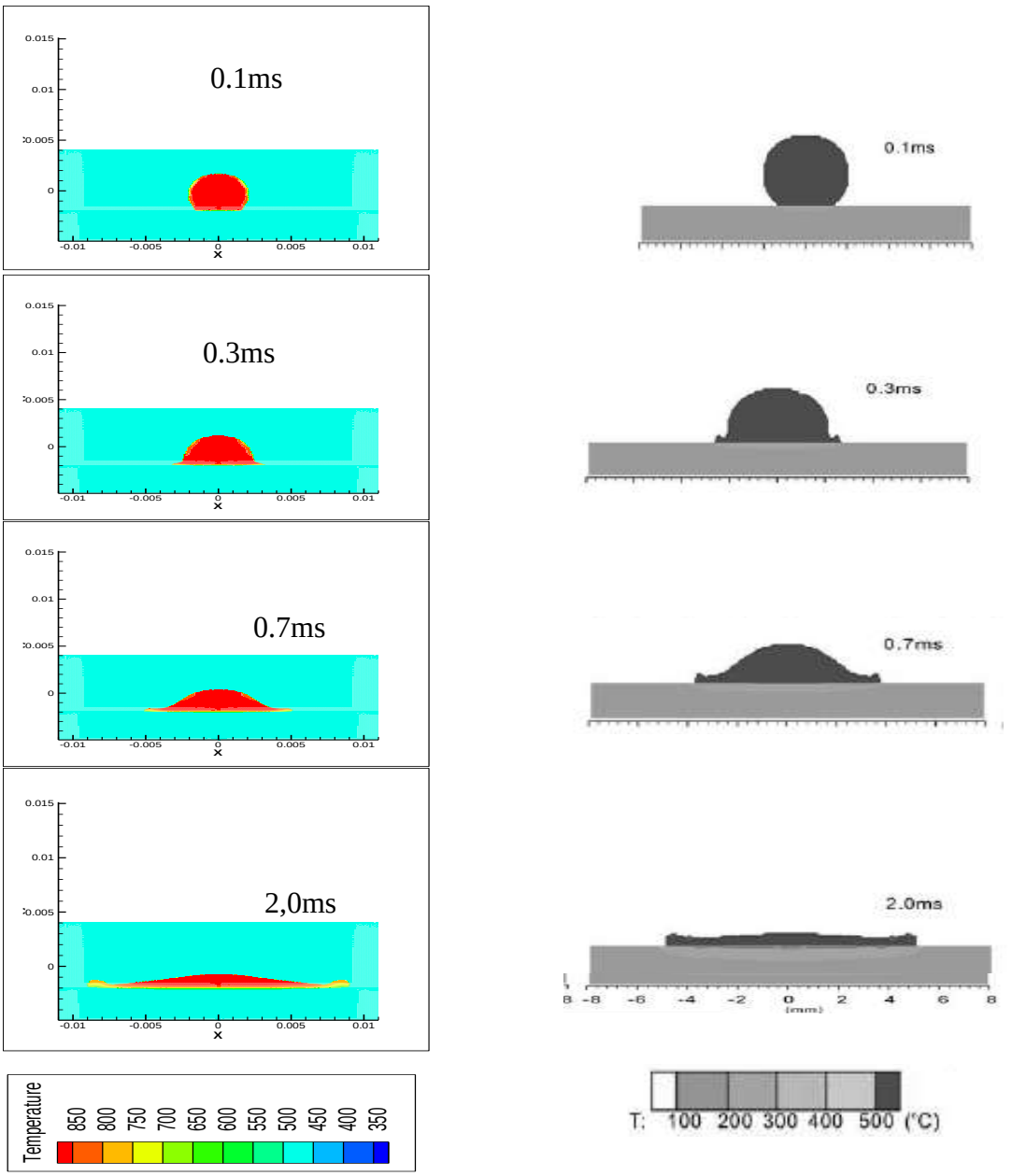


Figure III.23 : simulations de distribution de la température d'une particule de l'aluminium 3,92 mm de diamètre et 630 ^{0}C et vitesse initial 3m/s impact sur un substrat de l'acier a température initial 200 ^{0}C. (a) résultat actuel (b) résultat de référence [96]

Les figures III.23 et III.24 Présente une comparaison le résulta actuel avec les résultat de référence [96], cette résultat montre l'étalement de la particule de l'aluminium à l'échelle de température à différent temps (0.1ms, 0.3ms, 0.7ms, 2.0ms), et la variation de la température de la particule au pont d'impact respectivement. En remarque que les résultats actuels sont comparables avec les résultats [96].

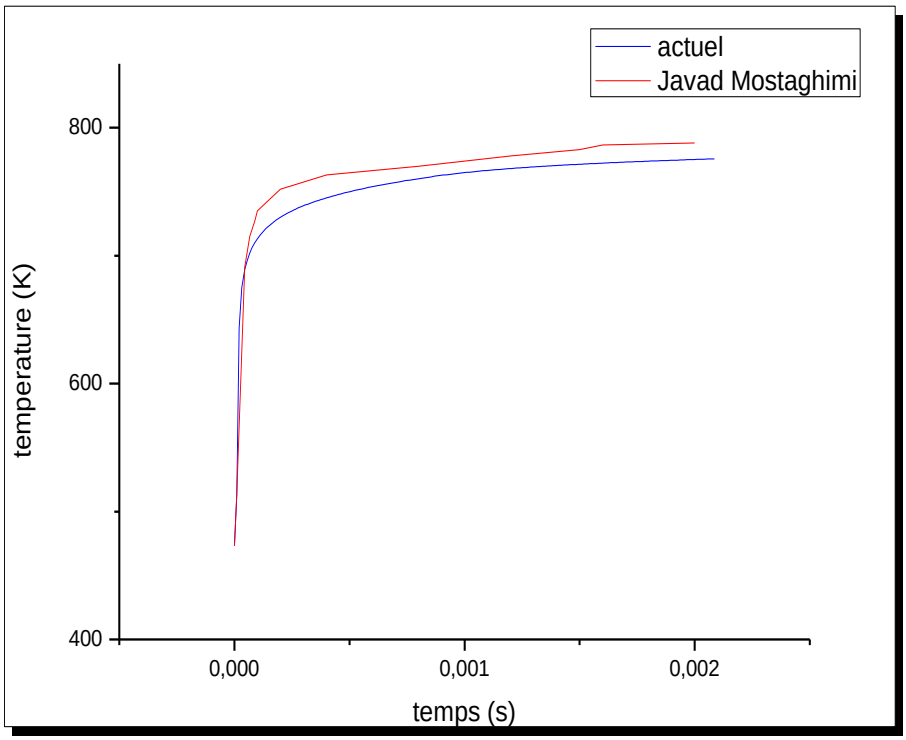
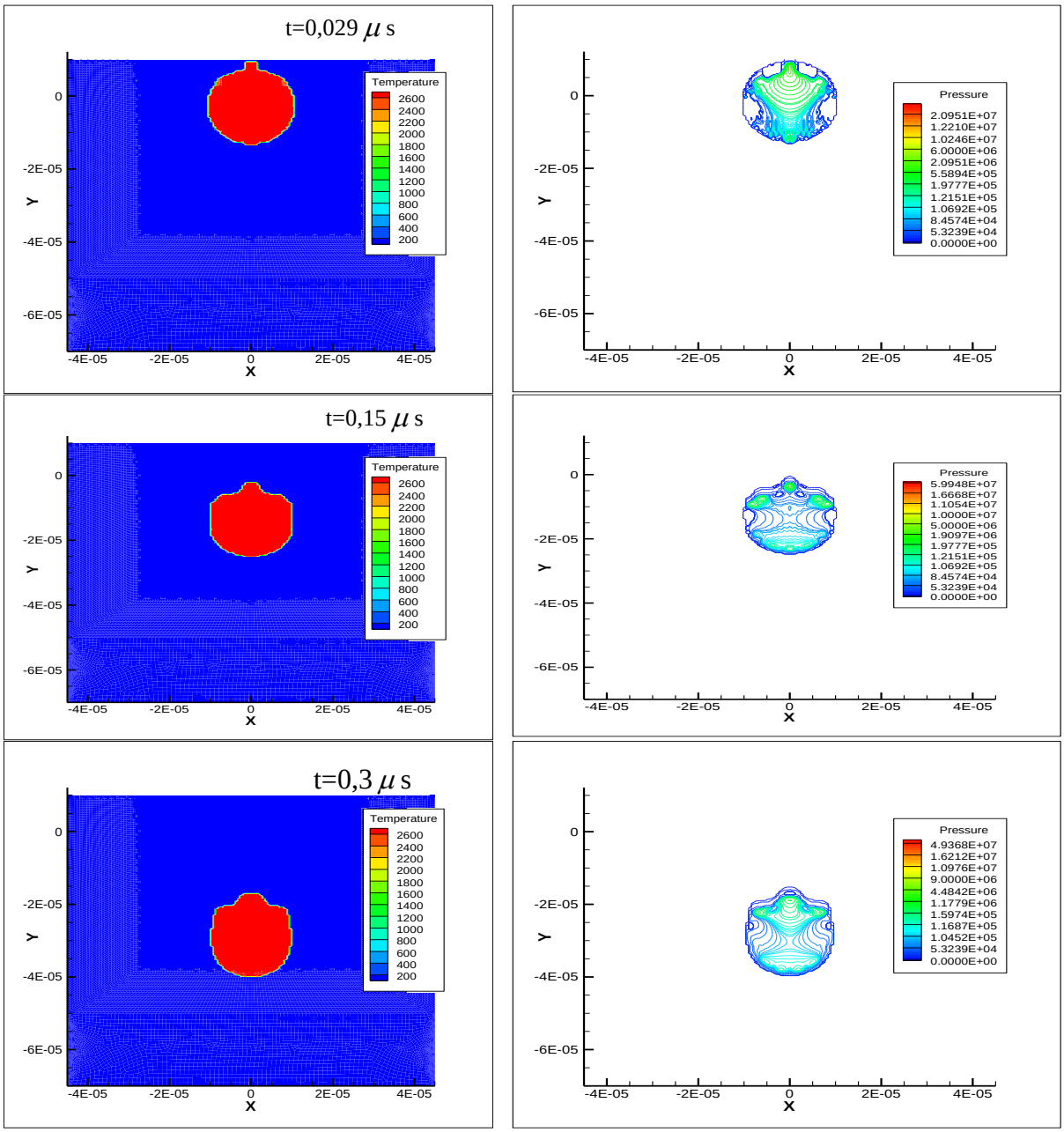


Figure III.24 : comparaison de la variation de la température pour la particule d'aluminium au point d'impact entre le résultat actuel et le résultat [96].

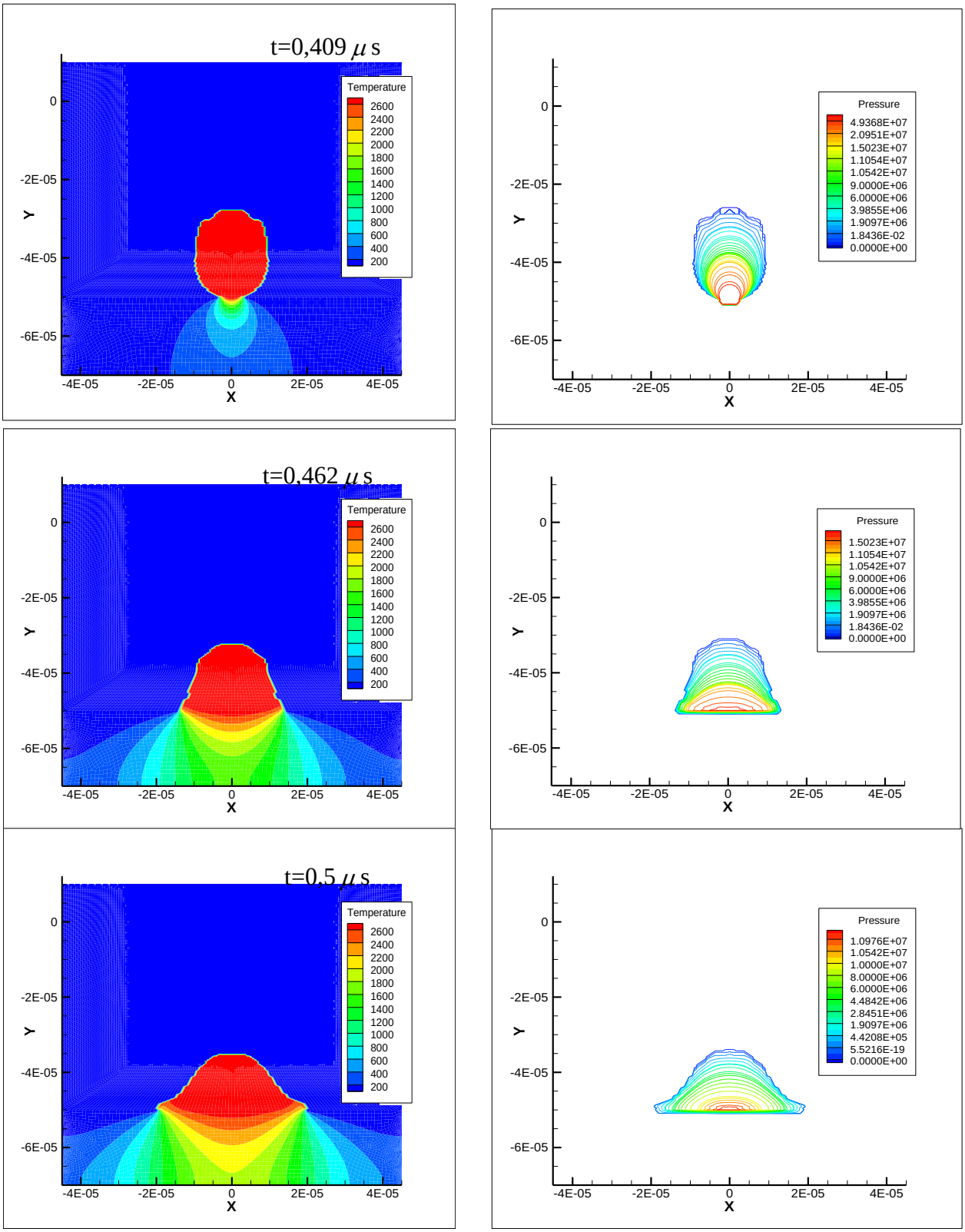
III.3.2 L'effet de la température du substrat :

Pour comprendre l'effet de température du substrat d'acier nous avons choisi de varie cette température pour un particule de L'aluminium a vitesse initiale 100m/s et température de 2800K et de 20 μ m de diamètre.

Température initiale du substrat 200K :



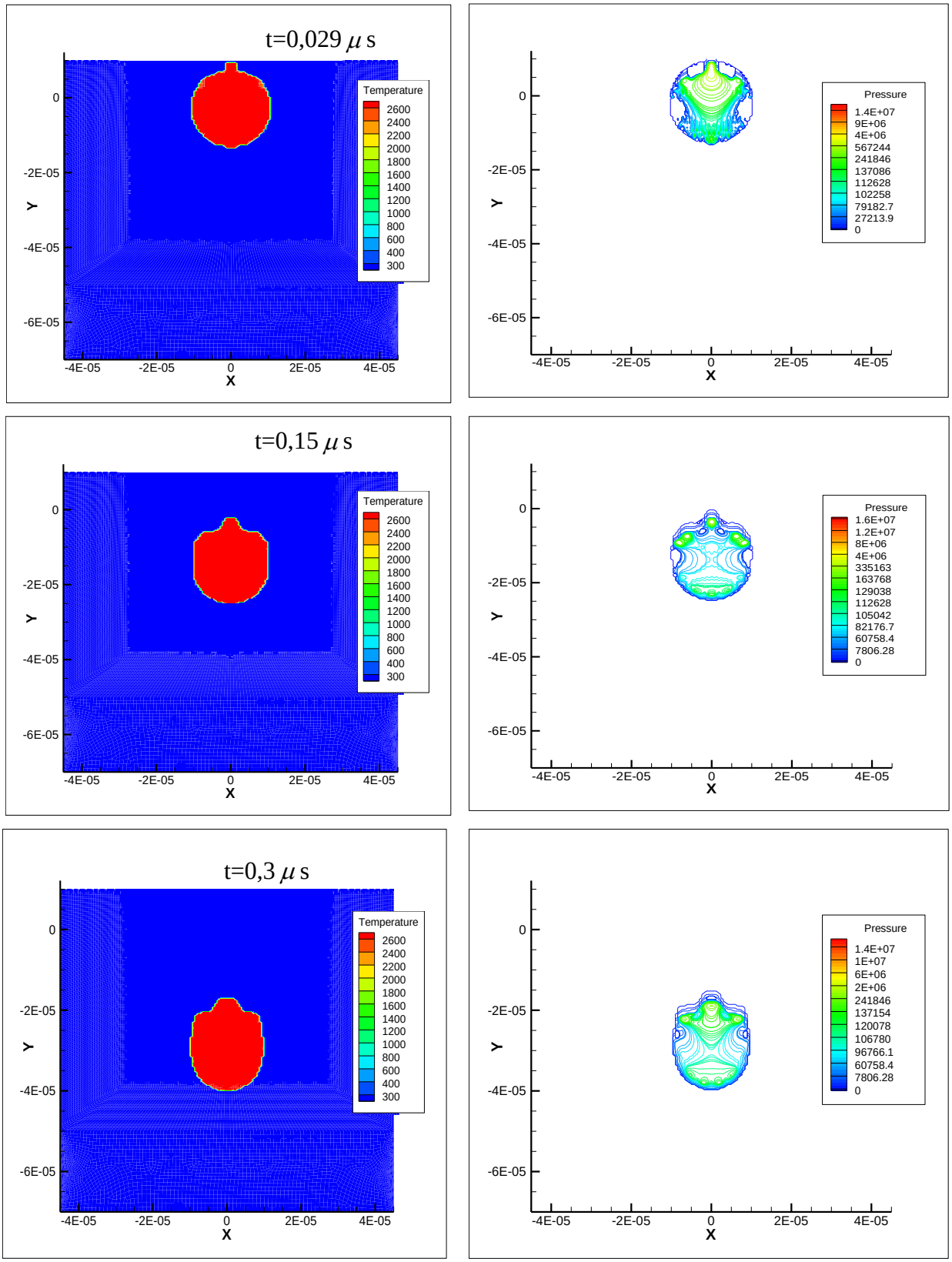
(a) (b)



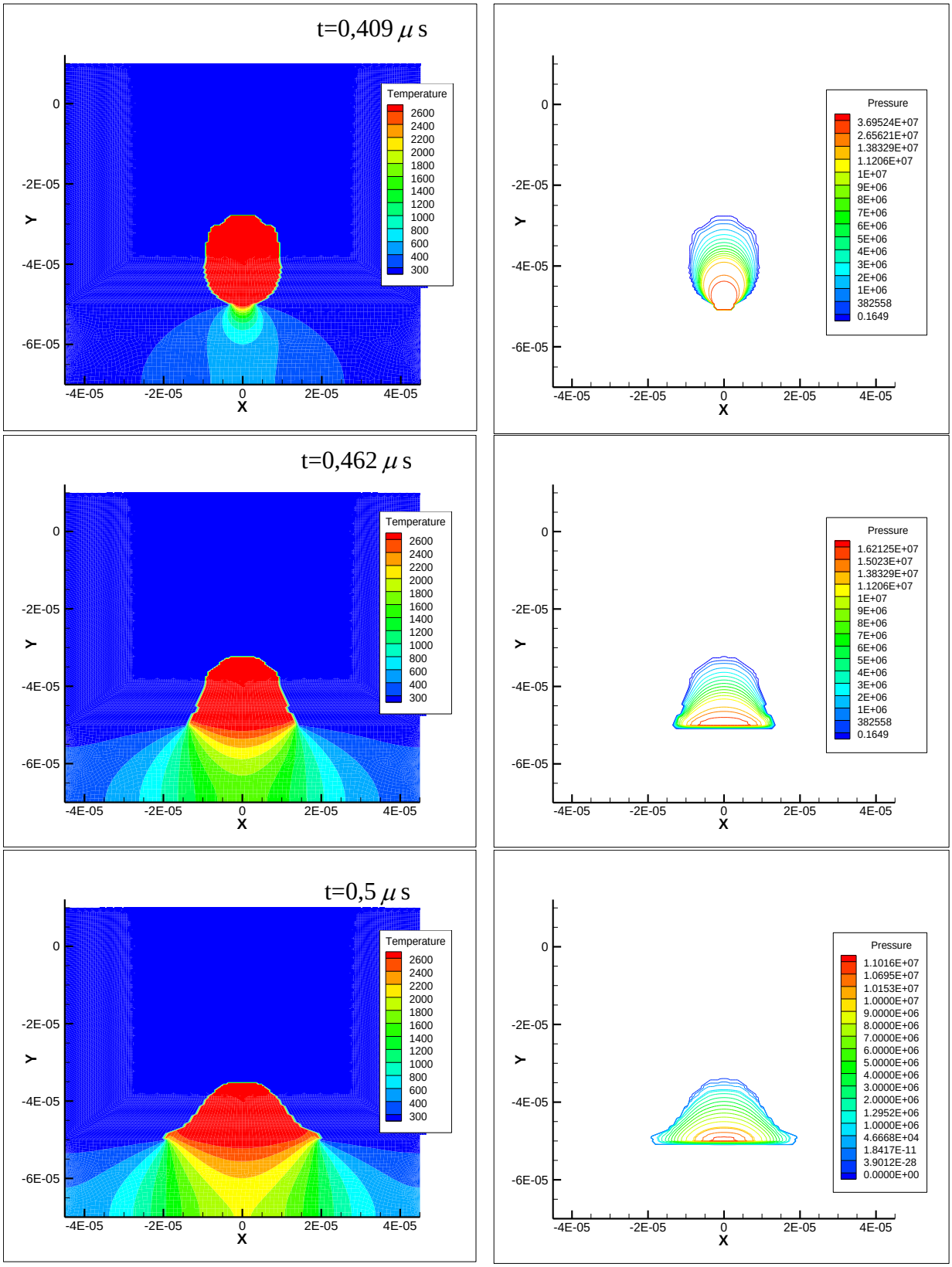
(a) (b)

Figure III.25 : (a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 200K.

Température initiale du substrat 300K :



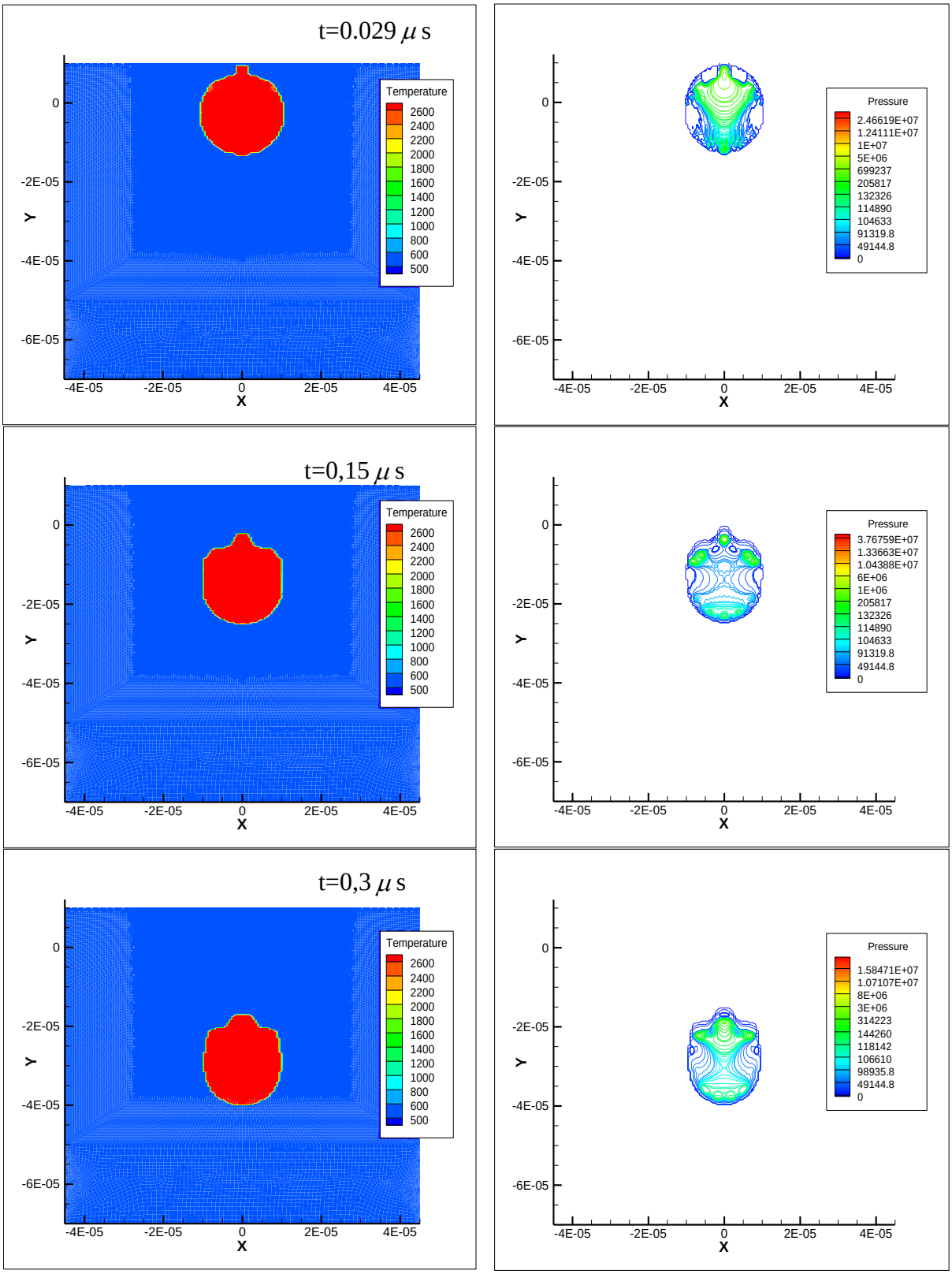
(a) (b)



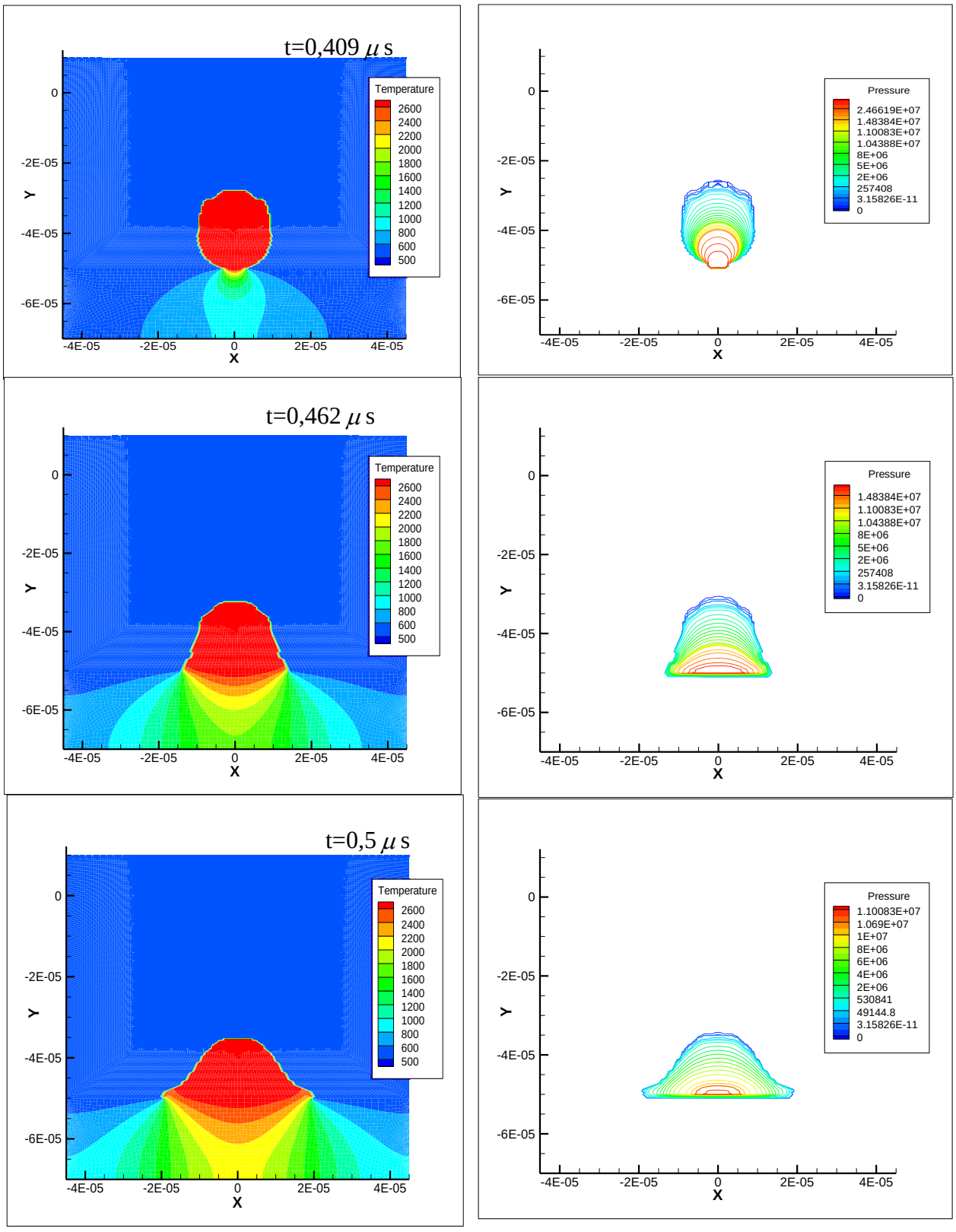
(a) (b)

Figure III .26 (a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 300K

Température initiale du substrat 500K :

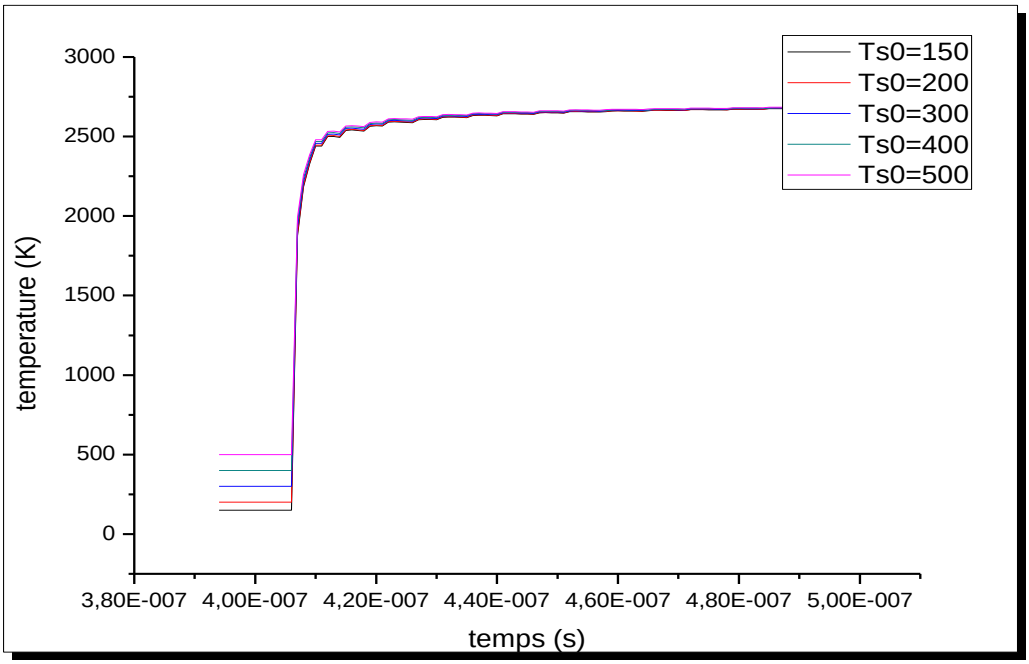


(a) (b)

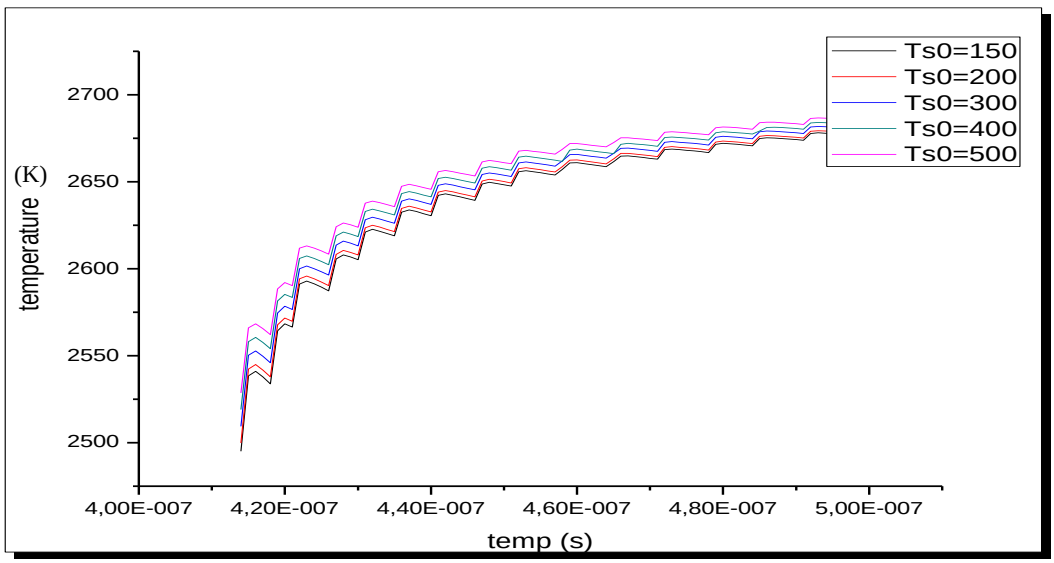


(a) (b)

Figure III.27 (a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 100 ms, température de substrat (acier) est 500K



(a)



(b)

Figure III.28 : comparaison entre l'allure des température de la particule de l'aluminium au point d'impact a vitesse initiale 100m/s et température initiale particule 2800K pour des valeur variable de la température de substrat 150K, 200k, 300k, 400K, 500K.

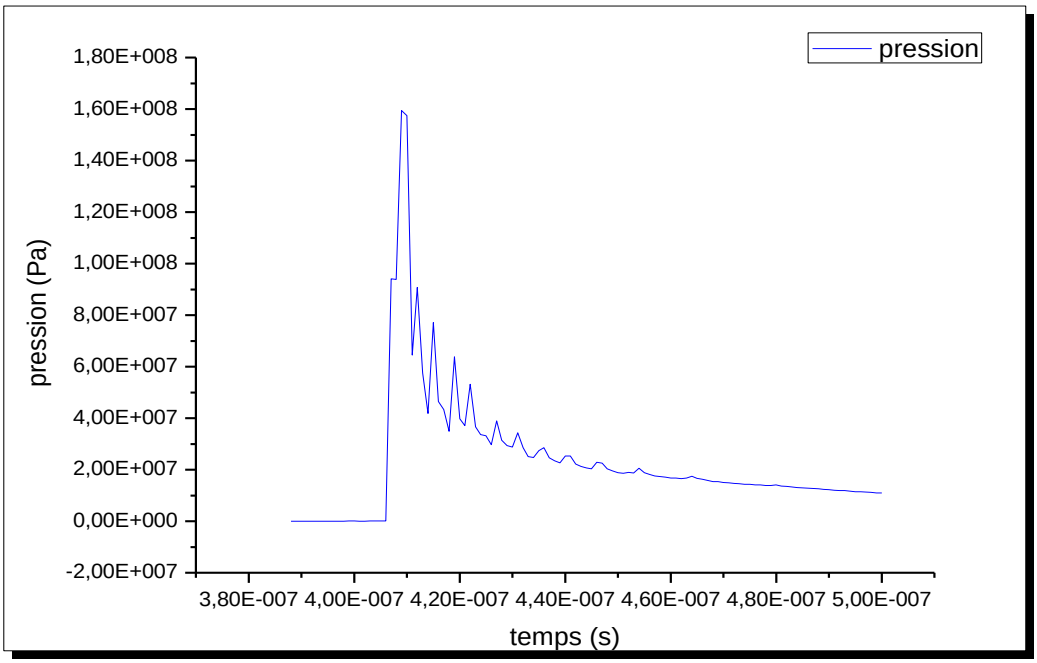


Figure III.29 : la pression de la particule d'aluminium au point d'impact par apport au temps

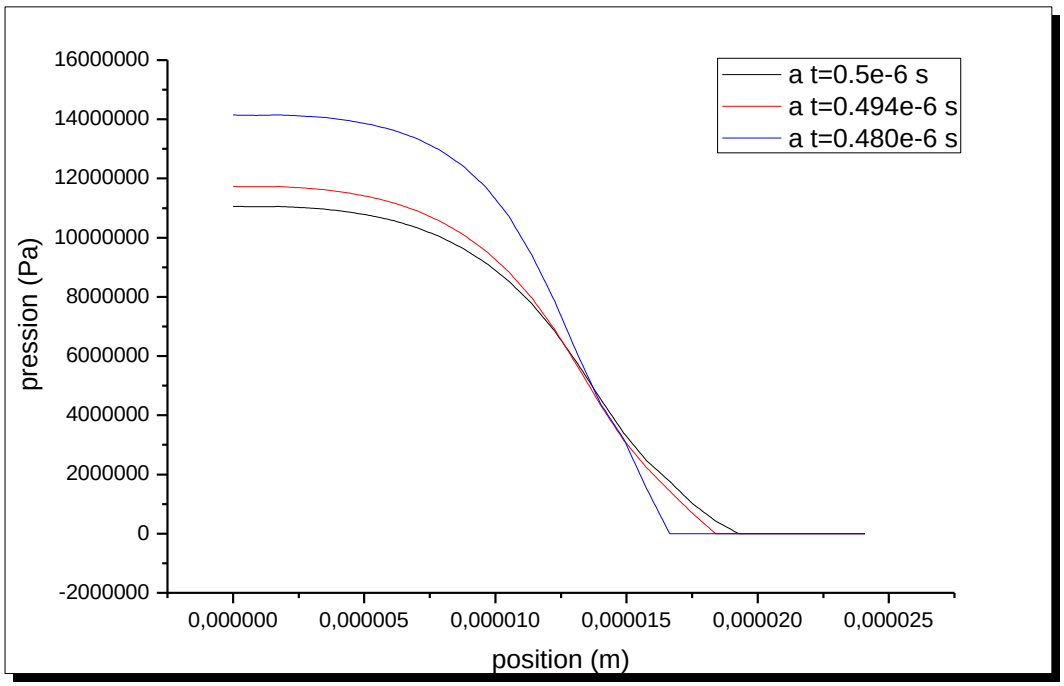


Figure III.30 : la variation de pression par apport a la position de l'étalement de la particule de l'aluminium a déférente temps pour la vitesse initiale 100m/s

Pour des valeurs de température du substrat supérieur l'échange thermique entre la particule et le substrat augmente illustrée dans les figures (III.25),(III.26),(III.27), cela montre l'augmentation de la température au point d'impact quand la température du substrat augmente ça présenté dans la figure (III.28).

La température du substrat n'a aucun effet sur la pression de la goutte, toute les graphe de pression de la particule au point d'impact pour des valeur efférente du température de la substrat sont les même comme la figure (III.29), en remarque dans le graphe le maximum de la pression juste au début de l'étalement et après ça une diminution de la pression, ce diminution montre il y a une transformation d'énergie cinétique.

Lors de l'impact de la particule sur substrat, l'énergie cinétique de la particule en vol est transformée en énergie visqueuse qui intervient au début de l'étalement est énergie de tension de surface qui intervient à la fin de l'étalement, ces deux énergies conditionnent l'étalement de la particule et sa morphologies, cette explications montre la figure (III.30) qui représente la variation de la pression sur le rayon de lamelle pour des déférentes temps au cours de l'étalement.

En effet la simulation en 2D ne donne pas une bonne observation pour l'effet de la température du substrat sur l'étalement des particules, généralement la simulation 3D ou bien l'expérimentale montre ce effet, par exemple les résultats expérimentale de S. Sampath et all [97], la figure (III.31) présente une lamelle préparés sur des substrats froids et chauds et les profils correspondants de surface en 3-D (a, c) à substrats froid, (b, d) a substrats chauds.

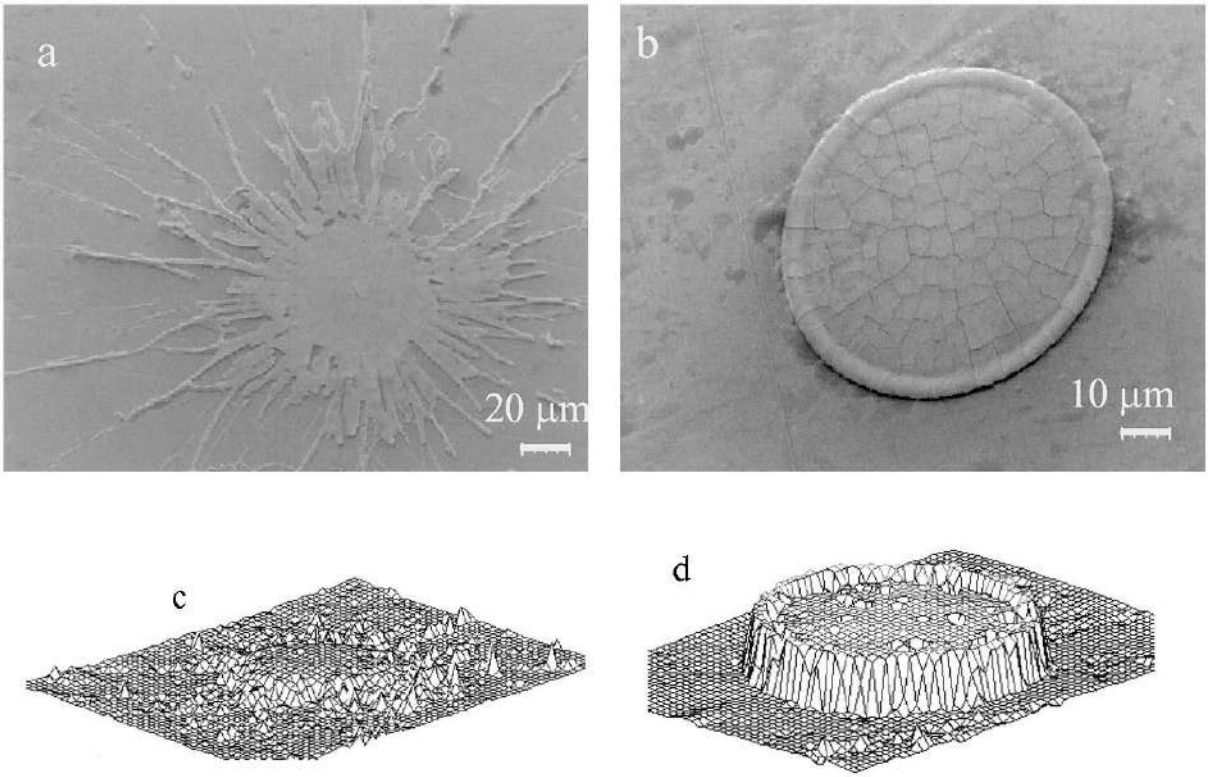


Figure (III.31) : lamelle préparés sur des substrats froids et chauds et les profils correspondants de surface en 3-D (a, c) à substrats froid, (b, d) a substrats chauds [97]

Cette résultat confirment qu'il existe un seuil température de transition pour la surface du substrat au-delà duquel les changements morphologiques.

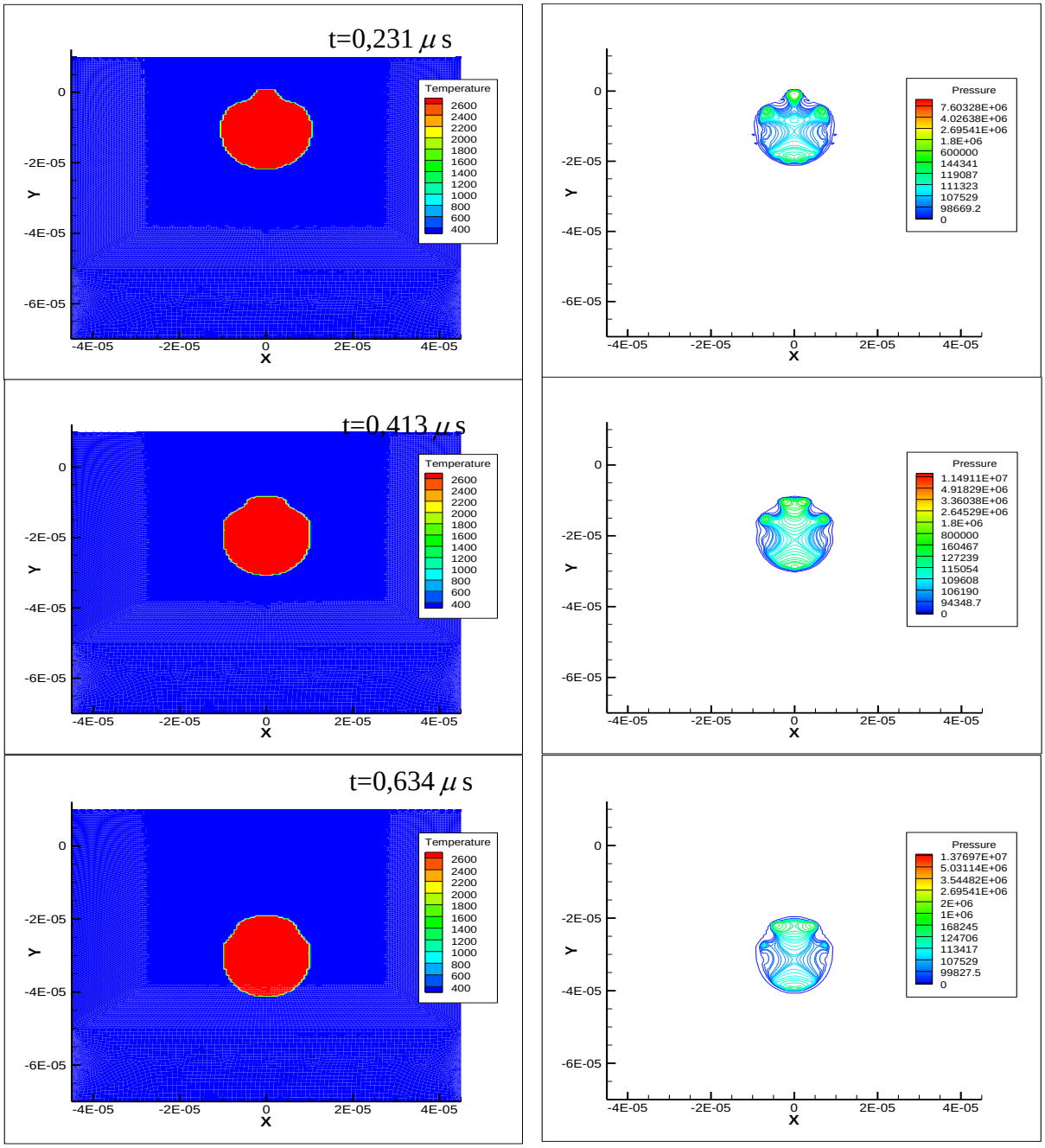
La solidification dépend majoritairement de la température de transition et de ce fait de la résistance thermique de contact entre particules étalées et substrat. En effet si la température du substrat est supérieure à la température de transition, la solidification s'opère une grande partie de la surface de lamelle alors que dans le cas contraire il peut subsistes de nombreux « vide » à l'interface. Donc Les paramètres optimisés grâce à l'étude des particules en vol permettaient bien d'obtenir les meilleurs conditions d'étalement sur substrat préchauffé au –dessus de la température de transition.

L'importance de la température de transition, celle-ci jouant sur l'homogénéité du dépôt ainsi que sur son adhésion- cohésion.

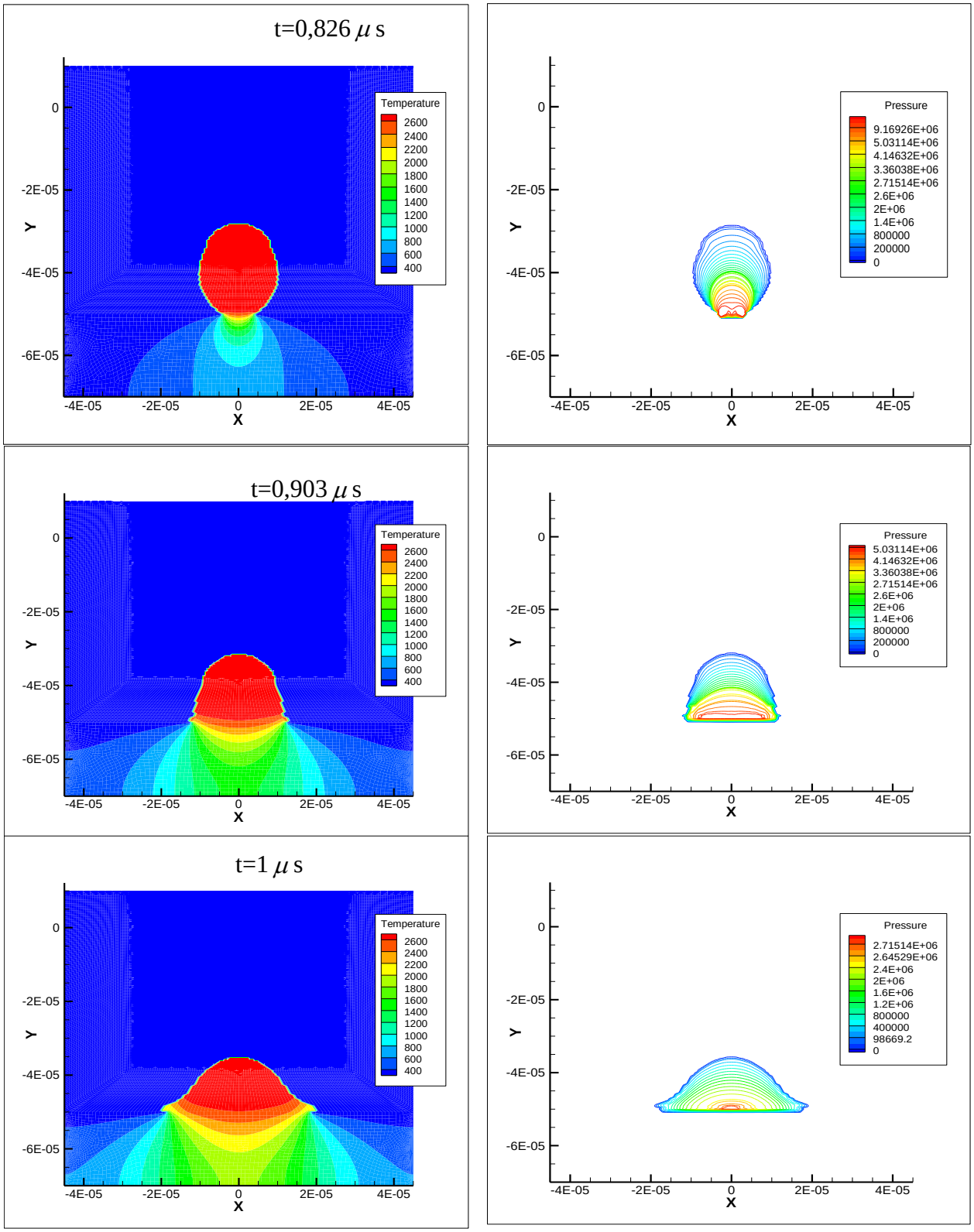
III.3.3 L'effet du vitesse impact de la particule :

La vitesse d'impact c'est un paramètre très important dans le phénomène d'étalement ci pour cela dans cette partie nous avons varie cette vitesse pour voir cette importance, donc on choisi la vitesse entre 50m/s et 120m/s pour une particule de L'aluminium a température initiale de 2800K et température du substrat 300K de 20 μm de diamètre.

Vitesse initiale de la particule 50ms^{-1} :



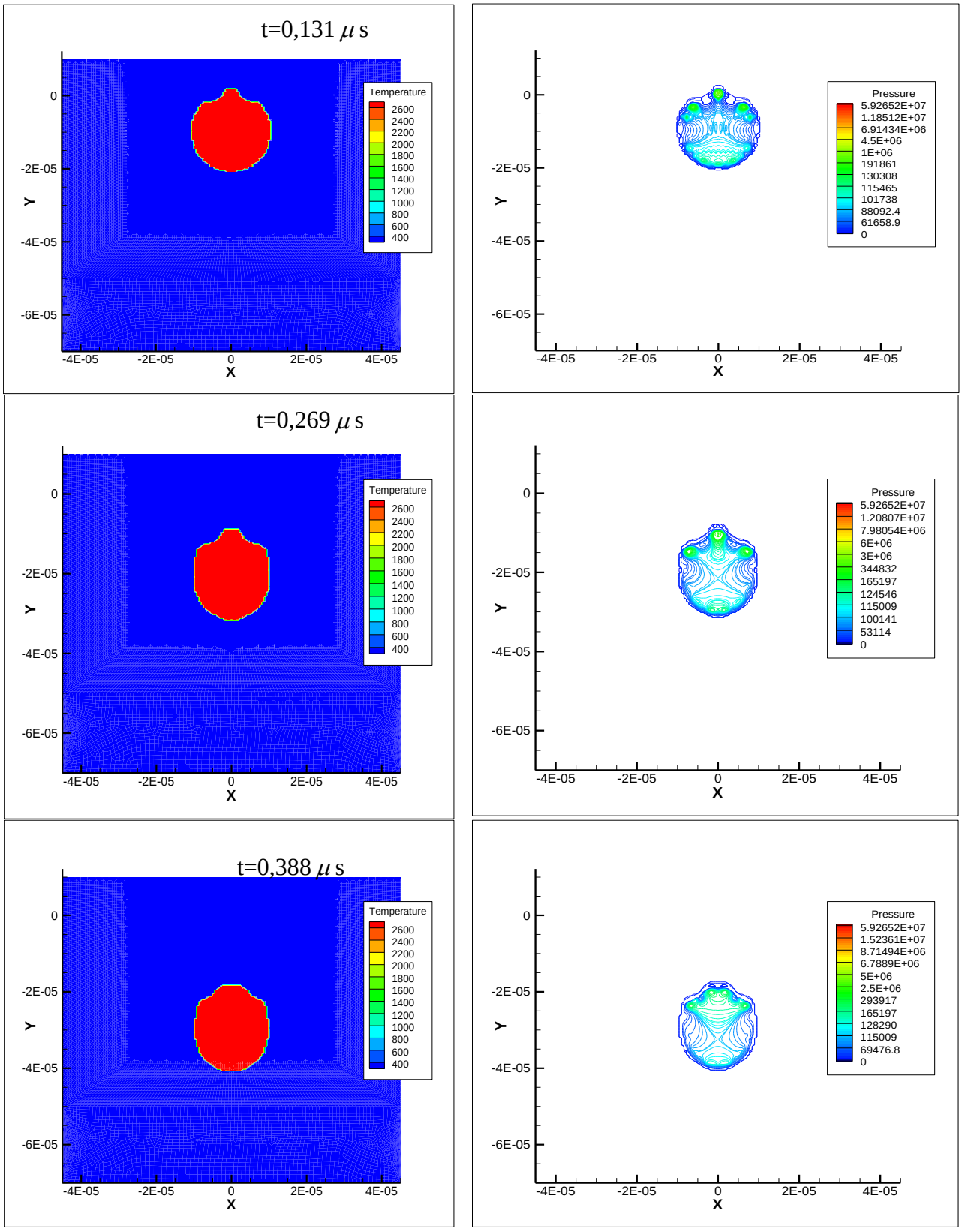
(a) (b)



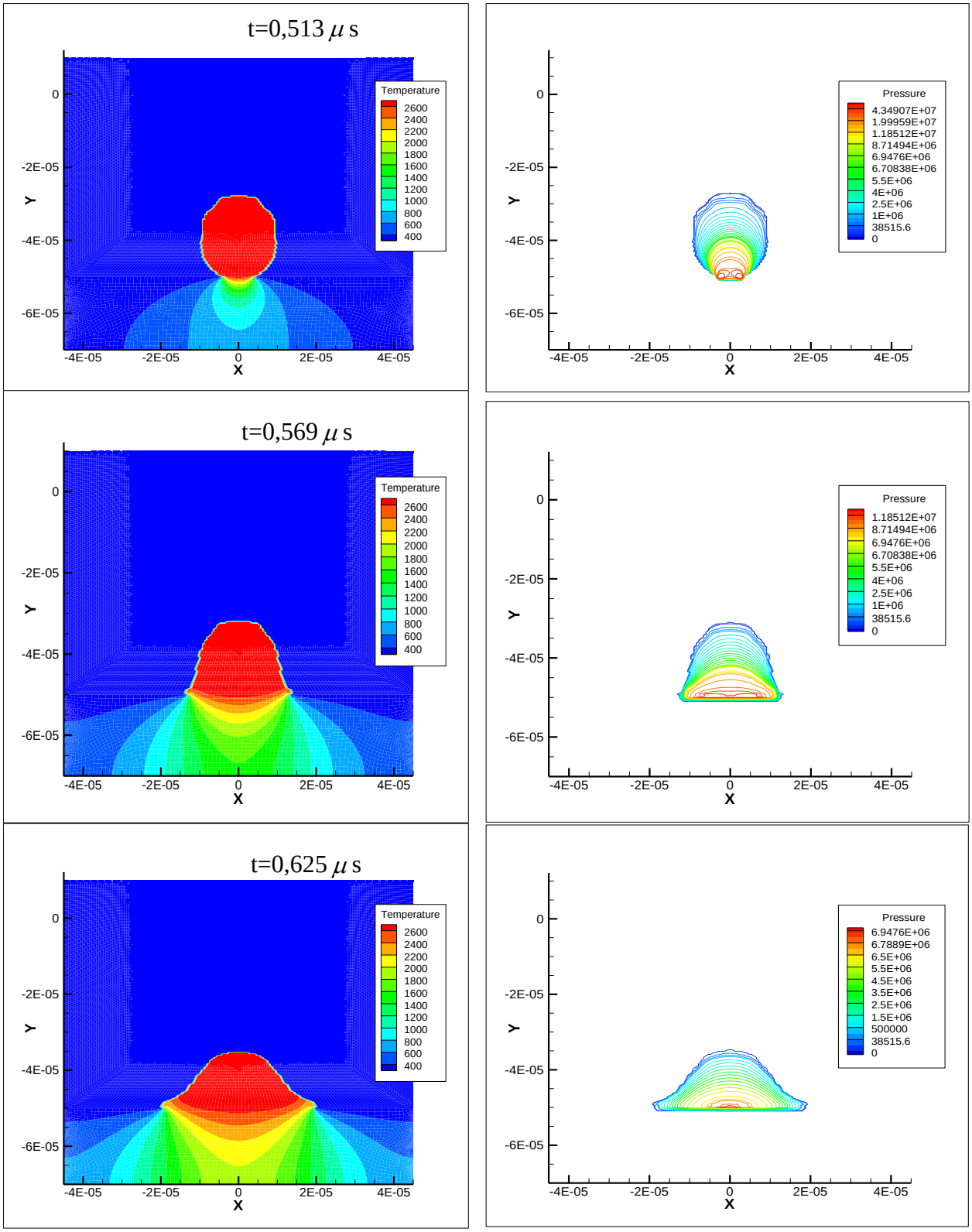
(a) (b)

Figure III.32 :(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 50 ms, température de substrat (acier) est 300K

Vitesse initiale de la particule 80 ms^{-1} :



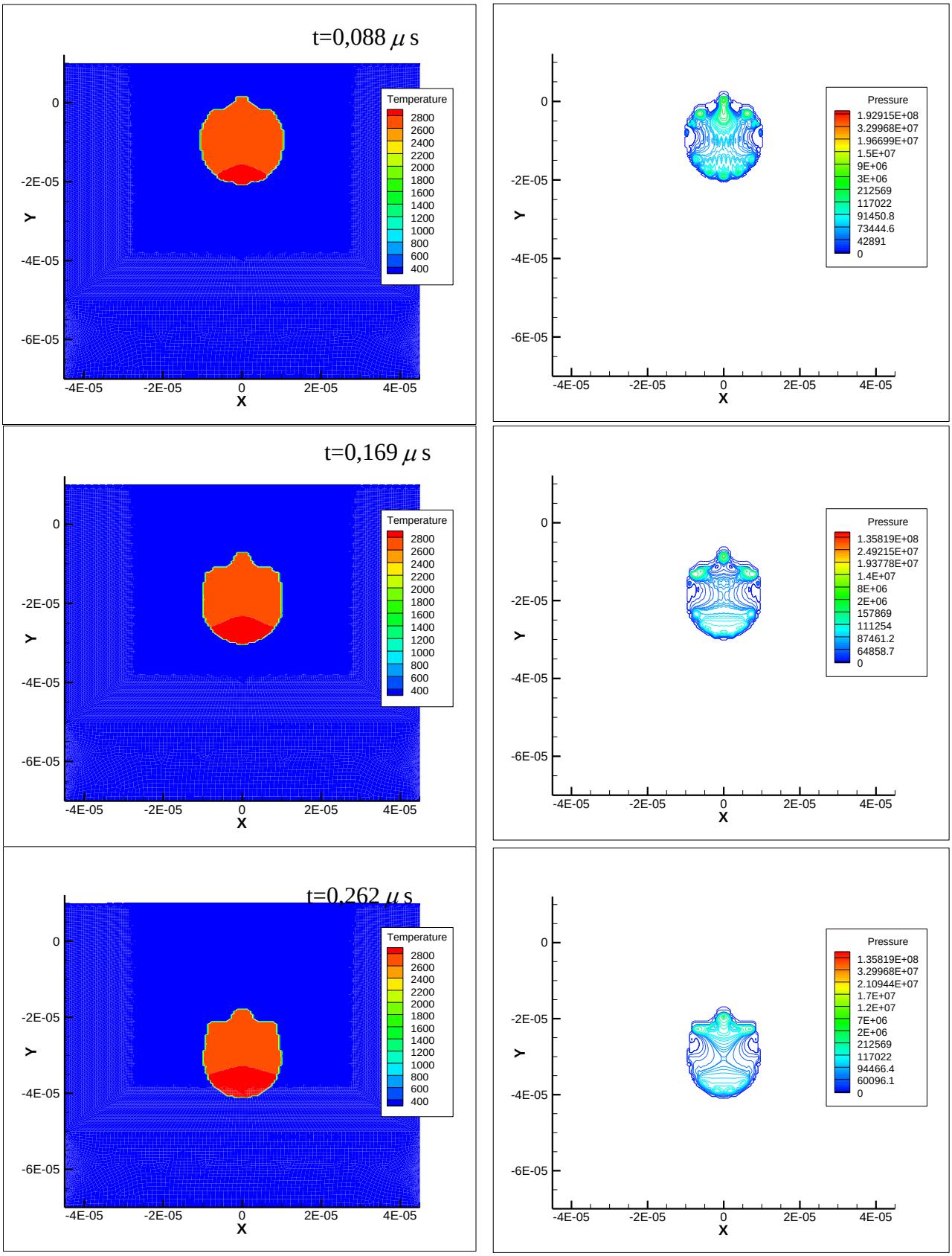
(a) (b)



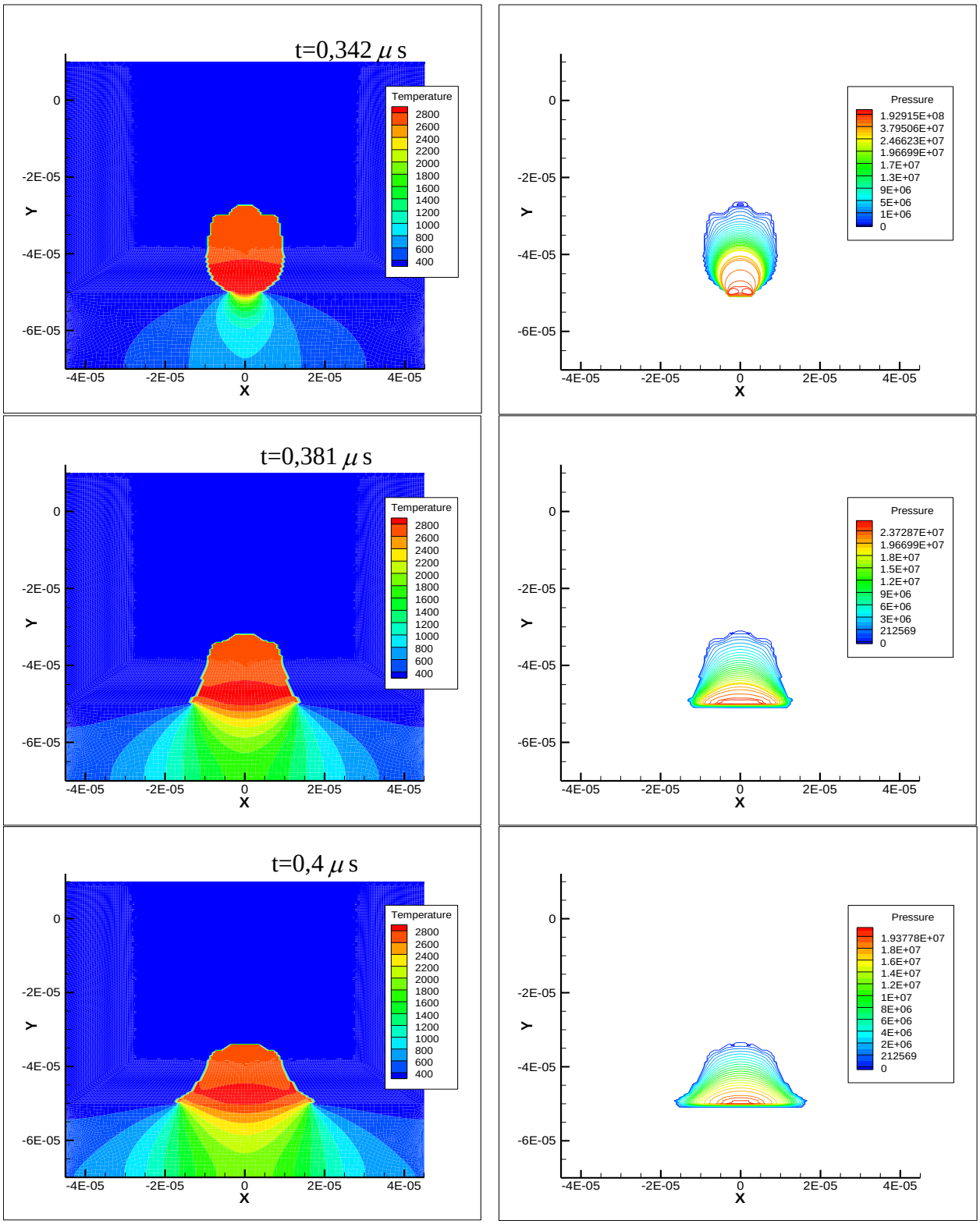
(a) (b)

Figure III.33 :(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 80 ms, température de substrat (acier) est 300K

Vitesse initiale de la particule 120 ms^{-1} :



(a) (b)



(a) (b)

Figure III .34 :(a) distribution de la température (b) distribution de la pression, pour particule de Al a température initiale 2800K, vitesse initiale 120 ms, température de substrat (acier) est 300K

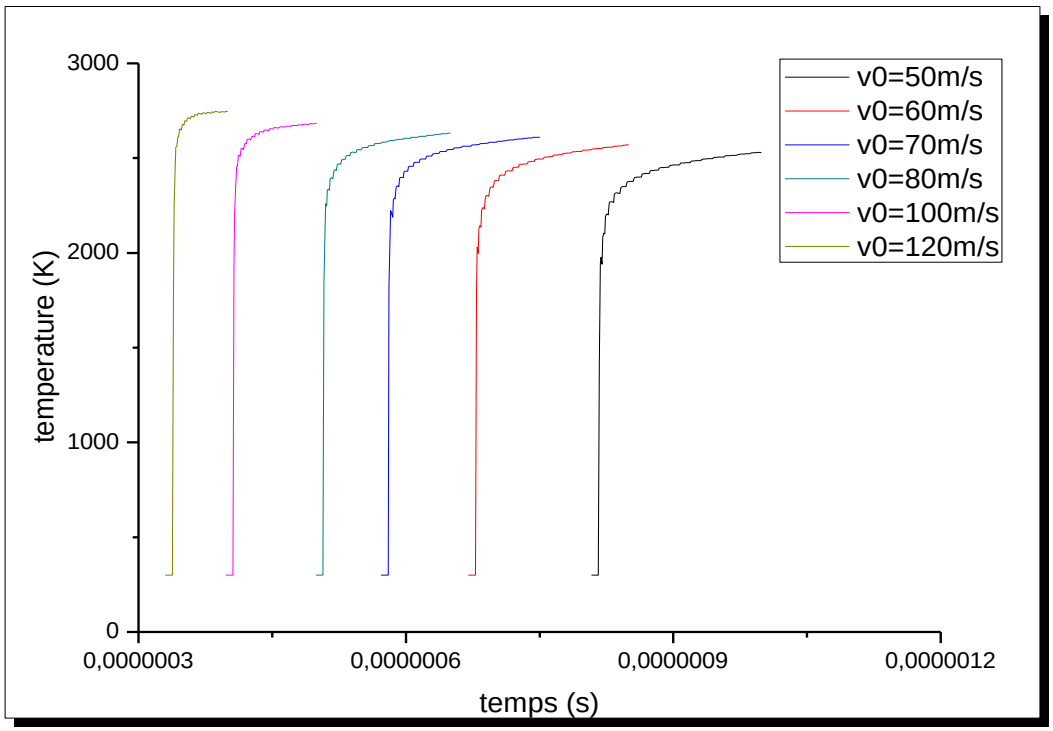


Figure III.35 : Variation de la température au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 70m/s, 80m/s, 100m/s,120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K

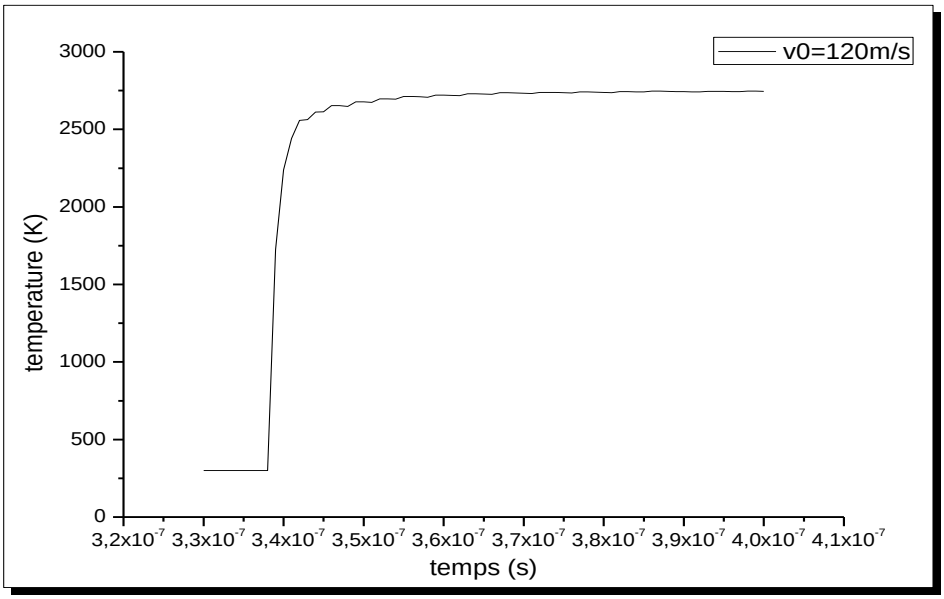


Figure III.36 Variation de la température au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale 120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K

La vitesse d'impact des particule c'est un paramètre plus importante dans le phénomène d'étalement ci pour cela nous avons choisi d'augmenter la vitesse des particules avant leur impact sur le substrat en les conservant dans un bon état de fusion, l'étalement des particules et par conséquent la mécrostructure de dépôt étant en partie dépendent des propriétés thermocinétiques des particules juste avant leur impact.

Il apparaît que la goutte de l'aluminium se solidifie d'autant plus vite que la vitesse d'impact est plus grande. Cela semble imputable au temps d'étalement plus rapide qui augmente donc les échanges thermiques entre la goutte et le substrat comme montre dans les figures (III.32)-(III.33).(III.34) qui sont représente la distribution de la température du particule de l'aluminium a des vitesses différente, et le graphe (III.35.) représente variation de la température au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable. Ainsi l'augmentation de la vitesse d'impact influe directement sur le temps d'étalement de la goutte.

D'autre part la vitesse d'impact influe sur la pression de la goutte durant l'étalement comme montre dans la figure (III.37) qui représente la variation de la pression au point d'impact pour des vitesse différent, en remarque que l'augmentation de la vitesse permet d'augmentée la pression de la particule c'est à dire l'énergie cinétique augmente. Et le graphe de la figure (III.39) présente la variation de la pression sur même rayon de lamelle a 20 μm pour des vitesses différentes, montre à une vitesse plus grande l'énergie cinétique augmente donc la transformation en énergie de déformation visqueuse aussi plus grand ça implique que le diamètre de lamelle finale sur le substrat plus grand, donc la vitesse d'impact influe sur le degré d'étalement. En effet L'augmentation de 10% de la vitesse d'impact permettait d'améliorer de 15 % le degré d'étalement des particules pour une température de surface similaire et augmentation des bons contacts inter lamellaires.

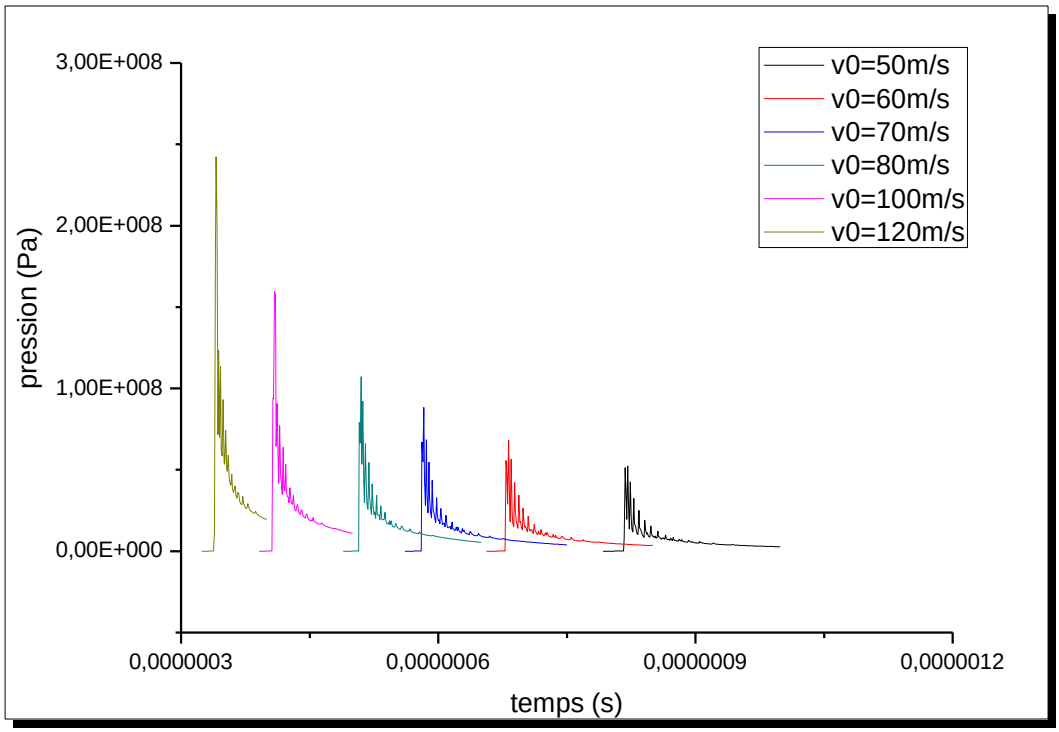


Figure III.37 : variation de la pression par apport au temps au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 70m/s, 80m/s, 100m/s,120m/s ,température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K

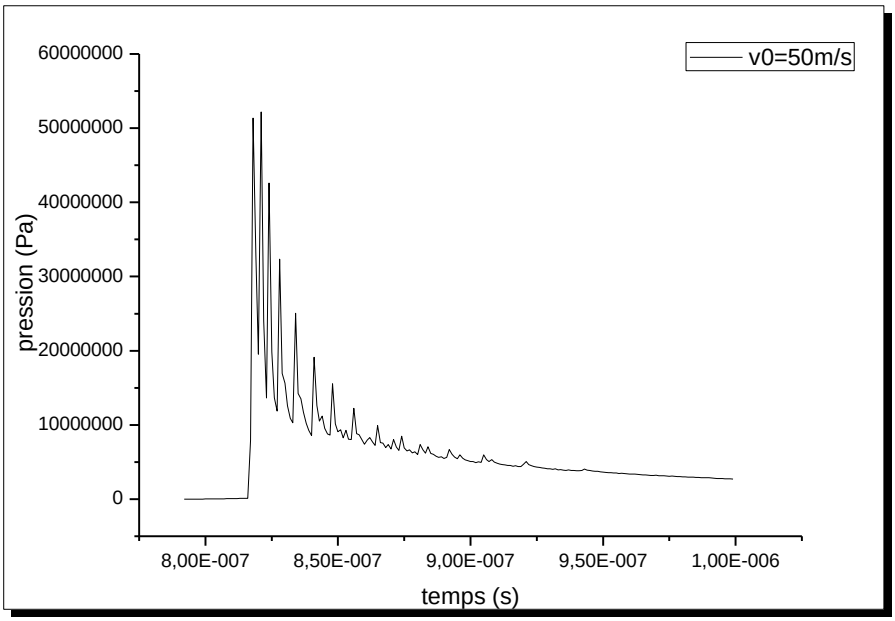


Figure III.38 : variation de la pression par apport au temps au point d'impact de la particule d'aluminium a vitesse initiale 50m/s température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K

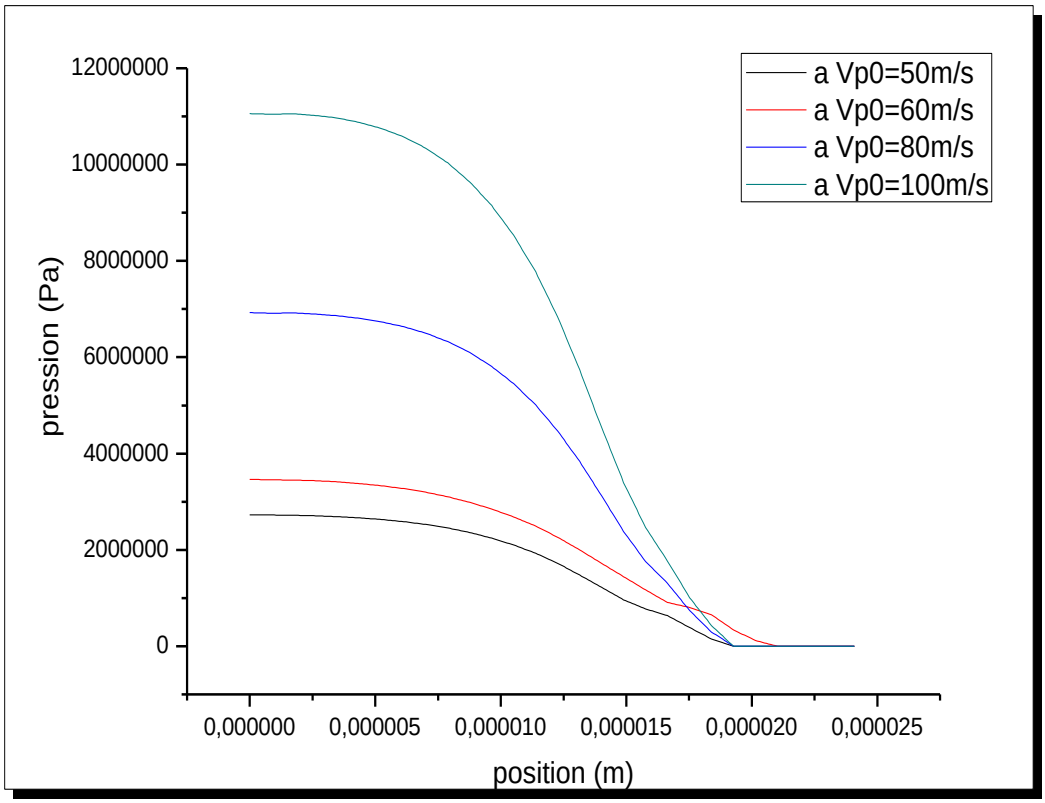


Figure III.39 : Variation de la pression sur le rayon du la lamelle de la particule d'aluminium a vitesse initiale variable 50m/s, 60 m/s, 80m/s, 100m/s, température du substrat 300K et température initiale du particule 2800K.

Conclusion générale

Dans ce travail, notre objectif était d'étudier les aspects thermiques, dynamiques de la particule en interaction avec le jet de plasma thermique et l'aspect de formation du dépôt sur le substrat et ce en fonction de plusieurs paramètres pour des conditions opératoires imposées.

La maîtrise du procédé de projection par plasma thermique réside principalement dans la connaissance des conditions de séjour des particules dans le jet plasma : température, vitesse, environnement, réactions chimiques etc…. La complexité du contrôle de ces conditions est liée à la nature inhomogène du jet de plasma (gradient de vitesse, de température, des espèces etc…) ainsi qu'à la dispersion des particules dans le jet qui induit une différence de traitement pour chaque particule. La difficulté est accrue dans le cas de la projection de poudres métalliques où des réactions chimiques importantes, dues aux interactions entre l'air engouffré dans le plasma et les particules, modifient la nature des poudres injectées et par-là même la nature du dépôt formé.

C'est pourquoi en premier lieu, par le modèle k-ε en utilisant le code de calcul ANSYS, nous avons simulé le jet de plasma thermique d'argon déchargeant dans l'air en fonction des paramètres géométriques de la buse et vitesse initiale de sortie du jet. Les résultats montrent qu'en raison des températures élevées, le plasma se dilate et les flux à une vitesse élevée à l'air ambiant, qui se traduit par l'échange de quantité de mouvement, l'échange de chaleur et d'échange de masse entre le plasma et l'air, et donc une décroissance marquée de la vitesse, température et fraction molaire de l'Argon le long des directions axiale. Par ailleurs, le taux de décroissance est dépendant de la position axiale selon la condition des paramètres fixés de projection plasma. La confrontation des résultats obtenus avec celles disponibles dans la littérature (numérique) montre que notre modèle décrit d'une manière satisfaisante le jet de plasma d'argon

Dans la deuxième partie de notre travail, nous avons cherché à développer un modèle de couplage entre l'écoulement du jet plasma et le dynamique des particules. La recherche bibliographique que nous avons consultée montre très bien les difficultés rencontrées par les chercheurs quant à la modélisation de l'interaction particule plasma pour l'obtention d'une solution rapide et ce genre de procédés n'a encore été que peu abordé. Pourtant ce système est aujourd'hui très utilisé et on peut s'attendre à ce qu'il prenne de plus en plus d'importance dans l'avenir, avec toutes les applications des plasmas dans le domaine des matériaux entre autres.

La méthode numérique que nous avons utilisé (la méthode VOF) génère des gouttes secondaires issues de la résolution numérique lorsque l'interface s'allonge et les contraintes

deviennent trop importantes. Malgré tout, il semble que le schéma VOF offre dons notre cas de meilleurs possibilités en vue d'ajouter au système les équations de la thermique qui vont se baser sur la description de l'interface.

Les paramètres optimisés grâce à l'étude des particules en vol permettaient bien d'obtenir les meilleurs conditions d'étalement sur substrat préchauffé au –dessus de la température de transition.

L'importance de la température de transition, a une influence sur l'homogénéité du dépôt ainsi que sur son adhésion- cohésion.

L'augmentation de 10% de la vitesse d'impact permettent d'améliorer de 15 % le degré d'étalement des particules pour une température de surface similaire et une augmentation des bons contacts interlamellaires.

Les résultats obtenus montrent que la variation des paramètres du phénomène du jet de plasma et l'impact des gouttes (vitesse et température….) joue un roule très important dans ce problème. Les modèles font appel à des paramètres dont les valeurs sont très importantes et l'analyse numérique de la cinétique reste difficile a réalisé. En ce sens, les résultats ne sont donc pas a la hauteur de nos attentes et il serait intéressent d'approfondir les études sur la modélisation de ces phénomènes.

Les perspectives immédiates de ce travail sont relatives à la mise en place de la simulation 3D de l'écoulement de jet plasma et de l'impact de gouttes, et l'interaction plasma particule le long de l'écoulement jet de plasma par le code ANSYS, et on recommande d'étudier l'influence de différents paramètres liée au problème de projection de plasma.

Bibliographie

[1] P. Fauchais, Understanding plasma spraying, J. Phys. D : Appl. Phys., 37, p 86-108,(2004).

[2] F. Ben EttouilI., Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc, Thèse de doctorat de l'université de Limoges, N° 8, avril (2008).

[3] A. abdellah el-hadj, « Modilisation de l'interaction particule –gaz pendant la projection thermique » , Thèse de doctorat de l'université de Blida,2004.

[4] E.Legros « Contribution a la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application a un dispositif a deux torche» Thèse de doctorat, Université de Limoges (2003).

[5] A. Vardelle, C. Moreau, P. Fauchais, MRS Bull. July 32–7, (2000).

[6] E. Pfender, Plasma jet behavior and modeling associated with the plasma spray process, Thin Solid Films, 238 (2), 1994, pp 228-241.

[7] E. Pfender, J.R. Fincke, R. Spores, Entrainment of cold gas into thermal plasma jets, Plasma Chem. & Plasma Process., 1 (4), 1991, pp 529-543.

[8] O. Lagnoux, A. Denoirjean, L. Bianchi, M.F. Elchinger, P. Fauchais, Enthalpy probe measurements:Interaction between plasma jets and entrained atmosphere, in Progress in Plasma Processing of Materials, (ed.)P. Fauchais, (pub.) Begell House, USA, 1999, pp 339-346.

[9] S. Asif Ansar, Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc, Thèse de doctorat de l'université de Limoges N° d'ordre 3-2004.

[10] B. Pateyron, G. Delluc, M.F. Elchinger, P. Fauchais, Study of behavior of the heat conductivity and transport properties of a single reacting system : H2-air and H2-Ar-air. Dilution effect in spraying process at atmospheric pressure, J. High Temp. Chem. Processes, 1 (3), 1992, pp 325-332.

[11] N. Venkatramani, Industrial plasma torch and application, Current sciences, 83 (3), p 254-262, (2002).

[12] C. Baudry, Contribution à la modèle instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma. Thèse de l'université de Limoges, (2003)

[13] B. Pateyron, G. Delluc, Logiciel TTWinner, 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), téléchargeable sur le site http://www.unilim.fr

[14] R. Spores, E. Pfender, Flow Structure of a turbulent thermal plasma jet, Surface & Coatings Technology, 37, pp 251-270 (1989).

[15] A. Abdellah El-hadj , « Simulation de l'accélération et de l'échauffement des particules pendant la projection thermique HVOF » ,thèse de magister, Université de Blida, Algérie (1997).

[16] B.Dussoubs, « Modélisation tridimonsionnelle du procédé de projection plasma » ,Thèse de doctorat de l'université de Limoges,France (1998).

[17] Logiciel « Jets&Poudres ».

[18] P.Proulx , « Modélisation mathématique des écoulements plasma –particules », these de doctorat ,Quebec, Canada (1987).

[19] N.N Rykalin., A.A Uglov., Yu.N Lokhov., A.G Gnedovets., « Properties of heating of submicron metel particles in a hot gas »,traduit de Teplofizika Visokikh temperature, V. 19,No 3, p 557,(1981)

[20] M.I Boulos., W.H Gauvin, « Powder processing in a plasma jet : a proposed model », the Canadian journal of chemical Engineering, V. 52, June (1974).

[21] Y.C Lee, Y.P Chyou., E. Pfender, «Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part II .Particle heat and mass transfer in thermal plasmas, Plasma chemistry and plasma processing ,V.5 ,#4, p.391 (1985).

[22] B. Dussoubs, Modèle 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 de l'Université de Limoges, n° d'ordre 23-1998, juin 1998.

[23] W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from Drops, Part II, Chem. Eng. Progr., 48, , p 173-180, (1952).

[24] J. A. Lewis, W. H. Gauvin, Motion of particles entrained in plasma jet, AIChE Journal 19 (5), p 982-990 (1973).

[25] J. Fiszdon, J. Lesinski, Acceleration and Fusion of Particules in an Argon-Hydrogen Plasma Jet, Section IV-1 of the International Round Table on Study and Applications of Transport Phenomena in Thermal Plasmas, Odeillo-France, 12-16 Sept.1975, (Pub.) Pergamon Press: New York, (Ed.) C. Bonet. (1975)

[26] P. Fauchais, M. Vardelle, A. Vardelle, L. Bianchi, A.C. Leger, Parameters controlling

the generation and properties of plasma sprayed zirconia coatings, Plasma Chemistry and Plasma Processes, 16 (1), p 99S-126S, (1996).

[27] J.F. Coudert, M.P. Planche, P. Fauchais, Velocity measurement of d.c plasma jets based on arc root fluctuations, Plasma Chem & Plasma Proc., 15 (1), p 47-70, 1996.

[28] A. Vardelle, C. Moreau, P. Fauchais, Deposit formation dynamics, MRS Bulletin, 2000, July, pp 32-37.

[29] H. Fukunama, A. Ohmori, Behavior of molten droplet impinging on flat surfaces, in Thermal Spray: Industrial Applications, (ed.) C.C. Brandt and S. Sampath, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA,1994, pp 563-568.

[30] C. Escure, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, Visualization of the impact of drops on substrate in plasma spraying: Deposition and splashing mode, in Thermal Spray 2001: New surfaces for new millennium, (ed.) C. C. Brendt, K. A. Khor, E. F. Lugscheider, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 2001, pp 805-812.

[31] P.G. Boswell, Solidification models for high cooling rates, Metals Forum, 2 (1), 1979, pp 40-54.

[32] A. Haddadi, A. Grimaud, A. Denoirjean, F. Nardou, P. Fauchais, Crystalline growth within alumina and zirconia coatings with coating temperature control during spraying, in Thermal Spray : Practical Solutions for Engineering Problems, (ed.) C.C. Berndt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 1996, pp 615-622.

[33] G. Flamant, A.Laassouli, B.Variot, M.Sanchez, « Modélisation de la vaporisation de fines métallurgiques dans un écoulement plasma ». article n018, Tome 51, Institut de Science et de Génie des Matériaux et Procédés, CNRS, BP p05, Odeillo, 66120 Font-Romeu, 15 septembre (1990) France.

[34] R. Ramasamy, V. Selvarajan, «Heat transfer to a single particle injected into a thermal plasma»., Computational Materials Science 15 (1999) 265-274.

[35] H. Kersten, H. Deutsch, M. Otte, G.H.P.M. Swinkels, G.M.W. Kroesen,« Micro-disperse particles as probes for plasma surface interaction ». Thin Solid Films 377-378 (2000). 530-536.

[36] He-Ping Li, Xi Chen « Three-dimensional simulation of a plasma jet with transverse particle and carrier gas injection », Thin Solid Films 390(2001).175-180.

[37] R. Hrach, V. Hrachova « Self-consistent particle modelling of plasma-solid interaction:

influence of negative ions»., Vacuum 60 (2001) 229-233

[38] Y.P. Wan, J.R. Fincke, S.Sampath, V.Prasad, h.Herman., « Modeling and experimental observation of evaporation from oxidizing molybdenum particles entrained in a thermal plasma jet»., International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 1007-1015.

[39] K. Ramachandran , N. Kikukawa , H.Nishiyama « 3D modeling of plasma–particle interactions in a plasma jet under dense loading conditions», Thin Solid Films 435 (2003) 298–306

[40] Hong-Bing Xiong , Li-Li Zheng , Sanjay Sampath , Richard L. Williamson , Jim R. Fincke. « Three-dimensional simulation of plasma spray: effects of carrier gas flow and particle injection on plasma jet and entrained particle behavior». International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 5189–5200

[41] Kandasamy Ramachandran, Hideya Nishiyama « Fully coupled 3D modeling of plasma–particle interactions in a plasma jet » . Thin Solid Films 457 (2004) 158–167.

[42] Fan Qunbo, Wang Lu, Wang Fuchi, «3D simulation of the plasma jet in thermal plasma spraying», Journal of Materials Processing Technology 166 (2005) 224–229.

[43] D.T. Gawne, B. Liu, Y. Bao, T. Zhang «Modelling of plasma–particle two-phase flow using statistical techniques», Surface & Coatings Technology 191 (2005) 242– 254.

[44] A.Abdellah El-hadj and N.Ait-Messaoudene. « Comparison between two turbulence models and analysis of the effect of the substrate movement on the flow field of a plasma jet ». Plasma chemistry and plasma processing .vol 25.No.6,(2005).

[45] H. Takekida, K. Nanbu, « Particle modeling of non-collisional heating in inductively coupled argon plasmas», Thin Solid Films 506– 507 (2006) 729 – 733.

[46] Petr Bartoś, Rudolf Hrach, Petr Jelínek, « Multidimensional fluid–particle modelling technique in low-temperature argon plasma at low pressure».Vacuum 82 (2008) 220–223.

[47] Erick Meillot, G. Balmigere, « Plasma spraying modeling: Particle injection in a time-fluctuating plasma jet», Surface & Coatings Technology 202 (2008) 4465–4469.

[48] M. Mofazzal Hossain, Yaochun Yao , Takayuki Watanabe, « A numerical analysis of plasma-particle heat exchange during in-flight treatment of granulated powders by argon-oxygen induction thermal plasmas».Thin Solid Films 516 (2008) 6634–6639.

[49] Tseheno Nirina RANDRIANARIVELO, «Étude numériques des interactions

hydrodynamiques fluides/ solides : Applications aux lits fluidisés», thèse de doctorat Université Bordeaux. N°: 3087, (2005).

[50] M.I Boulos., P. Fauchais., E Pfender. "Thermal Plasmas Fundamentals and applications", Vol.1, Plenum Press, New York. ISBN 0-306-44607-3. (1994)

[51] B Pateyron., M. F. Elchinger., G Delluc., P.Fauchais. "Thermodynamic and transport properties of Ar-H2 and Ar-He plasma gases used for spraying at atmospheric pressure. I : Properties of the mixtures", Plasma and Chemistry Processing, 12, p. 421-449. (1992)

[52] 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, Université de Limoges. 1987.

[53] M. Bounder, M. El Ganaoui, B. Pateyron, P. Fauchais "Thermal modelling of composite iron/alumina particles sprayed under plasma conditions. part i : pure conduction". journal of high temp. material processes**,** volume 7, issue 4, 2003, pp. 547-558.

[54] S.V. Joshi and R .Sivakumer, « Particle behavior during high velocity oxy-fuel spraying ».Surface and coating technology ,50(1991)67.

[55] E. Bourdin, P. Fauchais, M. I. Boulos, Transient heat conduction under plasma condition, Int. J. Heat and Mass Transfer, 26 (4), p 567-582, (1983)

[56] M. N. Ozisik, Heat Transfer, 2ème Edition, New York: Wiley-Interscience Publication, (1993).

[57] V. R. Voller, M. Cross, Accurate solutions of moving boundary problems using an enthalpy method, Int J. Heat Mass Transfer, 24, p 545-556, (1981).

[58] H. Carslaw, J. Jaeger, Conduction of heat in solids, (Ed.) Oxford : Claredon Press, (1959)

[59] K. El Omari, Etude de la convection autour d'un nodule sphérique contenant un matériau à changement de phase au cours de sa cristallisation, Thèse de l'université de Pau et des Pays de l'Adour, (2001).

[60] E. pefender , Y. C. Lee, " Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas, part 1. The motion of a single particle Without thermal effect". Plasma chemistry and plasma processing, 5(3),(1985) 211-237.

[61] M. Knudsen, Maximal velocity of evaporation of mercury, Ann. der Physik, Leipzig, 47, p 697-708, (1915).

[62] Bilger, R.W., "A Note on Favre Averaging in Variable Density Flows", Combustion Science and Technology, Vol. 11, pp. 215-217 (1975).

[63] Launder, B.E., Spalding, D.B, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp 269-289 (1974).

[64] Viollet, P.L., "The Modelling of Turbulent Recirculating Flows for the Purpose of Reactor Thermal-Hydraulic Analysis", Nuclear Engineering and Design, 99, pp. 365-377 (1987).

[65] Fauchais P., "Understanding plasma spraying", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 37, n° 9, pp 86-108. (2004).

[66] Armster S. Q., Delplanque J. P., Rein M., and Lavernia E. J., "Thermo- mechanisms controlling droplet based materials processes", International Materials Review, Vol. 47, n° 6, pp. 265-301. (2002).

[67] Dykhuizen R.C., "Review of Impact and Solidification of Molten Thermal Spray Droplets ", J. Therm. Spray Technol., Vol. 3(4), pp. 351-361. (1994).

[68] Sobolev V. V. and Guilemany J.M., "Flattening of droplets and formation of splats in thermal spraying: A Review of recent work- Part 1", J. Therm. Spray Technol., Vol. 8(1), pp. 87-101. (1999).

[69] Jones H., "Cooling, freezing and substrate impact of droplets formed by rotary atomization", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1657-1660. (1971).

[70] Madejski J., "Solidification of droplets on a cold surface", Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 19, Vol. 9, pp. 1009-1013. (1976).

[71] Collings E. W., Markworth A. J., McCoy J. K., Saunders J. H., "Splat quench solidification of freely falling liquid-metal drops by impact on a planar substrate", J. Mat. Sci., Vol. 25, pp. 3677-3682. (1990).

[72] Pasandideh-Fard M. and Mostaghimi J., "On the Spreading and Solidification of Molten Particles in a Plasma Spray Process: Effect of the Thermal Contact Resistance", Plasma Chem. Plasma Proc.,Vol. 16 (1), pp. 83S-98S. (1996).

[73] Sobolev V. V. and Guilemany J. M., "Flattening of Thermally Sprayed Particles", Mater. Lett., Vol. 22, , pp. 209-213. (1995).

[74] Dhiman R. and Chandra S., "Freezing-induced splashing during impact of molten metal droplets with high Weber numbers", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 5625-5638. (2005).

[75] Aziz S. D. and Chandra S., "Impact, Recoil and Splashing of molten metal droplets", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp. 2841-2857. (2000).

[76] Dhiman R., McDonald A., and Chandra S., "Predicting Splat Morphology in a Thermal Spray Process", Surface and Coatings Technology, Vol. 201 (18), pp. 7789-7801.(2007).

[77] McDonald A., Lamontagne M., Moreau C., Chandra S., "Impact of plasma-sprayed metal particles on hot and cold glass surfaces", Thin Solid Films, Vol. 514, pp. 212–222. (2006).

[78] Heichal Y., Chandra S., "Predicting Thermal Contact Resistance between molten metal droplets and a solid surface", J. of Heat Transfer, Vol. 127 (11), pp. 1269-1275. (2005).

[79] Carslaw H. S, Jaeger J. C., "Conduction of heat in solids", 2nd ed. Clarendon Press Oxford. (1959).

[80] Timsit R. S., "The true area of contact between a liquid and a rough solid: elementary considerations", Wear,Vol. 83, pp.129-141. (1982).

[81] Hirt, C.W.; Nichols, B.D. "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries", *Journal of Computational Physics* **39** (1): 201-225, (1981).

[82] M Pasandideh-Fard., J.Mostaghimi. “Droplet impact and solidification in a thermal spray process : droplet-substrate interaction”, Thermal spray : Practical Solutions for Engineering Problems, C. C. Berndt (Ed.), Pub. ASM International, Material Park, Ohio-USA, p. 637-646. 1996.

[83] C. Lebot " impact et solidification de gouttes métalliques sur un substrat solide ", thèse de doctorat Université de Bordeaux, 2003.

[84] D. Gueyffier, K S. Zaleski. " Full Navier-Sokes simulation of droplet impact on thin liquid films de digitations lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide". Third international conférence on Multiphase Flow, Lyon, France, p. 1-7, 1998.

[85] S.Vincent, E. Arquis ,J.P.Caltagirone. « Simulationnumérique du refroidissement et de la solidification de gouttes lors de l’impact sur un substrat solide ». Société franaise de thermique , Vol .8, p.371-375, (2000).

[86] J .U .Brackbill, D.B. Kothe et Zemach C. A « continuum methode for modling surface

tension». J. Comp. Phys., vol 100, p. 335-354.(1992).

[87] G. Triggvason. « Computation of multiphase flow by a finite difference / front tracking method- Applications». Cours de l'école CEA-EDF-INRIA sur les problèmes de suivis d'interfaces.(1999).

[88] E.Arquis et J.P. Caltagirone. « Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d'une interface milieu fluide-poreux: application à la convection naturelle». Comptes Rendus de l'Académie des Science, Série II,n°1, p. 1-4, (1984).

[89] S.V. Patankar. « Numerical heat transfer and fluide flow. Hemis-phere Publishing Corporation , New YorK(USA), (1980).

[90] J. Crank " Free and moving boundary problems ", 1987.

[91] D. Delaunay. " Transferts de chaleur par conduction associés à un changement de phase". Ecole d'été G.U.T: Transfert de chaleur et de matière avec changement de phase, p. 327--372, 1990.

[92] D. DelaunaY. " Etude du couplage convection naturelle - conduction avec changement de phase. Application au stockage périodique de l'énergie". Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1985.

[93] V.R. Voller.« Fast implicit finite-differnce method for analysis of phase change problems ». Numerical Heat Transfer, vol.17, Part B, p.155-169.(1990).

[94] M. Khalid FATAOUI, «Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique ». Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, (2007).

[95] Y. Mebdoua, « Etude Numérique des Phénomènes Thermiques Contrôlant la Solidification d'une Lamelle en Projection Thermique : Application à la Formation du Dépôt ». Thèse de doctorat, Université de LIMOGES.(2008) .

[96] Minxia Xue . Yoav Heichal . Sanjeev Chandra. Javad Mostaghimi «Modeling the impact of a molten metal droplet on a solid surface using variable interfacial thermal contact resistance» , International Journal, J Mater Sci (2007) 42:9–18.

[97] S. Sampath a, X.Y. Jiang , J. Matejicek , A.C. Leger , A. Vardelle «Substrate temperature effects on splat formation, microstructure development and properties of plasma sprayed coatings Part I: Case study for partially stabilized zirconia » Materials Science and Engineering A272 (1999) 181–188.