



HAL
open science

Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique. Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette.

Khalid Fataoui

► **To cite this version:**

Khalid Fataoui. Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique. Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette.. Matériaux. Université de Limoges, 2007. Français. NNT : . tel-00325225v2

HAL Id: tel-00325225

<https://theses.hal.science/tel-00325225v2>

Submitted on 13 Jan 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE
DE LIMOGES - France
Faculté des Sciences et Techniques
Ecole doctorale
Science - Technologie - Santé
*Laboratoire Sciences des Procédés
Céramiques et de Traitements de Surface*
SPCTS CNRS UMR6638

UNIVERSITE
CHOUAIB DOUKKALI EL JADIDA - Maroc
Faculté des Sciences
Laboratoire de Mécanique et Energétique

N° d'ordre **74/2007**

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de LIMOGES

Discipline: *Matériaux Céramiques et Traitements de Surfaces*

&

Docteur de l'Université CHOUAIB DOUKKALI

Discipline: *Sciences des matériaux et énergétique*

présentée et soutenue à l'Université CHOUAIB DOUKKALI le 17 décembre 2007 par

M. Khalid FATAOUI

Développement de modèles thermomécaniques de construction de
dépôts obtenus par projection thermique.
Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette.

JURY :

Rapporteurs:

Najib LARAQI	Professeur	Université de Paris X
El Alami SEMMA	Professeur	Université Hassan 1er Settat

Examineurs:

Azzeddine AZIM	Professeur	Université Chouïb Doukkali
Françoise HUGOT	Maître de conférences (HDR)	Université de Bordeaux I
Frédéric DUBOIS	Professeur	Université de Limoges
Bernard PATEYRON	IR CNRS, Docteur d'Etat ès sciences physiques	Université de Limoges
Mohammed El GANAOUI	Maître de conférences	Université de Limoges
Hassan RHANIM	Professeur	Université Chouïb Doukkali
Abdelmajid BELAFHAL	Professeur	Université Chouïb Doukkali

Cette thèse est dédiée

à mes parents Ahmed et Rabia Labchara

à mes sœurs Rachida, Malika, Nadia et Fouzia

à mon épouse Samira

à mes nièces Hajar et Salma

et à mes neveux Soufiane et Walid

pour leur amour constant et permanent,

leur soutien,

leur patience,

et leurs encouragements.

A tous mes amis,

qui étaient là aux moments importants.

Remerciements

Ce travail est issu d'une collaboration en cotutelle de thèse entre le laboratoire Sciences des Procédés Céramiques et de Traitements de Surfaces de l'Université de Limoges, SPCTS CNRS UMR6638, et le Laboratoire de Mécanique et Energétique de l'université Chouaib Doukkali El Jadida – Maroc.

Que Monsieur le professeur Jean Claude LABBE, qui anime l'axe II du SPCTS, soit remercié pour son accueil ainsi que Monsieur le professeur émérite Pierre FAUCHAIS qui m'a accepté dans son équipe.

Je tiens à exprimer ma gratitude à mes directeurs de thèse à Limoges : Monsieur Bernard PATEYRON, ingénieur de recherche CNRS, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour avoir porté un intérêt quotidien à l'avancée de mes travaux, ainsi que pour son encadrement, sa rigueur et son ouverture d'esprit ; à Monsieur Mohammed EL GANAOUI, maître de conférence à l'université de Limoges, pour son disponibilité et ses recommandations. Leurs conseils et leurs soutiens m'ont permis de mener à bien mes travaux et de m'épanouir pleinement au sein du laboratoire.

Je remercie mes directeurs de thèse à l'université Chouaib Doukkali d'El Jadida : Monsieur le professeur Abdelmajid BELAFHAL, et Monsieur le professeur Hassan RHANIM, qui m'ont accueilli au sein de leur équipe et ont porté un intérêt constant à l'avancée de mes travaux.

A l'ensemble des membres du jury, qui me font l'honneur d'accepter de juger mes travaux, tout particulièrement Messieurs Najib LARAQI, professeur à l'Université Paris et El Alami SEMMA, Professeur à l'Université Hassan 1er de Settat, à Monsieur Frédéric DUBOIS, professeur à l'Université de Limoges, Madame Françoise HUGOT, maître de conférence à l'US2B- UMR CNRS INRA de Université Bordeaux I, et Monsieur Azzeddine AZIM, professeur à l'Université d'El Jadida, j'adresse mes très sincères et respectueux remerciements.

Que Monsieur le Professeur Chazad MOVAHHEDI directeur de l'école doctorale et Madame Gaëlle PEYRAT reçoivent ici l'expression de ma plus sincère reconnaissance pour leur bienveillance, j'exprime de même mon souvenir le meilleur à la région Limousin qui m'a généreusement accueilli.

J'exprime ma sincère amitié à tous les enseignants, étudiants et doctorants que j'ai côtoyés durant ces années et qui, par leur conseil et leur sympathie, ont sut rendre agréable le travail au sein de cette équipe. Je n'oublie pas Monsieur Nicolas CALVE, qui m'a apporté son aide, ses conseils, sa présence et ses compétences dans le domaine informatique et numérique, ainsi que tous les autres membres du laboratoire SPCTS.



Table des matières

Introduction	1
I. DEPOSITION PAR PROJECTION THERMIQUE : PROCEDE ET MODELES.....	5
I.1. Description du procédé de déposition par projection plasma	6
I.1.1. La torche à plasma.....	6
I.1.1. L'alimentation en poudres du jet plasma	7
I.1.2. L'interaction plasma particules.....	8
I.1.3. Paramètres expérimentaux du procédé de projection.....	8
I.1.3.a Paramètres liés au gaz	8
I.1.3.b Paramètres liés à la torche.....	10
I.1.3.c Distance de projection.....	11
I.2. Un modèle d'écoulement plasma : Jets & Poudres.....	12
I.2.1. Histoire dynamique et thermique d'une particule introduite dans le jet plasma	13
I.2.1.a Dynamique d'une particule isolée dans le jet plasma.....	13
I.2.1.b Échanges thermiques entre une particule isolée et le jet plasma.....	14
I.2.2. Le modèle "Jets & Poudres".....	14
I.2.2.a Paramètres d'entrée	15
I.2.2.b Grandeurs de sortie.....	15
I.2.3. Validation de «Jets&Poudres» et considérations sur les modèles de turbulence	16
I.2.3.a Longueur de mélange originale de GENMIX (Mixing length genuine).....	16
I.2.3.b Longueur de mélange (Mixing length standard) de "Jets & Poudres"	16
I.2.3.c K-Epsilon ().....	17
I.2.3.d Effet de la puissance électrique.....	17
I.2.3.e Effet du diamètre de tuyère	19
I.3. Validation du traitement de particules dans le jet	20
I.3.1.a Particules d'Alumine (Al ₂ O ₃).....	20
I.3.1.b Particules de Zircon (ZrO ₂).....	21
I.3.1.c Oxydation de particules d'acier 316L (d _p =60 µm).....	22
I.4. Conclusion partielle.....	25
II. GENERATION DES CONTRAINTES AU COURS DE LA CONSTRUCTION DU DEPOT.....	28
II.1. Description de la construction du dépôt.....	28
II.1.1. Température de transition.....	30
II.1.2. Taux d'étalement.....	31
II.1.3. Résistance thermique de contact	33
II.1.4. Adhérence du dépôt.....	35
II.1.5. Passe de projection.....	36
II.1.5.a Chevauchement des cordons	36

II.1.5.b	Température moyenne de projection.....	37
II.2.	Génération des contraintes en cours de déposition	38
II.2.1.	La contrainte de trempe.....	39
II.2.1.a	Génération de la contrainte de trempe.....	39
II.2.1.b	Évolution des contraintes de trempe	41
II.2.2.	La contrainte thermique et son évolution.....	42
II.2.3.	Génération des contraintes après déposition	43
II.2.3.a	La contrainte thermique	43
II.2.3.b	La contrainte résiduelle	44
II.3.	Mesure des contraintes	45
II.4.	Conclusion partielle.....	45
III.	MODELE DE DEPOSITION SANS IMPACT	47
III.1.	Modèle thermomécanique 1D	47
III.1.1.	Formation et modèle du dépôt.....	47
III.1.1.a	Empilement des lamelles.....	47
III.1.1.b	Modèle de l'empilement	49
III.1.1.c	Modèle thermique	50
III.1.1.d	Évolution de la température dans la lamelle et le substrat	50
III.1.2.	Évaluation des contraintes générées en cours de déposition.....	51
III.1.2.e	Contrainte de trempe	51
III.1.2.f	Contrainte thermique.....	53
III.1.2.g	Contrainte finale	55
III.1.3.	Quelques données numériques	56
III.1.3.a	Données thermiques	56
III.1.3.b	Données mécaniques	57
III.1.4.	Modèle thermomécanique 1D d'une lamelle sur un substrat.....	59
III.2.	Modèle thermomécanique 2D	61
III.2.1.	Modèle thermomécanique	61
III.2.1.a	Modèles thermiques	62
III.2.1.b	Modèles mécaniques	62
III.2.1.c	Hypothèses du modèle	63
III.2.1.d	Maillage et pas de temps	63
III.3.	Etude du système dépôt sur substrat d'acier	64
III.3.1.	Dépôt d'alumine sur un substrat d'acier	64
III.3.2.	Dépôt de zircon sur un substrat d'acier	70
III.3.3.	Dépôt de zircon sur différents substrats thermiquement sensibles.....	75
III.3.4.	Dépôt de zircon sur du bois avec ou sans sous couche de cuivre.....	79
III.4.	Conclusion partielle.....	85
IV.	MODELE D'ETALEMENT D'UNE GOUTTE A L'IMPACT SUR	
UNE CIBLE	87	
IV.1.	Etalement des particules	87
IV.1.1.	Tension de surface.....	89
IV.1.2.	Autres phénomènes élémentaires	89
IV.1.3.	Impact sur une paroi solide	91
IV.2.	Paramètres caractéristiques de l'impact	92
IV.2.1.	Échange thermique à l'impact.....	95
IV.2.2.	Solidification	96
IV.2.3.	Résistance Thermique de Contact (RTC).....	97

IV.3. Modèles d'étalement avec solidification.....	100
IV.4. Modèles numériques	103
IV.4.1. Modèle dynamique.....	103
IV.4.2. Modèle thermique	104
IV.4.3. Méthodes de calcul d'interface	105
IV.5. Validations du modèle.....	108
IV.5.1. Cas de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface horizontale lisse.....	109
IV.5.2. Impact d'une goutte d'indium sur une cible lisse	114
IV.5.3. Impact d'une goutte de zircon sur une surface horizontale lisse	115
IV.6. Résultats de simulation.....	118
IV.6.1. Impact d'une goutte de cuivre à faible vitesse ($1 \text{ m/s} < V < 10 \text{ m/s}$)	119
IV.6.2. Impact d'une goutte de zircon à vitesse moyenne ($10 \text{ m/s} < V < 100 \text{ m/s}$) ..	125
IV.6.3. Impact d'une goutte de zircon à grande vitesse ($100 \text{ m/s} < V < 200 \text{ m/s}$)...	130
IV.6.4. Impact d'une goutte d'email sur une surface horizontale lisse	135
IV.6.5. Recherche d'une corrélation empirique	141
IV.6.6. Impacts simultanés ou successifs de deux gouttes	143
IV.6.6.a Impacts simultanés	143
IV.6.6.b Impacts successifs	146
IV.6.7. Impact marginal de deux gouttes successives d'Indium	148
IV.7. Conclusion partielle.....	151
CONCLUSION.....	153
Annexe 1 Métrologie des contraintes dans les dépôts	155
Annexe1.1 Méthodes non destructives	155
1.1.1 Le bruit de Barkhausen	155
1.1.2 La méthode par ultrasons	156
1.1.3 Les méthodes de diffraction X	157
Annexe1.2 Méthodes destructives	159
1.2.1 Méthode de découpage.....	159
1.2.2 Méthode du trou incrémental	160
1.2.3 Méthode de la flèche <i>in situ</i>	161
Annexe 2 Instabilité de Rayleigh Taylor	165
Annexe2.1 Instabilités lors de l'étalement.....	165
Annexe2.2 Phénomène de recul lors de l'étalement.....	167
Annexe 3 Influence du paramètre de Sommerfeld.....	168
Références bibliographiques	171

Liste des tableaux

Tableau 1 : Conditions de projection ().....	56
Tableau 2 : Contraintes calculées et conditions de projection ().....	58
Tableau 3 : Données numériques, des matériaux, alumine, zircone et acier, utilisées dans cette étude.....	66
Tableau 4 : Propriétés des matériaux acier, cuivre, bois et béton utilisés.....	75
Tableau 5 : Compilation de quelques corrélations d'estimation de la goutte étalée (103) selon la relation $\frac{d_{\max}}{D} = a \cdot Re^{\alpha} \cdot We^{\beta}$	101
Tableau 6: Caractéristiques de la goutte d'eau à T=300 K	110
Tableau 7 : Caractéristiques de la goutte de l'indium liquide à 429.76 K	114
Tableau 8 : Propriétés de la goutte de zircone à T= 3400K.....	116
Tableau 9 : Caractéristiques de la goutte de cuivre à T=1450 K.....	119
Tableau 10: Caractéristiques de la goutte d'émail à T= 1514 K.....	135
Tableau 11 : Calcul des nombres adimensionnels	169

Liste des figures

Figure I-1 Représentation des éléments d'un turboréacteur d'avion qui ont reçu un traitement de surface par dépôt plasma ().....	2
Figure I-1 : Schéma du procédé de dépôt plasma de type APS (Atmospheric Plasma Spray)	5
Figure I-2 : Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma ()	6
Figure I-3 : Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma ()	7
Figure I-4 : Comparaison de l'évolution de la température de surface de particules d'alumine [-21,+18] μm injectées dans un jet plasma d'argon pur et dans un jet plasma argon hydrogène de même enthalpie moyenne ()	9
Figure I-5 : variation de la vitesse axiale du jet de plasma en fonction de l'intensité de courant diamètre de tuyère 7 mm, Ar/H ₂ (45/15Nl/mn), Z=2mm, R=0, ()	10
Figure I-6 : Profils axiaux de vitesses mesurés pour des particules d'alumine [-45,+22] μm , injectées dans des tuyères de 7 et 10 mm de diamètre interne ()	11
Figure I-7 : Evolution du rendement pondéral de projection de poudre d'alumine [-45+22] μm en fonction de la distance torche-substrat ().....	11
Figure I-8 : a, c, e : Vitesse axiale du jet plasma pour les trois modèles, b, d, f : température axiale du jet plasma pour les trois modèles, pour 400 et 600A, comparées aux points expérimentaux (400A-Ex et 600A-Ex)	18
Figure I-9 : Positions des points expérimentaux pour deux conditions de diamètre de tuyère 6 et 7mm (dia=6-Ex et dia=7-Ex) en comparaison des cartographies obtenues pour les trois modèles de turbulence. a, c, e : vitesse axiale du jet plasma. b, d, f : température axiale du jet plasma,.....	19
Figure I-10 : Particule d'alumine 25 μm comparaison des courbes théoriques de vitesse axiale et température axiale avec le point de mesure. a : Vitesse, b : Température.	21
Figure I-11: Particule de zircon 35 μm comparaison des courbes théoriques de vitesse axiale et de température axiale avec le point de mesure. a : Vitesse, b : Température.....	21
Figure I-12 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur l'oxydation des particules 316L (dp=60 μm) [D=7 mm, Ar-H ₂ =45-15 l.mn ⁻¹].....	22
Figure I-13: Vitesse calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L (dp=60 μm) [D=7 mm, Ar-H ₂ =45-15 l.mn ⁻¹].....	23
Figure I-14: Température calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L (dp=60 μm) [D=7 mm, Ar-H ₂ =45-15 l.mn ⁻¹].....	23
Figure I-15: Influence de la teneur d'hydrogène sur l'oxydation des particules 316L (dp=60 μm) [I=550A, D=7 mm].....	24
Figure I-16: Vitesse calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L (dp=60 μm) [I=550A, D=7 mm, Ar-H ₂ =45-15 l.mn ⁻¹].....	24
Figure I-17: Température calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L (dp=60 μm) [I=550A, D=7 mm, Ar-H ₂ = 60 l.mn-1].....	25
Figure II-1: Comparaison en échelle logarithmique des temps caractéristiques de la construction du dépôt	29
Figure II-2: Schéma type de la microstructure d'un dépôt élaboré par projection plasma.....	29
Figure II-3 : Influence de la température du substrat sur la contrainte de tremp (39).....	31
Figure II-4 : Micrographie de lamelles de zircon sur substrat lisse, $T > T_t$ ()	32

Figure II-5 : Représentation linéaire des différentes échelles de temps caractéristiques des phases d'étalement et de refroidissement de la lamelle d'alumine impactant à 200m.s ⁻¹ et 2800K sur un substrat lisse d'acier inoxydable préchauffé à 500K.....	32
Figure II-6 : Micrographies de lamelles de zircone obtenues par impact d'une gouttelette liquide sur substrat lisse, $T < T_l$ ().....	33
Figure II-7 : Profil type de contraintes dans un substrat AISI 304L sablé sur ses deux faces ().	36
Figure II-8 : Schéma type du mode de recouvrement des cordons de projection pendant une projection plasma ().....	37
Figure II-9 : Courbe représentative de l'évolution dans le temps de la température d'un substrat AISI 304L pendant une passe de projection plasma ().....	38
Figure II-10 : Schéma type des mécanismes de relaxation des contraintes de trempe ().....	40
Figure II-11 : Relaxation des contraintes par microfissuration dans une lamelle de zircone ()	41
Figure II-12 : Nature des contraintes selon le signe de $(\alpha_d - \alpha_s)$. La zone en grise correspond à la zone en compression, la zone blanche à la zone en tension	44
Figure III-1 : Déplacement de la torche pendant la projection des particules.....	48
Figure III-2 : Modèle 1D utilisé pour le calcul de l'histoire thermique d'un dépôt plasma.....	49
Figure III-3 : Schéma de la génération de la paire de forces égales et opposées et du moment de déséquilibre dans l'ensemble dépôt substrat.	52
Figure III-4 : Représentation schématique de la génération de la courbure dans le système barrette dépôt.....	54
Figure III-5 : Evolution de la température de la 1 ^{ère} lamelle (condition 3 du Tableau 1).	56
Figure III-6 : Evolution de la température de la 1 ^{ère} lamelle (condition 3 du Tableau 1)	57
Figure III-7 : Distribution des contraintes dans l'ensemble dépôt/substrat (zircone et alumine).	58
Figure III-8 : Schéma du modèle 1D avec substrat, résistance thermique de contact et lamelle.	60
Figure III-9 : Refroidissement de la première lamelle (goutte étalée) de 1 µm d'alumine fondue sur un substrat d'acier.	60
Figure III-10 : Contrainte après refroidissement de la première lamelle (goutte étalée) de 1 µm d'alumine fondue sur un substrat d'acier.	61
Figure III-11 : Schéma du modèle 2D axisymétrique.....	65
Figure III-12 : Variation du coefficient de dilatation α et le module d'Young E de l'alumine solide en fonction de la température.	65
Figure III-13: Conductivité thermique k de l'alumine solide (corindon) en fonction de la température.....	67
Figure III-14 : Evolution de la température de la goutte d'alumine en fonction du temps, pour les modèles 1D et 2D.	67
Figure III-15 : Contraintes selon X (dimension radiale de la lamelle)) et Y (épaisseur de la lamelle) en fonction de la distance à l'axe de symétrie dans le plan de contact de la lamelle et du substrat, après refroidissement	68
Figure III-16 : Evolution des contraintes de trempe, thermique et résiduelle dans la goutte d'alumine en fonction de la température après refroidissement.	69
Figure III-17 : Evolution du déplacement de matière en fonction de la distance à l'axe de symétrie dans le plan de contact de la lamelle et du substrat après refroidissement.....	69
Figure III-18 : Schéma de la géométrie de la plaque	71
Figure III-19 : Courbe expérimentale et courbe calculée du refroidissement d'un dépôt de zircone (500 µm) sur un substrat acier 304L ().	71
Figure III-20 : Température dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant t=50 s.	72

Figure III-21 : Déplacement dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant $t=1000$ s.....	73
Figure III-22 : Orientation du déplacement dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant $t=1000$ s.	73
Figure III-23 : Contraintes résiduelles dans le dépôt de zircone à l'instant $t=1000$ s.....	74
Figure III-24 : Déformation finale de l'ensemble après le refroidissement.....	74
Figure III-25 : la solidification de la goutte de zircone sur les différents substrats	76
Figure III-26 : Evolution de la température de la goutte de zircone en fonction de son épaisseur selon la nature de différents substrats à l'instant $t= 1 \mu\text{s}$	77
Figure III-27 : Température en fonction du temps dans l'interface entre la goutte de zircone et les différents substrats.	78
Figure III-28 : Refroidissement de la goutte de zircone déposée sur les différents substrats..	78
Figure III-29 : Évolution de la contrainte résiduelle durant le refroidissement.	79
Figure III-30 : Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle/bois.	80
Figure III-31: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zircone sur un substrat de bois sans sous couche de protection	80
Figure III-32: Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle/cuivre $1\mu\text{m}$ /bois,.....	81
Figure III-33: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zircone ($1 \mu\text{m}$, $T_i=3500$ K) sur substrat cuivre $1\mu\text{m}$ /bois	82
Figure III-34: Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle de zircone ($1 \mu\text{m}$, $T_i=3500$ K)/cuivre $3\mu\text{m}$ /bois.	82
Figure III-35: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zircone ($1 \mu\text{m}$, $T_i=3500$ K) sur substrat cuivre $3\mu\text{m}$ /bois	83
Figure III-36: Évolution de la contrainte résiduelle en cours de refroidissement.....	84
Figure IV-1 : Morphologie de particules d'alumine projetées par plasma en fonction de leurs vitesse et température avant impact ().	88
Figure IV-2 : (a) Mouillage total : le liquide s'étale complètement sur le substrat sous forme de film. (b) Mouillage partiel : le liquide forme une goutte d'angle de contact θ_c avec le substrat.	90
Figure IV-3 : Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K	93
Figure IV-4 : Paramètres caractéristique de la formation d'une lamelle ().	94
Figure IV-5 : Mécanismes d'étalement des lamelles	97
Figure IV-6 : Schématisation du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux	98
Figure IV-7 : lamelle étalée sur le substrat	99
Figure IV-8 : Changement de topologie de l'interface dans "level set", les interfaces sont définies par la fonction ϕ . a) $t = 0$. En gris, deux sous domaines non connexes, b) $t=\Delta t$, la topologie a changé. Il n'existe plus qu'une seule interface et un seul domaine connexe ().	107
Figure IV-9 : Schéma d'étalement de la goutte ().	108
Figure IV-10 : Impacts d'une goutte d'eau sur une surface lisse. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm ().	110
Figure IV-11: Évolution de l'étalement de la goutte d'eau dans notre modèle 3D. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm.....	111
Figure IV-12 : Notre modèle 3D de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface lisse horizontale. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm (l'inclinaison est celle de la visualisation).....	112
Figure IV-13 : Pression de la goutte d'eau sur le substrat à l'instant de l'impact. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm.....	113
Figure IV-14 : Iso valeurs de la vitesse d'étalement de la goutte d'eau pendant l'impact. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm.....	113

Figure IV-15 : Domaine de modélisation.....	114
Figure IV-16 : Étalement de la goutte d'indium à l'instant $t = 0.01$ s.....	115
Figure IV-17 : Déformation de la goutte de zirconium au cours de l'étalement, $V_i = 180$ m/s; $D = 20$ μ m.....	116
Figure IV-18 : Degré d'étalement en fonction du nombre de Reynolds.....	117
Figure IV-19 : Évolution de l'impact de la goutte sur le substrat.....	118
Figure IV-20 : Formation d'une lamelle en forme de disque sur un substrat en acier inoxydable 304 L préchauffé à 673 K à partir d'une goutte de cuivre ($D = 1,5$ mm, $V_i = 4$ m/s). ().....	120
Figure IV-21 : Modèle d'une goutte de cuivre sur substrat d'acier préchauffé à 673 K. ($D = 1,5$ mm, $V_i = 4$ m/s, $T_i = 1450$ K).....	121
Figure IV-22 : Étalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 0.2$ ms. ($D = 1.5$ mm, $T_i = 1450$ K).....	121
Figure IV-23 : Étalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 0.4$ ms ($D = 1.5$ mm, $T_i = 1450$ K).....	122
Figure IV-24 : Étalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 1$ ms ($D = 1.5$ mm, $T_i = 1450$ K).....	122
Figure IV-25 : Evolution de la température au point $x = 0.0005$ $y = 0$,.....	123
Figure IV-26 : Evolution de la température au centre de la goutte de cuivre. ($D = 1.5$ mm, $T_i = 1450$ K).....	124
Figure IV-27 : Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 1 ms, ($D = 1.5$ mm, $T_i = 1450$ K).....	124
Figure IV-28: Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant 0.5 μ s. ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K).....	125
Figure IV-29: Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant 1 μ s. ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K).....	126
Figure IV-30: Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 0.5 μ s de l'ensemble la goutte de zirconium ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K) et substrat (700 K).....	127
Figure IV-31: Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 1 μ s de l'ensemble la goutte de zirconium ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K) et substrat (700 K).....	127
Figure IV-32: Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 0.5 μ s de l'ensemble la goutte de zirconium (3500 K) et substrat (700 K) à la vitesse de 30 m/s.....	128
Figure IV-33: Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 0.5 μ s de l'ensemble la goutte de zirconium (3500 K) et substrat (700 K) à la vitesse de 80 m/s.....	128
Figure IV-34: Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zirconium ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K) après impact à vitesses de 30 m/s, 50 m/s et 80 m/s.....	129
Figure IV-35: Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zirconium ($V = 30$ m/s, $T_i = 3500$ K).....	130
Figure IV-36 : Evolution de la température au point $X = 0$, $Y = 5 \cdot 10^{-6}$ m.....	131
Figure IV-37 : Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant 0.05 μ s. ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K).....	131
Figure IV-38 : Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant 0.3 μ s. ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K).....	132
Figure IV-39 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant $5 \cdot 10^{-8}$ s après l'impact de goutte de zirconium à une vitesse de 100 $m \cdot s^{-1}$ ($D = 20 \mu$ m, $T_i = 3500$ K).....	133
Figure IV-40 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant $5 \cdot 10^{-8}$ s après l'impact de goutte de zirconium à 150 $m \cdot s^{-1}$ ($D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K).....	133

Figure IV-41 : Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zircone après impact à vitesses de 100 m/s et 150 m/s (D=20 μm, Ti=3500 K).....	134
Figure IV-42 : Évolution de l'étalement X, Y de la goutte d'émail dans notre modèle 2D. Vi = 160 m/s, D = 50 μm, Ti=1514 K.....	136
Figure IV-43 : Température sur l'axe de symétrie x=0 de l'ensemble la goutte d'émail (D=50 μm, Vi=160 m/s, Ti=1514 K et T _{substrat} = 700 K).....	136
Figure IV-44 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant de l'impact de goutte d'émail (V= 160 m.s ⁻¹ , D=50 μm, Ti=1514 K).....	137
Figure IV-45 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant 0.1 μs après l'impact de goutte d'émail à une vitesse de 160 m.s ⁻¹ (D=50 μm, Ti=1514 K).....	137
Figure IV-46 : Modèle 2D : iso-valeurs de la pression à l'impact à l'instant de l'impact de goutte d'émail (0s) à une vitesse de 160 m.s ⁻¹ (D=50 μm, Ti=1514 K).....	138
Figure IV-47 : Modèle 2D : iso-valeurs de la pression 0.1μs après l'impact de goutte d'émail (V= 160 m.s ⁻¹ , D=50 μm, Ti=1514 K).....	138
Figure IV-48 : Evolution de degré d'étalement de la goutte d'émail sur le substrat d'acier des deux modèles 2D et 3D en fonction de temps, en comparaison avec celles de Madejski (104) et Kurukawa, Toda (115). (V= 160 m.s ⁻¹ , D=50 μm, Ti=1514 K).....	139
Figure IV-49 : Notre modèle 3D de l'impact d'une goutte d'émail sur un substrat d'acier. (Vi = 160 m/s; D = 50 μm, Ti =1514 K)	140
Figure IV-50 : Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette d'émail (D=50 μm, V=160 m/s, Ti=1514 K).....	141
Figure IV-51 - Comparaison de degré d'étalement d'une goutte métallique étalée selon la relation $\frac{d_{max}}{D} = a . Re^{\alpha} . We^{\beta}$ pour les valeurs de α et β proposées par différents auteurs.	142
Figure IV-52 : Comparaison de degré d'étalement d'une goutte céramique étalée selon la relation $\frac{d_{max}}{D} = a . Re^{\alpha} . We^{\beta}$ pour les valeurs de α et β proposées par différents auteurs.	143
Figure IV-53 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants 0μs, 1 μs, 5 μs dans notre modèle 2D. Vi = 30 m/s, D = 20 μm, Ti=3500 K.....	144
Figure IV-54 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants 0μs, 0.5 μs, 1 μs dans notre modèle 2D. Vi = 50 m/s, D = 20 μm, Ti=3500 K.....	145
Figure IV-55 : Évolution de la température à l'interface des gouttes de zircone et du substrat à différents instants 0 μs, 0.5 μs, 1 μs, 2 μs, 10 μs dans notre modèle 2D. Vi = 30 m/s, D = 20 μm, Ti=3500 K.....	145
Figure IV-56 : Évolution de la température à l'interface des gouttes de zircone et du substrat à différents instants 0 μs, 0.5 μs, 1 μs, 2 μs, 10 μs dans notre modèle 2D. Vi = 50 m/s, D = 20 μm, Ti=3500 K.....	146
Figure IV-57 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants 0μs, 0.5 μs, 1 μs dans notre modèle 2D. Vi = 80 m/s, D = 15 μm, Ti=3500 K.....	147
Figure IV-58 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants 0μs, 0.2 μs, 1 μs dans notre modèle 2D. Vi =80 m/s, D =15 μm, Ti=3500 K.....	148
Figure IV-59 : Configuration de deux gouttes de notre modèle 2D.....	149
Figure IV-60 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de indium dans notre modèle 2D. Vi = 0.1m/s, D = 2 mm, Ti=473K.....	149
Figure IV-61 : Évolution de la température en fonction du temps des gouttes d'indium dans notre modèle 2D.	150

Figure 1-1: Influence d'une contrainte uniaxiale sur les domaines magnétiques en tension et en compression.....	156
Figure 1-2 : Schéma des plans atomiques neutres de contraintes internes à gauche et précontrainte à droite.....	158
Figure 1-3 : Principe du découpage dans le cas d'une soudure en V L'intersection des pointillés représente l'emplacement des jauges de déformation.....	160
Figure 1-4 : modèles de jauges de déformations ().	161
Figure 1-5 : Principe de la méthode par enlèvement de couche.....	162
Figure 1-6 : Schémas du dispositif de mesure des contraintes résiduelles in situ : KURODA, 1988.....	163
Figure 1-7 : Développement de la contrainte thermique lors du refroidissement final du bilame ().	164
Figure 2-1 : Photographies de la face supérieure (a) et postérieure (b) d'une lamelle d'étain ayant subi le phénomène d'étalement éclaboussement "flattening splashing"().	166

Introduction

Les procédés de déposition par projection thermique sont des techniques développées afin de d'améliorer les propriétés d'usage de divers composants industriels par recouvrement avec des couches de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur. Ces revêtements de surface sont considérés comme des dépôts épais, et leur but général est de protéger les surfaces de matériaux sensibles d'un voisinage mécanique ou thermique trop éprouvant (¹, ²).

De tels dépôts dont le vecteur thermique est une flamme, le plus souvent plasma, sont aujourd'hui couramment utilisés dans l'industrie. En effet les torches à plasma permettent de déposer une large gamme de matériaux très spécifiques : des superalliages et composés intermétalliques réfractaires aux céramiques. Le nombre d'applications commerciales est en constante augmentation. Ainsi la projection plasma représente un marché global d'environ 4.8 milliards d'euros en 2004 dont 30% en Europe. Parmi les secteurs d'activités, l'aéronautique représente une part importante du marché avec des revêtements qui sont réalisées sur des pièces à fortes valeurs ajoutées. Le nombre des composants d'un moteur d'avion (exemple Figure I-1) qui utilisent un dépôt par projection thermique est impressionnant.

Lors de l'élaboration de ces dépôts, un grand nombre de phénomènes parasites sont induits. Ainsi, les dépôts par projection thermique sont le siège de contraintes mécaniques résiduelles qu'il convient de comprendre de manière qualitative et d'évaluer de manière quantitative.

Ce peut être par la modélisation qui donne un support pour interpréter et expliquer les résultats expérimentaux en ce qu'elle d'accéder à des grandeurs difficilement mesurables. En outre les modèles numériques offrent un moyen de réduire le nombre des essais expérimentaux généralement coûteux en temps et en moyens.

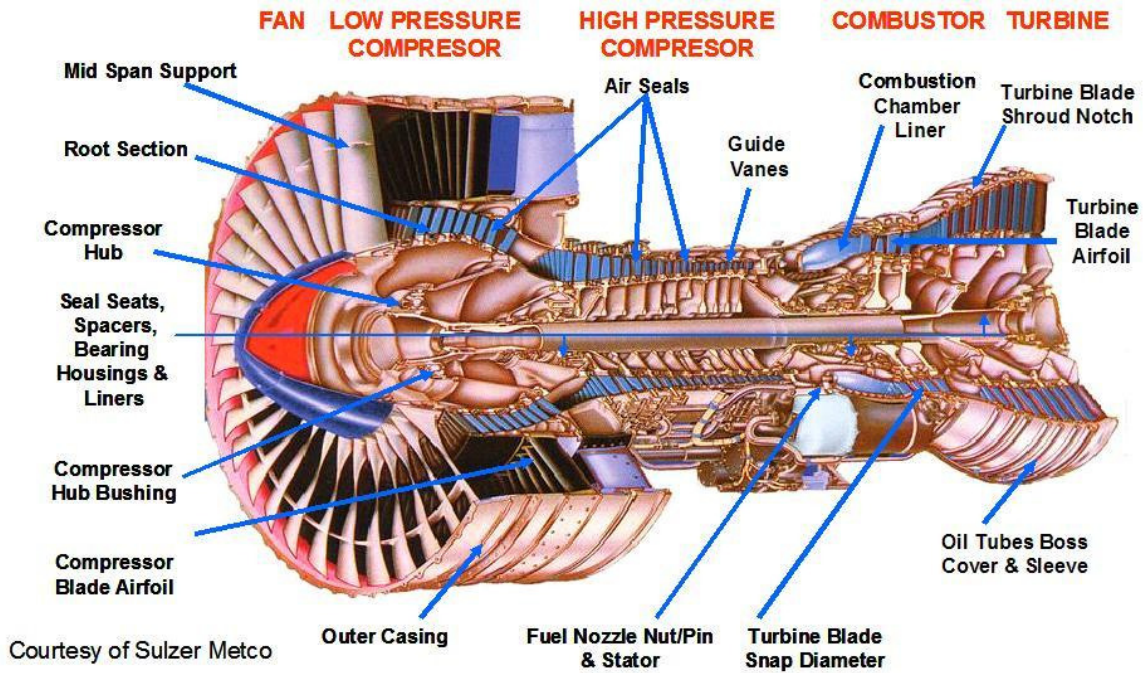


Figure I-1 Représentation des éléments d'un turboréacteur d'avion qui ont reçu un traitement de surface par déposition plasma ⁽³⁾

De nombreuses études ont été réalisées sur la projection plasma des matériaux céramiques, des métaux, des alliages et des cermets. En effet les propriétés de dépôt dépendent de paramètres particulièrement variés. Citons de façon non exhaustive : ceux qui caractérisent la torche (la composition des gaz, les débits, les puissances électriques, etc.). Ceux qui caractérisent la poudre (nature du matériau d'apport, diamètre des particules, microstructure et morphologie de celles-ci), débit massique de la poudre. Ceux qui caractérisent l'interaction entre le jet plasma et la poudre (l'accélération et le chauffage des particules dans le jet). Ceux qui représentent le mouvement relatif de la torche par rapport au substrat et aussi les paramètres relatifs au substrat (la température de préchauffage, la rugosité) et ceux qui représentent le refroidissement de dépôt.

Ce travail est le volet modèle numérique d'une étude de l'axe 2 du SPCTS, dont les travaux de thèse de MM. Hadadi, Syed et Mlle Julie Cedelle représentent le volet expérimental. Pour ce faire ce travail de thèse a consisté à valider des produits logiciels préexistants au laboratoire et mis à la disposition des usagers et de la communauté scientifique (Jets & Poudres, Layers, T & TWinner, etc.) et développer de nouveaux.

L'objectif général des travaux présentés est la prédiction du comportement d'un dépôt plasma en fonction des conditions opératoires de sa réalisation et au cours de ceux-ci nous avons utilisé, testé et validé ces outils et nous avons essayé de les améliorer.

Le travail présenté présente trois aspects du processus de la projection plasma:

Le premier chapitre est consacré à la dynamique, au comportement de la flamme plasma et l'histoire thermique et dynamique des particules injectées dans celle-ci. En effet pour prédire au mieux l'état de la particule au moment de son impact avec le substrat, un certain nombre de questions se posent. Pénètre-t-elle dans le jet? Parvient-elle sur la cible ou bien sort-elle du jet ? S'évapore-t-elle? Est-elle partiellement ou totalement fondue ? Quelle est sa vitesse d'impact sur le substrat? Rebondit-elle, éclate-t-elle ou bien adhère-t-elle idéalement?

Le second chapitre s'applique à l'étude de l'histoire thermique et mécanique d'une lamelle de matériau déposée en état de fusion, sans vitesse d'impact, puis solidifiée par trempe et soumise en fin du processus à un refroidissement (retour à la température ambiante) qui génère des contraintes mécaniques importantes. Ces contraintes sont à l'origine de réseaux de micro ou macro fissures, qui altèrent les caractéristiques mécaniques du dépôt (^{4,5}) et qui génèrent tant des fractures dans le dépôt que des décollements entre dépôt et substrat. Un modèle analytique 1D, qui a l'avantage de prendre en compte l'ensemble d'un processus de projection multi passes a été développé par (⁶) et amélioré par (⁷), pour prédire la distribution des contraintes dans le dépôt construit par la déposition de passes successives, Haddadi (⁸) ; Elchinger (⁹).

Le troisième chapitre est consacré à la représentation numérique de la solidification d'un dépôt sur un substrat afin de décrire son histoire thermique, et la distribution des contraintes thermiques et de trempe. Nous avons étendu, en 2D, le modèle de Haddadi pour une lamelle seule, et pris en considération les propriétés variables des matériaux à projeter en fonction de la température, afin de prédire, de les expliquer et tenter de les maîtriser. Le comportement thermomécanique des matériaux pendant le cycle de projection c'est-à-dire une phase de tir et un cycle de refroidissement. Nous avons comparé les résultats de ce modèle 2D avec ceux du modèle 1D, afin de savoir d'évaluer le raffinement descriptif du modèle 2D.

L'une des hypothèses cruciales des modèles multicouches est l'épaisseur de la lamelle élémentaire. Or celle-ci résulte directement de l'impact de gouttes de matériau liquide sur une surface solide.

Afin de comprendre la morphologie du revêtement, il donc est essentiel d'examiner les phénomènes dynamiques et thermiques à l'échelle des particules qui s'écrasent sur le substrat,

puis s'étalent, et se figent par refroidissement au contact du substrat. Le temps de solidification est fonction de la fréquence d'impact des particules et des échanges de quantité de mouvement et d'énergie au cours de ces impacts. Le processus d'écrasement et d'étalement d'une goutte sur une surface solide reste encore complexe et mal maîtrisé. Cependant plusieurs études (expérimentales et numériques) permettent d'améliorer la compréhension de l'écoulement de la particule liquide. Les interactions entre phases solides et liquides et entre gouttes qui s'écrasent simultanément sur la surface solide l'une à côté de l'autre ou bien l'une après l'autre posent question, parce qu'elles modifient la morphologie d'impact évaluée pour une goutte isolée. L'observation et l'interprétation expérimentale des phénomènes difficiles à contrôler et à maîtriser, se compliquent encore lorsque l'impact est relatif à plusieurs gouttes simultanées.

Dans le troisième chapitre de cette l'étude sont examinés à l'échelle des particules fluides les phénomènes dynamiques et thermiques qui interviennent lors de l'impact de gouttes sur un substrat.

La dernière partie de cette étude est dédiée à la modélisation de l'impact des gouttes liquides (cuivre, zircon, émail) sur des substrats solides, en décrivant les méthodes de résolution numérique des équations thermomécaniques et en validant les résultats obtenus en les comparant avec ceux, tant expérimentaux que numériques obtenus, par d'autres auteurs.

I. DEPOSITION PAR PROJECTION THERMIQUE : PROCEDE ET MODELES

La projection thermique consiste à déposer une couche de matériau exogène sur la surface d'un substrat en vue d'en améliorer les propriétés mécaniques ou thermiques (voire électriques) de surface.

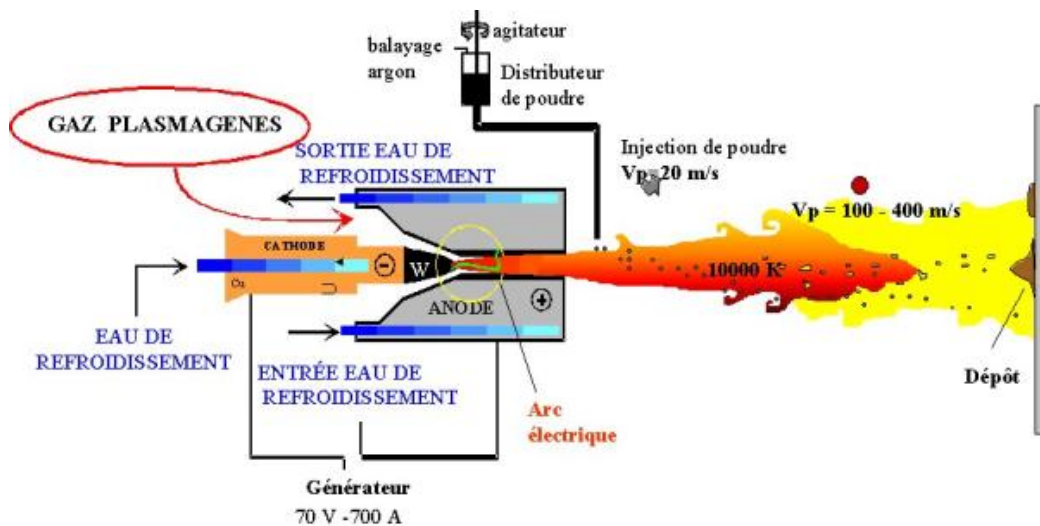


Figure I-1 : Schéma du procédé de déposition plasma de type APS (Atmospheric Plasma Spray)

Dans cette étude, la source d'énergie est une torche à plasma d'arc soufflé. Le procédé consiste à injecter une poudre dans la flamme ou jet plasma au voisinage de la sortie de tuyère. En traversant les zones chaudes du jet, les grains fondent de façon totale ou partielle et sont accélérés vers le substrat où ils s'écrasent et se solidifient pour former le dépôt (Figure I-1).

Le plasma permet des températures de gaz élevées ($\approx 15000\text{K}$), et assure la fusion de céramiques ou de matériaux réfractaires. Il permet également de choisir entre différents gaz

ou mélanges de gaz plasmagènes afin d'adapter leurs propriétés physico-chimiques au traitement envisagé.

I.1. Description du procédé de déposition par projection plasma

I.1.1. La torche à plasma

Dans la plupart des cas, la torche à plasma constituée d'une tuyère anode et d'une pointe cathode, fonctionne dans l'air à la pression atmosphérique. Ce procédé est appelé APS (Atmospheric Plasma spraying) ^(2,10).

La différence de potentiel aux bornes de la cathode et de l'anode provoque l'éclatement d'un arc entre la pointe de la cathode et la paroi de l'anode (Figure I-2). Cet arc est ensuite entretenu par le courant de forte intensité. La partie du gaz chauffée par effet Joule forme un volume de gaz ionisée ou plasma appelé colonne d'arc. Cette colonne d'arc quitte la torche en formant un dard ⁽¹²⁾ ou cœur du jet.

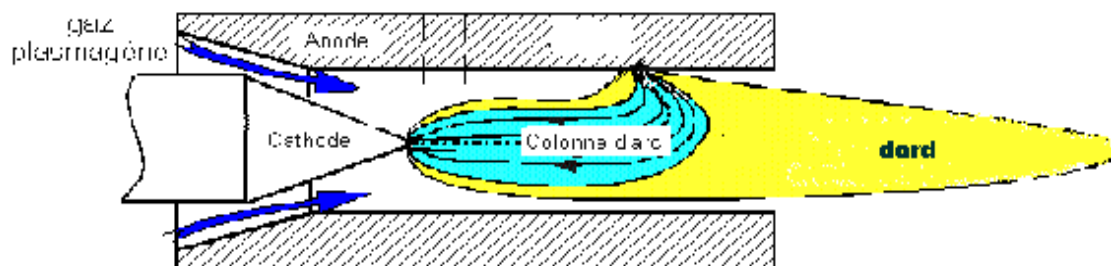


Figure I-2 : Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma ⁽¹¹⁾

Les jets de plasma d'arc atteignent des températures s'étendant de 8000 K à 15000 K pour des enthalpies massiques de l'ordre de 104 kJ/kg à 108 kJ/kg. Les gaz quittent la torche animés de vitesses de l'ordre de 500 à 2500 m/s ⁽²⁾.

Le gaz plasmagène est injecté en vortex ou axialement le long de la cathode. Plusieurs types de gaz sont couramment utilisés parmi lesquels l'argon, l'azote, l'hydrogène et l'hélium. Cette étude se limite au mélange argon-hydrogène (75%-25%) injecté axialement.

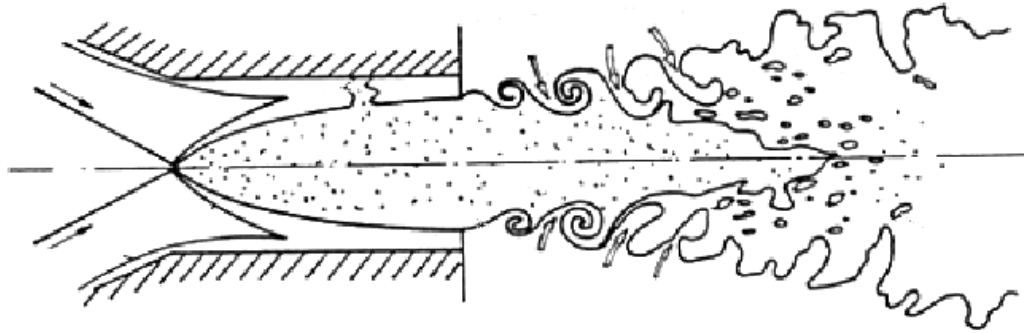


Figure I-3 : Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma ⁽¹²⁾

Le jet plasma pénètre dans l'air environnant froid et au repos. Dès la sortie du jet, à la frontière entre les deux fluides de vitesses et masses volumiques différentes, apparaissent des tourbillons d'instabilité dit de Kelvin-Helmholtz ⁽¹²⁾. Ces tourbillons s'étendent en aval du jet en provoquant la transition de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent (Figure I-3).

I.1.1. L'alimentation en poudres du jet plasma

La technologie d'injection des poudres résulte d'une longue mise au point empirique à plusieurs cycles successifs de prédiction correction. Les particules sont introduites dans le plasma par un tube appelé "injecteur" dans lequel circule un gaz porteur. Le diamètre interne de ce type d'injecteur est de l'ordre de 1,6 à 2 mm. Il est habituellement disposé perpendiculairement au jet, mais peut être incliné de quelques degrés afin de forcer les particules à pénétrer à contre-courant et ainsi à séjourner plus longtemps dans le plasma. Suivant les cas (poudre plus ou moins réfractaire), l'injecteur peut être disposé quelques millimètres à l'intérieur de l'anode (mode interne) ou à l'extérieur (mode externe) ⁽¹³⁾.

L'état de la particule en vol évolue selon sa nature, sa morphologie, sa trajectoire, son échauffement et de sa vitesse, c'est à dire selon le type de plasma considéré, du mode d'injection, et du temps de séjour dans le jet. Les paramètres d'injection de la poudre dans le jet de plasma déterminent donc les trajectoires et le traitement thermique des particules.

I.1.2. L'interaction plasma particules

Le transfert thermique et de quantité de mouvement entre plasma et particule ⁽¹³⁾ 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) ⁽¹⁴⁾. 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 ⁽¹³⁾.
- un transfert de chaleur qui chauffe les particules et les porte jusqu'à l'état liquide ou vapeur ^(15, 16).
- 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.

I.1.3. Paramètres expérimentaux du procédé de projection

Il est recherché que l'ensemble des paramètres de projection tende à ce que la plus grande proportion possible de particules injectées dans le plasma atteigne le substrat dans le meilleur état de fusion possible. Il est donc nécessaire de déterminer : le débit et la nature du gaz plasmagène, la puissance de fonctionnement de la torche à plasma, le débit de gaz porteur de poudre qui conduisent à la meilleure trajectoire moyenne. Les débits de poudre trop élevés (supérieur à 1kg/h) sont évités afin de le refroidissement du jet plasma par effet de charge. De même la distance de tir entre tuyère et substrat doit être optimisée ⁽¹⁷⁾.

I.1.3.a Paramètres liés au gaz

Le choix des débits et de la nature des gaz plasmagènes est déterminant pour une bonne fusion et accélération des particules projetées. Les courbes d'évolution de la température de

surface de particules avec la nature du gaz plasmagène (Figure I-4) mettent clairement en évidence l'effet d'un ajout d'hydrogène sur le transfert thermique plasma-particules, avec une augmentation notable de la température des grains. Ainsi, pour des poudres céramiques réfractaires, un plasma d'argon n'est pas suffisant. Il faut recourir à des mélanges argon-hydrogène pour assurer une fusion complète de la poudre.

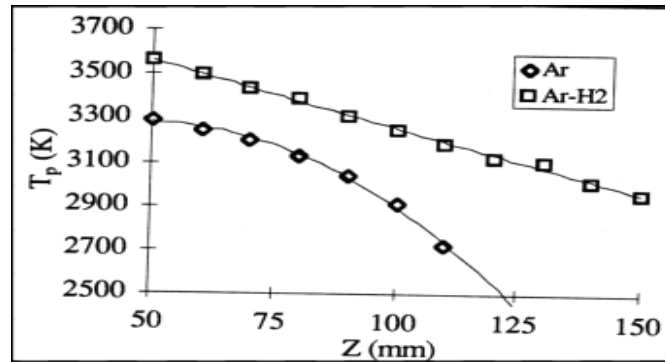


Figure I-4 : Comparaison de l'évolution de la température de surface de particules d'alumine $[-21,+18] \mu\text{m}$ injectées dans un jet plasma d'argon pur et dans un jet plasma argon hydrogène de même enthalpie moyenne ⁽¹⁸⁾

L'utilisation d'hydrogène en mélange avec de l'argon a pour effet d'augmenter la conductivité thermique du plasma ⁽¹⁹⁾ et d'améliorer le transfert thermique plasma particules. Pour des raisons de stabilité de fonctionnement des torches, le pourcentage d'hydrogène dans le mélange excède rarement 30% en volume.

Une importante dispersion des trajectoires des particules dans le jet plasma est due :

- aux distributions granulométriques des poudres ;
- aux distributions de vitesses d'injection dues aux distributions des vitesses de gaz en sortie d'injecteur ;
- à une composante radiale non négligeable des vitesses d'injection, due aux collisions des particules entre elles et avec les parois de l'injecteur ⁽¹⁸⁾.

I.1.3.b Paramètres liés à la torche

La Figure I-5 montre que l'accroissement du courant I provoque une augmentation de la vitesse de l'écoulement plasma en \sqrt{I} . En effet, quand le courant augmente, la puissance fournie à l'arc augmente, donc la quantité de mouvement du jet et corrélativement la vitesse.

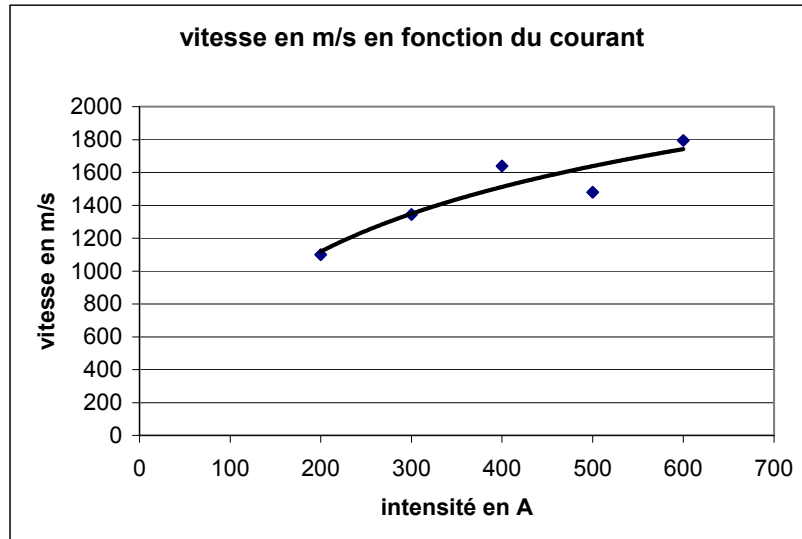


Figure I-5 : variation de la vitesse axiale du jet de plasma en fonction de l'intensité de courant diamètre de tuyère 7 mm, Ar/H₂ (45/15Nl/mn), Z=2mm, R=0, (²⁰)

La quantité de mouvement augmente aussi avec la fraction massique de gaz lourd (Ar ou N₂) (²¹). La vitesse maximale du jet de plasma chute de 2166 m/s pour une tuyère de 7 mm de diamètre à 770 m/s pour une tuyère de 10 mm de diamètre. Cela se traduit par une diminution notable de la vitesse des particules (²²). Les particules sont fortement accélérées sur une distance d'environ 50 mm (Figure I-6), correspondant à leur séjour dans le dard chaud du plasma, et subissent ensuite une décélération.

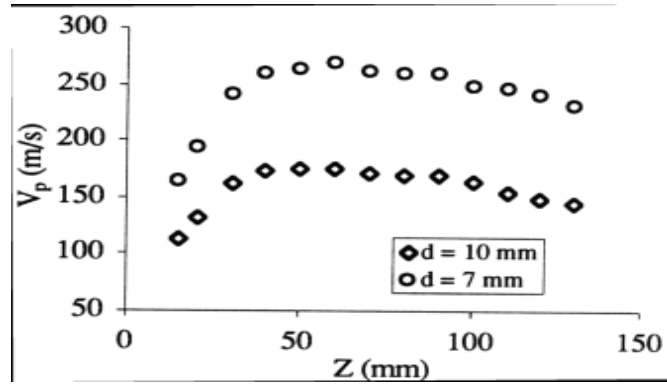


Figure I-6 : Profils axiaux de vitesses mesurés pour des particules d'alumine $[-45,+22] \mu\text{m}$, injectées dans des tuyères de 7 et 10 mm de diamètre interne ⁽²³⁾

I.1.3.c Distance de projection

Un bon critère de choix pour la distance de tir (distance entre la torche et le substrat) peut être l'évolution du rendement pondéral de projection. Le rendement optimum est obtenu lorsque le meilleur compromis entre la vitesse d'impact des particules et leur degré de fusion moyen est atteint.

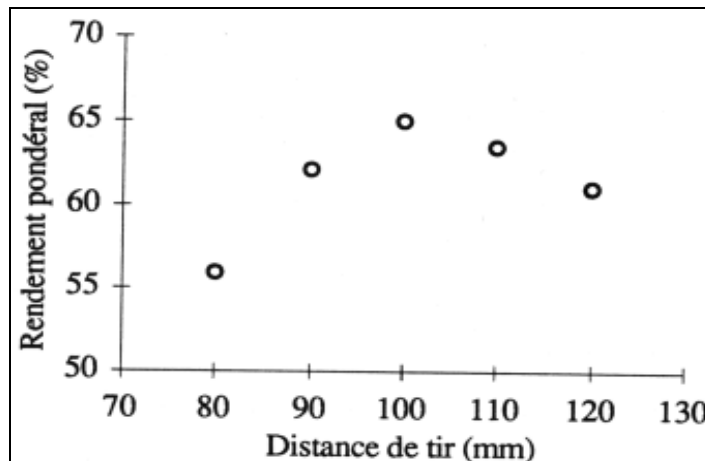


Figure I-7 : Evolution du rendement pondéral de projection de poudre d'alumine $[-45+22] \mu\text{m}$ en fonction de la distance torche-substrat ⁽²³⁾

L'étude des rendements de projection pour des poudres d'alumine (Figure I-7), nous conduit à choisir, pour la suite de notre étude, une distance de projection de 100 mm.

I.2. Un modèle d'écoulement plasma : Jets & Poudres

Un code de calcul a été développé pour simuler le jet plasma pour une meilleure compréhension de la physique du procédé de dépôt par plasma thermique et pour disposer d'un assistant pour l'optimisation de la projection. Ce code de calcul utilise l'algorithme GENMIX, issue de la courte collaboration, en 1971, de B. Spalding et S. Patankar ⁽²⁴⁾. Cette méthode permet de représenter un écoulement dit « parabolique » en 2D axisymétrique.

Cet algorithme présente deux avantages :

- La rapidité d'exécution qui est liée aux hypothèses d'un modèle représenté par des équations aux dérivées partielles (EDP) de type "parabolique". C'est-à-dire où les conditions d'écoulement aval n'interagissent jamais avec les conditions d'écoulement amont. C'est ce qui réduit considérablement le temps d'intégration qui s'effectue "en passant".
- La prise en compte des réactions chimiques dans l'écoulement. Cet aspect du code découle de son utilisation originelle pour l'étude de la combustion dans un brûleur.

En effet le jet plasma est un écoulement de type couche limite, c'est-à-dire que le transport par convection est négligeable dans les directions autres que la direction principale d'écoulement, il est donc décrit par des équations différentielles de type « parabolique », et l'algorithme GENMIX est particulièrement bien adapté.

La procédure suppose satisfaites les hypothèses suivantes ⁽²⁵⁾:

- L'écoulement est en équilibre thermodynamique local, c'est à dire qu'en chaque point de l'écoulement une valeur moyenne de chaque grandeur (température, vitesse,...) est définie.
- L'écoulement est en régime établi et non transitoire.
- Le plasma est optiquement mince, il ne réabsorbe pas le rayonnement qu'il émet.

Notons que :

- La production de chaleur par dissipation visqueuse est prise en compte. Le modèle considère l'ensemble des frottements visqueux (internes au fluide et fluide contre parois).
- Les grandeurs de transport sont calculées comme des grandeurs turbulentes à partir des nombres de Schmidt et de Prandtl.

- Les propriétés du mélange entre le jet plasma et le gaz ambiant sont évaluées par des lois de mélange en fonction des concentrations des deux phases, gaz plasma et gaz atmosphérique.

Ce modèle du jet plasma est exploité dans le logiciel de projection par plasma d'arc : "Jets & Poudres", développé au sein de l'axe II du laboratoire SPCTS ⁽²⁶⁾. Il permet d'évaluer de façon rapide les champs de températures, vitesses, concentrations, etc. et ainsi d'évaluer la trajectoire et l'histoire thermique d'une particule introduite dans le jet plasma.

I.2.1. Histoire dynamique et thermique d'une particule introduite dans le jet plasma

I.2.1.a Dynamique d'une particule isolée dans le jet plasma

Dans l'hypothèse où la force de traînée est la force dominante dans la dynamique de la particule injectée dans le jet plasma, l'équation de mouvement peut être écrite comme ⁽²⁶⁾:

$$m_p \cdot \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \pi \cdot \left(\frac{d_p^2}{4} \right) \cdot \rho_\infty \cdot |U - v| \cdot (U - v) + F_x \quad \text{Équation 1}$$

où: C_D est le coefficient de traînée, il dépend de la morphologie de la particule et du nombre de Reynolds; d_p est le diamètre initial de la particule (m); v est la vitesse de particules (m/s); U est la vitesse de plasma (m/s); ρ_∞ est la masse spécifique de plasma (kg/m³). Le coefficient de traînée C_D est une fonction empirique du nombre de Reynolds Re :

$$Re = \frac{(2 \cdot r \cdot \rho_\infty \cdot |U - v|)}{\mu_\infty} \quad \text{Équation 2}$$

où μ_∞ est la viscosité de plasma (kg/m.s).

$$C_D = \left(\frac{24}{Re} \right) \cdot (1 + 0.11 \cdot Re^{0.81}) \cdot f_0 \quad \text{Équation 3}$$

où f_0 est un facteur de correction pour tenir compte du gradient de propriétés dans la couche limite autour de la particule.

Les forces externes F_x sont bien représentées par la force de thermophorèse résultant du gradient thermique très élevé dans le fluide et la force de pesanteur. La force de thermophorèse est du même ordre de grandeur que l'accélération de la gravité, mais ici tous les deux sont faibles relativement à la force de traînée qui est de trois ou quatre ordres de grandeur plus élevée. On suppose également que les particules n'ont aucune influence sur le jet plasma (aucun effet de charge).

I.2.1.b Échanges thermiques entre une particule isolée et le jet plasma

Les mécanismes de transfert thermique à la particule dans le jet plasma peuvent être représentés par quatre étapes successives : le chauffage de la particule solide, sa fusion, le chauffage de la particule fondue et sa vaporisation ⁽²⁶⁾.

La température des particules T_p , est calculée à partir d'un bilan thermique dans la couche limite entourant la particule. Son expression est donnée par:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6 \cdot Q_n}{\pi(d_p^3 \cdot C_p \cdot \rho_p)} \quad \text{Équation 4}$$

où Q_n est le flux thermique reçu par la particule par conduction-convection (W/m^2); C_p est la chaleur spécifique de masse de la particule (J/kg.K).

Lorsque $T_p = T_F$ (température de fusion), on considère que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie en chaleur latente de fusion ΔH_F . La fraction massique fondue X_p évolue selon l'équation :

$$\frac{dX_p}{dt} = \frac{6 \cdot Q_n}{(\pi d_p^3 \cdot \Delta H_F \cdot \rho_p)} \quad \text{Équation 5}$$

X_p est compris entre 0 et 1. Si $X_p = 0$, la particule est entièrement solide et si $X_p = 1$, la particule est entièrement liquide.

I.2.2. Le modèle "Jets & Poudres"

Le modèle "Jets & Poudres" simule le mouvement d'une particule ou de la poudre (considérée comme un ensemble de particules) dans le jet plasma d'une torche de projection (trajectoire, vitesse, accélération...) et donc l'évolution thermique et dynamique d'une particule ou de la

poudre, considérée comme un ensemble de particules distribuées statistiquement en diamètre, en température, vitesse, accélération, état physique, etc. en fonction des paramètres d'entrée du modèle.

I.2.2.a Paramètres d'entrée

Le modèle permet à l'utilisateur de saisir directement les paramètres suivants:

- la nature et la composition des gaz plasmagènes (Ar, H₂, N₂, He),
- le débit du gaz plasmagène,
- le diamètre interne de la tuyère de la torche,
- la distance entre la sortie de la tuyère et la cible,
- le rendement thermique de la torche,
- la température maximale à la sortie de la torche,
- la puissance électrique de la torche.

Il est muni d'une base de données des matériaux qui contient les informations physico-chimiques caractéristiques de la poudre choisie: Ce choix s'effectue dans une liste proposée à l'utilisateur. Sont demandées les informations suivantes :

- le diamètre de la particule,
- la température initiale de la particule.
- l'angle entre l'injecteur et l'axe du jet.
- la vitesse des particules en sortie d'injecteur.

I.2.2.b Grandeurs de sortie

Le modèle « jets & poudres » prévoit plusieurs grandeurs de sortie ainsi que leur visualisation par interfaçage graphique.

- Une représentation graphique de la cartographie du jet plasma ainsi que du suivi interactif de ses caractéristiques: vitesse, température, l'enthalpie, concentration de gaz atmosphérique, etc.
- Une représentation graphique de la trajectoire de la particule et son évolution en vitesse, accélération, température, enthalpie, pourcentage fondu, flux surfacique de chaleur, paramètre de Sommerfeld, etc.

- Pour la particule : l'évolution des caractéristiques de la particule et des positions d'impact sur la cible.

I.2.3. Validation de «Jets&Poudres» et considérations sur les modèles de turbulence

Les champs thermiques et dynamiques du jet varient considérablement selon le modèle turbulence choisi. Nous avons recherché le modèle de turbulence qui donne les résultats les plus proches des résultats expérimentaux, parmi les trois modèles de turbulence suivants ⁽²⁵⁾ :

I.2.3.a Longueur de mélange originale de GENMIX (Mixing length genuine)

Dans l'hypothèse de la longueur de mélange, chaque volume élémentaire dans l'écoulement est caractérisé par une longueur de mélange l_m . La viscosité de turbulence efficace μ_t est alors calculée à partir de la formule ⁽²⁷⁾ :

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad \text{Équation 6}$$

avec ρ : masse volumique (kg/m^3), u : vitesse (m/s) et y : position axiale (m).

I.2.3.b Longueur de mélange (Mixing length standard) de "Jets & Poudres"

Pour tenir compte du comportement laminaire du cœur du jet à température élevée la longueur de mélange l_m est pondérée par une fonction f_0 telle que $f_0 = \left(\frac{300}{T(x,0)} \right)^{(1/n)}$,

où $T(x, 0)$ est la température sur l'axe de jet à la distance X de la sortie de la torche et n est un facteur d'ajustement qui a été pris empiriquement égal à 9 ⁽²⁵⁾.

La viscosité efficace utilisée est :

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu_l \quad \text{Équation 7}$$

où les trois indices inférieurs caractérisent respectivement les viscosités effective, turbulente et laminaire (moléculaire).

I.2.3.c K-Epsilon (²⁸)

C'est un modèle qui représente la turbulence avec deux équations de conservation, l'une sur k l'énergie de turbulence, l'autre sur ε l'énergie de dissipation, et où l longueur échelle de turbulence, est telle que :

$$l = \frac{Cte.k^{3/2}}{\varepsilon} \quad \text{Équation 8}$$

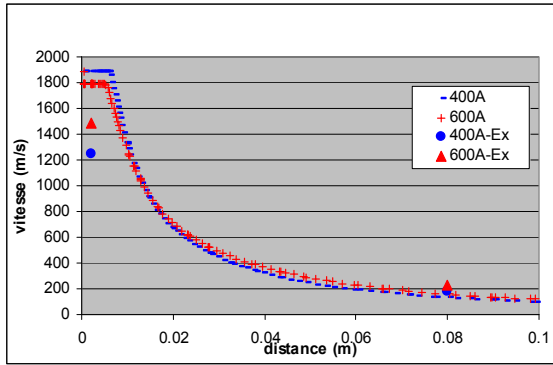
Dans le code les profils radiaux initiaux de température $T(r)$ et de masse débitée $\rho(T,r)U(r)$ sont plats. Mais le profil de température est ajusté en sorte que toute l'enthalpie soit utilisée pour que la température axiale du jet soit au minimum celle estimée par les expérimentateurs (en général 12000 K), les gaz périphérique restant alors à 300 K. Pour comparer des résultats expérimentaux avec ceux du modèle, nous reprenons à l'identique les conditions de projection utilisées par Planche (¹⁰) et par Lagnoux (²⁹) pour leur mesures de vitesses et les températures.

I.2.3.d Effet de la puissance électrique

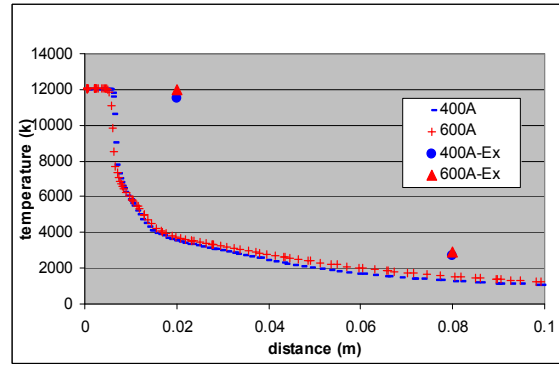
Pour un mélange de gaz plasmagènes argon-hydrogène (45/15 Nl/mn) et une tuyère de 7 mm de diamètre nous comparons les trois modèles de turbulence pour deux puissance effective $P_{eff} = 19.5$ kW (600A) et $P_{eff} = 13$ kW (400 A). La Figure I-8 place les points expérimentaux sur les courbes des vitesses et des températures. Le modèle K-epsilon semble ici le modèle qui rend le mieux compte des résultats expérimentaux.

Ceux-ci montrent que l'augmentation d'enthalpie massique (ici l'intensité du courant) conduit à une augmentation importante de la vitesse alors que la température du jet de plasma reste constante.

Longueur de mélange originale de GENMIX (Mixing length Genuine)

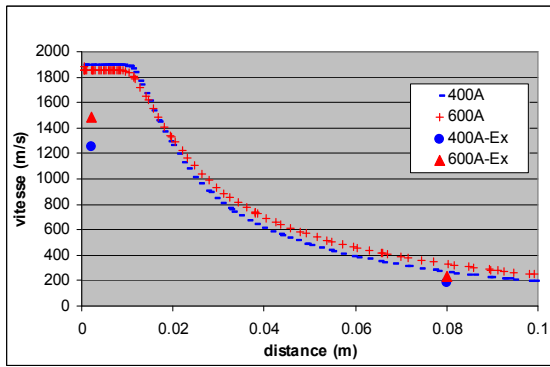


a

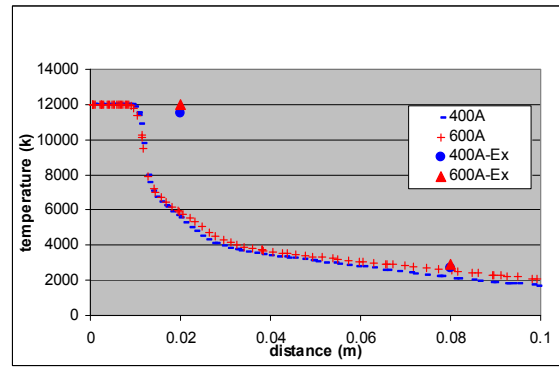


b

Longueur de mélange (Mixing length standard).

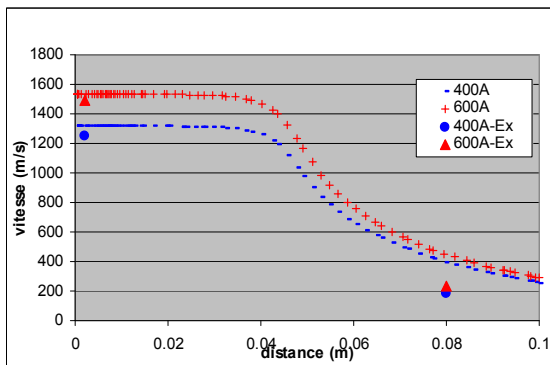


c

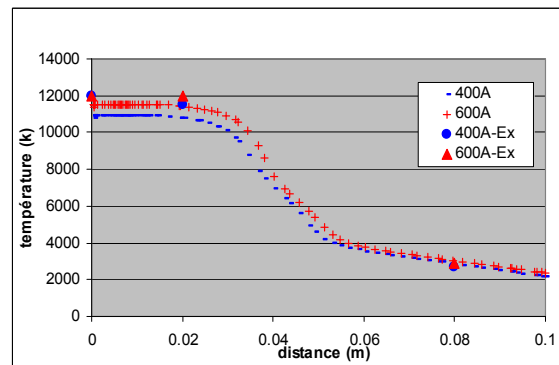


d

K-epsilon



e

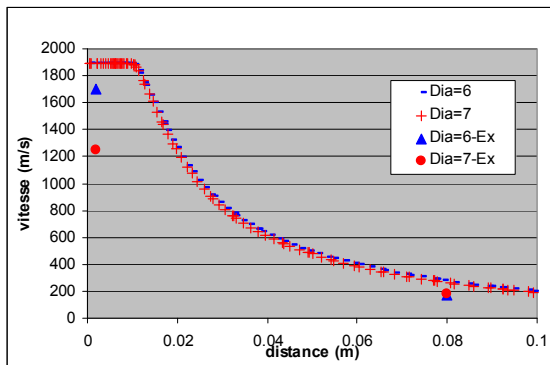


f

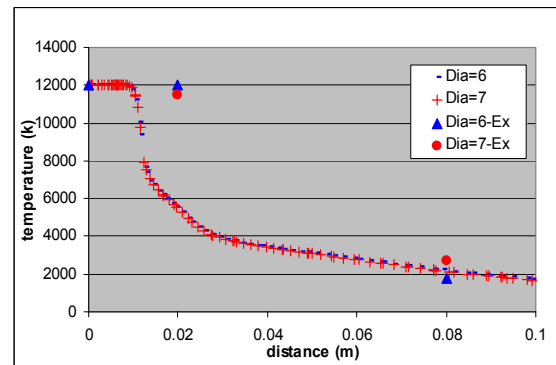
Figure I-8 : a, c, e : Vitesse axiale du jet plasma pour les trois modèles, b, d, f : température axiale du jet plasma pour les trois modèles, pour 400 et 600A, comparées aux points expérimentaux (400A-Ex et 600A-Ex)

I.2.3.e Effet du diamètre de tuyère

Longueur de mélange (Mixing length standard).

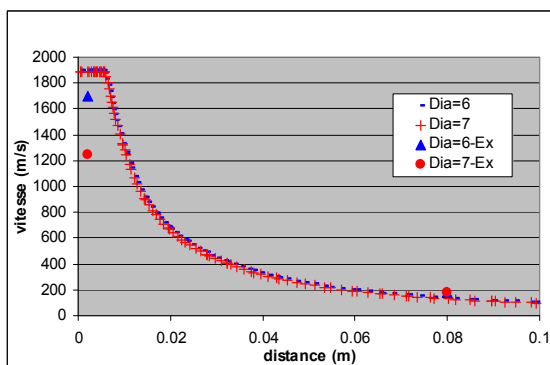


a

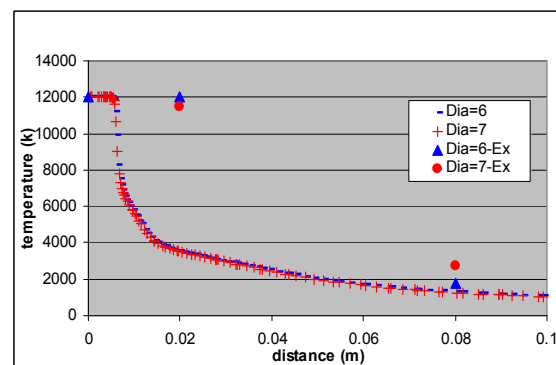


b

Longueur de mélange originale de GENMIX (Mixing length Genuine).

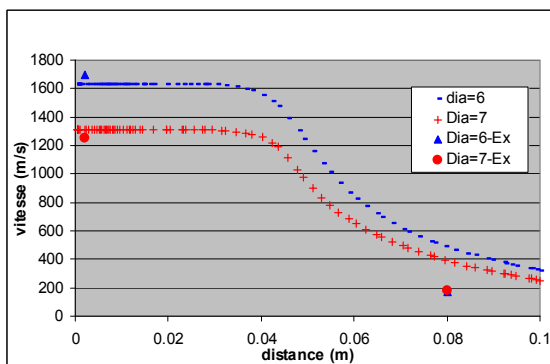


c

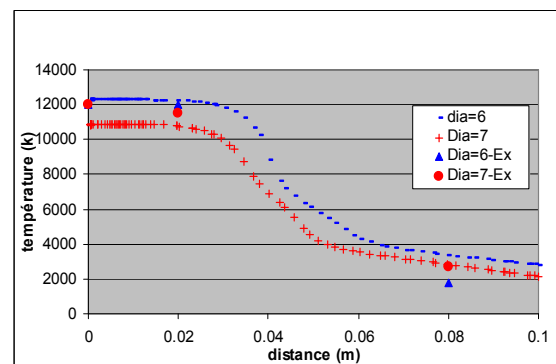


d

K-epsilon



e



f

Figure I-9 : Positions des points expérimentaux pour deux conditions de diamètre de tuyère 6 et 7mm (dia=6-Ex et dia=7-Ex) en comparaison des cartographies obtenues pour les trois modèles de turbulence. a, c, e : vitesse axiale du jet plasma. b, d, f : température axiale du jet plasma,

Si les calculs sont effectués pour un plasma d'argon-hydrogène (45/15 NI/mn), une intensité de 400 A pour des diamètres de tuyère de 6 mm ($P_{\text{eff}} = 14 \text{ kW}$) et 7 mm ($P_{\text{eff}} = 13 \text{ kW}$). Les points expérimentaux sont placés sur la Figure I-9. Le modèle K-Epsilon semble encore le plus adapté alors que les autres modèles sont plus éloignés des résultats expérimentaux, car leur vitesse et température axiale chutent très vite en sortie de la torche alors que le modèle K-Epsilon garde des vitesses et températures constantes jusqu'à 40mm de la torche, ce qui est concordant avec les résultats expérimentaux de Planche ⁽²⁰⁾.

C'est pourquoi, le modèle K-Epsilon, est utilisé dans la suite de cette étude, car il est le mieux adapté au problème traité.

I.3. Validation du traitement de particules dans le jet

Nous avons validé le traitement des particules en jet plasma à partir de résultats expérimentaux de projection : de particules d'alumine, de particules de zircone et de particules d'acier 316L. Ces matériaux ont été choisis, car ce sont les plus étudiés en raison de leurs propriétés mécaniques et thermiques pour l'alumine et la zircone, et capacité à s'oxyder en ce qui concerne les particules d'acier.

Les résultats expérimentaux relatifs à l'alumine et la zircone sont repris de l'étude conduite par Bianchi ⁽²²⁾. Il utilise des particules d'alumine de 25 μm de diamètre et des particules de zircone de 35 μm dont le comportement est simulé par "Jets & Poudres".

I.3.1.a Particules d'Alumine (Al_2O_3)

En ce qui concerne l'évaluation de la vitesse et de la température les résultats expérimentaux sont reportés sur les courbes calculées. La Figure I-10-a semble montrer que le calcul sous estime la vitesse axiale de la particule, alors que la (Figure I-10-b) montre une bonne concordance entre la simulation et l'expérience en ce qui concerne l'évaluation de température.

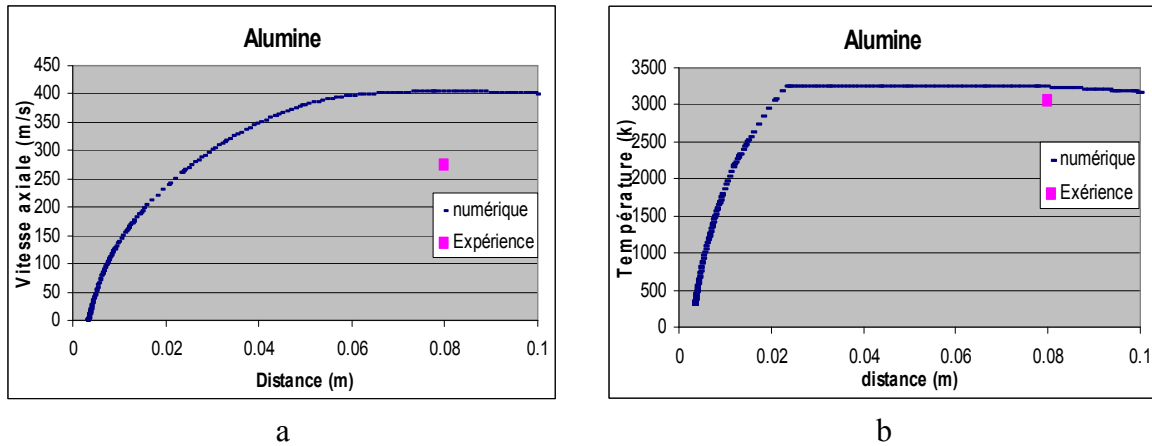


Figure I-10 : Particule d'alumine 25 μm comparaison des courbes théoriques de vitesse axiale et température axiale avec le point de mesure. a : Vitesse, b : Température.

L'erreur relative maximale entre les températures calculée et mesurée est d'environ 20%, compte tenu de l'erreur relative des mesures expérimentales estimée à 10%. Il faut conclure que le modèle estime bien la température mais surestime la vitesse des particules.

I.3.1.b Particules de Zircon (ZrO₂)

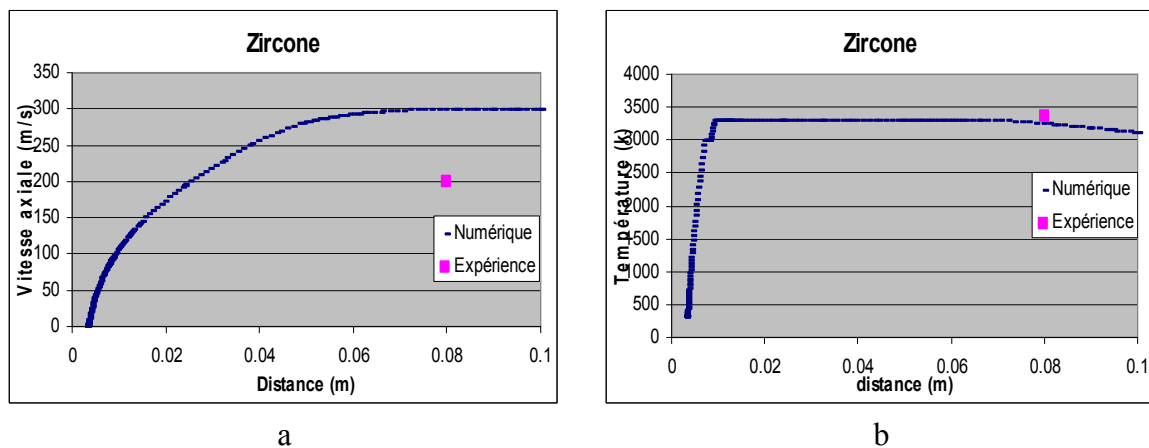


Figure I-11: Particule de zircon 35 μm comparaison des courbes théoriques de vitesse axiale et de température axiale avec le point de mesure. a : Vitesse, b : Température.

La Figure I-11 semble confirmer pour les particules de zircon les conclusions obtenues avec l'alumine. Les températures de particules sont bien évaluées mais les vitesses sont surestimées. Un problème de fond est posé puisque le modèle thermique qui semble validé

par l'expérience repose sur un couplage des évaluations de vitesse et d'échanges thermiques. Autrement dit comment peut-on faire des évaluations d'échanges thermiques valides avec des évaluations de vitesses inexactes? Les mesures de températures de vitesses et de températures sont elles indépendantes? Et nous sommes donc conduits à mettre en doute les mesures de vitesses.

I.3.1.c Oxydation de particules d'acier 316L ($d_p = 60 \mu\text{m}$)

Le modèle Jets&Poudres rend compte de l'engouffrement du gaz atmosphérique entraîné par le jet. Si l'atmosphère est de l'air le jet plasma s'enrichit en oxygène et Jets&Poudres nous permet ainsi d'exploiter les résultats de la simulation pour expliquer l'influence de l'intensité de courant et de la teneur en hydrogène sur l'oxydation des particules d'acier 316L de 60 μm . L'oxydation a été évaluée par analyse des poudres d'acier traitée par la technique "fusion extractive" (LECO), laquelle consiste à doser le dégagement de CO et CO₂ lors d'échauffement de la poudre portée à températures élevées.

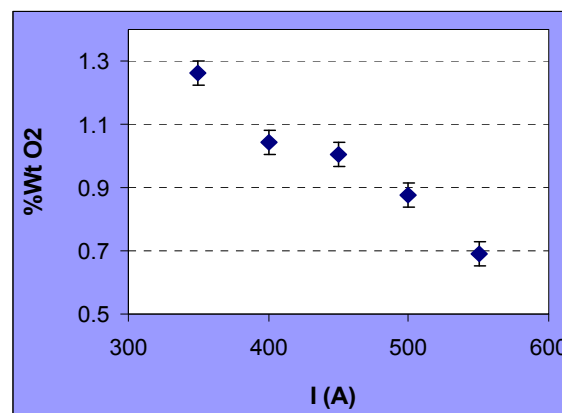


Figure I-12 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur l'oxydation des particules 316L ($d_p = 60 \mu\text{m}$) [$D = 7 \text{ mm}$, $\text{Ar-H}_2 = 45\text{-}15 \text{ l.mn}^{-1}$]

Pour étudier l'influence de l'intensité imposée et donc la puissance effective dissipée dans le plasma, nous avons projeté des particules d'acier 316L dans un plasma Ar-H₂ (45/15 NI/mn), avec une tuyère de 7 mm de diamètre, et des intensités de courants de 350A ($P_{\text{eff}} = 11.5 \text{ kW}$), 450A ($P_{\text{eff}} = 14.5 \text{ kW}$) et 550A ($P_{\text{eff}} = 17 \text{ kW}$).

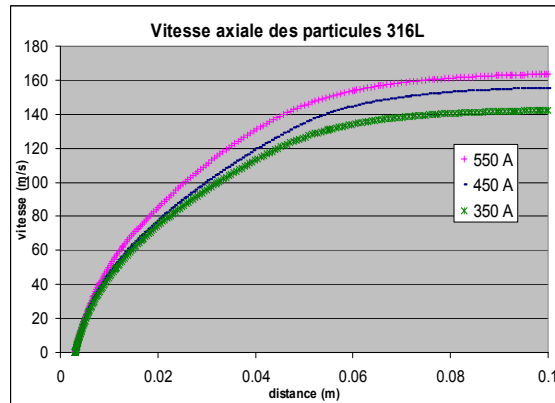


Figure I-13: Vitesse calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L ($d_p=60 \mu\text{m}$) [$D=7 \text{ mm}$, $\text{Ar-H}_2=45\text{-}15 \text{ l.mn}^{-1}$]

La Figure I-12 montre clairement une diminution de la teneur en oxyde quand l'intensité augmente. La puissance de plasma augmente, les particules sont mieux chauffées dans la première partie du jet, puis l'écart thermique diminue. A 100 mm de la sortie tuyère des températures de particules voisines sont retrouvées (Figure I-14). Par contre, quand l'intensité augmente une augmentation de la vitesse axiale des particules à 100 mm de la sortie tuyère est constatée (Figure I-13), qui se traduit par une diminution importante du temps de séjour des particules dans le plasma. Ainsi, les particules restent moins longtemps au contact de l'oxygène.

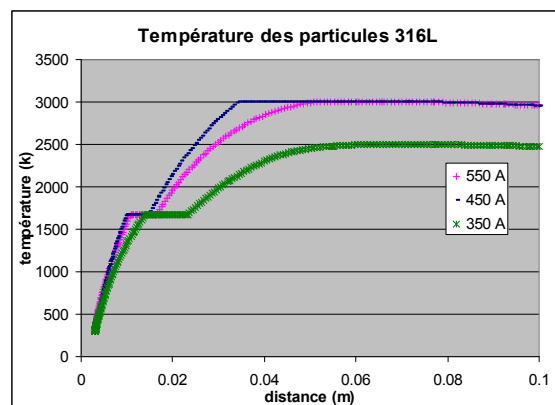


Figure I-14: Température calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L ($d_p=60 \mu\text{m}$) [$D=7 \text{ mm}$, $\text{Ar-H}_2=45\text{-}15 \text{ l.mn}^{-1}$]

Relativement à la teneur en hydrogène, nous avons projeté des particules d'acier 316L en faisant varier le débit de l'hydrogène imposé dans le plasma, avec une tuyère de 7 mm de

diamètre. Ceci afin d'expliquer l'influence de l'hydrogène sur l'entraînement d'air dans le plasma, à débit massique constant, dans tous les cas, l'intensité est fixé à 550A et les débits d'hydrogène à 0% ($P_{\text{eff}} = 6 \text{ kW}$), 10% ($P_{\text{eff}} = 12.5 \text{ kW}$) et 25% ($P_{\text{eff}} = 17 \text{ kW}$).

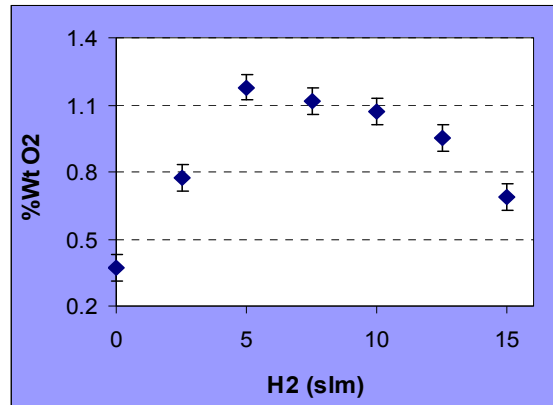


Figure I-15: Influence de la teneur d'hydrogène sur l'oxydation des particules 316L ($d_p=60 \mu\text{m}$) [$I=550\text{A}$, $D=7 \text{ mm}$]

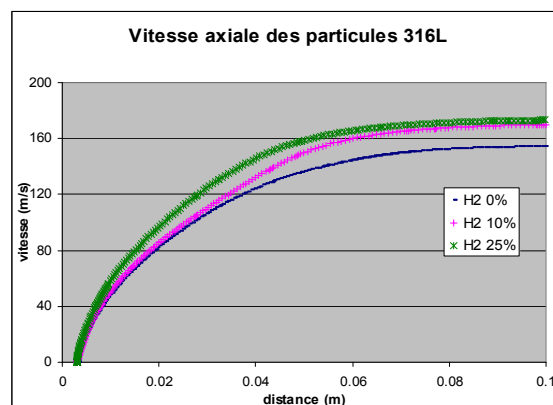


Figure I-16: Vitesse calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L ($d_p=60 \mu\text{m}$) [$I=550\text{A}$, $D=7 \text{ mm}$, $\text{Ar-H}_2=45-15 \text{ l.mn}^{-1}$]

La Figure I-15 montre clairement une augmentation puis une diminution de la teneur en oxyde quand la teneur en hydrogène augmente. La Figure I-16 montre la vitesse axiale des particules.

Pour une teneur d'hydrogène de 0%, le taux d'oxydation est très faible, qui se traduit par une température des particules d'acier 316L inférieure à la température de fusion (Figure I-17)

cela signifie que les particules sont encore en phase solide ce qui ne favorise pas les réactions d'oxydation.

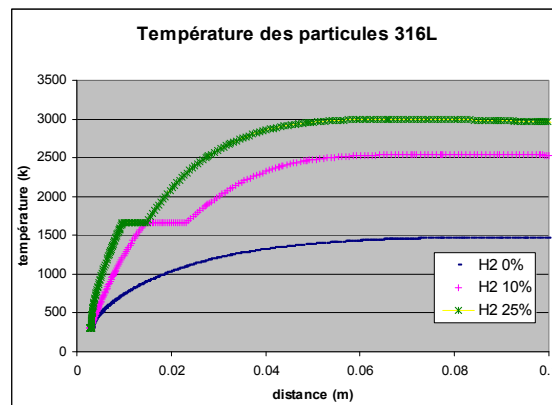


Figure I-17: Température calculée en fonction de la distance axiale pour des particules 316L ($d_p=60 \mu\text{m}$) [$I=550\text{A}$, $D=7 \text{ mm}$, $\text{Ar-H}_2= 60 \text{ l.mn}^{-1}$]

L'augmentation du débit d'hydrogène induit l'augmentation de la température et de la vitesse du jet plasma. Au début, l'augmentation de la température tend à favoriser la dissociation de l'oxygène, qui accélère l'oxydation, et atteint une oxydation maximale, après l'augmentation de l'hydrogène favorise les réactions de recombinaison entre les différents espèces chimiques et l'hydrogène, et aussi une augmentation de la vitesse, ce qui diminue le temps de séjour des particules dans le plasma et induit donc une diminution de l'oxydation.

I.4. Conclusion partielle

Dans ce chapitre nous avons validé et amélioré un modèle de simulation de la projection d'une poudre dans un jet plasma par confrontation aux résultats expérimentaux.

Le modèle "Jets&Poudres" permet de d'évaluer les cartographies de températures et vitesses du jet plasma et ainsi de déterminer la trajectoire de la particule de poudre ainsi que son histoire thermique. L'influence de paramètres de projection, comme l'intensité, le diamètre de la tuyère sont ainsi expliqués.

Nous avons ainsi optimisé un modèle de turbulence pour l'écoulement plasma (K-Epsilon a été retenu) et nous avons modifié le profil de température du plasma en sortie de tuyère afin d'ajuster la vitesse de l'écoulement aux valeurs expérimentales.

Le modèle semble surestimer les vitesses de particules ce qui nous conduit à mettre en doute la précision avancée pour les mesures de vitesses. En effet la prédiction des échanges thermiques suppose une bonne évaluation des vitesses. Les résultats de ce modèle nous semblent suffisamment fiables pour être exploités afin de déterminer les caractéristiques et les propriétés (température d'impact, vitesse, taille optimale, etc.) des gouttes impactantes sur la cible afin de les utiliser dans le modèle thermomécanique d'empilement ou cinétique des gouttes en cours de construction des dépôts.

II. GENERATION DES CONTRAINTES AU COURS DE LA CONSTRUCTION DU DEPOT

II.1. Description de la construction du dépôt

Les revêtements élaborés par projection plasma se caractérisent en général par leur structure lamellaire, ces lamelles sont générées par l'étalement et la solidification des particules de poudre fondues et accélérées par le plasma. L'étalement et la solidification d'une particule s'effectuent indépendamment des autres : la particule sur laquelle percute une nouvelle particule est généralement solidifiée. La durée séparant l'impact de lamelles au même endroit sur le substrat est de l'ordre de $10 \mu\text{s}$ (voir Equation 19), soit plus de dix fois le temps de solidification d'une lamelle ⁽³⁰⁾. Cet empilement confère aux dépôts une structure lamellaire particulière anisotrope et hétérogène de lamelles individuelles.

Les temps pour qu'une nouvelle lamelle impacte au même point sont fonction du débit masse de poudre ($1 \text{ à } 8 \text{ kg.h}^{-1}$), du rendement de dépôt ($\approx 50\%$), de la granulométrie moyenne et de la masse spécifique des particules, de la vitesse de déplacement relative de la torche et de la cible (de $10 \text{ à } 300 \text{ cm.s}^{-1}$). Ces paramètres régissent également la durée d'une passe. En moyenne l'épaisseur d'une passe est constituée de 3 à 15 particules empilées (chacune d'environ $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur) ⁽³¹⁾.

La durée de réalisation d'une passe est fonction de la taille de la pièce à revêtir dont la longueur peut varier, par exemple, de 1 cm à 15 m. La Figure II-1 donne un aperçu global de ces temps caractéristiques.

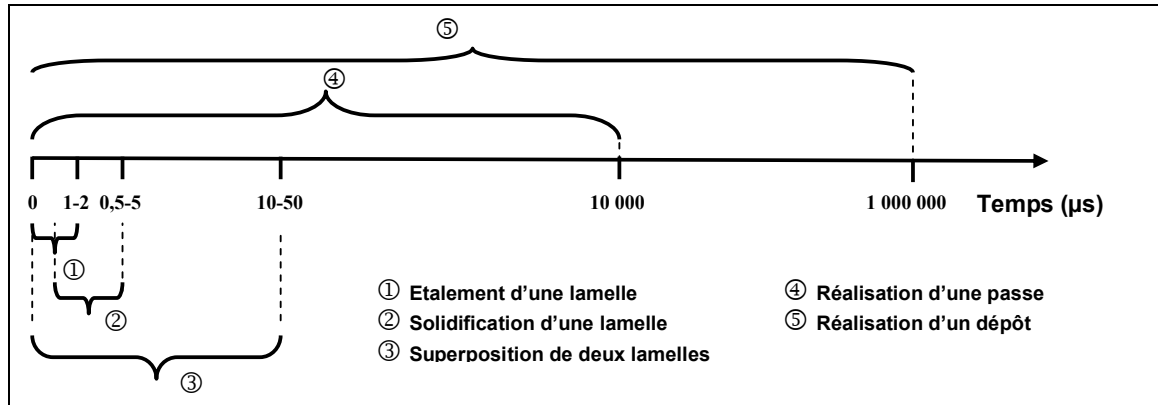
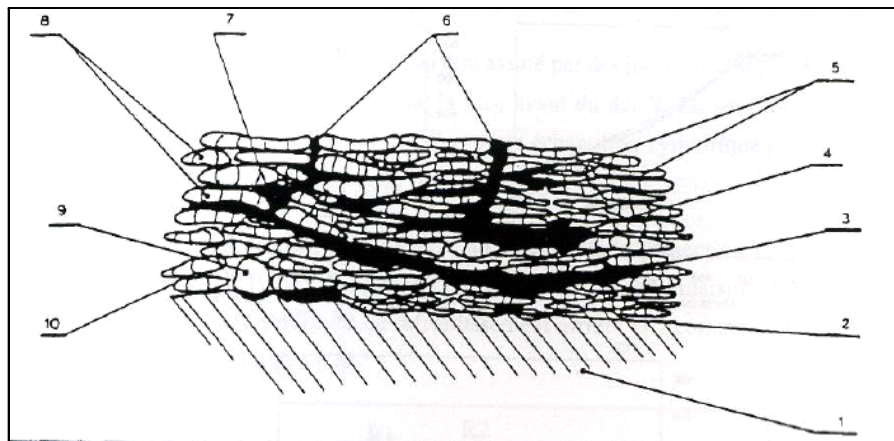


Figure II-1: Comparaison en échelle logarithmique des temps caractéristiques de la construction du dépôt



- 1- Substrat rugueux. 2- Défaut d'adhérence à l'interface. 3- Microfissuration parallèle à la surface due aux contraintes thermiques. 4- Stratification. 5- Microfissures inter lamellaires.
- 6- Microfissures perpendiculaires à la surface. 7- Porosité ouverte. 8- microfissures intra lamellaires dues aux contraintes de trempe. 9- Particule infondée. 10- occlusion de gaz.

Figure II-2: Schéma type de la microstructure d'un dépôt élaboré par projection plasma.

Macroscopiquement, la construction du dépôt est régie par les déplacements combinés de la torche (translation) et du substrat (rotation, par exemple). Le revêtement est ainsi constitué d'un certain nombre de passes (une passe est effectuée lors d'une demi-période du déplacement de la torche). Chaque passe est le résultat de la juxtaposition et du recouvrement plus ou moins important de cordons de dépôts.

L'étalement des particules est donc l'une des étapes les plus importantes de la projection plasma. La structure de la lamelle est déterminante pour la structure (adhésion et propriétés) du dépôt. Il faut cependant différencier les comportements d'étalement en fonction de la rugosité du substrat. Sur substrat lisse (substrat poli miroir – $Ra < 0,05$), les particules arrivent fondues au contact du substrat à des vitesses de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde ⁽³²⁾ : ces vitesses élevées et la viscosité réduite des particules liquides favorisent leur étalement sur le substrat pour former un film liquide dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques micromètres. Sur un substrat rugueux (substrat sablé – $Ra > 0,5$), l'étalement est totalement différent et la morphologie des lamelles dépend essentiellement de la topologie du substrat, de ses aspérités. L'impact et l'étalement d'une particule fondue ne sont pas des phénomènes très reproductibles ⁽³³⁾. Le schéma de la Figure II-2 résume l'ensemble des défauts observés sur un dépôt élaboré par projection plasma ⁽³⁴⁾.

La phase d'étalement est déterminante pour la qualité des dépôts, elle est conditionnée par la tension de surface, la mouillabilité du substrat par les particules liquides incidentes. Une bonne mouillabilité étant requise pour la réalisation de dépôts de qualité. L'état d'oxydation du substrat et sa rugosité influent de façon sensible sur la mouillabilité du substrat ⁽³⁵⁾.

II.1.1. Température de transition

Sur un substrat lisse et pour une température superficielle du substrat supérieure à 300°C, des particules d'alumine correctement fondues s'étalent en disque quelle que soit la vitesse incidente ($< 300\text{m.s}^{-1}$). En dessous de 100°C, les lamelles sont éclatées, difformes ⁽³⁶⁾. Plusieurs études proposent des explications à l'éclaboussement des particules (solidification rapide de la base de la lamelle, désorption des adsorbats ⁽³⁷⁾ et des condensats présents sur le substrat à l'impact, mauvaise mouillabilité ⁽³⁸⁾). Sans que le phénomène soit réellement compris ⁽³³⁾, l'obtention de lamelles circulaires est favorisée par un préchauffage du substrat. Ce qui introduit la notion de température de transition T_i au delà de laquelle les lamelles réalisées sont circulaires, ce qui témoigne d'un bon contact avec le substrat sur la majorité de sa surface, sauf vers le bord ⁽²²⁾.

La contrainte de trempe augmente lorsque la température du substrat augmente. Cette remarque est valable pour la majorité des matériaux (Figure II-3). Cependant, à partir d'une certaine température, les particules métalliques fluent, ce qui relaxe les contraintes internes ⁽³⁹⁾.

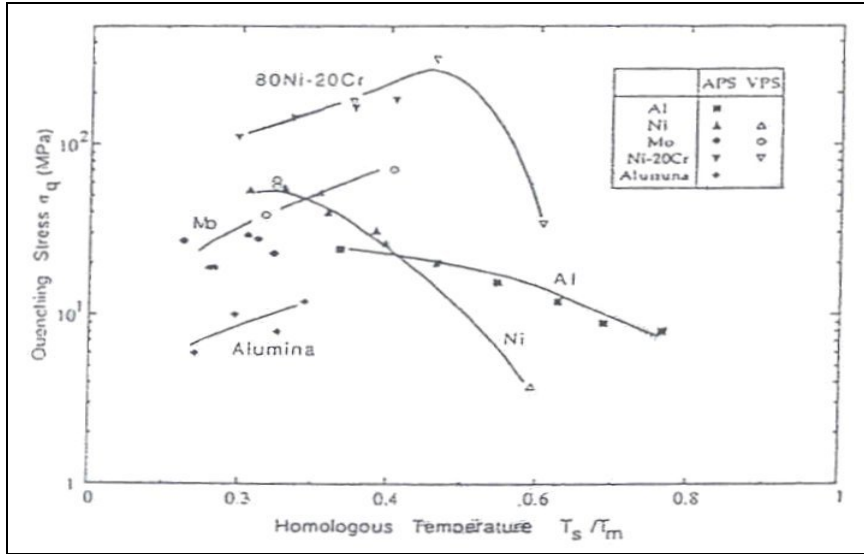


Figure II-3 : Influence de la température du substrat sur la contrainte de trempe (39)

Selon la référence (40), le préchauffage du substrat au-delà de T_i engendre la formation de pics d'oxydes à l'échelle nanométrique en surface ce qui augmentent considérablement le nombre de points de contact entre les lamelles et le substrat. Ceci a pour effet d'accroître la mouillabilité du substrat au-delà de T_i et de diminuer la résistance thermique lamelle/substrat.

II.1.2. Taux d'étalement

Sur un substrat lisse, lorsque la température du substrat est supérieure à T_i , l'étalement de la particule est quantifié par le taux d'étalement ξ , défini comme le rapport du diamètre de la lamelle sur le diamètre de la particule incidente (voir §IV.2):

$$\xi = \frac{D}{d} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad \text{Équation 9}$$

avec D , le diamètre de la lamelle, d , le diamètre de la particule, A , la surface de la lamelle.

Le diamètre D des lamelles est mesuré après déposition par observation microscopique (Figure II-4).

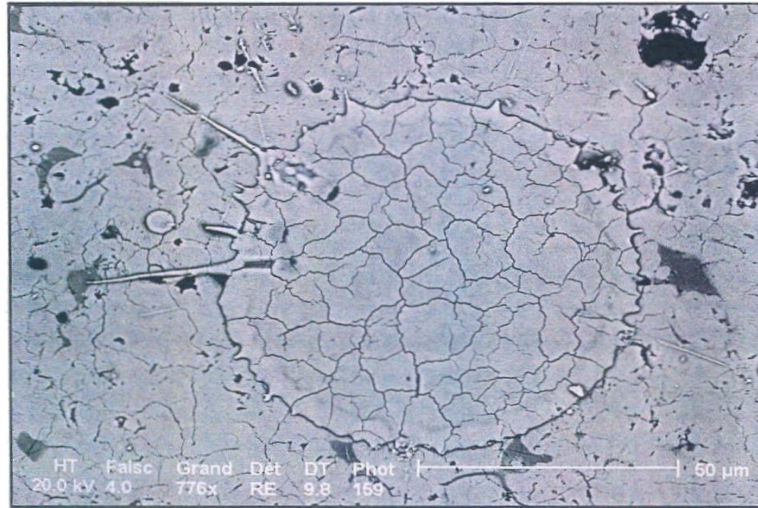


Figure II-4 : Micrographie de lamelles de zircone sur substrat lisse, $T > T_i$ (22)

En tenant compte des forces de visqueuses et de surface. Madejski, 1976 (¹⁰⁴) a résolu les équations de la déformation radiale d'un cylindre liquide et sa solidification sur un substrat lisse. Il a caractérisé l'étalement des lamelles par les nombres de Reynolds et de Weber de la particule incidente définis au paragraphe IV.1.3.

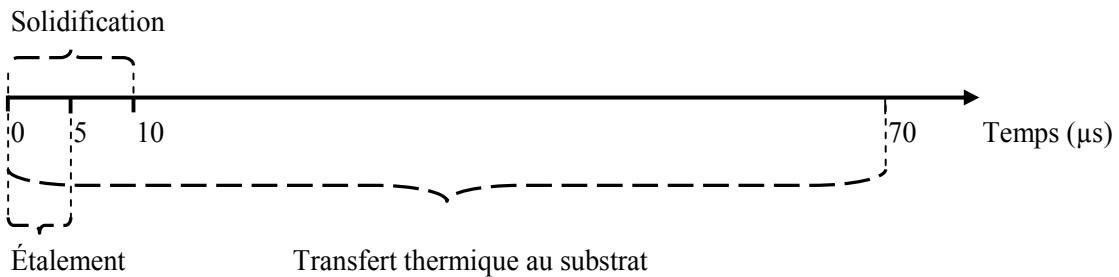


Figure II-5 : Représentation linéaire des différentes échelles de temps caractéristiques des phases d'étalement et de refroidissement de la lamelle d'alumine impactant à 200m.s^{-1} et 2800K sur un substrat lisse d'acier inoxydable préchauffé à 500K .

D'après les résultats obtenus, l'étalement d'une particule d'alumine de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre impactant à une vitesse de $200\ \text{m.s}^{-1}$ sur de l'acier préchauffé à $500\ \text{K}$ s'effectue en $5\ \mu\text{s}$. A la fin de l'étalement, la lamelle est presque solidifiée. La solidification est totale à $10\ \mu\text{s}$ et

l'équilibre thermique avec le substrat (annulation des gradients thermiques) est atteint en 70 μs (Figure II-5).

Ces résultats numériques peuvent être mis en parallèle avec l'étude expérimentale de Bianchi et al, 1994 (³⁸). Ces auteurs ont établi qu'une particule de zircone projetée sur de l'acier préchauffé à 473K s'étale complètement (en moins de 1,5 μs) mais que la solidification commence avant la fin de l'étalement.

Bianchi, 1995 (²²) a étudié la morphologie de lamelles de zircone sur substrat acier lisse inoxydable 304L préchauffé à 75°C (température inférieure à T_i). L'image microscopique (Figure II-6) illustre la morphologie des lamelles, quand la température du substrat est inférieure à T_i , les lamelles sont déchiquetées et la matière est éjectée du centre vers la périphérie de la lamelle.

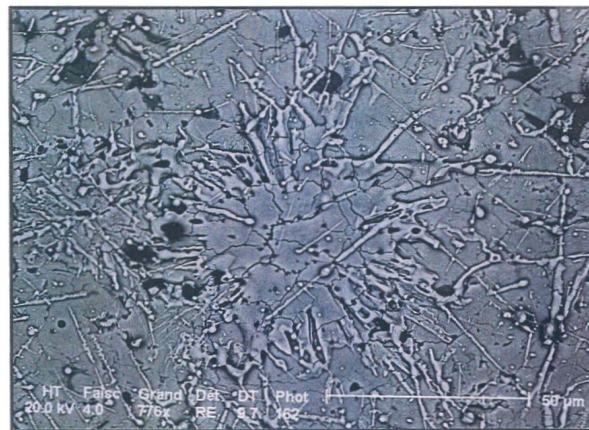


Figure II-6 : Micrographies de lamelles de zircone obtenues par impact d'une gouttelette liquide sur substrat lisse, $T < T_i$ (²²)

II.1.3. Résistance thermique de contact

Des mesures pyrométriques de vitesse de trempe réalisées sur la projection de zircone par Bianchi, 1995 montrent des vitesses de trempe moyennes de 409 $\text{K} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ quand le substrat est maintenu à 573°C (lamelles circulaires), alors que cette vitesse est de 85 $\text{K} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ pour une température de substrat de 348°C (lamelles déchiquetées). Lorsque $T > T_i$ la R_{th} est très faible (de l'ordre de $10^{-8} \text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$). Si $T \leq T_i$, la lamelle présente un mauvais contact avec son substrat (R_{th} est supérieure à $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$).

La solidification débute à l'interface entre la lamelle et le substrat (ou les couches de dépôt précédentes). Le refroidissement de la lamelle s'effectue essentiellement par conduction thermique à l'interface, il est donc régi par la qualité du contact. Ce dernier est caractérisé par un coefficient global d'échange thermique h quantifiant les échanges thermiques avec la lamelle et influant directement sur la vitesse du refroidissement. Selon Ruhl, 1968 ⁽⁴¹⁾, les facteurs les plus importants, régissant le refroidissement sont la qualité du contact thermique ainsi que l'épaisseur de la lamelle. Ces influences sont traduites par le nombre de Biot.

$$Bi = \frac{h \cdot e_p}{\kappa_s} \quad \text{Équation 10}$$

Avec h , coefficient d'échange thermique à l'interface, e_p , l'épaisseur de la lamelle, κ_s , la conductivité thermique du substrat.

Le nombre de Biot permet, selon sa valeur, de classer le refroidissement de la lamelle en trois catégories :

- $Bi > 30$: le contact thermique est considéré parfait, la résistance thermique de contact est très faible (inférieure à $10^{-8} \text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$), le refroidissement est qualifié d'idéal.
- $Bi < 0,01$, le transfert thermique à l'interface est limitant, la résistance thermique de contact est élevée (en général supérieure à $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$) et le refroidissement de la lamelle est isotherme.
- $0,01 < Bi < 30$, le refroidissement est qualifié d'intermédiaire.

L'efficacité du transfert thermique est fonction de la résistance thermique de contact R_{th} , définie comme l'inverse du coefficient d'échange inter facial h ; plus elle est faible, meilleur est le contact.

Récemment des travaux ^(42, 43) sur la projection des particules sphériques composites projetées par plasma ont montré que le contact jouait un rôle déterminant dans le transfert thermique et massique affectant le changement de phase par fusion/solidification et vaporisation. La quantification de ces transferts est directement liée au temps caractéristique des phénomènes et au temps opératoires caractéristiques du procédé. Des applications sont détaillées pour des particules à cœur métallique (acier) enrobée d'une fine couche céramique (alumine ou zircone).

II.1.4. Adhérence du dépôt

L'adhérence des lamelles sur substrat lisse est d'excellente qualité lorsqu'un composé intermédiaire se forme à l'interface ou que la structure cristalline s'adapte. Dans le cas des dépôts élaborés par projection plasma, l'adhérence est générée essentiellement par trois types de liaisons :

- accrochage mécanique,
- liaison chimique,
- liaison métallique.

L'accrochage mécanique semble être le principal mécanisme qui engendre l'adhésion des lamelles sur le substrat ⁽⁴⁴⁾. Cependant le préchauffage du substrat améliore le contact entre la lamelle et la surface. En effet, si sur un substrat froid l'adhésion d'un dépôt de zirconium atteint au mieux 30MPa, l'adhésion du même substrat préchauffé permet de dépasser 60MPa. ^(22, 31). La rugosité (Ra) du substrat est obtenue par sablage de la surface et sa valeur est essentiellement fonction de la taille de l'abrasif. Il est important que la hauteur des aspérités soit adaptée à la taille des lamelles. Un sablage trop long ou avec un abrasif usagé peut être préjudiciable à l'adhésion en raison de l'incrustation de r siduals de sablage ⁽⁴⁵⁾. L'opération de sablage, généralement indispensable à l'adhésion du dépôt, est à l'origine de l'apparition d'un champ superficiel de contrainte dans le substrat. Les impacts de l'abrasif sur la pièce créent une forte compression de surface, affectent le niveau de contrainte sur plusieurs centaines de microns (Figure II-7), atteignent des valeurs de plusieurs centaines de MPa. De tels niveaux de contrainte déforment les pièces dont la rigidité est réduite même lorsque le sablage est effectué des deux côtés. Il est possible de relaxer les contraintes de sablage en faisant un traitement thermique de recuit de recristallisation de la pièce ⁽⁴⁶⁾.

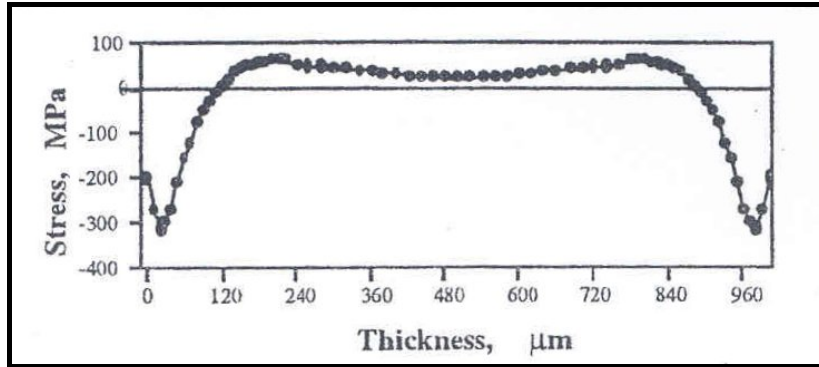


Figure II-7 : Profil type de contraintes dans un substrat AISI 304L sablé sur ses deux faces ⁽⁴⁷⁾.

II.1.5. Passe de projection

II.1.5.a Chevauchement des cordons

Les particules dans le jet plasma se distribuent radialement de façon quasi Gaussienne ⁽¹⁸⁾. Ainsi à chaque passage de la cible devant le jet se forme un cordon de dépôt de forme gaussienne dont les dimensions varient avec le débit de poudre, le rendement de projection (rapport des masses de poudre déposée et projetée) et de la vitesse relative torche/substrat.

La température du cordon est fonction de l'énergie thermique transportée par les particules et de sa dissipation. Elle dépend donc de son épaisseur. Plus le cordon est épais, plus il apporte de chaleur au substrat. Dans le cas de matériaux réfractaires tels que les céramiques, les gradients de températures entre le substrat et le cordon sont à l'origine de contraintes thermiques qui génèrent des fissurations ou délaminage du dépôt au cours du refroidissement. Le taux de recouvrement est l'un des facteurs qui peut générer l'endommagement du dépôt. Bernard et al, 1990 ⁽⁴⁸⁾ ont observé une fissuration du dépôt pour des taux de recouvrement élevés (recouvrement supérieur à 90%). Ces endommagements ne sont pas observés pour des taux de recouvrement inférieurs à 50% (Figure II-8). Ce qui est probablement dû aux gradients thermiques induits au sein des cordons par le flux thermique apporté par les lamelles empilées, et qui est d'autant plus élevé que le recouvrement est plus fort.

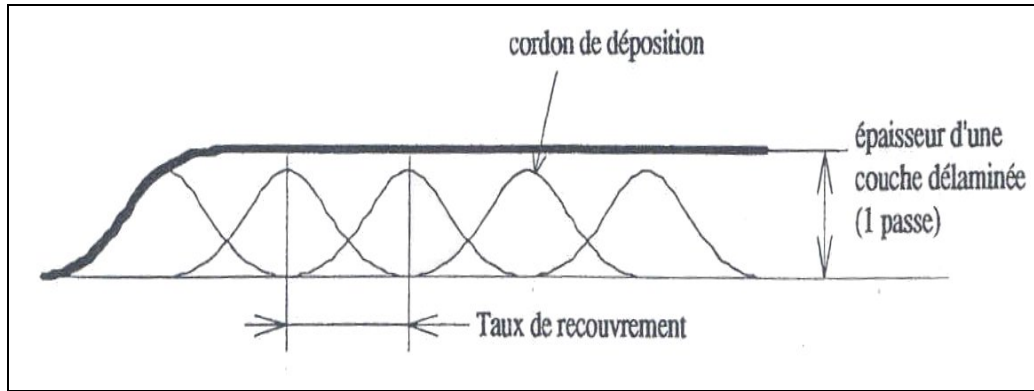


Figure II-8 : Schéma type du mode de recouvrement des cordons de projection pendant une projection plasma (²²)

La réalisation d'une passe de projection d'épaisseur homogène et exempte de fissures résulte donc d'un compromis entre l'épaisseur des cordons et leur taux de recouvrement. Une vitesse d'éclairement élevée (supérieure à $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) et un taux de recouvrement de l'ordre de 50% permettent de limiter l'épaisseur des cordons et la fatigue par cycles thermiques générés par le jet plasma.

L'épaisseur des cordons de projection est l'épaisseur de la passe. Si cette épaisseur est inférieure à $10\ \mu\text{m}$, les gradients thermiques dans la passe sont limités car l'évacuation de leur chaleur (principalement à travers le matériau) est facilitée. Par contre, des épaisseurs supérieures à $10\ \mu\text{m}$ peuvent s'avérer problématiques en raison des gradients thermiques surtout dans les matériaux réfractaires. L'énergie thermique accumulée dans la passe est plus importante et donc plus difficile à évacuer ce qui peut augmenter considérablement la température du dépôt. Il est même possible d'obtenir une passe complète en fusion à partir d'épaisseurs de plus de $100\ \mu\text{m}$ (³¹).

II.1.5.b Température moyenne de projection

L'histoire thermique du dépôt au cours de la projection est déterminante dans le développement des contraintes résiduelles. C'est pourquoi cette étude suppose la connaissance de l'évolution de températures des pièces ainsi que la nature des différents paramètres ayant une influence sur ces évolutions.

La température du substrat est le résultat d'un équilibre entre les flux thermiques transférés au substrat par le plasma, les lamelles, le refroidissement par jet d'air et les échanges convectifs entre l'atmosphère ambiante et le substrat. La température du substrat s'élève jusqu'à sa température de préchauffage. Elle dépend de la température de l'atmosphère environnant le substrat et du coefficient d'échange thermique.

Pour le substrat, l'injection des particules dans le plasma et leur impact sur ce dernier constitue une nouvelle source d'énergie. C'est pourquoi la température moyenne de la pièce s'élève après l'injection des poudres pour atteindre sa température de projection.

La Figure II-9 montre l'évolution de la température du substrat au moment de préchauffage et pendant la projection des particules:

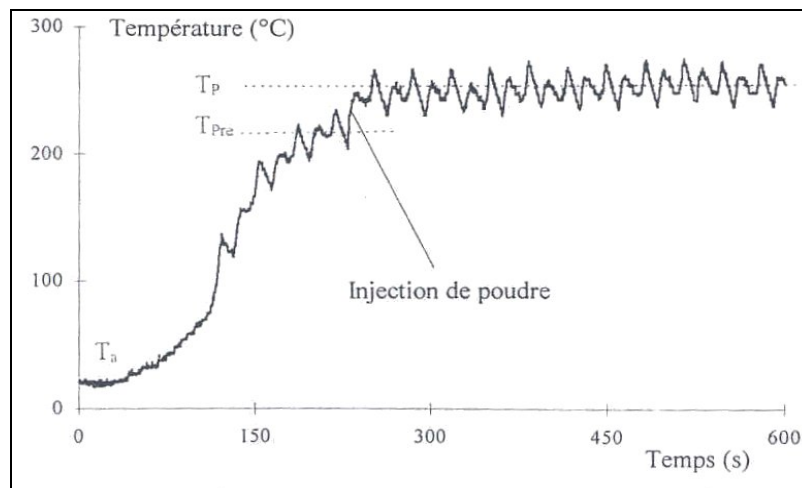


Figure II-9 : Courbe représentative de l'évolution dans le temps de la température d'un substrat AISI 304L pendant une passe de projection plasma (⁴⁹)

II.2. Génération des contraintes en cours de dépôt

Après les différentes étapes de la projection plasma (préparation du substrat, réalisation du dépôt, refroidissement de la pièce revêtue), il subsiste une partie des contraintes non relaxées dans le dépôt nommées contraintes résiduelles, c'est à dire des contraintes présentes dans le matériau en l'absence de toute sollicitation extérieure. Elles peuvent affecter

l'adhésion/cohésion des dépôts et leurs modules d'Young d'une façon catastrophique par écaillage et par fissuration. Leur origine est à la fois mécanique, thermique et métallurgique ou structurale, ou une combinaison de ces trois origines (^{39, 8}). La contrainte résiduelle est considérée comme la somme algébrique de contraintes de différentes contributions .

- Contraintes internes induites par le sablage à la surface du substrat et qui sont de nature compressives.
- A la suite de leur écrasement sur le substrat, les particules subissent un refroidissement très rapide de l'ordre de 10^8 K.s^{-1} (⁵⁰), une contrainte de tension, appelée contrainte de trempe, se développe au sein de la lamelle. Ces contraintes s'additionnent avec l'empilement des lamelles.
- Les paramètres de projection induisent des gradients thermiques dans le dépôt en cours d'élaboration. ces gradients génèrent des contraintes de tension dans le dépôt et le substrat.
- Le refroidissement de l'ensemble dépôt/substrat jusqu'à la température ambiante induit des contraintes dues à la différence des coefficients de dilatation thermique de l'ensemble substrat/dépôt. Cela entraîne le développement d'un nouveau type de contrainte généralement nommée contrainte thermique. Elles peuvent être en tension ou en compression.
- Les contraintes liées au changement de volume associées à toutes transformations de phase.

II.2.1. La contrainte de trempe

II.2.1.a Génération de la contrainte de trempe

La particule écrasée sur le substrat (ou sur les particules déjà étalées) se déforme, puis se solidifie, elle subit une trempe jusqu'à la température du substrat (³⁴). Sa contraction liée à son refroidissement est freinée par son adhésion au substrat, ce qui conduit au développement d'une contrainte en tension au sein de la lamelle nommée contrainte de trempe (⁵¹). Elle est toujours en tension, sa valeur σ_q est exprimée d'après (⁵²) par l'équation suivante :

$$\sigma_q = \alpha_0 \cdot E_0 (T_F - T_p) \quad \text{Équation 11}$$

Avec α_0 , coefficient de dilatation de la (k-1) ième lamelle, E_0 , le module d'Young (Pa) et T_F , la température de fusion de la k ième lamelle. T_p , la température du substrat (K).

Quel que soit le nature du dépôt déposé, des phénomènes de relaxation importants entrent en jeu et réduisent très significativement la valeur de σ_q . Ces modes de relaxation diffèrent selon la nature du matériau déposé (Figure II-10), les contraintes soient relaxées par glissement des lamelles les une par rapport aux autres ou par glissement interfacial avec le substrat, soient par microfissuration dans le cas des céramiques, et le fluage et la déformation plastique pour les métaux (³⁹). Dans ce cas, une telle relaxation des contraintes peut traduire une mauvaise cohésion du dépôt et/ou une mauvaise adhérence.

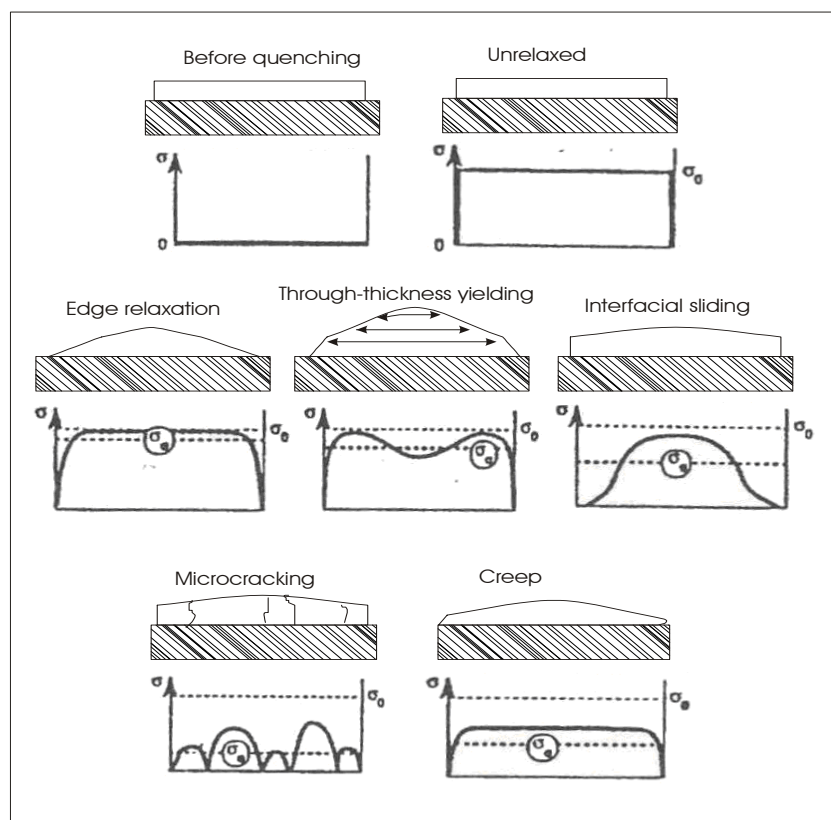


Figure II-10 : Schéma type des mécanismes de relaxation des contraintes de trempe (⁵²).

II.2.1.b Évolution des contraintes de trempe

Dès que l'épaisseur du dépôt atteint une dizaine de microns, la valeur de la contrainte de trempe devient indépendante de la nature du substrat et de son état de surface (⁵³), elle ne dépend plus que des caractéristiques d'impact des particules et de la température du substrat ou du matériau sous-jacent (⁵⁴). Des mesures ont été réalisées par Gill et al, 1990 ; Kuroda et al, 1991, 1992 ; Bianchi, 1995 ; Baradel, 1999. Cette contrainte peut être évaluée par une mesure in-situ de l'évolution de la courbure du substrat pendant la projection à condition de connaître le coefficient de Poisson et le module d'Young du dépôt.

Les dépôts métalliques sont le siège de contraintes de trempe de l'ordre de 100 MPa (dépôts de nickel ou d'aluminium, très sensibles au fluage) à plus de 300MPa (pour les alliages à bonne tenue mécanique à haute température). La valeur de la contrainte de trempe est beaucoup plus faible (inférieur à 50 MPa) pour les matériaux céramiques en raison de leur comportement fragile et de leur mauvaise tenue mécanique en tension. Le développement de la contrainte de trempe dans les dépôts céramiques s'accompagne de la propagation d'un réseau de microfissures perpendiculaires à la surface de la lamelle (Figure II-11), provoquant la relaxation de ces contraintes.

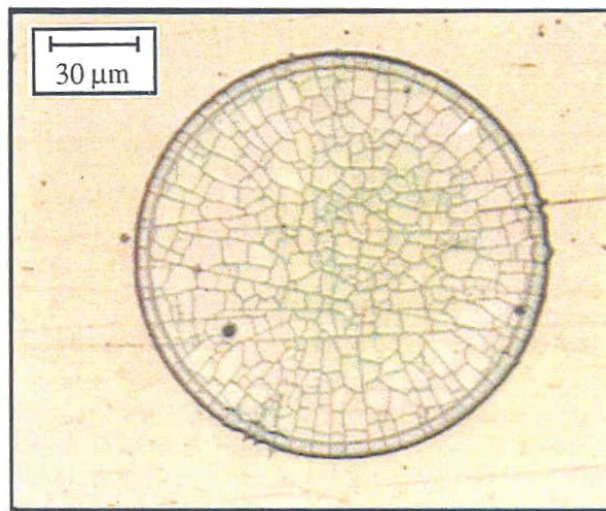


Figure II-11 : Relaxation des contraintes par microfissuration dans une lamelle de zirconium (²²)

Plus la température superficielle de substrat est élevée, meilleur est l'accrochage mécanique ce qui implique l'augmentation de la contrainte de trempe. Par contre un matériau sensible au fluage, voit sa contrainte de trempe diminuer avec la température de projection (dépôt de nickel ou d'aluminium par exemple) ⁽⁵⁴⁾. Pour les matériaux résistants au fluage (type molybdène), à basses températures (températures pour lesquelles le comportement en fluage du matériau est négligeable), la contrainte de trempe dépend directement de la qualité du contact inter lamellaire, alors qu'aux hautes températures, les propriétés mécaniques du matériau sont mises en jeu ⁽³¹⁾.

La génération de la contrainte de trempe a une influence remarquable sur les propriétés mécaniques des dépôts (Ni-20Cr et alumine notamment) ce qui peut s'expliquer par la dépendance de l'accrochage mécanique des lamelles avec la température de la surface sur laquelle elle s'étale ⁽⁵⁴⁾. Lorsque la température de l'ensemble dépôt/substrat augmente pendant la projection, la température de préchauffage du substrat est plus importante et l'adhésion des lamelles est meilleure. Ceci implique également une liaison très forte entre les lamelles donc une contrainte de trempe plus élevée, qui améliore les propriétés mécaniques du dépôt.

II.2.2. La contrainte thermique et son évolution

Le transfert de chaleur imposé pendant quelques millisecondes à chaque passage de la torche plasma, et le refroidissement des particules après leur étalement, génèrent des gradients thermiques dans la passe d'autant plus importants que celle-ci est plus épaisse et que le matériau est mauvais conducteur (c'est le cas de la zircone) ⁽³¹⁾. Ces gradients thermiques provoquent une dilatation différentielle selon la profondeur dans le matériau et modifient l'équilibre mécanique local. Des contraintes se développent dans l'ensemble et disparaissent quand les gradients thermiques sont dissipés.

Ces contraintes sont relaxées dès qu'un équilibre thermique est retrouvé au sein de l'ensemble dépôt/substrat. Dans le cas d'un dépôt de faible adhérence ou d'une fatigue par cycles thermiques particulièrement sévère (température superficielle du dépôt fluctuant de plusieurs dizaines de degrés pendant la projection), ces contraintes peuvent endommager le dépôt et même provoquer son décollement. L'utilisation de jets d'air ou de dispositifs cryogéniques

embarqués sur la torche plasma réduit les gradients thermiques et permet de contrôler ces fluctuations. Les contraintes résultantes sont alors limitées.

II.2.3. Génération des contraintes après déposition

En fin de projection, l'ensemble dépôt/substrat se refroidit lentement depuis la température moyenne de projection jusqu'à la température ambiante (généralement entre 20 et 30°C (300K)). La génération de la contrainte de trempe est à l'origine de l'état de tension du champ de contraintes dans le dépôt.

II.2.3.a La contrainte thermique

Le refroidissement de l'ensemble dépôt/substrat génère le développement de la contrainte thermique. Le différentiel de dilatation thermique entre le substrat et le dépôt, provoqué par l'écart entre les coefficients de dilatation thermique de ces derniers, est à l'origine de l'apparition de ces contraintes résiduelles inhérentes à la température de projection. Ce type de contrainte n'est pas spécifique à la projection thermique (⁵⁵).

Selon la valeur du coefficient de dilatation du dépôt (α_d), par rapport à celle du substrat (α_s) (Figure II-12), trois cas sont possibles :

- $\alpha_d < \alpha_s$: la contrainte thermique dans le dépôt est en compression,
- $\alpha_d = \alpha_s$: la contrainte thermique dans le dépôt est nulle,
- $\alpha_d > \alpha_s$: la contrainte thermique dans le dépôt est en tension et en compression dans le substrat.

La contrainte thermique est proportionnelle à la différence entre les coefficients de dilatation thermique du substrat et du dépôt ($\alpha_d - \alpha_s$) et à l'écart de la température de projection à la température ambiante ($T_p - T_{amb}$). En conséquence plus la température de projection est élevée et/ou plus les coefficients de dilatation sont éloignés et plus la contrainte est importante. Il est donc nécessaire de réaliser une sous-couche d'accrochage de faible épaisseur (quelques dizaines de microns) dont le coefficient de dilatation soit intermédiaire afin de réduire la discontinuité de contrainte (⁵⁶).

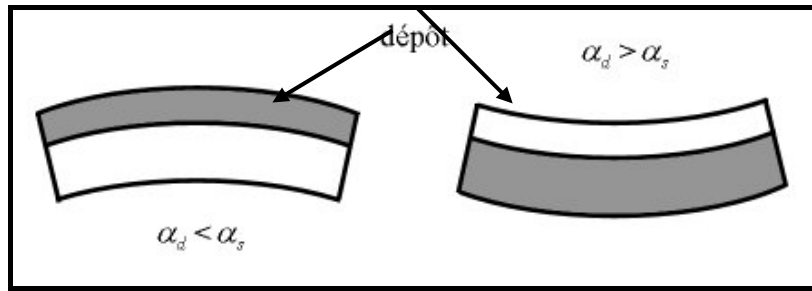


Figure II-12 : Nature des contraintes selon le signe de $(\alpha_d - \alpha_s)$. La zone en grise correspond à la zone en compression, la zone blanche à la zone en tension

II.2.3.b La contrainte résiduelle

Selon Kuroda, 1991, si la liaison inter faciale entre le dépôt et le substrat est parfaite, la contrainte résiduelle au sein d'un dépôt plasma est la somme algébrique de la contrainte de trempe et la contrainte thermique due au refroidissement de dépôt/substrat de la température de projection à la température ambiante.

La contrainte de tempe au sein d'un dépôt d'alumine est toujours en tension et n'excède pas les 50MPa (⁵⁷) en raison du caractère fragile du dépôt et de l'importante microfissuration qui accompagne sa réalisation. L'utilisation de substrats métalliques pour la réalisation de dépôts implique un différentiel de dilatation $(\alpha_d - \alpha_s)$ positif: une contrainte thermique en compression se développe dans le dépôt (31).

Lorsque la contrainte de trempe en tension est de l'ordre de quelques dizaines de MPa, il est possible que la contrainte résiduelle soit aussi en tension (si la contrainte thermique est réduite, notamment à cause d'une faible température de projection) ou bien en compression (dans le cas d'une température de projection élevée). Selon Kuroda et al, 1991, La température de transition T^* pour laquelle la contrainte résiduelle est globalement nulle dans le revêtement.

$$T^* = \frac{\sigma_q}{E_d \cdot (\alpha_s - \alpha_d)} + T_a \quad \text{Équation 12}$$

Avec T_a température ambiante (K), E_d le module d'Young du dépôt (Pa), α_s le coefficient de dilatation du substrat (K-1), α_d le coefficient de dilatation du dépôt (K-1). Pour les matériaux céramique, les contraintes résiduelles résultent de la trempe rapide des lamelles,

des gradients thermiques et de la contraction différentielle sont toujours beaucoup plus faibles en raison de la microfissuration des lamelles, de la fissuration dans le dépôt, de la porosité due au mauvais contact entre les lamelles (22).

II.3. Mesure des contraintes

Plusieurs méthodes sont utilisées pour la détermination des contraintes résiduelles (¹³⁹), chaque méthode possède ses avantages et ses inconvénients.

Leur utilisation dépend du matériau du dépôt et du substrat, de la forme de la pièce, des dimensions et de la possibilité d'endommager irréversiblement les échantillons. Ces méthodes de mesure des contraintes résiduelles sont regroupées classiquement en deux classes destructives et non destructives décrites en Annexe 1. La métrologie par rayons X est rarement utilisée pour ce type de matériaux, en effet les revêtements plasma sont généralement trop épais ($>300\mu\text{m}$) pour que cette mesure puisse donner une indication significative.

II.4. Conclusion partielle

Ce chapitre fait une revue bibliographique des mécanismes de génération des contraintes thermomécaniques dans un dépôt obtenu par projection thermique et décrit quelques méthodes de mesures de celles-ci.

L'évolution du flux thermique transféré par le plasma est directement lié à la nature et au débit des gaz plasmagènes, à la puissance électrique de l'arc et à la distance de projection, et le trempe des lamelles constituant le dépôt sont à l'origine de génération des contraintes résiduelles dans le dépôt

En raison de la diversité des paramètres de la projection plasma et des traitements thermomécaniques des particules participants à la construction du dépôt, un modèle numérique de prédiction des contraintes résiduelles s'avère nécessaire afin de mieux comprendre ces phénomènes. Les résultats expérimentaux permettent à la fois la détermination des conditions limites et la validation du modèle.

III. MODELE DE DEPOSITION SANS IMPACT

III.1. Modèle thermomécanique 1D

III.1.1. Formation et modèle du dépôt

La déposition par projection thermique peut être élaborée avec différentes vitesses relatives torche/substrat (v_R). Ces dépôts sont réalisés soit sur un dispositif de projection dont le porte échantillon est animé d'un mouvement de vitesse v_t , soit sur un dispositif comportant un porte échantillon immobile, c'est alors la torche se déplace à une vitesse v_t parallèlement au substrat.

III.1.1.a Empilement des lamelles

L'empilement des lamelles est obtenu par l'écrasement des particules les unes sur les autres. Pour déterminer certains paramètres caractéristiques tels que le temps séparant l'impact de deux particules successives et le nombre de particules empilées, valeurs qui seront utilisées dans le modèle thermique développé pour prédire la température au sein du dépôt. Considérons une torche à plasma qui se déplace à une vitesse v_t parallèlement au substrat et à 100 mm de celui-ci. Le jet de particules sur le substrat forme une surface de forme elliptique que l'on assimile à un cercle de diamètre $w = 25$ mm comme l'illustre la Figure III-1.

Le nombre moyen de particules injectées par seconde N_0 est défini comme étant le rapport du débit de poudre injecté sur la masse d'une particule. Le nombre de particules N_1 par seconde qui s'accrochent au substrat est défini par :

$$N_1 = N_0 \cdot r_d \quad \text{Équation 13}$$

Avec r_d : rendement du dépôt.

La surface totale A_p produite par unité de temps par le nombre de particules N_1^c s'exprime par:

$$A_p = N_1^c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_s^2 \quad \text{Équation 14}$$

avec D_s est le diamètre moyen de la lamelle résultant de la particule écrasée.

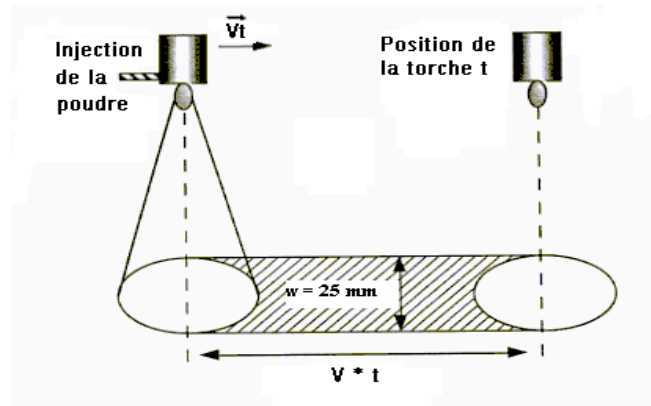


Figure III-1 : Déplacement de la torche pendant la projection des particules.

La surface du substrat A_s couverte par unité de temps est définie par :

$$A_s = V_t \cdot w \quad \text{Équation 15}$$

Le nombre N_s de lamelles empilées est donné par :

$$N_s = \frac{A_p}{A_s} = \frac{N_1^c \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D_s^2}{V_t \cdot w} \quad \text{Équation 16}$$

Ainsi une passe de dépôt a une épaisseur semblable à celle de l'empilement de N_s lamelles. On assimile la section perpendiculaire à travers le cône de projection à un carré de même surface et dont le côté a une longueur w^* telle que :

$$w^{*2} = \frac{\pi}{4} \cdot w^2 \quad \text{soit } w^* = 0,9 w \quad \text{Équation 17}$$

Le temps moyen t_s pendant lequel un paquet de N_s lamelles est déposé s'exprime par :

$$t_s = \frac{W^*}{V_R} \quad \text{Équation 18}$$

avec V_R : vitesse relative torche /substrat

t : le temps moyen séparant l'impact de deux particules successives s'écrit donc :

$$t = \frac{t_s}{N_s} \quad \text{Équation 19}$$

III.1.1.b Modèle de l'empilement

Un modèle 1D a été développé au laboratoire SPCTS (8) et nous avons utilisé pour calculer de façon simple : le refroidissement d'une lamelle individuelle, le refroidissement de plusieurs lamelles empilées, et le refroidissement de cordons ou de passes successives.

Le modèle des phénomènes thermiques est celui d'un mur multicouche monodimensionnel fini (Figure III-2).

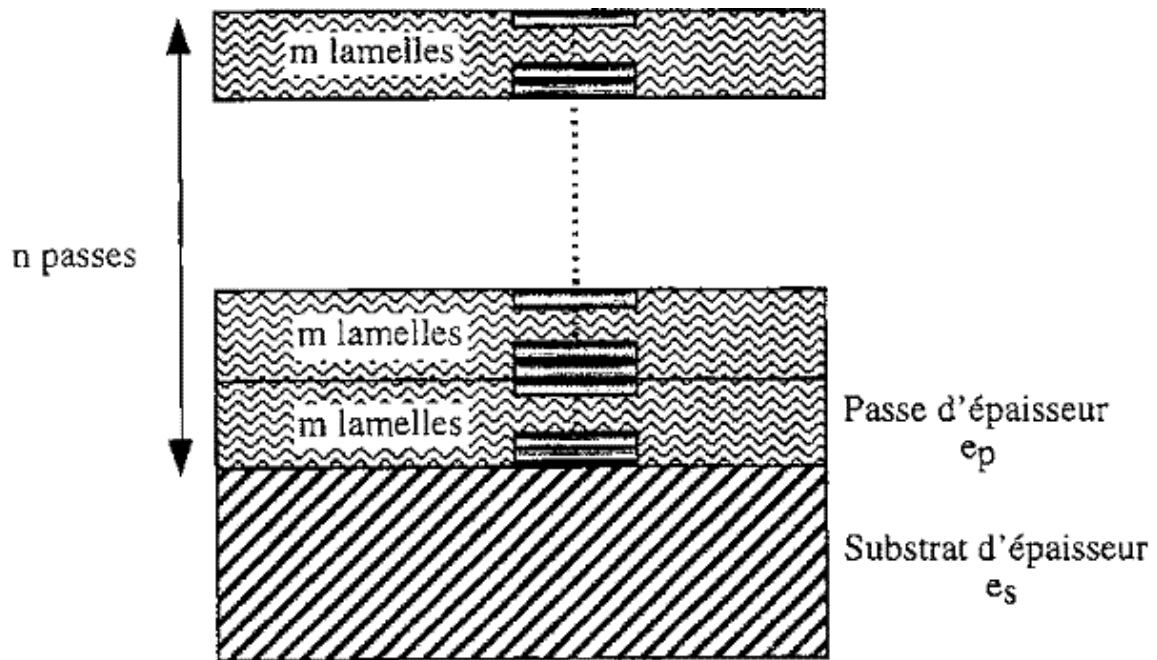


Figure III-2 : Modèle 1D utilisé pour le calcul de l'histoire thermique d'un dépôt plasma

Sur un substrat supposé lisse, se déposent n passes, l'épaisseur de chacune comporte m lamelles de forme circulaire, (diamètre $100 \mu\text{m}$, épaisseur $1 \mu\text{m}$). La transition liquide-solide est supposée se faire à la température de fusion. Cette température reste constante durant le temps de solidification t'_s , qui est donné par :

$$t'_s = e_l \cdot L \cdot \frac{\rho}{q} \quad \text{Équation 20}$$

avec e_l épaisseur de la lamelle, L la chaleur latente de la fusion (J/kg), ρ masse spécifique de l'alumine et q le flux thermique de refroidissement (W/m).

III.1.1.c Modèle thermique

Le substrat est préchauffé à une température T_p , et sa face arrière échange avec un milieu gazeux de température T_g . Cette température est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé à l'intérieur d'une tige en acier de diamètre 2 mm, qui est située à 3 mm de la barrette. Sur la face avant du substrat, un flux thermique constant est imposé lorsque la torche est en face du substrat. Ce flux est calculé par :

$$\phi = h (T_g - T_s) \quad \text{Équation 21}$$

Avec T_s température de surface du dépôt ou celle du substrat, h coefficient thermique d'échange à l'interface.

Le problème thermique complexe fait appel à des fonctions continues dans l'espace et dans le temps, sous forme d'un système d'équations aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites. La discrétisation de ces équations permet de convertir les équations aux dérivées partielles en équations algébriques qui sont alors résolues par les méthodes numériques traditionnelles.

Le flux est conservé à l'interface entre couches, chaque particule arrive sur le substrat au temps t_0 et à une température moyenne définie. L'écrasement de la particule et l'évolution de la surface de contact avec le substrat sont négligés.

La résistance thermique de contact (R_{th}) entre les lamelles est de $10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{K} / \text{W}$ comme c'est le cas entre deux passes successives, par contre entre le substrat et la première lamelle $R_{th} = 10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K} / \text{W}$ (⁵⁸).

III.1.1.d Évolution de la température dans la lamelle et le substrat

L'histoire thermique de chaque particule, de la lamelle formée et des lamelles empilées peut être caractérisée par plusieurs temps :

- le temps t_f correspondant à l'étalement de la particule,
- le temps t_{fi} pour lequel l'étalement est quasiment complet,
- le temps t_n pour lequel la nucléation se déclenche,

A ces temps caractéristiques s'ajoutent:

- t_s : temps entre deux lamelles successives, il dépend du nombre de lamelles qui forment la passe et il est lié à la vitesse relative torche/substrat,
- t_l : temps nécessaire pour déposer un nombre de lamelles successives formant l'épaisseur de la passe,
- t_t : temps pour lequel la torche revient à la même position, il dépend de la vitesse de translation de la torche et de la vitesse de rotation du substrat.

III.1.2. Évaluation des contraintes générées en cours de déposition

III.1.2.e Contrainte de trempe

Considérons un dépôt constitué d'une seule passe d'épaisseur e_p déposée sur un substrat. La déformation $\Delta\varepsilon$ de l'ensemble dépôt-/substrat est définie par :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\sigma_q}{E_d} \quad \text{Équation 22}$$

Avec σ_q contrainte de trempe et E_d module d'Young du dépôt.

L'équation de la déformation est :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_d - \varepsilon_s = \frac{F_1}{b.e_p.E_d} + \frac{F_1}{b.e_s.E_s} \quad \text{Équation 23}$$

avec ε_d et ε_s respectivement la déformation dans le dépôt et dans le substrat, e_s l'épaisseur du substrat et b la largeur de la barrette et E_s module d'Young du substrat.

La déformation crée une paire de forces égales et opposées F_1 comme l'illustre la Figure III-3.

$$F_1 = \sigma_q . b . e_p \left(\frac{e_s . E_s}{e_s . E_s + e_p . E_d} \right) \quad \text{Équation 24}$$

Sur le dépôt s'exerce une force de tension de magnitude F_1 , tandis que sur le substrat s'exerce une force de compression de même magnitude. Cette paire de forces égales et opposées génère un moment de flexion M_1 qui s'exprime par :

$$M_1 = F_1 \left(\frac{e_s + e_p}{2} \right) \quad \text{Équation 25}$$

Le moment de flexion produit une courbure de $\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_0}$ dans le substrat, cette courbure

est liée au moment M_I par la relation suivante :

$$\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_0} = \frac{M_I}{\Sigma_1} = \frac{(e_p + e_s)F_1}{2\Sigma_1} \quad \text{Équation 26}$$

avec ρ_0 courbure initiale de la barrette, et Σ_1 est la rigidité de la poutre composée de la barrette et du dépôt :

$$\Sigma_1 = b \cdot \int_{-e_p - \delta}^{e_p - \delta_1} E(y_c) \cdot y_c^2 \cdot dy \quad \text{Équation 27}$$

et
$$\delta_1 = \frac{e_p^2 \cdot E_d - e_s^2 \cdot E_s}{2(e_p \cdot E_d + e_s \cdot E_s)} \quad \text{Équation 28}$$



Figure III-3 : Schéma de la génération de la paire de forces égales et opposées et du moment de déséquilibre dans l'ensemble dépôt substrat.

On suppose un état de contrainte biaxial ($\sigma_x = \sigma_z$), avec une contrainte négligeable à travers l'épaisseur ($\sigma_y = 0$). La contrainte σ_z induit une déformation dans la direction x, qui est due à l'effet de Poisson. La déformation ε_x dans la direction x peut s'exprimer par :

$$\frac{\sigma_x}{\varepsilon_x} = \frac{E}{1-\nu} = E' \quad \text{Équation 29}$$

Avec E module d'Young, E' module d'Young effectif et ν coefficient de Poisson. La contrainte à la face du dessous du substrat et celle à la face du dessus du substrat, peuvent être calculées à partir des formules suivantes ⁽⁵⁹⁾ :

$$\sigma_{sb1} = \sigma_s \Big|_{y = -e_s} \Big| = \frac{-F_1}{b \cdot e_s} + \frac{E_s (\delta_1 + e_s)}{\rho_1} \quad \text{Équation 30}$$

$$\sigma_{st1} = \sigma_s \Big|_{y = 0} \Big| = \frac{-F_1}{b \cdot e_s} + \frac{E_s \cdot \delta_1}{\rho_1} \quad \text{Équation 31}$$

Où σ_{sb1} et σ_{st1} sont respectivement les contraintes à la face du dessous du substrat et du dessus du substrat après la déposition de la première passe du dépôt.

La valeur de la contrainte au milieu de la première passe σ_{d1} est donnée par :

$$\sigma_{d1} = \sigma_d | y = -\frac{e_p}{2} = \frac{F_1}{b.e_p} - \frac{E_d}{\rho_1} \cdot \left(\frac{e_p}{2} - \delta_1 \right) \quad \text{Équation 32}$$

Cette procédure s'étend facilement pour traiter la déposition de la $n^{\text{ème}}$ passe. La force normale

F_n , la courbure $\frac{1}{\rho_n} - \frac{1}{\rho_{n-1}}$, la rigidité de la poutre (composée de n couches de dépôt + le

substrat) Σ_n et la position de l'axe neutre par rapport à l'interface δ_n s'exprime comme suit:

$$F_n = \sigma_q \cdot b \cdot e_p \left(\frac{e_s \cdot E_s + (n-1)e_p \cdot E_d}{e_s \cdot E_s + n \cdot e_p \cdot E_d} \right) \quad \text{Équation 33}$$

$$\frac{1}{\rho_n} - \frac{1}{\rho_{n-1}} = \frac{\left((n - \frac{1}{2})e_p - \delta_{n-1} \right) \cdot F_n}{\Sigma_n} \quad \text{Équation 34}$$

$$\Sigma_n = E_d b (n \cdot e_p) \left[\frac{(n \cdot e_p)^2}{3} - (n \cdot e_p) \delta_n + \delta_n^2 \right] + E_s \cdot b \cdot e_s \left[\frac{e_s}{3} + e_s \cdot \delta_n + \delta_n^2 \right] \quad \text{Équation 35}$$

$$\delta_n = \frac{(n \cdot e_p)^2 E_d - e_s^2 \cdot E_s}{2 \left[(n \cdot e_p) E_d + e_s \cdot E_s \right]} \quad \text{Équation 36}$$

Les contraintes à la surface du dessous et du dessus du substrat sont définies par :

$$\delta_{sbn} = \sigma_s | y = -e_s = \sum_{i=1}^n \left[\frac{-E_s \cdot F_i}{b(e_s \cdot E_s + (i-1)e_p \cdot E_d)} + E_s \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_{i-1}} \right) (e_s + \delta_i) \right] \quad \text{Équation 37}$$

$$\delta_{sin} = \sigma_s | y = 0 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{-E_s \cdot F_i}{b(e_s \cdot E_s + (i-1)e_p \cdot E_d)} + E_s \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_{i-1}} \right) \delta_i \right] \quad \text{Équation 38}$$

III.1.2.f Contrainte thermique

Les contraintes dues à la différence des coefficients de dilatation thermique lors du refroidissement de l'ensemble dépôt/substrat à température ambiante, peuvent être calculées selon la même procédure que celle utilisée pour les contraintes de trempe. La courbure finale

après refroidissement est $\frac{1}{\rho_c}$, tandis que $\frac{1}{\rho_n}$ est la courbure correspondante après le dépôt de

la dernière passe et avant le déclenchement du refroidissement.

Considérons deux plaques liées en état non contraint que l'on refroidit. Une déformation $\Delta \varepsilon$ est générée ($\Delta \varepsilon = (\alpha_s - \alpha_d) \cdot \Delta T$). Des forces égales et opposées F_{CTE} résultent de la génération de la déformation, elles s'exercent sur le dépôt et le substrat (Figure III-4). Dans le cas où $\Delta T < 0$ et $\Delta \alpha > 0$, la déformation $\Delta \varepsilon$ est liée à la force F_{CTE} par :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_d - \varepsilon_s = \frac{F_{CTE}}{b.e.E_d} + \frac{F_{CTE}}{b.e_s.E_s} = \int_{T_1}^{T_2} [\alpha_s(T) - \alpha_d(T)] dT \quad \text{Équation 39}$$

$$\frac{F_{CTE}}{b} = \Delta\varepsilon \left(\frac{E_d.E_s.e_d.e_s}{E_d.e_d + E_s.e_s} \right) \quad \text{Équation 40}$$

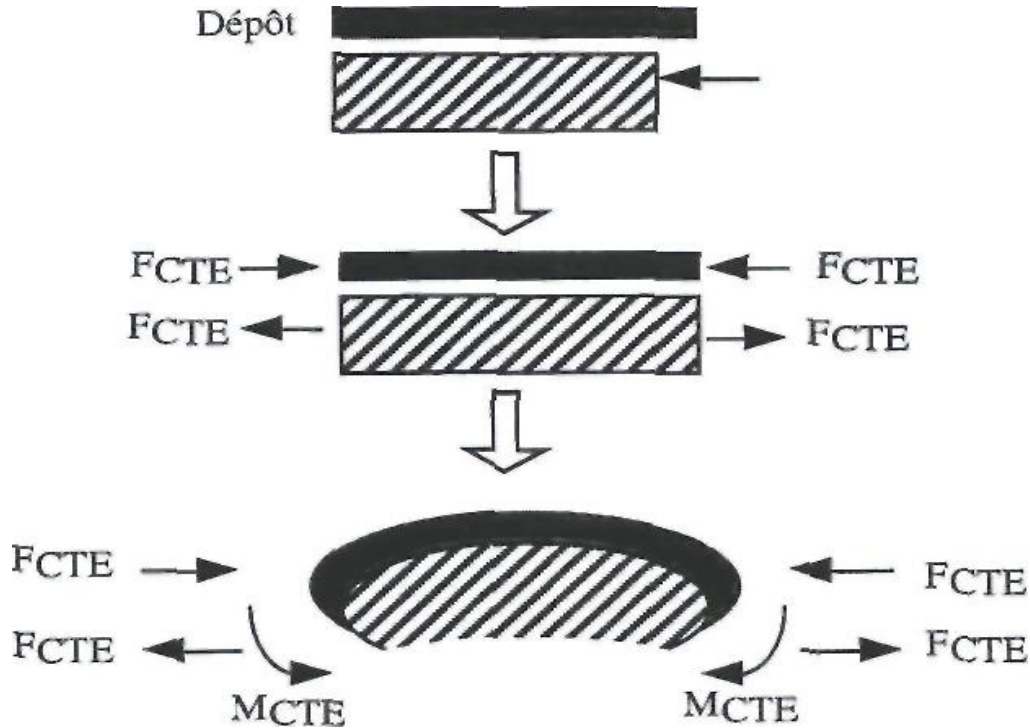


Figure III-4 : Représentation schématique de la génération de la courbure dans le système barrette dépôt.

Ces deux forces créent un moment M_{CTE} qui provoque une courbure $\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n}$ de la poutre composée du substrat et du dépôt. Ce moment est donné par :

$$M_{CTE} = F_{CTE} \left(\frac{e_s + e_d}{2} \right) \quad \text{Équation 41}$$

La courbure $\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n}$ est liée au moment M_{CTE} par :

$$\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} = \frac{M_{CTE}}{\Sigma_C} \quad \text{Équation 42}$$

Où Σ_C est la rigidité de la poutre composite qui s'exprime par :

$$\Sigma_C = b \int_{-e_s-\delta}^{e_s-\delta} E(y_c).y_c^2 dy = b.E_d.e_d \left(\frac{e_d^2}{3} - e_d.\delta + \delta^2 \right) + b.E_s.e_s \left(\frac{e_d^2}{3} + e_s.\delta + \delta^2 \right) \quad \text{Équation 43}$$

avec δ distance de l'axe neutre ($y_c = 0$) à l'interface ($y = 0$). δ est positive lorsqu'elle est située dans le dépôt. A partir des équations précédentes F_{CTE} s'écrit :

$$F_{CTE} = \frac{2(1/\rho_c - 1/\rho_n)\Sigma_c}{e_d + e_s} \quad \text{Équation 44}$$

$$\text{Et } \frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} = \frac{6E_d E_s e_d e_s (e_d + e_s) \Delta \varepsilon}{E_d^2 e_d^4 + 4E_d E_s e_d^3 e_s + 6E_d E_s e_d^2 e_s^2 + 4E_d E_s e_d e_s^3 + E_s^2 e_s^4} \quad \text{Équation 45}$$

Par conséquent les contraintes dues aux différences des coefficients de dilatation peuvent être calculées selon Timoshenko et al (⁵⁹) par :

$$\sigma_d |y = (j - 1/2)e_p| = \frac{F_{CTE}}{b.e_d} - E_d \left(\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} \right) \left[\left(j - \frac{1}{2} \right) e_p - \delta \right] \quad \text{Équation 46}$$

III.1.2.g Contrainte finale

Les contraintes résiduelles finales à la surface du dessous du substrat et à sa surface de dessus sont obtenues par addition des contraintes dues au dépôt (trempe) et des contraintes dues à la différence des coefficients de dilatation thermique entre le dépôt et le substrat.

$$\sigma_{sb} = \sigma_s |y = -e_s| = \sum_{i=1}^n \left[\frac{-E_s F_i}{b(e_s E_s + (i-1)e_p E_d)} + E_s \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_{i-1}} \right) (e_s + \delta_i) \right] - \frac{F_{CTE}}{b.e_s} + E_s \left(\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} \right) (e_s + \delta_n) \quad \text{Équation 47}$$

et

$$\sigma_{st} = \sigma_s |y = 0| = \sum_{i=1}^n \left[\frac{-E_s F_i}{b(e_s E_s + (i-1)e_p E_d)} + E_s \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_{i-1}} \right) \delta_i \right] - \frac{F_{CTE}}{b.e_s} + E_s \left(\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} \right) \delta_n \quad \text{Équation 48}$$

Dans le cas du dépôt, la contrainte résiduelle finale au milieu de la $j^{\text{ème}}$ couche est définie par ($1 \leq j \leq n$) :

$$\begin{aligned} \sigma_{dj} = \sigma_d |y = (j - 1/2)e_p| &= \frac{F_j}{b.e_p} - E_d \left(\frac{1}{\rho_j} - \frac{1}{\rho_{j-1}} \right) \left[\left(j - \frac{1}{2} \right) e_p - \delta_j \right] \\ &+ \sum_{i=j+1}^n \left[\frac{-E_d F_i}{b(e_s E_s + (i-1)e_p E_d)} - E_d \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_{i-1}} \right) \left(\left(j - \frac{1}{2} \right) e_p - \delta_i \right) \right] \\ &+ \frac{F_{CTE}}{b.e_d} - E_d \left(\frac{1}{\rho_c} - \frac{1}{\rho_n} \right) \left[\left(j - \frac{1}{2} \right) e_p - \delta_n \right] \end{aligned} \quad \text{Équation 49}$$

III.1.3. Quelques données numériques

III.1.3.a Données thermiques

Quelques résultats sont présentés pour des dépôts d'alumine et de zircone ⁽⁸⁾. Le substrat est en acier XC38, les conditions sont résumées dans le Tableau 1

Conditions	1	2	3	4	5	6
Barrière d'air comprimé (Nm ³ /h)	30	30	47	14	47	60
Vitesse de la torche v_t mm/s	40	120	120	120	120	1000
Température moyenne du gaz T_g (°C)	600	800	700	1050	700	700
Température de préchauffage T_p (°C)	460	500	440	500	440	350
Débit de poudre m_p^0 (kg/h)	1.2	1.8	1.8	0.3	0.3	1
Epaisseur de passe e_p (μm)	180	61	67	11	11	3
Epaisseur du dépôt e_d (μm)	900	730	810	700	660	400

Tableau 1 : Conditions de projection ⁽⁸⁾.

L'évolution de la température de la lamelle et de l'interface, obtenue par le modèle est en bon accord avec des résultats de la littérature ^(60, 61).

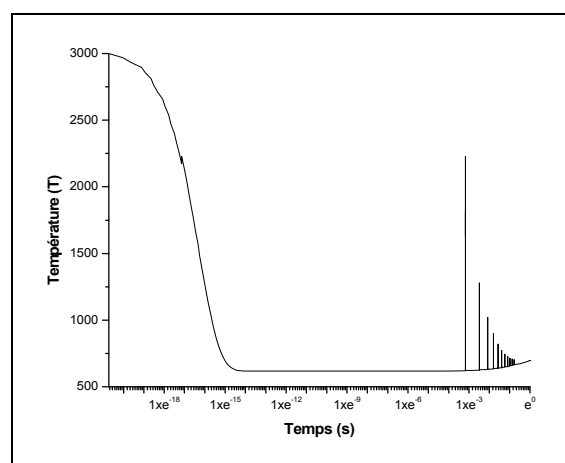


Figure III-5 : Evolution de la température de la 1^{ère} lamelle (condition 3)

du Tableau 1).

La Figure III-5 montre l'évolution de la température de la première lamelle de la première passe dans la condition 3.

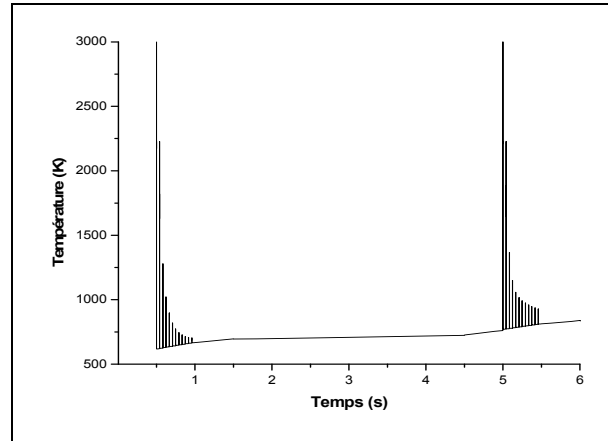


Figure III-6 : Evolution de la température de la 1 ère lamelle (condition 3 du Tableau 1)

Elle montre la large variation de température de projection de la première lamelle déposée sur l'acier. Le refroidissement de la première lamelle est très rapide et est achevé lorsque la seconde lamelle arrive, celle-ci réchauffe la surface de la première lamelle jusqu'à la température de fusion. Le pic de température de réchauffage de la première lamelle, qui résulte de la succession des lamelles, décroît progressivement en raison de l'isolement thermique de la première lamelle par celles déjà déposées. Le dépôt des particules de la seconde passe commence 4.5 s plus tard (Figure III-6).

III.1.3.b Données mécaniques

Le modèle suppose que le dépôt et le substrat ont un comportement purement élastique, leur température est uniforme et qu'il n'y a pas de changement de phase. Des mesures en continue des contraintes résiduelles (de trempe, de dépôt et de refroidissement) ont été effectuées sur des dépôts d'alumine et de zircone obtenus par projection plasma (^{39,62}). Ce modèle nous permet de comparer les valeurs calculées avec celles mesurées.

Le substrat utilisé au cours de cette étude est un acier XC38, d'épaisseur 2 mm. Les résultats sont relatifs aux contraintes de trempe σ_q , de dépôt σ_d , de refroidissement σ_R et la contrainte

globale σ_g . Ils sont résumés dans le Tableau 2. Les conditions 1 à 5 pour l'alumine et 6 et 7 pour la zircone.

	Alumine					Zircone	
Conditions	1	2	3	4	5	6	7
Température de préchauffage (°C)	460	500	440	500	440	600	550
Température du dépôt (°C)	760	740	625	645	510	700	595
Température de gaz (°C)	600	800	700	1050	700	1050	800
Epaisseur de passe (μm)	180	61	67	11	11	9	9
Epaisseur du dépôt (μm)	900	730	810	700	660	640	630
σ_q (Mpa)	55	55	23	59	16	22	17
σ_d (Mpa)	122	130	73	132	69	55	48
σ_R (Mpa)	-120	-169	-99	-192	-115	-121	-69
σ_g (Mpa)	-2	-39	-26	-60	-46	-66	-21

Tableau 2 : Contraintes calculées et conditions de projection (⁸).

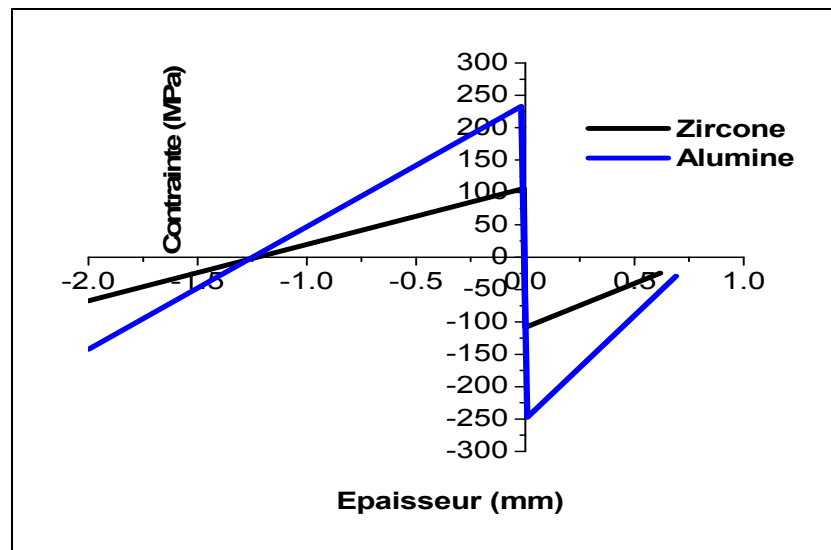


Figure III-7 : Distribution des contraintes dans l'ensemble dépôt/substrat (zircone et alumine).

Les contraintes résiduelles calculées à l'interface dépôt/substrat montrent que les contraintes sont en compression dans le dépôt et en tension dans le substrat, et qu'elles augmentent avec la température. Les contraintes relatives aux dépôts de zircone sont plus faibles que celles relatives à l'alumine comme l'illustrent les courbes de distribution des contraintes (Figure III-7).

III.1.4. Modèle thermomécanique 1D d'une lamelle sur un substrat

Ce modèle 1D permet une étude assez fine de la thermique de la déposition d'une goutte d'alumine liquide sur un substrat à température T_s . La température initiale de la goutte d'alumine liquide est supposée de 3000 K. La chaleur latente de fusion H_f ($H_f = 1.046 \cdot 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$ pour l'alumine) est prise en compte en la répartissant sur la chaleur spécifique ($C_p = 900 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'alumine) dans le créneau de température d'une centaine de Kelvins de part et d'autre de la température de fusion ($T_f = 2327 \text{ K}$). A l'instant initial du contact la température de l'interface lamelle et substrat sur la couche simulant la résistance thermique de contact s'établit en raison des effusivités.

La Figure III-8 représente le schéma du modèle. A l'instant $t=0$, une lamelle d'alumine à température T_p est en contact avec un substrat d'acier à température T_s à travers une résistance thermique de contact R_{th} . Le modèle ne prend pas en compte l'écoulement d'alumine liquide correspondant à l'étalement de la goutte. En conséquence l'apport de l'énergie cinétique de la goutte n'est pas pris en compte, de même que l'évolution des conditions aux limites du transfert thermique. Les gouttelettes arrivent avec des vitesses de l'ordre de 100 m/s, l'écrasement d'une goutte de 30 μm de diamètre s'effectue donc en un temps $\Delta t = 30 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, ce qui est supérieur du mais du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de solidification voisin de $20 \cdot 10^{-8} \text{ s}$.

La Figure III-9 montre que la lamelle (particule), supposée d'épaisseur $1 \mu\text{m}$, se solidifie par échange thermique avec le substrat en moins de 10^{-7} s et qu'en 10^{-6} s sa température de surface atteint quasiment la température du substrat. Sur la Figure III-10 le schéma des contraintes montre que le substrat est légèrement dilaté à -2 MPa (contraintes négatives) alors que la lamelle (dépôt) est fortement comprimée à près de 200 MPa. L'analyse 1D est réductrice puisque c'est une goutte de matière limitée radialement qui est déposée et non pas

une couche continue. Cependant le passage par une phase d'analyse 1D est nécessaire pour énumérer les phénomènes, réaliser un premier couplage et ainsi fournir un premier outil qui peut être suffisante à la compréhension des phénomènes par voie simulation et qui est surtout le seul à prendre en compte l'ensemble du procédé multi passe.

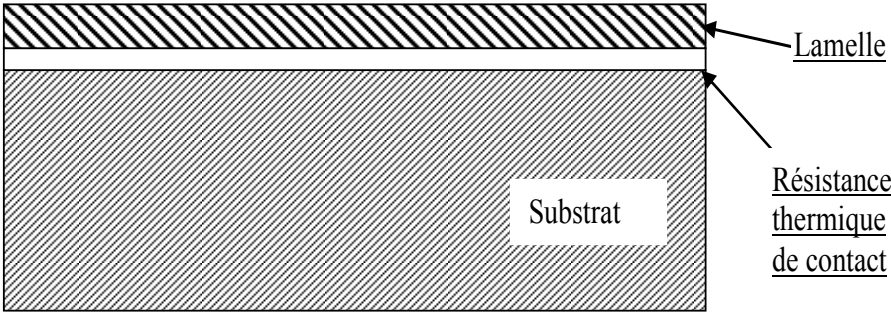


Figure III-8 : Schéma du modèle 1D avec substrat, résistance thermique de contact et lamelle.

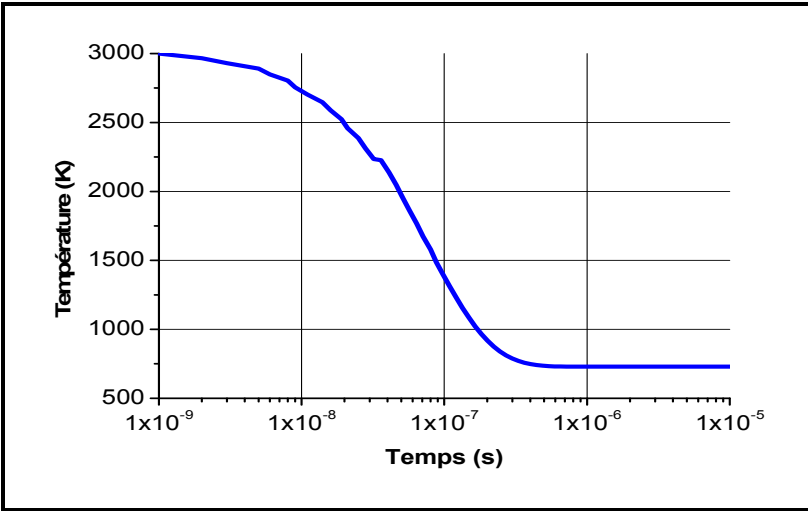


Figure III-9 : Refroidissement de la première lamelle (goutte étalée) de 1 µm d'alumine fondue sur un substrat d'acier.

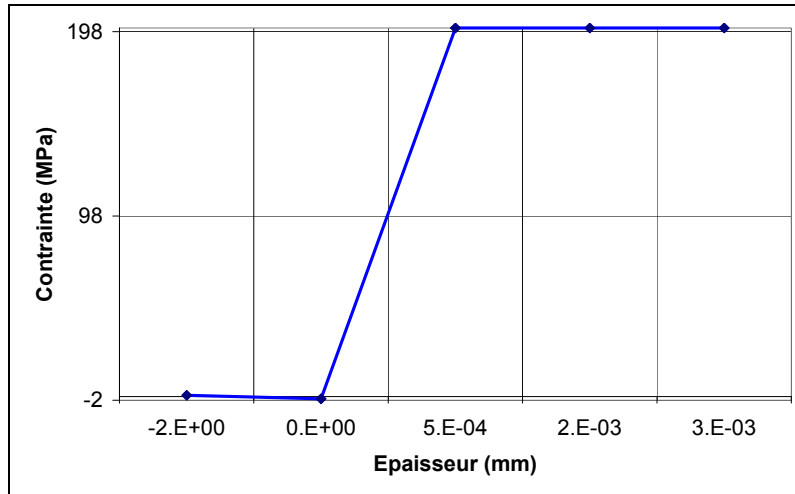


Figure III-10 : Contrainte après refroidissement de la première lamelle (goutte étalée) de 1 μm d'alumine fondue sur un substrat d'acier.

III.2. Modèle thermomécanique 2D

III.2.1. Modèle thermomécanique

COMSOL est un logiciel avancé pour la modélisation et la simulation de phénomènes physiques décrits par des systèmes d'équations aux dérivées partielles (EDP) résolues par éléments finis. FEMLAB inclut un éditeur CAO complet ainsi que des solveurs performants qui permettent de traiter des problèmes de taille importante tout en convergeant rapidement vers le résultat. Une interface graphique rapide et interactive fournit à l'utilisateur différents moyens pour décrire un problème en 1D, 2D et 3D. Il a en outre l'avantage de permettre un couplage et une résolution simultanée des équations provenant de domaines physiques très différents. S'ajoute à cela des possibilités optimisées de visualisation et de post-traitement des solutions qui font de FEMLAB un outil complet et polyvalent.

III.2.1.a Modèles thermiques

Les calculs thermiques transitoires sont effectués en prenant en compte les propriétés des matériaux non linéaires avec la température. Le temps est une variable explicite et tous les paramètres sont fonction de la température. La résolution de l'équation de la chaleur permet d'obtenir les températures sur l'ensemble des nœuds du maillage. L'équation de conduction de la chaleur en coordonnées cartésiennes, en deux dimensions avec terme source en régime non stationnaire s'exprime par :

$$\text{div} (k \overline{\text{grad}} T) + \dot{q} = \frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} \quad \text{Équation 50}$$

k représente la conductivité thermique, C_p est la chaleur spécifique, et \dot{q} ($W.m^{-3}$) correspond à la puissance thermique générée dans l'ensemble. Cependant, pour expliquer la chaleur latente liée au changement de phase, on remplace C_p par $(C_p + D \cdot H)$, avec H la chaleur latente, et D est une impulsion Gaussienne normale (d'intégrale unité), selon l'équation :

$$D = \exp\left(\frac{(T - T_m)^2}{dT^2}\right) / (dT \sqrt{\pi}) \quad \text{Équation 51}$$

Avec T_m et dT représentent la température de fusion et la moitié de la largeur du pic. Le modèle est fondé sur la variation de C_p pendant le changement de phase.

L'ensemble évacue l'énergie thermique reçue par des échanges convectifs. Le flux thermique échangé entre l'ensemble et l'environnement s'exprime de la façon suivante :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_y = h (T - T_a) \quad \text{Équation 52}$$

Le coefficient d'échange thermique, h est un paramètre essentiel du modèle, avec la résistance thermique de contact R_{th} (ici $R_{th} = 10^{-6} m^2.K.J^{-1}.s^{-1}$):

$$\left[k \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \frac{[\Delta T]}{R_{th}} \quad \text{Équation 53}$$

III.2.1.b Modèles mécaniques

Le modèle mécanique est construit selon l'hypothèse des déformations planes. La composante de déformation ε_{i3} et ε_{3i} du tenseur de déformation est nulle quelque soit i .

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{Équation 54}$$

La composante de la déformation due à l'expansion thermique s'exprime de la façon suivante :

$$\varepsilon'_{ij} = \alpha T \delta_{ij} \quad \text{Équation 55}$$

Avec α est le coefficient de dilatation du matériau (K-1), T la température (K) et δ_{ij} élément de la matrice unité d'ordre 3.

L'expression des composantes du tenseur des déformations élastiques en se basant sur la relation contraintes/déplacements classique :

$$\varepsilon''_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \tau_{ij} - \frac{\nu}{E} \tau_{ii} \delta_{ij} \quad \text{Équation 56}$$

Avec τ_{ij} composante du tenseur des contraintes (Pa), E module d'Young (Pa), ν coefficient de Poisson.

D'après les équations précédentes, le tenseur de déformation devient :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \tau_{ij} - \left(\frac{\nu}{E} \tau_{ii} - \alpha T \right) \delta_{ij} \quad \text{Équation 57}$$

III.2.1.c Hypothèses du modèle

Les hypothèses du modèle sont:

- l'étalement des particules n'est pas considéré, les lamelles sont étalées sur le substrat à l'instant 0,
- les lamelles sont liquides et elles ont toutes la même température initiale,
- l'épaisseur du cordon déposé est régulière,
- les propriétés mécaniques et thermiques sont variables en fonction de la température.

III.2.1.d Maillage et pas de temps

Deux types de maillage sont utilisés, un maillage constitué de quadrilatères réguliers à interpolation linéaire, est progressivement densifié dans l'ensemble (goutte - substrat), et un maillage triangulaire dans le reste du substrat. Il est nécessaire pour les calculs thermomécaniques, de densifier le maillage dans les endroits suivants : la goutte et la zone de contact entre cette dernière et le substrat où de fort gradient interfaciaux peuvent apparaître. Les éléments de ce maillage sont triangulaires à interpolation linéaires⁽⁶³⁾. Le choix des pas de temps et la construction des deux maillages ont été déterminés en respectant le critère de Fourier : $Fo < 1$. Le nombre de Fourier permet de caractériser la pénétration de la chaleur en régime transitoire.

$$Fo = \frac{D \cdot \tau}{L^2}$$

Équation 58

Avec D la diffusivité du matériau ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), τ le pas de temps (s) et L l'épaisseur de la maille (m).

III.3. Etude du système dépôt sur substrat d'acier

III.3.1. Dépôt d'alumine sur un substrat d'acier

Dans ce travail est étudiée l'évolution des contraintes et de la température dans l'ensemble composé d'un substrat d'acier et d'une goutte d'alumine. Cette dernière s'écrase et s'étale sur la surface du substrat à une température de 3000 K. L'énergie thermique est perdue essentiellement par conduction à travers l'interface avec le substrat. Ce dernier est préchauffé à 700 K, dans cet état les contraintes de trempe sont nulles. La goutte d'alumine se met en équilibre thermique avec le substrat et se refroidit, ce qui génère des contraintes thermiques. Puis l'ensemble est ramené à la température ambiante à 300 K, ce qui induit des contraintes de trempe.

Un modèle 2D axisymétrique est utilisé pour simuler l'évolution des contraintes dans l'ensemble du substrat et de la goutte (Figure III-11). Fondé sur la méthode des éléments finis (63), le modèle est intégré au logiciel de simulation Comsol© (64). La température à l'instant de l'impact est calculée par le logiciel Jets & Poudres (65).

La Figure III-11 représente le schéma du modèle. A l'instant $t=0$, une lamelle d'alumine à température T_p est en contact avec un substrat d'acier à température T_s à travers une résistance thermique de contact R_{th} .

Les contraintes qui interviennent au cours du procédé de projection plasma, sont modélisées et intégrées à un code de calcul par éléments finis en deux étapes : une de calcul thermique qui permet d'obtenir la répartition des températures au cours du refroidissement, puis une de calcul mécanique qui évalue les contraintes en tenant compte de l'évolution des températures précédemment calculées. Les modèles sont construits en géométrie axisymétrique. Les

matériaux sont supposés homogènes, isotropes et leurs propriétés sont dépendantes de la température comme les montrent la Figure III-12 et Figure III-13, et le Tableau 3.

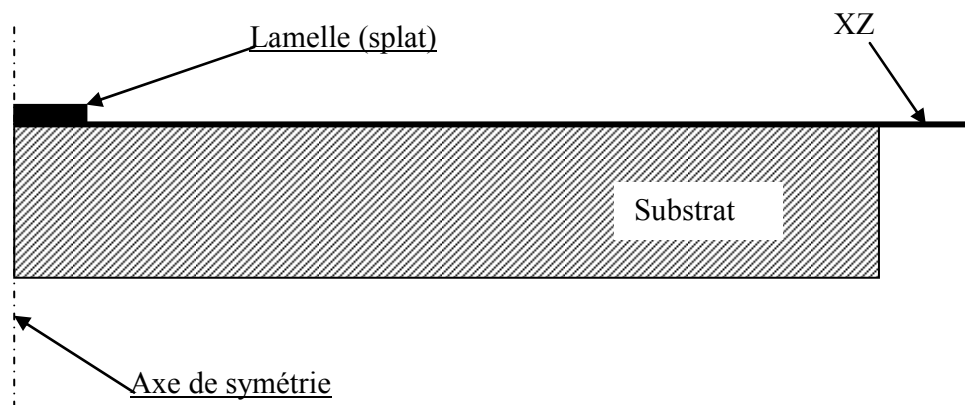


Figure III-11 : Schéma du modèle 2D axisymétrique.

Le modèle ne prend pas en compte l'écoulement d'alumine liquide correspondant à l'étalement de la goutte. En conséquence l'apport de l'énergie cinétique de la goutte n'est pas pris en compte, de même que l'évolution des conditions aux limites du transfert thermique. Les gouttelettes arrivent avec des vitesses de l'ordre de 100 m/s, l'écrasement d'une goutte de 30 μm de diamètre s'effectue donc en un temps $\Delta t = 30 \cdot 10^{-8}$ s, ce qui est du même ordre de grandeur mais supérieur au temps caractéristique de solidification qui est de l'ordre de $20 \cdot 10^{-8}$ s.

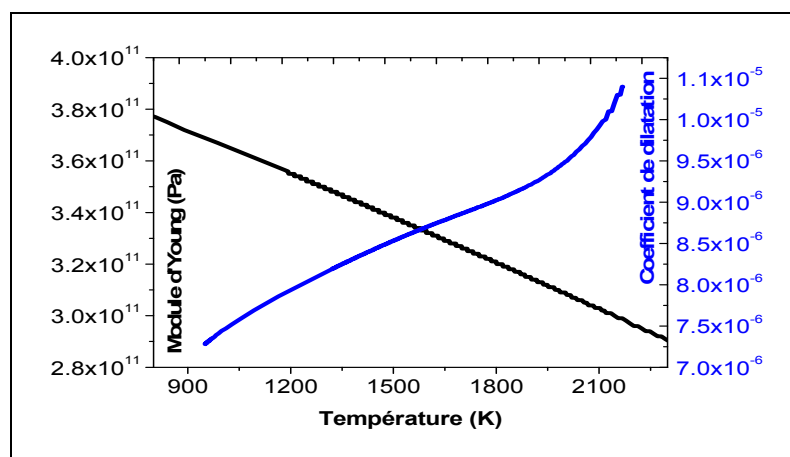


Figure III-12 : Variation du coefficient de dilatation α et le module d'Young E de l'alumine solide en fonction de la température.

Coefficient de Poisson (-)	Alumine	0.222
	Acier	0.37
	Zircone	0.31
Chaleur spécifique (J/K.kg)	Alumine	$-3.850514 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 + 2.687614 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 - 7.115135 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 9.563528 \cdot 10^{-1} \cdot T + 7.456407 \cdot 10^{+2}$
	Acier	475
	Zircone	$135.7236 - 3.520552 \cdot 10^{-10} \cdot T^4 + 1.438498 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 - 0.002220157 \cdot T^2 + 1.624991 \cdot T$
Masse volumique (kg/m3)	Alumine	$(-9.102231 \cdot 10^{-15} \cdot T^4 + 4.559764 \cdot 10^{-11} \cdot T^3 - 9.208687 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 - 2.402771 \cdot 10^{-5} \cdot T + 4.003559 \cdot 10^{+0}) \cdot 10^{+3}$
	Acier	10500
	Zircone	$6041.687 - 1.234709 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 + 6.450599 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 - 0.0001247671 \cdot T^2 - 0.07570919 \cdot T$
Conductivité thermique (J/K.m)	Alumine	$1.779363 \cdot 10^{-11} \cdot T^4 - 9.793068 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 + 2.023140 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 1.898571 \cdot 10^{-1} \cdot T + 7.577231 \cdot 10^{+1}$
	Acier	44.5
	Zircone	$1.956608 - 1.911104 \cdot 10^{-10} \cdot T^3 + 6.32756 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 - 0.0002321109 \cdot T$
Module d'Young (Pa)	Alumine	$(-2.336785 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 5.061813 \cdot 10^{-2} \cdot T + 4.192321 \cdot 10^{+2}) \cdot 1 \cdot 10^9$
	Acier	$83 \cdot 10^9$
	Zircone	$255863000000 - 56.83814 \cdot T^3 + 181732.6 \cdot T^2 - 205825100 \cdot T$
Coefficient de dilatation (-)	Alumine	$1.158919 \cdot 10^{-21} \cdot T^5 - 7.696371 \cdot 10^{-18} \cdot T^4 + 2.023163 \cdot 10^{-14} \cdot T^3 - 2.668347 \cdot 10^{-11} \cdot T^2 + 1.933570 \cdot 10^{-8} \cdot T + 1.535658 \cdot 10^6$
	Acier	$18.9 \cdot 10^{-6}$
	Zircone	$3.2374 \cdot 10^{-6} + 2.9081 \cdot 10^{-15} \cdot T^3 - 1.2112 \cdot 10^{-11} \cdot T^2 + 1.6355 \cdot 10^{-8} \cdot T$

Tableau 3 : Données numériques, des matériaux, alumine, zircone et acier, utilisées dans cette étude.

Il y a donc lieu de prendre en compte ultérieurement ces interactions thermiques au cours de l'écrasement de la goutte.

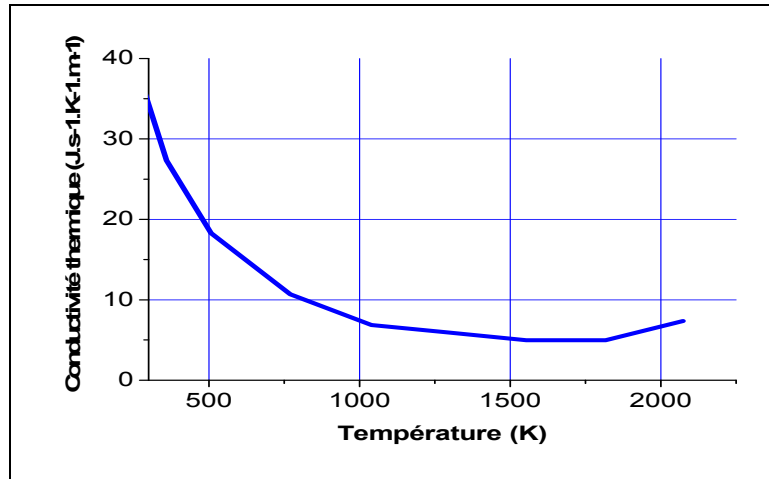


Figure III-13: Conductivité thermique k de l'alumine solide (corindon) en fonction de la température.

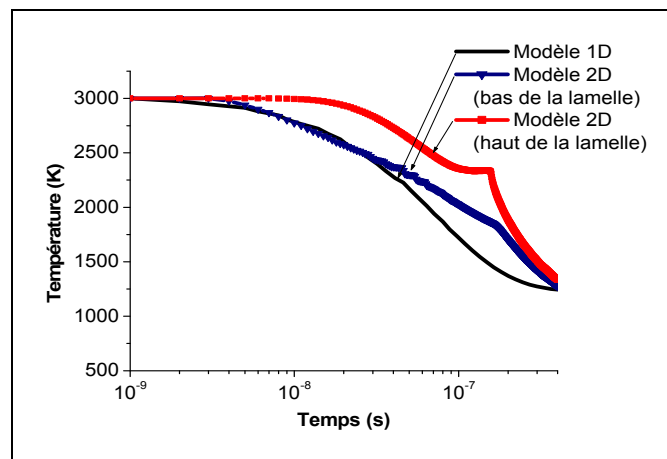


Figure III-14 : Evolution de la température de la goutte d'alumine en fonction du temps, pour les modèles 1D et 2D.

Dans le plan de contact de la lamelle et du substrat, la température chute en quelques micro secondes ainsi que le montrent la Figure III-14 et le temps de solidification est presque de $0.2 \mu\text{s}$ pour le modèle 2D axisymétrique, qui estime que le temps pour atteindre la température de fusion 2327 K est $8 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ pour le haut de la lamelle, le bas de la lamelle l'atteindre à $4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, par contre le modèle 1D l'estime à $3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$.

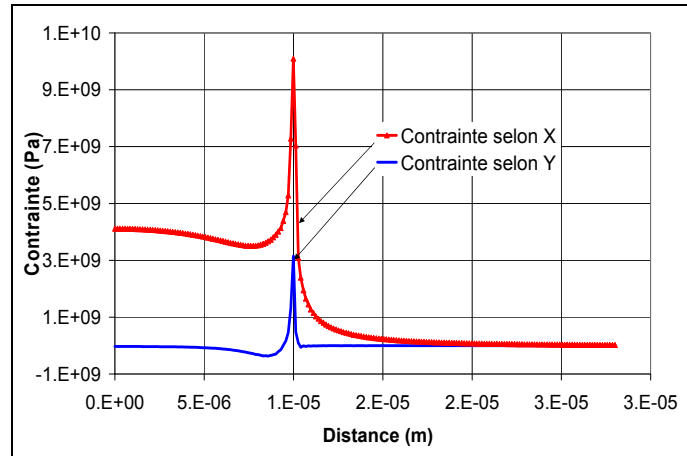


Figure III-15 : Contraintes selon X (dimension radiale de la lamelle) et Y (épaisseur de la lamelle) en fonction de la distance à l'axe de symétrie dans le plan de contact de la lamelle et du substrat, après refroidissement

Les contraintes décroissent légèrement de 4 GPa au centre jusqu'à un minimum relatif puis croissent pour atteindre un pic de 10 GPa au bord de la lamelle. La contrainte maximum admissible de l'alumine qui est estimée voisine de 0.08 GPa est très largement dépassée et les ruptures par fissuration observées expérimentalement sont bien expliquées. Les contraintes décroissent ensuite asymptotiquement vers zéro avec l'éloignement de ce bord. Ainsi la lamelle (splat) est soumise à des efforts plus importants en périphérie ce qui justifie a posteriori les décollements observés expérimentalement dans cette zone (Figure III-15).

La Figure III-16 représente l'évolution des contraintes de trempe, thermique et résiduelle dans la goutte d'alumine en fin de solidification et avant refroidissement jusqu'à la température ambiante 300 K.

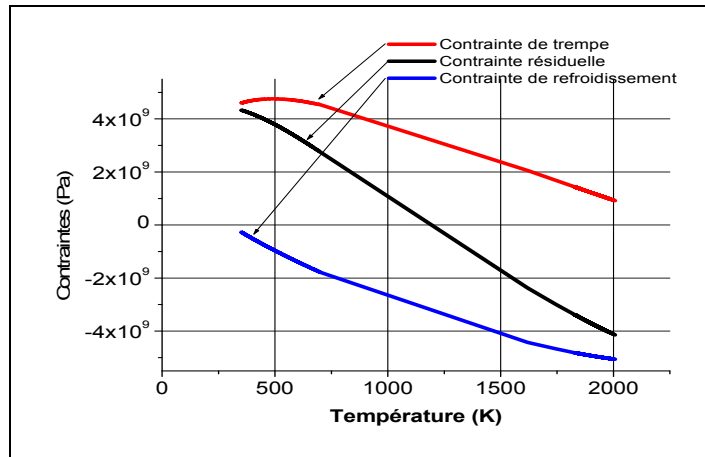


Figure III-16 : Evolution des contraintes de trempage, thermique et résiduelle dans la goutte d'alumine en fonction de la température après refroidissement.

La Figure III-17 représente les déplacements dans l'ensemble, après refroidissement, en fonction de la distance à l'axe de symétrie. Celles-ci croissent du centre jusqu'au bord de lamelle où elles amorcent une décroissance rapide avec l'éloignement et tendent asymptotiquement vers zéro.

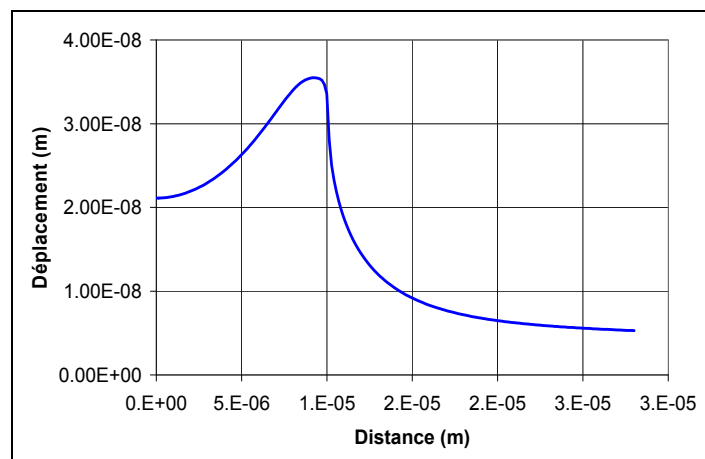


Figure III-17 : Evolution du déplacement de matière en fonction de la distance à l'axe de symétrie dans le plan de contact de la lamelle et du substrat après refroidissement.

III.3.2. Dépôt de zircone sur un substrat d'acier

Dans ce travail est étudiée l'évolution des contraintes et de la température dans l'ensemble composé d'un substrat d'acier et d'un dépôt de zircone de 500 μm (Tableau 3). Ce dernier s'étale sur la surface du substrat à une température de 3000 K. L'énergie thermique est perdue essentiellement par conduction à travers l'interface avec le substrat. Ce dernier est préchauffé à 523 K, dans cet état les contraintes de trempe sont nulles. Le dépôt de zircone se met en équilibre thermique avec le substrat et se refroidit, ce qui génère des contraintes thermiques. Puis l'ensemble est ramené à la température ambiante à 300 K, ce qui induit des contraintes de trempe.

Un modèle 2D axisymétrique est utilisé pour simuler l'évolution des contraintes dans l'ensemble du substrat et de la goutte (Figure III-18). Fondé sur la méthode des éléments finis (63), le modèle est intégré au logiciel de simulation Comsol© (64) La température à l'instant de l'impact est calculée par le logiciel Jets&Poudres (65).

Ce modèle couplé thermo mécaniquement permet le calcul de l'histoire thermique et la déformation de l'ensemble dépôt/substrat, de l'instant d'impact jusqu'au refroidissement final. Pour commencer comparons les résultats de refroidissement avec ceux expérimentaux (31) d'un dépôt de zircone de 500 μm sur un substrat d'acier 304L.

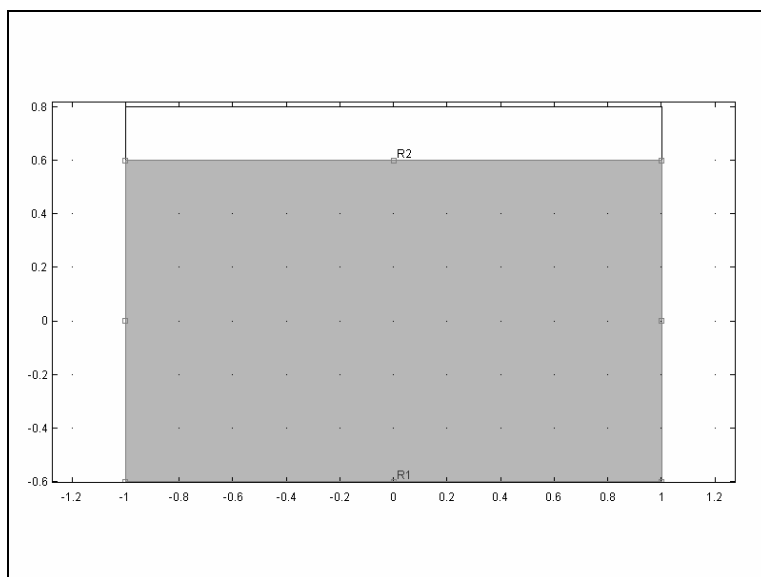


Figure III-18 : Schéma de la géométrie de la plaque

La Figure III-19 montre que les résultats expérimentaux et ceux du modèle pendant le refroidissement sont comparables. La prise en compte des échanges convectifs dans l'ensemble réduit l'erreur liée à l'absence de pertes convectives.

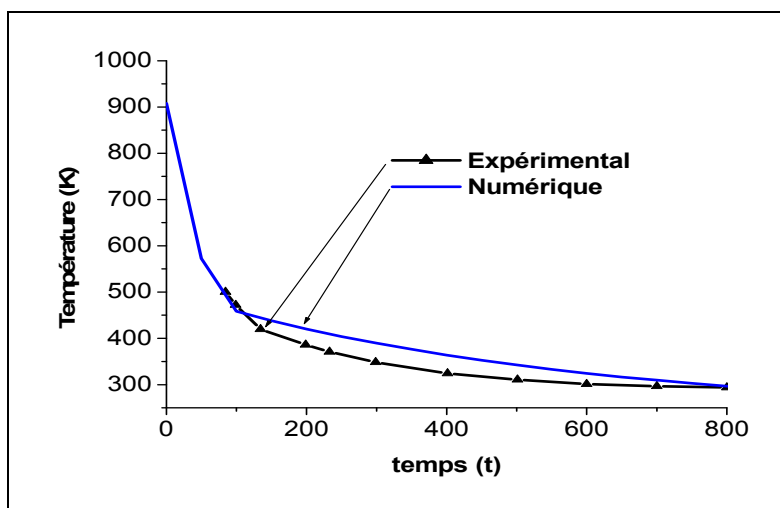


Figure III-19 : Courbe expérimentale et courbe calculée du refroidissement d'un dépôt de zircone ($500 \mu\text{m}$) sur un substrat acier 304L ⁽³¹⁾.

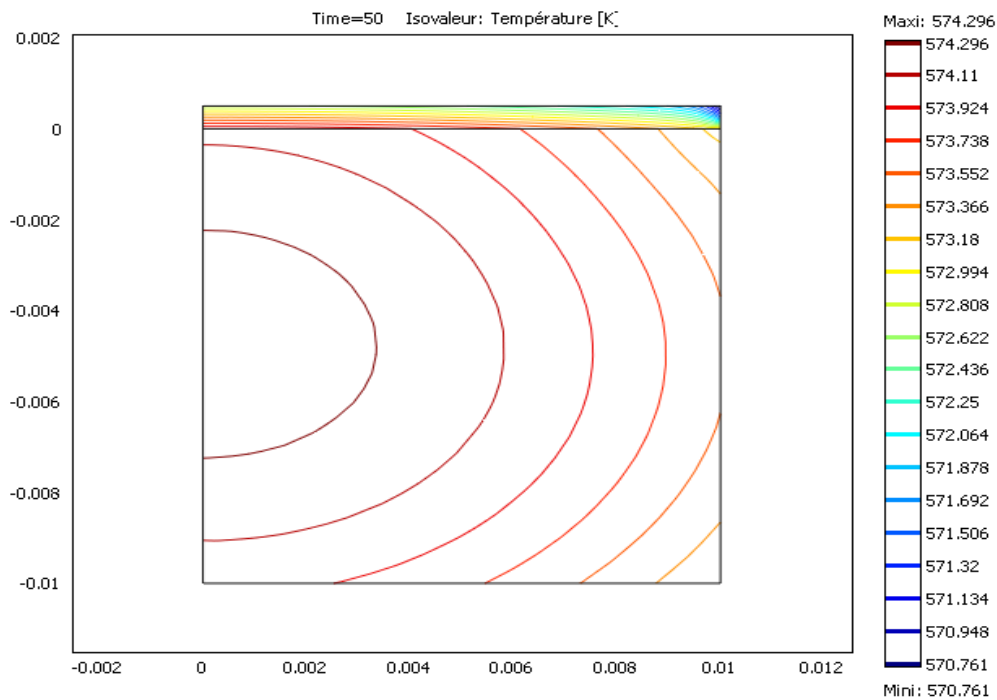


Figure III-20 : Température dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant $t=50$ s.

Après 50 s la température dans l'ensemble dépôt/substrat avoisine la température du substrat (Figure III-20) par le phénomène de convection et de conduction. L'ensemble échange thermiquement avec l'extérieur jusqu'à la température ambiante. Ce qui induit des contraintes résiduelles. Ces dernières génèrent des efforts importants dans l'ensemble, et donc des déplacements de déformation dans le dépôt et le substrat (Figure III-21, Figure III-22).

La Figure III-23 représente les contraintes résiduelles dans le dépôt de zircone après refroidissement jusqu'à la température ambiante ($t = 1000$ s), Les contraintes sont très importantes en périphérie ce qui justifie a posteriori les décollements observés expérimentalement dans cette zone. Les déplacements se traduisent par une déformation totale dans le dépôt et le substrat (Figure III-24).

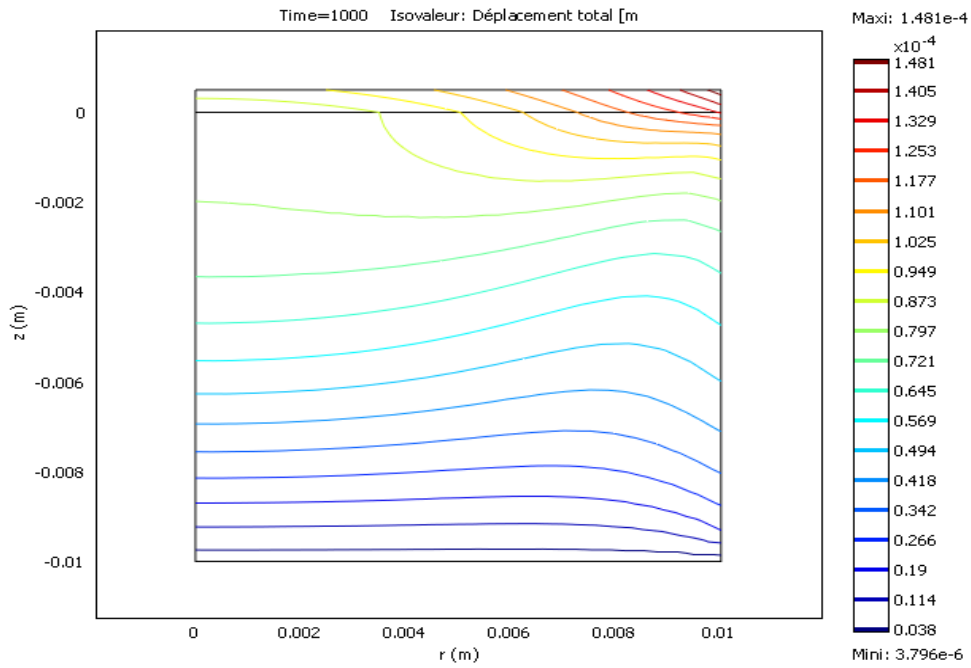


Figure III-21 : Déplacement dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant $t=1000$ s.

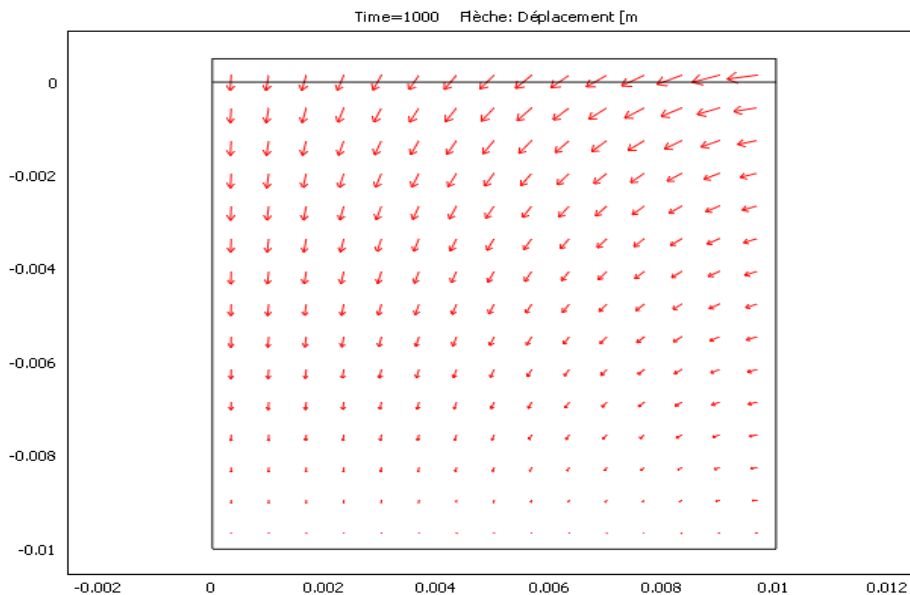


Figure III-22 : Orientation du déplacement dans l'ensemble dépôt/substrat à l'instant $t=1000$ s.

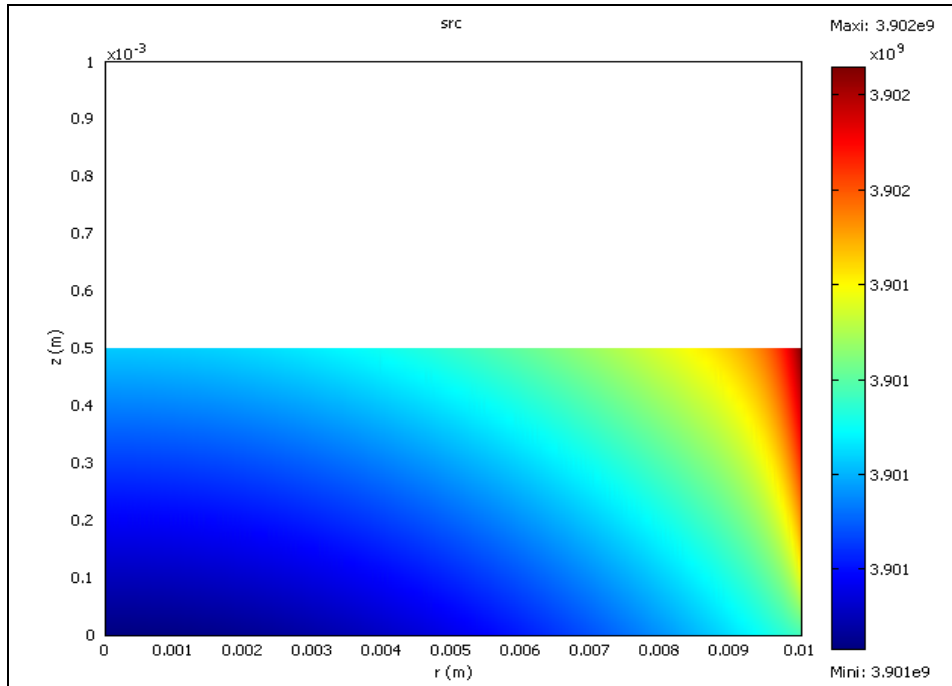


Figure III-23 : Contraintes résiduelles dans le dépôt de zirconium à l'instant $t=1000$ s.

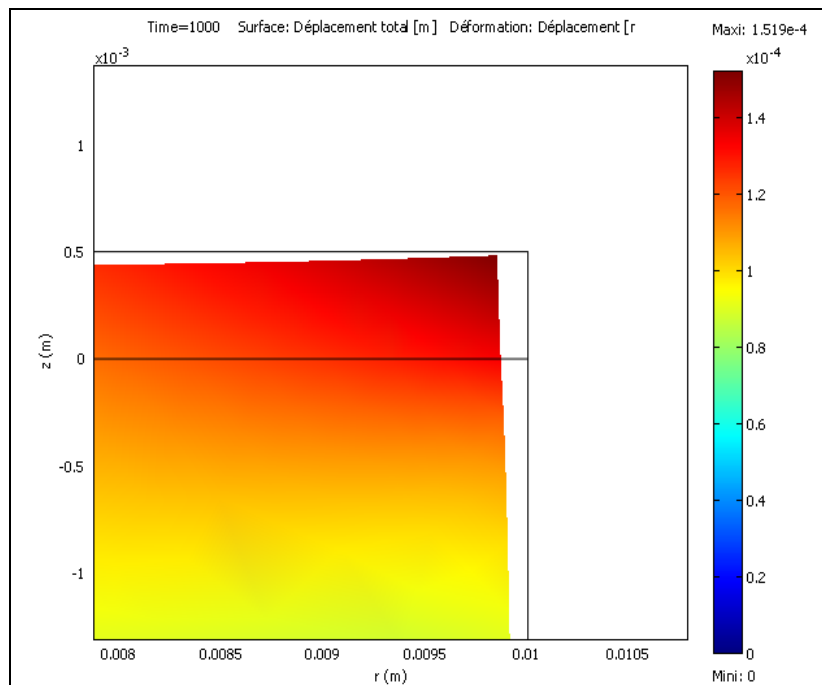


Figure III-24 : Déformation finale de l'ensemble après le refroidissement

III.3.3. Dépôt de zircone sur différents substrats thermiquement sensibles

Les techniques de céramisation et de métallisation par déposition thermique sont industriellement attractives et tendent à se développer dans des domaines assez inusuels en raison de leur aptitude à ne pas détériorer les matériaux sous-jacents. Ainsi dans le domaine de la construction la céramisation ou la métallisation thermique des bétons et bois sont proposées et réalisées de façon démonstratives tant en raison de considérations esthétiques que de considérations de durabilité. Ces dépositions sont ainsi des protections contre l'humidité, le feu et en outre d'excellents fongicides dans le cas du cuivre. Encore reste-il à prouver que le support n'est pas dégradé par le procédé.

Nous étudions ici l'impact d'une goutte de zircone sur ces deux types de substrats sensibles comparativement à l'acier : le bois et le béton. Nous nous intéressons à la solidification et au refroidissement de la goutte en contact avec le substrat. Le Tableau 4 résume les propriétés thermiques et mécaniques des matériaux utilisés.

Le bois, ici l'American Red Oak est recouvert d'une sous-couche mince de protection de 8 μm de cuivre. La goutte de zircone est supposée déjà étalée sur le substrat, sa température initiale est de 3500 K, et celle du substrat est de 700 K.

	Acier	Bois	Cuivre	Béton
Coefficient de Poisson (-)	0,37	0,3	0,35	0,33
Masse volumique (kg/m³)	10500	630	8700	2300
Module d'Young (Pa)	$83 \cdot 10^9$	$12,4 \cdot 10^9$	$110 \cdot 10^9$	$25 \cdot 10^9$
Coefficient de dilatation (-)	$18,9 \cdot 10^{-6}$	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$17 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-6}$

Tableau 4 : Propriétés des matériaux acier, cuivre, bois et béton utilisés.

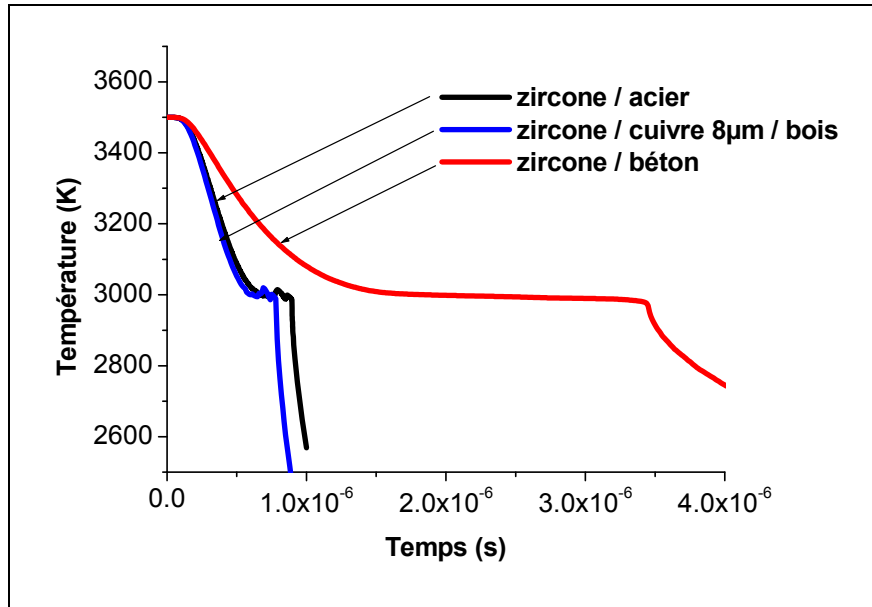


Figure III-25 : la solidification de la goutte de zirconium sur les différents substrats

Le temps de solidification change avec la nature du substrat (Figure III-25). En cours de solidification, la chaleur latente libérée est évacuée à travers la couche interface entre la lamelle et le substrat. Pour le substrat bois/sous couche cuivre, la solidification de la lamelle est la plus rapide, car elle évacue la chaleur latente à travers la couche de cuivre qui à son tour l'évacue dans le bois, et que cette couche de cuivre a une conductivité thermique supérieure à celle des autres substrats. La lamelle de zirconium prend plus de temps pour solidifier sur le substrat de béton en raison de sa faible conductivité thermique, ce qui entraîne donc une augmentation du temps de chauffe.

L'aptitude du substrat à évacuer rapidement la chaleur latente de solidification (et la chaleur pour se refroidir) est donc un facteur déterminant de la solidification d'une lamelle.

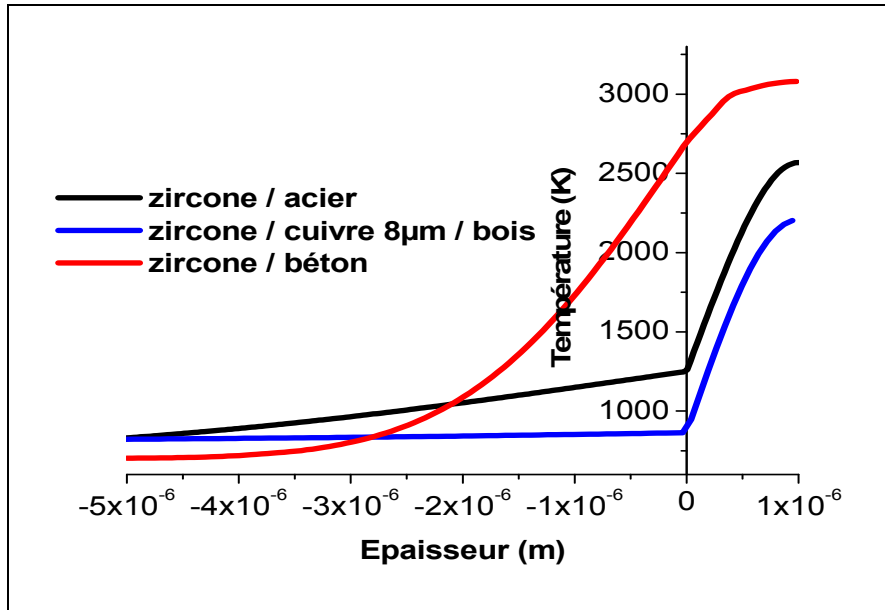


Figure III-26 : Evolution de la température de la goutte de zirconium en fonction de son épaisseur selon la nature de différents substrats à l'instant $t = 1 \mu s$.

La Figure III-26 permet de vérifier que la nature du substrat joue de manière comparable sur l'évolution de la température au sein de l'épaisseur de la lamelle et le substrat. Il existe de grands écarts pour l'évacuation de la chaleur entre les trois substrats. Pour les deux substrats acier et bois/cuivre le refroidissement se fait rapidement en quelques ns, alors que le substrat de béton maintient la lamelle de zirconium en température.

La Figure III-27 montre la température à l'interface entre la lamelle et le substrat, le substrat de bois avec sous couche de cuivre refroidit rapidement la lamelle et que la température de l'interface entre les deux tend rapidement vers celle du substrat. Alors que la température de l'interface entre la lamelle et le substrat béton reste très élevée par rapport à celles des substrats.

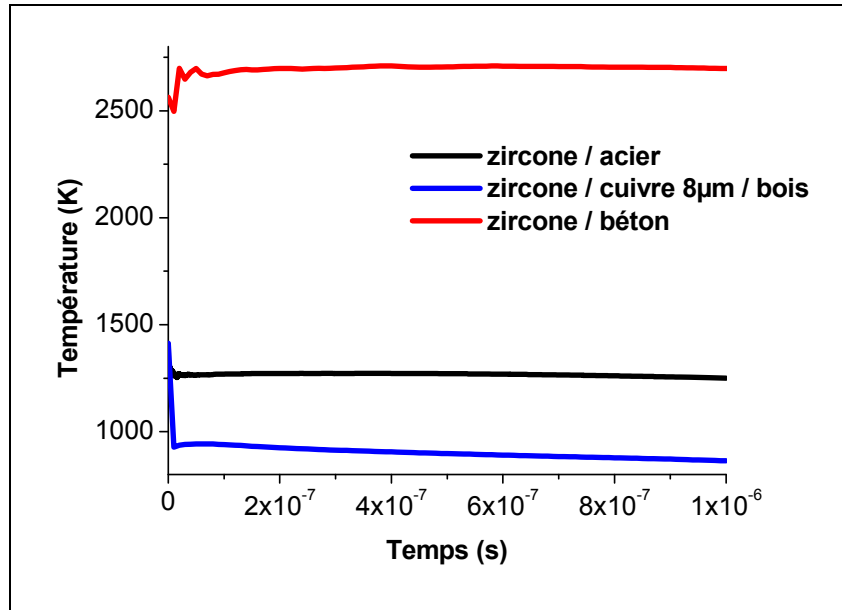


Figure III-27 : Température en fonction du temps dans l'interface entre la goutte de zirconium et les différents substrats.

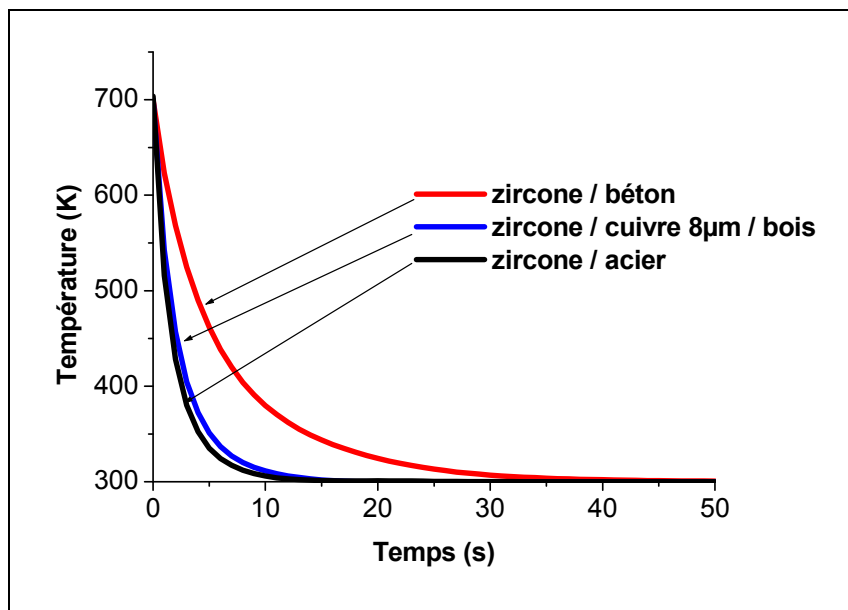


Figure III-28 : Refroidissement de la goutte de zirconium déposée sur les différents substrats.

La Figure III-28 montre le refroidissement de la goutte de zirconium sur les différents substrats, après 20 s les trois modèles atteignent la température ambiante. Ce refroidissement génère

des contraintes, qui sont de mêmes grandeurs dans les deux substrats acier et bois/cuivre avec sous couche cuivre et qui sont le double pour le substrat de béton (Figure III-29).

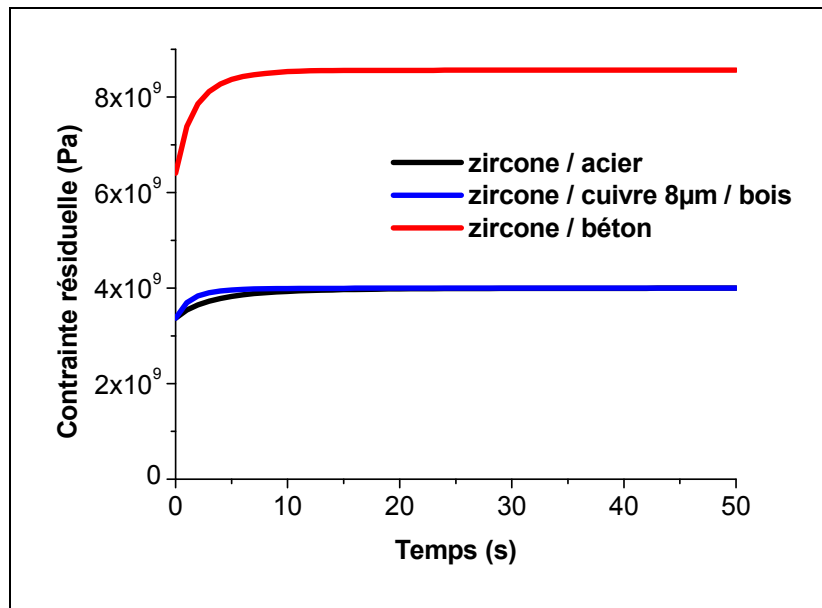


Figure III-29 : Évolution de la contrainte résiduelle durant le refroidissement.

III.3.4. Dépôt de zircon sur du bois avec ou sans sous couche de cuivre

Dans ce paragraphe est étudiée la solidification et le refroidissement de la goutte de zircon de diamètre de $100 \mu\text{m}$, d'une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ en contact avec des substrats de bois (American Red Oak) recouverts ou non d'une mince sous couche de cuivre de $1 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$. Les propriétés thermiques et mécaniques des matériaux utilisés sont données dans le Tableau 4.

La goutte de zircon est supposée déjà étalée sur le substrat, sa température initiale est de 3500 K , et celle du substrat est de 700 K . L'ensemble se refroidit à la température ambiante de 300 K .

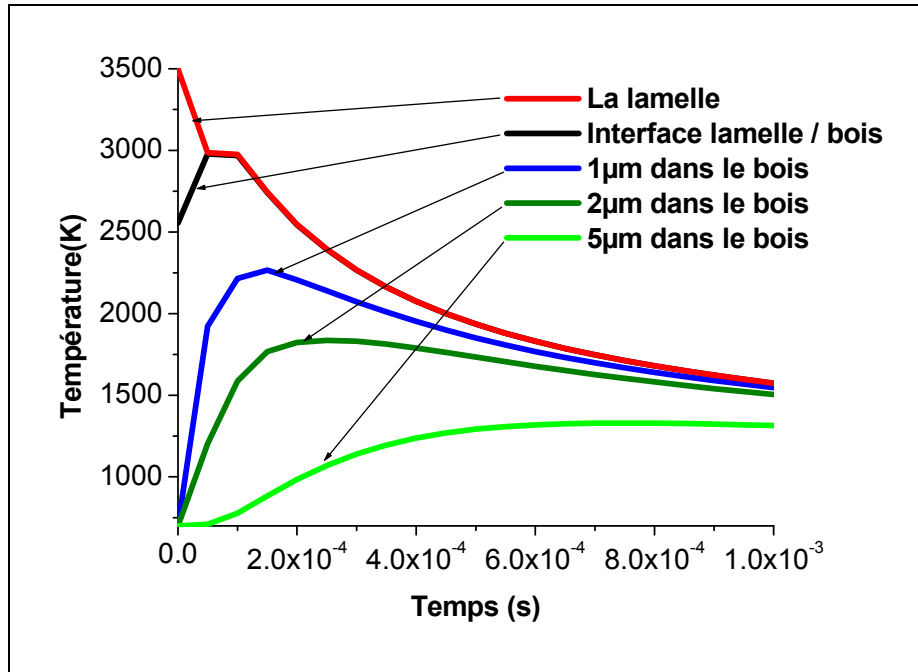


Figure III-30 : Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle/bois.

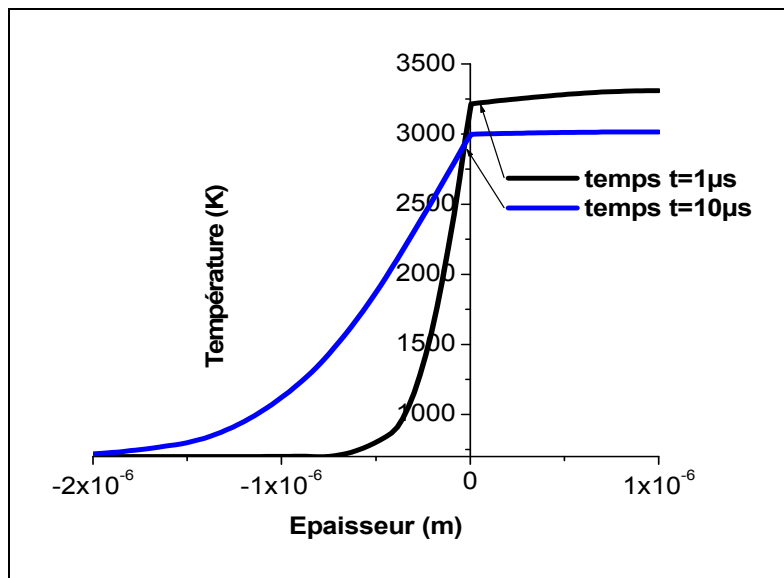


Figure III-31: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zircon sur un substrat de bois sans sous couche de protection

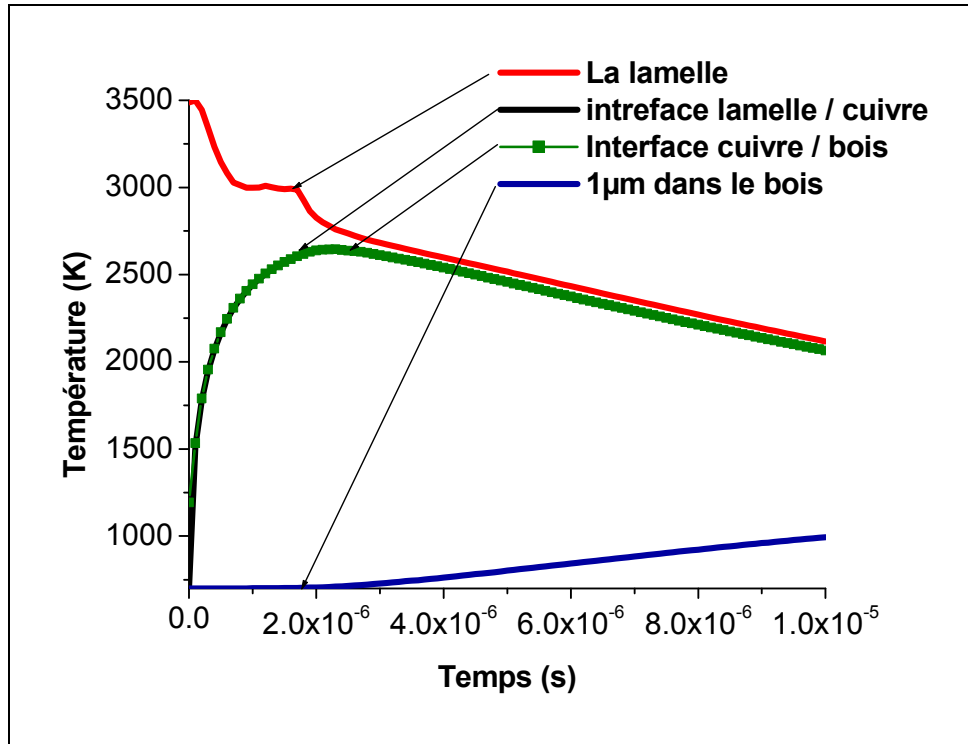


Figure III-32: Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle/cuivre 1µm/bois,

Sur le substrat de bois avec sous-couche cuivre, la lamelle se solidifie en quelques centaines de microsecondes (Figure III-30), et la température de l'interface entre la lamelle et le bois atteint la température de solidification de la lamelle, dans le bois la température augmente lentement mais elle n'atteint pas la température de l'interface, car la première couche du bois est brûlée et fait obstacle. La Figure III-31 montre la température dans l'ensemble lamelle / cuivre-bois, à l'instant $t = 1 \mu s$ et $t = 10 \mu s$.

Sur le substrat du cuivre 1µm/bois, la lamelle se solidifie en quelques microsecondes (Figure III-32), la température de l'interface entre le cuivre et le bois est la même que celle de l'interface entre la lamelle et le cuivre (Figure III-33). Cette figure montre la température dans l'ensemble lamelle /cuivre 1µm/Bois, à l'instant $t=1 \mu s$ et $t=10 \mu s$, la température de la couche est constante et uniforme dans toute la couche, par contre la température en 1µm en profondeur du bois augmente lentement en fonction du temps.

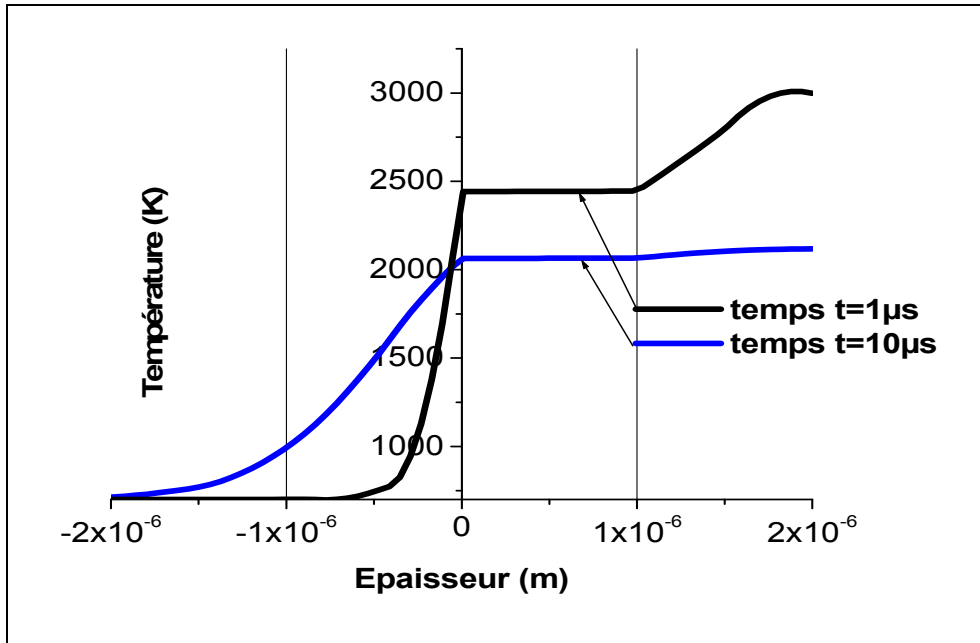


Figure III-33: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zirconie (1 μm , $T_i=3500\text{ K}$) sur substrat cuivre 1 μm /bois

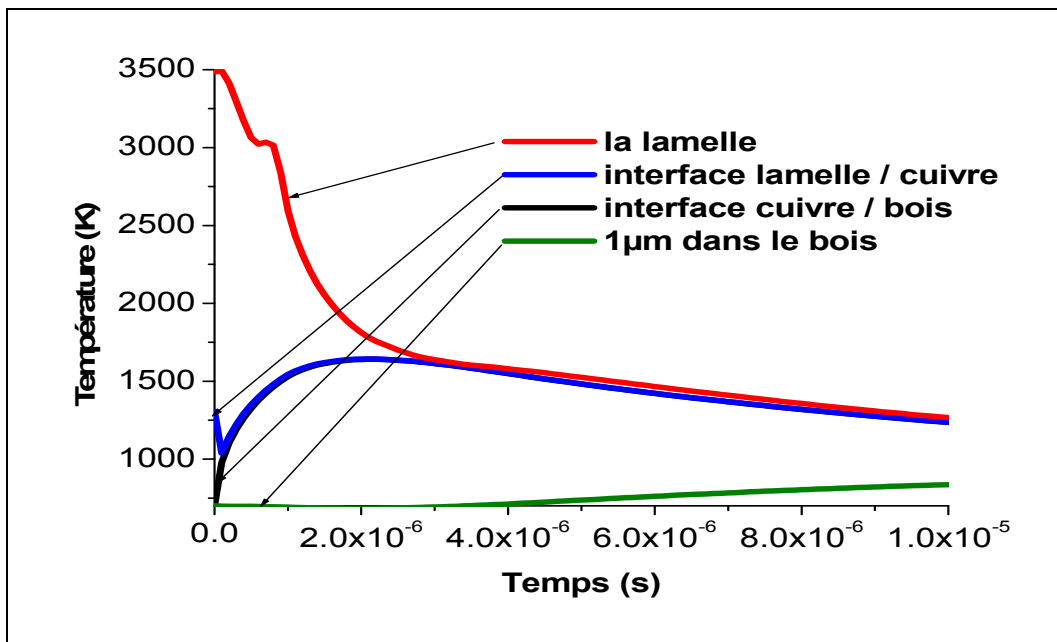


Figure III-34: Évolution de la température en fonction du temps dans l'ensemble lamelle de zirconie (1 μm , $T_i=3500\text{ K}$)/cuivre 3 μm /bois.

Sur le substrat du cuivre $3\mu\text{m}/\text{bois}$, la lamelle se solidifie en moins d'une microseconde (Figure III-34), la température de l'interface entre le cuivre et le bois est la même que celle de l'interface entre la lamelle et le cuivre (Figure III-35), cette figure montre l'évolution de la température dans l'ensemble lamelle /cuivre $1\mu\text{m}/\text{bois}$, à l'instant $t=1\ \mu\text{s}$ et $t=10\ \mu\text{s}$, la température de la couche est constante et uniforme dans toute la couche, par contre la température en $1\ \mu\text{m}$ en profondeur du bois augmente lentement en fonction du temps.

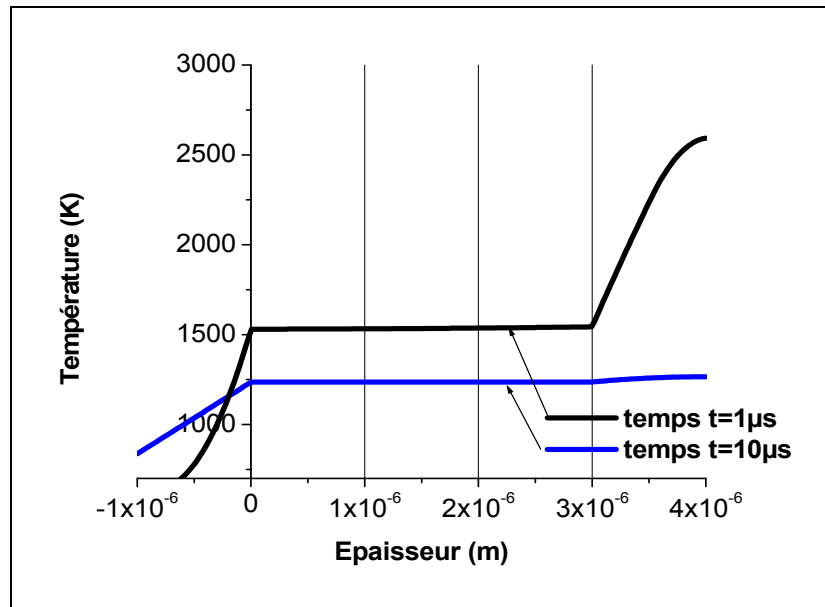


Figure III-35: Température en fonction de l'épaisseur de la lamelle de zirconium ($1\ \mu\text{m}$, $T_i=3500\ \text{K}$) sur substrat cuivre $3\mu\text{m}/\text{bois}$

Le temps de solidification change avec la nature du substrat. En cours de solidification, la chaleur latente libérée doit tout d'abord être évacuée à travers la couche interface entre la lamelle et le substrat. Pour le substrat du bois, la solidification de la lamelle est plus lente que les autres, car elle n'arrive pas à évacuer la chaleur latente à travers le bois à cause de sa faible conductivité thermique, qui entraîne donc une augmentation du temps de solidification. Par contre la lamelle évacue facilement sa chaleur latente à travers les couches de cuivre, ces dernières à leur tour l'évacue à travers le bois, et la couche de cuivre de 3 micromètres évacue la chaleur plus rapide que la couche de 1 micromètre.

L'aptitude du substrat à évacuer rapidement la chaleur latente de solidification (et la chaleur issue du refroidissement) est donc un facteur déterminant de la solidification d'une lamelle.

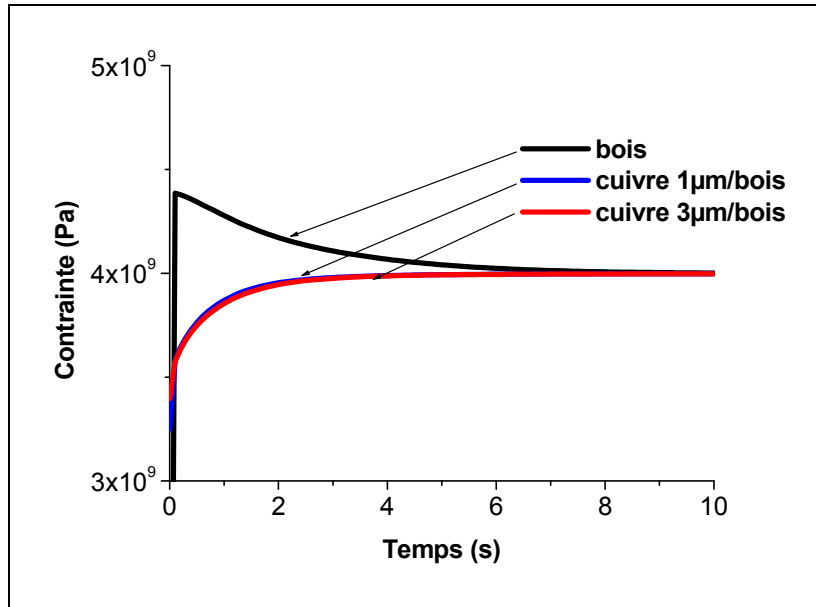


Figure III-36: Évolution de la contrainte résiduelle en cours de refroidissement

Il faut constater que la nature du substrat joue de manière semblable sur l'évolution de la température au sein de l'épaisseur de la lamelle et du substrat, avec de grands écarts entre l'évacuation de la chaleur par les trois substrats. Pour les deux substrats bois/cuivre le refroidissement se fait rapidement en quelques microsecondes, par contre le substrat de bois refroidit mal la lamelle de zircone, le substrat avec une couche de cuivre refroidit rapidement la lamelle et la température de l'interface entre les deux tombe rapidement vers celle du substrat. Alors que la température de la couche de cuivre dans les deux cas 1µm et 3µm entre la lamelle et le substrat de bois reste constante dans toute la couche.

Après un temps 10s les trois modèles atteignent la température ambiante, ce qui conduit au refroidissement de la lamelle de zircone sur les différents substrats ce qui génère aussi des contraintes dans l'ensemble lamelle/substrat, dans les trois modèles les contraintes ont les même grandeurs, par contre la contrainte de la lamelle sur le substrat de bois atteint un maximum de 4.5 GPa, avant d'atteindre la valeur de 4 GPa comme les autres modèles. Figure III-36.

III.4. Conclusion partielle

Les dépôts de zircon et d'alumine projetés par plasma ont de nombreuses utilisations : barrières thermiques, isolation électrique, etc. et pour la zircon électrode de SOFC (Solid Oxide Fuel Cells). Leurs propriétés thermo physiques dépendent fortement de la microstructure des dépôts et de leur adhérence à l'interface céramique-métal.

Ce chapitre est principalement consacré à la validation et la modélisation 1D des phénomènes de la projection par plasma de dépôts de zircon et d'alumine et à l'étude de leurs propriétés thermomécaniques. Le modèle 1D est fondé sur les hypothèses de Tsui et Clyne (7).

Plusieurs paramètres influencent l'évolution des contraintes à savoir : la température de préchauffage, l'épaisseur de la passe. Les contraintes de trempe dépendent fortement de la façon dont le dépôt est élaboré et particulièrement du contact entre les passes successives. Pour l'alumine des épaisseurs de passe faibles (< 20 μm) la contrainte de trempe dans le cas de dépôts d'alumine augmente avec la température de préchauffage

La contrainte de dépôt a un comportement qui reproduit celui de la contrainte de trempe. La contrainte de refroidissement est négative, elle est donc en compression. Les contraintes de trempe et de dépôt obtenues dans le cas de la zircon sont faibles par rapport à celles obtenues dans le cas de l'alumine. Cela s'explique par la relaxation plus importante des contraintes par microfissuration dans le cas de la zircon dont les lamelles ont un meilleur contact entre elles que celles d'alumine comme l'ont montré les travaux de L. Bianchi.

La prédiction de la distribution des contraintes au sein des dépôts par modélisation 1D peut être améliorée en ajoutant une autre dimension, Pour cela nous avons utilisé un modèle 2D, afin de mieux maîtriser les phénomènes thermiques et mécaniques.

Le développement du modèle couplé thermo mécaniquement est fait dans le cas d'un substrat d'acier. Les résultats du modèle 2D obtenus sont satisfaisants tant d'un point de vue qualitatif que quantitatif. Le modèle fournit des résultats tout à fait en accord avec les résultats expérimentaux. Les calculs sont en mesure de prédire le signe et la valeur du champ de contrainte en profondeur dans le dépôt et son substrat. Les comparaisons des contraintes résiduelles calculées et mesurées donnent entière satisfaction, le modèle permet non seulement la prédiction du signe des contraintes résiduelles mais aussi la valeur moyenne de la contrainte dans le dépôt. Une perspective intéressante pour l'utilisation de ce modèle réside

dans la prédiction possible de l'évolution de l'endommagement du matériau pendant la phase de refroidissement.

IV. MODELE D'ETALEMENT D'UNE GOUTTE A L'IMPACT SUR UNE CIBLE

IV.1. Etalement des particules

Si l'étude de l'impact de gouttes sur paroi sèche et lisse est un sujet vaste, il est cependant nécessaire de l'aborder. Ces écoulements à surface libre sont des cas de figure fréquemment rencontrés dans l'industrie et dans la vie quotidienne : écoulements de gouttes, filets, films liquides, ... D'un point de vue théorique, il s'agit là de phénomènes souvent complexes, mettant en jeu des interfaces liquide/gaz, mais aussi parfois solide/liquide et solide/gaz, et qui incluent généralement des effets capillaires.

Ces phénomènes physiques sont identifiés dans de nombreuses applications industrielles (impact de goutte sur le papier dans le cas des imprimantes à jet d'encre, projection d'aérosols de peintures pour l'industrie automobile, gouttes de pluie sur les pare-brises de voiture, arrosage...) et aussi dans le cas plus particulier de l'impact de goutte en fusion de taille de l'ordre d'une dizaine de micromètres lors de la réalisation d'un dépôt par projection plasma. Lorsqu'elles rencontrent le substrat, ces gouttes s'étalent sous la forme d'une lamelle souvent circulaire (appelée « splat »). Cette forme résulte du transfert de l'énergie cinétique de la goutte en énergie d'écoulement visqueux et en énergie de surface. Ces lamelles sont trempées (à des vitesses pouvant atteindre 100 K.s^{-1} ⁽⁶⁶⁾). Selon la qualité du contact substrat/lamelle, les transferts thermiques de la lamelle vers le substrat, donc les vitesses de solidification et de refroidissement, varient beaucoup et déterminent la microstructure finale de la lamelle.

De nombreux modèles et simulations numériques tentent de prédire la forme de ces lamelles. Le plus souvent les auteurs font l'hypothèse que les phénomènes d'étalement et de solidification ne sont pas simultanés, et supposent que la vitesse du front de solidification à travers la lamelle est plus faible que la vitesse d'étalement de la goutte sur le substrat⁽⁶⁷⁾. D'autres études traitent de l'évolution de la morphologie des lamelles en fonction des paramètres de projection qui sont : les vitesses et températures des particules au moment de l'impact, la nature et la température du substrat. Ainsi, V. V. Kudinov et al.⁽⁶⁸⁾ dans le cas de

particules d'alumine. Un classement qualitatif de trente morphologies différentes a été présenté ⁽⁶⁸⁾ (Figure IV-1). Une gouttelette fondue s'étalerait correctement avec une vitesse faible (ex : cas 1) mais pour une vitesse élevée (ex : cas 6) éclaterait au moment de l'impact sous l'action des forces de surface. Une particule de température faible ne serait fondue que partiellement (cas 30). Le noyau solide resterait piégé au centre de la lamelle ou éjecté conduisant à une lamelle de forme annulaire (cas 17).

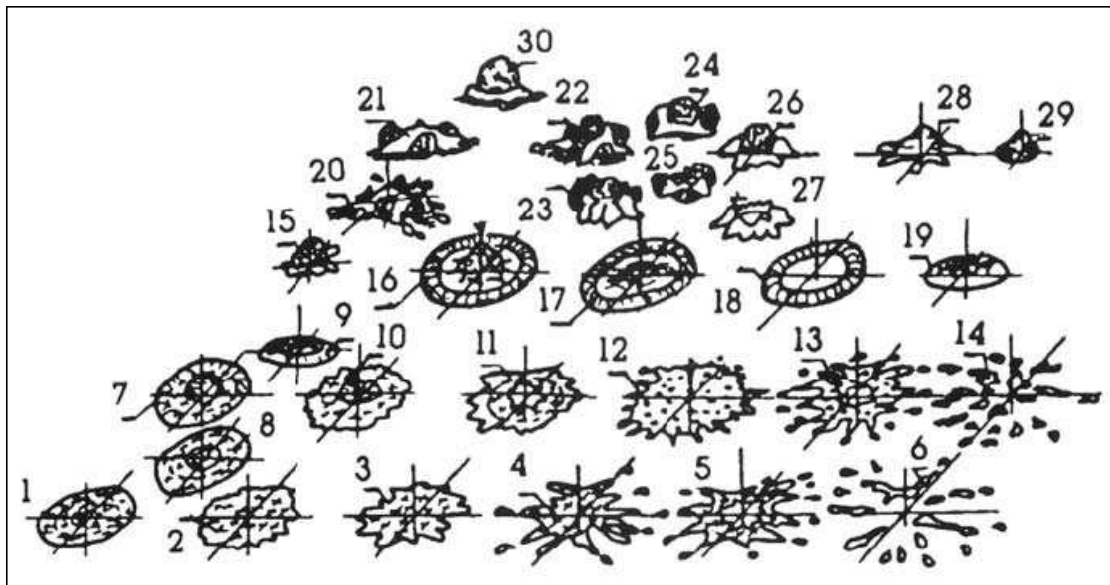


Figure IV-1 : Morphologie de particules d'alumine projetées par plasma en fonction de leurs vitesse et température avant impact ⁽⁶⁸⁾.

Cependant, V. V. Kudinov *et al.* ⁽⁶⁸⁾ n'ont pas pris en compte la nature du substrat et de l'interface. Par ailleurs, R. McPherson ⁽⁶⁹⁾ explique cet éclatement, appelé aussi « splashing » (éclaboussement), en faisant l'hypothèse que le film liquide d'une goutte qui s'écrase à grande vitesse devient vite instable et éclate en fine gouttelettes sous l'action des tensions de surface. Un bon mouillage du substrat par le liquide ou une viscosité élevée du liquide diminuerait ce phénomène d'éclatement. Alors qu'une interface de mauvaise qualité (occlusions gazeuses, rugosité, oxydation superficielle du substrat ⁽²²⁾) réduirait la surface de contact lamelle/substrat, et de ce fait, augmenterait le temps de refroidissement et donc favoriserait l'éclatement. (Voir Annexe 2)

Une lamelle de type « crêpe » aurait alors un bon contact avec le substrat et serait solidifiée avant l'éjection de gouttelettes de matière ⁽⁷⁰⁾. Cette explication ne fait pas l'hypothèse du découplage des phénomènes d'étalement et de solidification puisque c'est la vitesse de solidification qui détermine la qualité de l'étalement ⁽²²⁾.

IV.1.1. Tension de surface

Considérons le cas de l'interface entre une phase liquide et une phase vapeur, comme pour une bulle de savon. Le liquide présente une tension de surface γ (ou tension superficielle) et sa surface se comporte comme une membrane tendue. Déformer ou augmenter cette surface requiert de l'énergie. En effet, une molécule dans un fluide est soumise à des interactions attractives, exercées par les autres molécules du milieu. Ces forces cohésives peuvent être des forces de Van Der Waals, des liaisons hydrogène, des liaisons ioniques ou métalliques selon le fluide considéré. Si une molécule se situe à une interface (par exemple avec le gaz), elle est soumise à moins d'interactions attractives que si elle était dans le volume du fluide et se retrouve dans un état énergétiquement défavorable. L'énergie du système présente alors un terme de surface, positif. En raison de ce terme, les liquides ajustent leur forme de façon à minimiser leur surface.

La tension superficielle traduit cette énergie de cohésion du liquide, et représente l'augmentation de l'énergie libre F , due à une augmentation de surface A de dA :

$$\gamma = \left(\frac{\partial F}{\partial A} \right)_{T,V,n} \quad \text{Équation 59}$$

où T est la température du milieu, V le volume considéré et n la quantité de matière dans le volume V . De façon dimensionnelle, il s'agit d'une énergie par unité de surface, et donc d'une force par unité de longueur. Les interfaces se comportent alors comme des membranes tendues par cet effet de cohésion du liquide, c'est pourquoi cet effet est dénommé « tension » superficielle.

IV.1.2. Autres phénomènes élémentaires

Nous avons considéré l'interaction entre deux phases, mais, lorsqu'une goutte de pluie se dépose sur une vitre par exemple, (le tout est plongé dans l'atmosphère terrestre), nous sommes en présence de trois phases : liquide, solide et gazeuse.

Le phénomène d'étalement d'un liquide sur un substrat, le tout dans un gaz, s'appelle *mouillage*. Selon les affinités du liquide avec le solide et le gaz environnant, le liquide s'étalera plus ou moins (Figure IV-2)

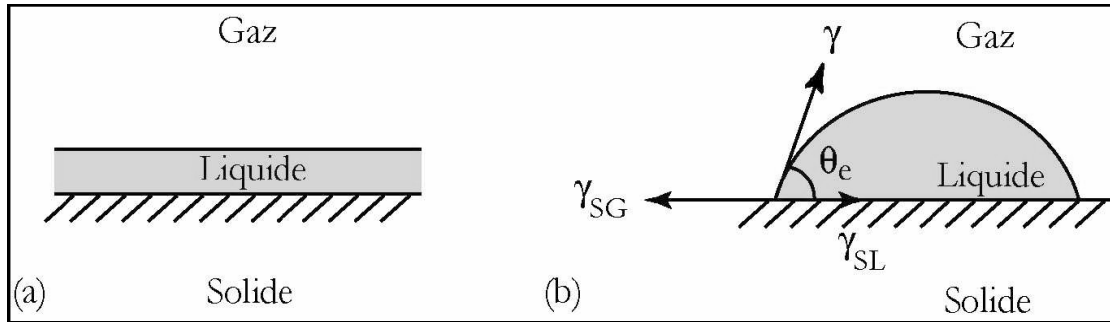


Figure IV-2 : (a) Mouillage total : le liquide s'étale complètement sur le substrat sous forme de film. (b) Mouillage partiel : le liquide forme une goutte d'angle de contact θ_e avec le substrat.

On distingue deux types de mouillage : mouillage total et mouillage partiel (Figure IV-2). Afin de déterminer si une goutte va s'étaler sur un substrat ou non, il faut considérer le paramètre d'étalement S (de l'anglais « spreading ») qui correspond à la différence d'énergie entre substrat sec et mouillé :

$$S = \gamma_{SG} - (\gamma_{SL} + \gamma) \quad \text{Équation 60}$$

avec γ_{SG} la tension superficielle solide/gaz, γ_{SL} la tension superficielle solide/liquide, et γ la tension superficielle γ_{LG} entre le liquide et le gaz. Si S est positif, le liquide s'étale complètement sur le substrat pour former un film nanoscopique ; on est en situation de mouillage total. Par contre, si S est négatif, alors la goutte ne s'étale pas et elle forme un angle de contact θ_e avec le substrat. La ligne à l'interface des trois phases liquide, solide et gazeuse est appelée « ligne de contact » ou « ligne triple ».

La loi de Young-Dupré donne l'expression de l'angle de contact statique d'une goutte liquide déposée sur un substrat solide, en équilibre avec une phase vapeur (Figure IV-2-b).

$$\gamma \cos \theta_e = \gamma_{SG} - \gamma_{SL} \quad \text{Équation 61}$$

Notons ici que la projection des forces capillaires sur la verticale est équilibrée par une déformation élastique du solide. Si le solide est dur, cette déformation est inobservable. Par contre, si le solide est mou ou s'il s'agit d'un deuxième liquide non-miscible (eau et huile par exemple), cette déformation de l'interface devient très visible.

Le paramètre d'étalement S peut alors se réécrire :

$$S = \gamma (\cos \theta_e - 1) \quad \text{Équation 62}$$

Ainsi l'angle de contact θ_e ne peut être défini que si S est négatif, on voit que l'angle de contact ne dépend que des différentes tensions superficielles entre liquide, gaz et solide :

$$\cos \theta_e = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{SL}}{\gamma} \quad \text{Équation 63}$$

Généralement, pour une modélisation des phénomènes interfaciaux, on préfère faire intervenir les énergies de surface plutôt que l'angle de contact. La formule de Young relie l'angle de contact θ aux trois tensions superficielles γ_{SG} , γ_{SL} et γ . En pratique, seuls θ et γ sont mesurables. Il est donc nécessaire d'avoir une relation supplémentaire pour estimer γ_{SG} et γ_{SL} . Elle est donnée par un modèle d'énergie de surface du solide. Celui-ci traduit différents types d'interactions entre le solide et le liquide.

Des interactions dues aux forces de London, appelée aussi forces dispersives. Elles sont toujours actives quelles que soient les molécules en présence.

Des interactions dues à tous les autres types de forces (polaires, acide/base, liaisons hydrogène, ...). L'établissement de ces interactions dépend évidemment des partenaires en présence.

En conséquence, l'énergie de surface du solide est généralement donnée comme la somme de deux ou trois composantes selon les modèles proposés.

IV.1.3. Impact sur une paroi solide

Plusieurs modèles se sont intéressés au développement de la lamelle, issue de l'impact d'une goutte, s'étalant sur une paroi. La phase d'expansion rapide, au cours de laquelle une partie de l'énergie cinétique et de l'énergie de surface est dissipée par des processus visqueux, est suivie d'une phase de contraction pendant laquelle le bourrelet à l'extrémité de la lamelle se rétracte sous l'effet des forces capillaires.

Les expériences montrent que la vitesse initiale d'étalement de la lamelle est beaucoup plus élevée que la vitesse d'impact de la goutte sur le substrat (⁷¹, ⁷²). Les quantités comme la vitesse ou la pression divergent au point de contact. La dissipation visqueuse et la tension de surface retardent la formation de la lamelle, celle-ci est animée d'une vitesse élevée qui reste encore difficile à mesurer expérimentalement. Il est même possible qu'une onde de choc se forme aux temps courts de l'impact (⁷³).

Les phénomènes microscopiques ont donc une influence sur la dynamique de l'impact sur une surface solide. Ainsi, l'angle de contact dépend de la mouillabilité et des propriétés physico-chimiques de la paroi. L'angle de contact dynamique peut être différent de l'angle statique. Parfois, la lamelle créée au moment de l'impact rebondit en se détachant de la paroi, et forme

une corolle semblable à celle que l'on observe dans les impacts sur des surfaces liquides. L'apparition de ce phénomène dépend, entre autres, des propriétés de rugosité de la surface solide (^{74, 75}).

Trois catégories d'impacts sur surface sèche permettent d'obtenir des informations complémentaires pour analyser le phénomène complexe d'impact en projection plasma :

- l'impact de gouttes liquides sans effet thermique,
- l'impact de gouttes métalliques millimétriques fondues,
- l'impact de gouttes micrométriques en projection plasma.

IV.2. Paramètres caractéristiques de l'impact

Lorsqu'une particule fondue s'écrase sur le substrat, elle prend une forme lamellaire par étalement latéral du liquide sous les pressions présentes dans la particule. L'énergie cinétique de la particule se transforme en déformation visqueuse et en énergie de surface à la fin de l'écrasement (^{30, 76}). L'écrasement de la particule peut être divisé en trois étapes (^{2, 77}) impact initial, étalement de la particule et enfin refroidissement et solidification.

Plusieurs études expérimentales ont été effectuées (la plupart sur des surfaces lisses) pour comprendre l'influence des propriétés des particules à l'impact sur leur écrasement (⁷⁸) et la formation des splats (^{78, 79, 75, 80}). D'autres travaux ont été réalisés pour examiner les effets de la température (^{81, 82, 72}), de la rugosité (^{83, 84}) et des propriétés thermiques du substrat (⁸⁵) sur l'étalement et la solidification des particules. L'effet de la mouillabilité de la particule sur le substrat a été aussi évalué (⁸⁶). Il faut noter que la mouillabilité dépend de la rugosité et de la porosité de substrat ainsi que de la composition chimiques et de l'état cristallin des particules et du substrat.

Il est montré que le comportement des gouttes à l'impact peut être caractérisé par le facteur de Sommerfeld K tel que :

$$K = W_e^{0.5} \cdot R_e^{0.25} \quad \text{Équation 64}$$

le nombre de Reynolds est exprimé par

$$R_e = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\mu} \quad \text{Équation 65}$$

où ρ la masse volumique de la particule en kg/m^3 , d son diamètre en m , v sa vitesse en m/s , μ sa viscosité en $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$

Et le nombre de Weber est exprimé

$$W_e = \frac{\rho \cdot d \cdot v^2}{\sigma} \quad \text{Équation 66}$$

où ρ la masse volumique de la particule en kg/m^3 , d son diamètre en m , v sa vitesse en m/s , μ sa viscosité en $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$, σ sa tension de surface liquide vapeur en J/m^2 .

Escure et al (⁸⁷) ont montré, en projetant des particules d'alumines sur des substrats de différentes rugosités et températures, que l'état de surface et la température du substrat jouent un rôle important sur ces phénomènes d'impact. Quelle que soit la température du substrat, des phénomènes de "splashing" (éclaboussement ou éjection de matière) apparaissent dès que le nombre de Sommerfeld dépasse une valeur critique $K_c=57,7$ pour laquelle les comportements sont modifiés.

La Figure IV-3 montre qu'à l'impact, les particules peuvent soit rebondir, soit s'étaler sans éclaboussures, soit encore produire des éjections de matière. Ces différents modes dépendent du nombre de Sommerfeld. Pour des faibles valeurs de K , la goutte tend à se déposer et à s'étaler alors que pour un $K > K_c$, elle tend à se détruire et à générer des éclaboussures.

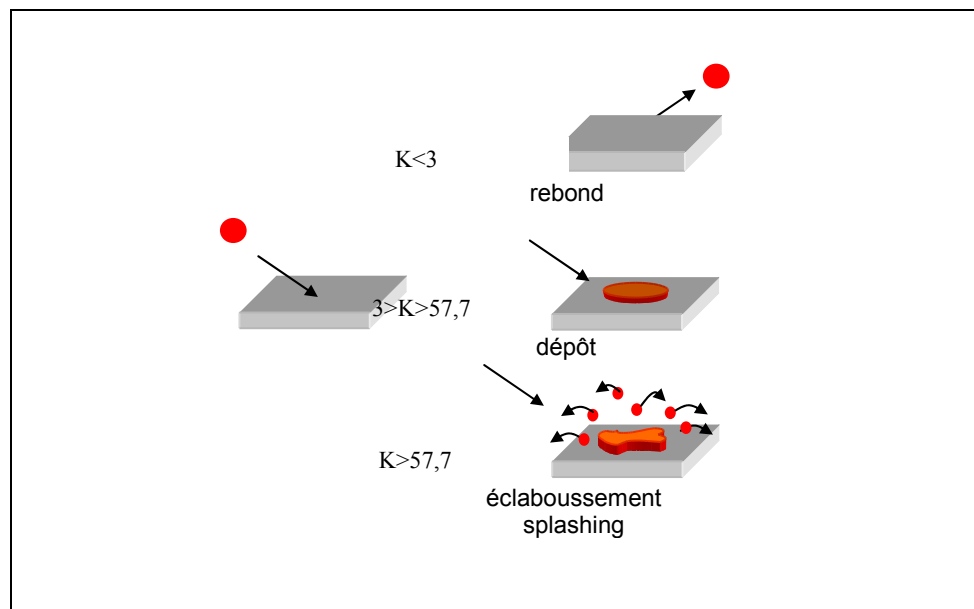


Figure IV-3 : Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K

En condition classique de projection plasma, le traitement des particules en vol est régi par les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre le plasma et les particules. Pour des diamètres de particules compris entre 30 et 100 μm , les vitesses des gouttelettes à l'impact sont de 100 à 200 m/s et leurs températures atteignent des valeurs supérieures à leur température de fusion qui permet à la particule d'être dans un état fondu avant l'impact.

Cet éclaboussement («splashing») correspond, comme l'ont montré les photos de ⁽⁸⁷⁾, à l'éjection quasi perpendiculaire au substrat, de petites gouttelettes de taille submicronique et qui peuvent atteindre des distances supérieures à 3 mm de la surface du substrat, c'est à dire qui sont normalement entraînées par les gaz de recombinaison et de soufflage car elles se situent hors de la couche limite.

L'étalement des particules est un phénomène complexe notamment si 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 (le 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 ⁽⁸⁸⁾) (Figure IV-4).

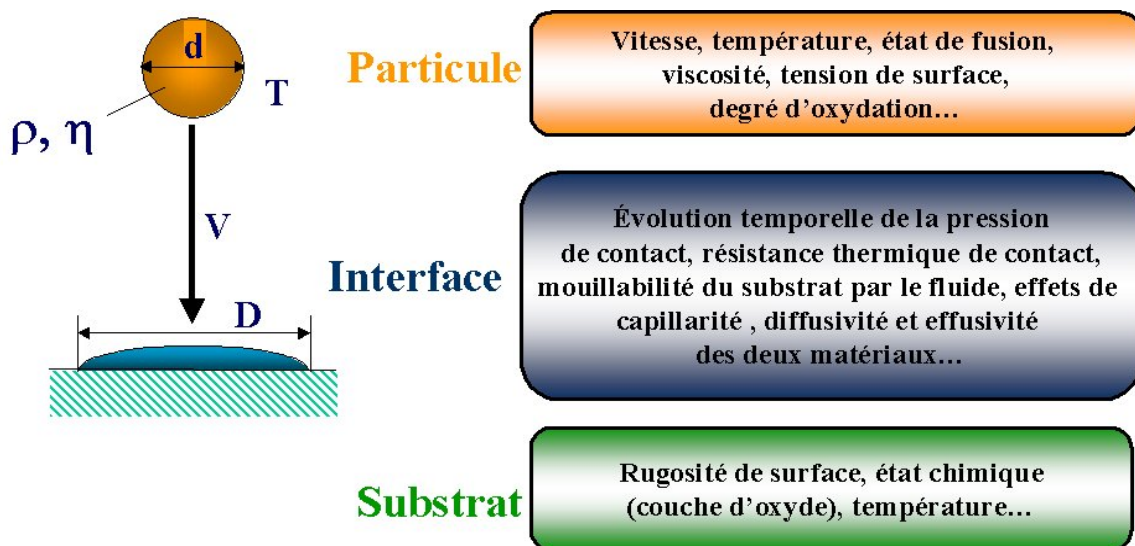


Figure IV-4 : Paramètres caractéristique de la formation d'une lamelle ⁽⁸⁹⁾

Les propriétés du substrat ne sont pas moins importantes vis à vis du comportement de la goutte à l'étalement : en effet, sa diffusivité, son effusivité, sa température, sa rugosité, la

présence de contaminants ou d'une couche d'oxyde en surface ainsi que l'angle d'impact de la goutte agissent sur le comportement à l'écrasement et lors de l'étalement.

D'une manière conventionnelle, la rugosité d'une surface est définie par l'équation suivante :

$$Ra = \frac{1}{L} \int_0^L |z(x)| dx \quad \text{Équation 67}$$

Avec $z(x)$: hauteur locale de la surface à l'abscisse x et L la distance entre deux points de la surface.

Le Ra ainsi calculé correspond à la rugosité moyenne qui est l'intégrale de la valeur absolue du profil de rugosité sur la longueur d'évaluation, il a la dimension d'une longueur.

IV.2.1. Échange thermique à l'impact

Après l'impact de gouttelettes, la particule continue à se déformer et s'étale sur le substrat. Il a alors été montré l'existence d'une température du substrat dite de transition T_T qui conditionne la forme de la lamelle résultante.

Au-dessus de T_T , la lamelle a une forme de disque (sur un substrat lisse) et en dessous de T_T la lamelle est complètement déchiquetée avec des projections de matière parallèlement à la surface du substrat. Cette température de transition a été observée par de nombreux auteurs, et pour un grand nombre de matériaux de particules et de substrats (^{22, 90, 58}). Par exemple, en ce qui concerne la projection de zircone, Léger et Bianchi (³⁶) ont montré que sur un substrat lisse ($Ra=0,05 \mu\text{m}$) en acier inoxydable de type 304L, les lamelles ont une forme de disque pour une température de substrat supérieure à 200°C (température de transition) et que la résistance thermique de contact, qui conditionne le refroidissement de la lamelle, était inférieure à $10^{-7} \text{ m}^2.\text{K}/\text{W}$. Pour une température de substrat inférieure à 200°C , la lamelle est déchiquetée et la résistance thermique de contact est supérieure à $10^{-6} \text{ m}^2.\text{K}/\text{W}$.

Par ailleurs, de nombreux travaux (^{88, 90, 91, 92, 93, 94}) ont montré que, quelle que soit la vitesse d'impact comprise entre 30 et 250 m/s, les particules écrasées ont des formes de disque, sur substrat lisse quand la température est supérieure à la température de transition.

Dès que le contact goutte/substrat est bon, c'est-à-dire si la température du substrat $T_s > T_T$, la solidification se produit uniformément à l'interface goutte-substrat aussitôt que l'épaisseur de la goutte en cours d'étalement est devenue inférieure à quelques micromètres. Il semble que cette solidification permette de conserver la forme cylindrique à la lamelle.

Cependant, les dépôts réalisés par projection plasma le sont rarement sur substrat lisse. Ils sont généralement réalisés sur des substrats rugueux pour permettre un ancrage mécanique des particules. Mais peu d'études ont été réalisées à propos de l'étalement des particules sur substrat rugueux (^{95,96}) Fukunama (⁹⁷) a développé un modèle tenant compte des pics de rugosité et de l'étalement du liquide dans les creux. Par ailleurs, Sobolev (⁹⁴) a montré qu'il fallait adapter le diamètre des lamelles donc la granulométrie de la poudre et les propriétés de la particule en vol à la distance inter pics sur le substrat, induite par la rugosité, pour limiter l'éclatement de la particule à l'impact et la porosité du dépôt.

IV.2.2. Solidification

La compréhension de l'écoulement et de la solidification des lamelles résultantes de particules fondues lors de leur impact sur le substrat est extrêmement complexe tant d'un point de vue théorique qu'expérimental car la durée moyenne de ces phénomènes se situe autour de quelques microsecondes

A.C. Léger et M.Vardelle (⁹³) ont montré que la vitesse de refroidissement des lamelles de zircone est de 108 K/s pour un substrat d'acier inoxydable 316L préchauffé à 573 K et de 107 K/s pour le même substrat à 348 K. Les lamelles sont plus épaisses et surtout plus irrégulières sur substrat "froid" (²²) (épaisseur de 3 à 5 μm) que sur substrat "chaud" (épaisseur $<2\mu\text{m}$) (⁷¹). Ces travaux expérimentaux sont en corrélation avec les modèles théoriques simples de l'étalement des lamelles de (⁹⁸) qui mettent en relation le temps de refroidissement, l'épaisseur de la lamelle, la résistance thermique de contact et les vitesses des particules juste avant l'impact. Ces calculs sont fondés sur l'utilisation de nombres adimensionnels (tels que le nombre de Reynolds, le nombre de Weber, et le nombre de Stephan) et sur l'hypothèse que l'étalement des particules peut être décomposé en trois étapes (qui peuvent ne pas être indépendantes) : une phase très courte de l'ordre de quelques nanoseconde qui correspond à l'impact initial avec le plus souvent le phénomène d'éclaboussement ou « splashing », une deuxième phase de l'ordre de la microseconde correspondant à l'étalement de la particule et une troisième de quelques microsecondes aussi et correspondant au refroidissement de la lamelle comme le schématise la Figure IV-5 (⁸⁹) (⁹⁹).

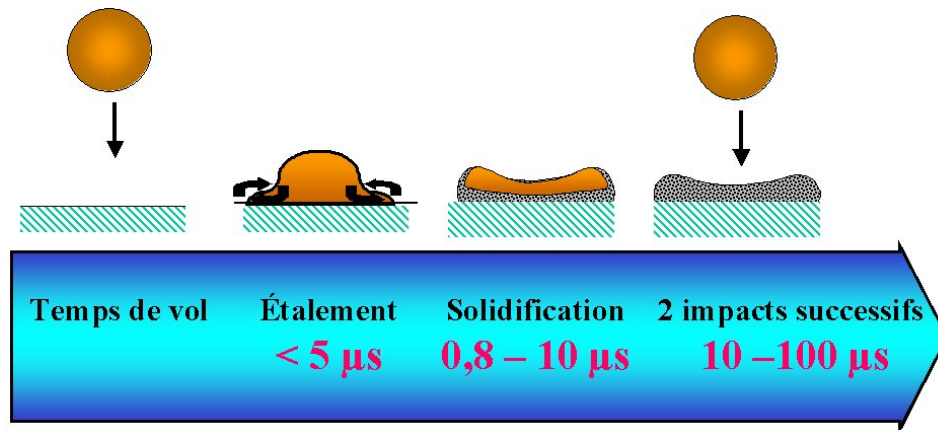


Figure IV-5 : Mécanismes d'étalement des lamelles

La solidification dépend majoritairement de la température de transition et de la résistance thermique de contact entre particules étalées et substrat. En effet, l'expérimentation montre que si la température du substrat est supérieure à la température de transition, la solidification s'opère sur une grande partie de la surface de la lamelle alors que dans le cas contraire il peut subsister de nombreux « vides » à l'interface.

IV.2.3. Résistance Thermique de Contact (RTC)

La notion de la résistance thermique de contact correspond à une chute brutale de la température dans la zone contenant l'interface, cette zone étant généralement prise d'épaisseur tendant vers 0. La RTC est ainsi représentée par un saut de température à l'interface entre lamelle et substrat. Dans plusieurs modèles d'impact de particule, la RTC n'est pas prise en compte. Le contact parfait est supposé, mais cette hypothèse peut entraîner des imprécisions sur les échanges thermiques et sur les temps de transfert.

La modélisation numérique de la résistance thermique de contact consiste à supposer une "couche" à l'interface, d'épaisseur arbitraire e_c , de conduction uniquement axiale, de conductivité effective $k = \frac{B_i \cdot e_c}{d}$ (sans dimension) et dont le C_p est nul.

B_i est le nombre de Biot $B_i = \frac{h \cdot d}{k_p}$, h est le coefficient de transfert correspondant au contact entre la goutte et la région du substrat et k_p est la conductivité de la goutte.

Lors de l'impact sur le substrat, la goutte engendre une pression qui permet un contact plus ou moins important entre les deux milieux. La rugosité du substrat définit le nombre de contacts réels entre les deux matériaux et donc la facilité de passage de la chaleur. La pression de la goutte va modifier cette surface de contact et donc la résistance thermique associée. Les études concernant l'impact de gouttes avec prise en compte d'une résistance thermique de contact sont variées : expérimentalement, il a été montré que lorsqu'une goutte s'étale, la "rugosité" de la lamelle, qui est le négatif de la rugosité du substrat, était légèrement inférieure à cette dernière (^{100, 101}) comme illustré en Figure IV-6.

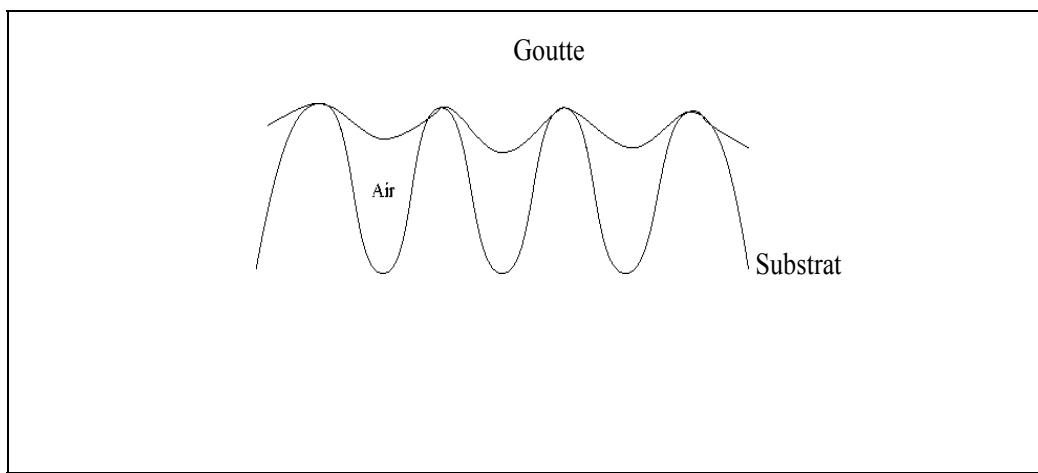


Figure IV-6 : Schématisation du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux

Lorsqu'une goutte liquide impacte sur un substrat solide présentant une rugosité de surface non nulle, celle-ci s'étale sur le substrat et se refroidit par conduction de la chaleur vers le substrat à travers l'interface lamelle-substrat. Lorsque la goutte vient s'étaler, différents phénomènes peuvent favoriser ou non le contact liquide-solide à l'interface et jouer ainsi sur une plus ou moins bonne évacuation de la chaleur (voir Annexe2.2). Ce contact va agir directement sur la valeur de la résistance thermique de contact R_{TC} à l'interface définie à l'instant t comme la différence de température entre le bas de la goutte (T_g) et le haut du substrat (T_s) divisé par le flux de chaleur ϕ :

$$R_{th} = \frac{T_g - T_s}{\phi} \quad \text{Équation 68}$$

Durant de l'étalement, l'échange thermique entre la goutte et la surface du substrat par le flux de chaleur traversant cette dernière crée une résistance thermique de contact entre la goutte

liquide et le substrat. La conservation du flux de chaleur par conduction dirigée de la lamelle vers le substrat.

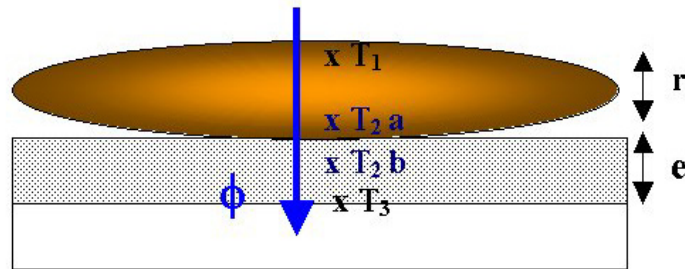


Figure IV-7 : lamelle étalée sur le substrat

Flux de chaleur dans la goutte :

$$\phi_g = K_g \cdot A \cdot \left(\frac{T_1 - T_{2a}}{r} \right) \quad \text{Équation 69}$$

Avec K_g conductivité thermique de la goutte (W/mK), A surface de contact (m^2) lamelle-substrat, T_1 température de surface de la lamelle (K), T_{2a} température du liquide à l'interface liquide solide (K), r épaisseur de la lamelle (m) (Figure IV-7).

Flux de chaleur dans le substrat :

$$\phi_s = K_s \cdot A \cdot \left(\frac{T_{2b} - T_3}{e} \right) \quad \text{Équation 70}$$

Avec K_s conductivité thermique du substrat (W/mK), T_{2b} température du solide à l'interface liquide solide (K), T_3 température du substrat (K), e épaisseur du substrat (m).

Conservation du flux :

$$\phi = K_g \cdot A \cdot \left(\frac{T_1 - T_{2a}}{r} \right) = K_s \cdot A \cdot \left(\frac{T_{2b} - T_3}{e} \right) = A \cdot \left(\frac{T_{2a} - T_{2b}}{\frac{1}{h_c}} \right) \quad \text{Équation 71}$$

Avec $\frac{1}{h} = R_{th}$: résistance thermique de contact à l'interface (m^2K/W).

Cette résistance thermique de contact évolue dans le temps, certains modèles ne prennent en compte que la valeur constante de la RTC pendant toute la durée de l'étalement ⁽¹⁰²⁾. Le contact entre un solide et un liquide en cours de solidification fait l'objet de très peu d'études et reste mal maîtrisé de par la nature du contact. Les variations des propriétés physiques et mécaniques ainsi que de la géométrie du contact changent le comportement de la résistance thermique de contact.

IV.3. Modèles d'étalement avec solidification

Plusieurs auteurs ont essayé de prédire le diamètre maximum atteint par la goutte qui percute une surface solide. Solonenko (¹⁰³) a fait une revue des différentes estimations du diamètre de la goutte étalée sur la base de la formulation $\frac{d_{\max}}{D} = a \cdot \text{Re}^\alpha \cdot \text{We}^\beta$ en fonction des nombres de Reynolds Re et Weber We définis comme suit.

$$\text{Re} = \frac{\rho_l \cdot d_p \cdot v}{\eta_l} \quad \text{Équation 72}$$

Avec ρ_l , la masse spécifique du liquide ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$),

v , la vitesse de la particule à l'impact ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$),

η_l , la viscosité de la particule ($\text{Pa} \cdot \text{s}$). Le nombre de Reynolds Re représente le rapport entre forces d'inertie et forces visqueuses.

$$\text{We} = \frac{\rho_l \cdot d_p \cdot v^2}{\sigma} \quad \text{Équation 73}$$

Avec σ , la tension superficielle de la particule ($\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$). Le nombre de Weber We représente le rapport de l'énergie cinétique sur l'énergie de surface.

Cette expression permet d'estimer l'épaisseur h_s dans le cas d'un splat cylindrique

$$\frac{h_s}{D} = \left(\frac{2}{3} a^2\right) \text{Re}^{-2\alpha} \text{We}^{-2\beta} \text{ et que nous reproduisons Tableau 5 .}$$

Voici de façon plus explicite quelques un de ces modèles parmi d'autres dans la littérature.

Jones (¹¹¹) a utilisé la conservation de l'énergie, il a considéré que l'essentiel de l'équilibre énergétique s'établit entre l'énergie cinétique avant impact et l'énergie dissipée durant l'impact. Il a supposé que le problème est proche de celui du liquide contraint entre deux plaques et il a ainsi estimé la dissipation visqueuse. L'auteur a négligé les effets de tension superficielle :

$$\frac{d_{\max}}{D} = 1.06 \cdot \text{Re}^{1/8} \quad \text{Équation 74}$$

Madjeski (¹⁰⁴) considère aussi une conservation de l'énergie avec solidification de la goutte durant l'impact. En tenant compte des forces de visqueuses et de surface, Madejski, 1976 (¹⁰⁴) a donc résolu les équations de la déformation radiale d'un cylindre liquide et sa solidification

sur un substrat lisse. Il a caractérisé l'étalement des lamelles grâce aux nombres de Reynolds et de Weber de la particule incidente, tels que définis précédemment.

Auteurs	a	α	β
Madejski ⁽¹⁰⁴⁾	1.29	0.2	0
Lui et Al. ⁽¹⁰⁵⁾	1.04	0.2	0
Trapaga, Szekely ⁽¹⁰⁶⁾	1.0	0.2	0
Bertagnoli et al. ⁽¹⁰⁷⁾	0.925	0.2	0
Yoshida ⁽¹⁰⁸⁾	0.83	0.2	0
Watanabe et al. ⁽¹⁰⁹⁾	0.82	0.2	0
Montavon, Coddet ⁽¹¹⁰⁾	0.1	0.2	0
Jones ⁽¹¹¹⁾	1.16	0.125	0
Gasin, Uryukov ⁽¹¹²⁾	0.922	0.25	0
Chandra, Avedisian ⁽¹¹³⁾	0.687	0.25	0
Pasandideh - Fard et al ⁽¹¹⁴⁾	0.5	0.25	0
Kurukawa, Toda ⁽¹¹⁵⁾	0.96	0.095	0.084
Cheng ⁽¹¹⁶⁾	0.816	0	0.25
McPherson ⁽¹¹⁷⁾ , Akao ⁽¹¹⁸⁾	0.613	0	0.5
Madjevski ⁽¹⁰⁴⁾	0.577	0	0.5
Collings et al. ⁽¹¹⁹⁾	0.408	0	0.5

Tableau 5 : Compilation de quelques corrélations d'estimation

de la goutte étalée (103) selon la relation $\frac{d_{\max}}{D} = a.Re^{\alpha} .We^{\beta}$

Pour une goutte considérée isotherme pendant sa phase d'étalement, et selon les hypothèses précédentes, des expressions analytiques traduisent l'influence de Re et We sur le degré d'étalement. Ce qui donne :

$$\frac{3\xi^2}{We} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\xi}{1,2941} \right)^5 = 1 \quad \text{Équation 75}$$

Pour des vitesses de particules de plusieurs centaines de mètres par seconde, le nombre de Weber devient relativement grand et le terme $\frac{3\xi^2}{We}$ peut être négligé. Dans ce cas, l'équation précédente s'écrit :

$$\frac{1}{R_e} \left(\frac{\xi}{1,2941} \right)^5 = 1 \quad \text{Équation 76}$$

En utilisant la conservation de la masse et évaluant les différentes énergies (cinétique, potentielle et dissipation visqueuse) en fonction du temps l'auteur aboutit à ces différents résultats:

- Si $Re = \infty$ et $We > 100$ alors $\frac{d_{\max}}{D} = \left(\frac{w_e}{3} \right)^{0.5}$ Équation 77

- Si $We = \infty$ alors $\frac{d_{\max}}{D} = 1.2941 * (R_e + 0.9517)^{0.2}$ Équation 78

- Si $Re > 100$ et $We > 100$ alors $\frac{3\xi^2}{w_e} + \frac{1}{R_e} \left(\frac{\xi}{1,2941} \right)^5 = 1$ Équation 79

Avec $\xi = \frac{d_{\max}}{D}$ Équation 80

Pasandideh-Fard et al, 1996 (¹²⁰, ¹²¹) ont développé un modèle numérique fondé sur la résolution des équations de Navier-Stokes et de l'équation de conservation de l'énergie, et considèrent une résistance thermique de contact RTC de $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$. Ils ont donc développé un modèle tridimensionnel de flux de surface libre avec le transfert de chaleur et la solidification pour représenter la formation d'un dépôt en projection plasma. Pour prévoir le comportement de la goutte à l'impact et calculer la forme de la lamelle, ils utilisent le logiciel commercial Simulent Drop ® 1.0. Ce modèle a été développé pour les liquides à faible viscosité. Si la viscosité est grande ce modèle ne convient pas car la dissipation ne s'effectue plus uniquement dans la couche limite visqueuse. Ce modèle semble le plus adapté du point de vue théorique et donne la meilleure comparaison avec les données expérimentales.

IV.4. Modèles numériques

IV.4.1. 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 :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (uu) \right) = -\nabla p + \rho g + \nabla (\mu \nabla u + \nabla u^T) + F_{TS} \quad \text{Équation 81}$$

$$\nabla u = 0$$

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

$$F_{TS} = \sigma \cdot \kappa \cdot \delta \cdot n_i \quad \text{Équation 82}$$

où σ , κ 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 (^{120, 101}) ou l'impact sur film liquide (¹²²). Il convient de définir une fonction qui détermine géométriquement la position des phases dans le domaine. Soit la fonction de phase ϕ définies par :

- $\phi = 1$ dans la zone contenant le fluide 1,
- $\phi = 0$ dans la zone contenant le fluide 2,
- $0 < \phi < 1$ dans la zone d'interface entre les deux fluides.

La fonction phase ϕ se déplace en fonction de la vitesse de l'interface u . Cette évolution est décrite par l'équation cinématique qui relie la fonction à u :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \nabla \phi = 0 \quad \text{Équation 83}$$

Appelée aussi équation d'« advection », elle définit le transport de chaque phase dans le domaine, en particulier à l'interface où intervient le saut de phase de 1 à 0. Les propriétés physiques var des milieux s'expriment en fonction de la présence de chaque fluide par :

$$\text{var} = \text{var}_1 + (\text{var}_2 - \text{var}_1) \cdot \phi \quad \text{Équation 84}$$

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

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

$$F_{TS} = \nabla \cdot T \quad \text{Équation 85}$$

$$T = \sigma \left(I - (nn^T) \right) \delta$$

Avec I est la matrice unitaire, n est le vecteur normal à l'interface défini par la fonction de phase :

$$n = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad \text{Équation 86}$$

Et la courbure locale de l'interface est définie par :

$$k = -\nabla \cdot n \quad \text{Équation 87}$$

L'ensemble des équations nous donne un système de plusieurs équations pour résoudre les inconnues (u, p, ϕ) par une expression volumique des équations de mouvement en dynamique incompressible avec prise en compte des forces interfaciales sans la détermination explicite de la géométrie de la courbure de l'interface.

IV.4.2. 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 (^{123, 124}). La température de chaque milieu est résolue séparément, l'interface correspond à une condition limite interne au système, définie par la conservation des flux :

$$k_s \nabla T_s n - k_l \nabla T_l n = \rho L_f V_f n \quad \text{Équation 88}$$

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 et 3D, 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 (^{125, 101}).

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

$$S_c = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad \text{Équation 89}$$

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

$$\rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Équation 90}$$

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

$$Cp_a = Cp + L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \quad \text{Équation 91}$$

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

L'équation générale à résoudre est de la forme :

$$\rho Cp \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (k \nabla T) + L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad \text{Équation 92}$$

IV.4.3. Méthodes de calcul d'interface

La résolution des problèmes diphasiques avec des fluides non miscibles pose le problème de la présence d'une interface séparant les fluides. Pour déterminer entièrement l'écoulement, il est nécessaire :

- de résoudre les équations du mouvement dans les deux phases,
- de représenter l'interface dans l'espace,
- de caractériser le mouvement de l'interface, sachant que sa dynamique est étroitement liée à celle des fluides environnants.

Le choix d'une méthode numérique dépend étroitement du type de problème considéré. Les méthodes les plus employées pour simuler les écoulements diphasiques en présence d'interfaces recourent à une discrétisation des équations du mouvement sur un maillage. Parmi ces méthodes distinguons :

- Méthodes à maillage mobile : elles utilisent un maillage qui s'adapte aux contours de l'interface. Il est nécessaire d'avoir des éléments de maillage aux frontières régulières, l'utilisation de frontières irrégulières engendre des erreurs numériques. Un remaillage est nécessaire pour suivre les mouvements de l'interface au cours du temps. Or la complexité

des algorithmes de remaillage est telle qu'il est difficile de simuler des écoulements dans lesquels se produisent de forts changements de topologie de l'interface. Ce type de méthode est utilisé pour étudier des écoulements à surface libre comme les phénomènes de l'impact et de solidification ⁽¹²⁶⁾.

- Méthodes à maillage fixe : elles emploient un maillage fixe en utilisant une adaptation locale du maillage dans chaque cellule contenant une portion d'interface ⁽¹²⁷⁾. C'est donc l'interface qui est en mouvement dans une grille immobile qui peut être structurée, ou non structurée. On distingue parmi les différentes méthodes, celles des marqueurs de surface et celles de suivi de volume. La première approche a été introduite par Harlow et Welch ⁽¹²⁸⁾, elle est dite MAC « Marker and Cells », elle utilise des points virtuels pour marquer toute une région qui ne contient qu'un seul fluide. Les points marqueurs sont transportés de façon passive par l'écoulement, en général à l'aide d'une méthode lagrangienne. Cette méthode MAC est historiquement la première à avoir permis l'étude des écoulements à surface libre complexe tels que l'impact d'une goutte sur un film liquide ⁽¹²⁹⁾. La difficulté de ces méthodes tient à ce qu'il faut constamment redistribuer les points marqueurs dans les régions où l'écoulement a provoqué leur dispersion afin de conserver une bonne précision dans le calcul. Il est ainsi nécessaire de stocker les coordonnées de chacun des points marqueurs, ce qui en limite le nombre. Il est difficile avec ces méthodes de reconnecter les interfaces de façon automatique. Les algorithmes de redistribution des points marqueurs qui assurent la rupture ou la coalescence des interfaces peuvent être complexes. La deuxième approche de suivi de volume utilise une description implicite de l'interface. Celle-ci est représentée explicitement comme une surface qui traverse le maillage, et elle est caractérisée à l'aide d'une fonction de phase. Par calcul de l'évolution de cette fonction, l'interface est déterminée en fonction du temps. Pour ce faire deux méthodes existent :

- Méthode Volume de Fluide VOF (Volume Of Fluid), (130, 131) utilise la fonction de phase comme la fraction volumique d'un fluide par rapport à l'autre ⁽¹³²⁾. La fraction volumique dans la cellule (i, j) est défini par :

$$C_{i,j} = \left(\frac{1}{h}\right)^2 \int_0^h \int_0^h X(x,y) dx dy \quad \text{Équation 93}$$

où $X(x,y)$ est la fonction caractéristique, elle est égale 1 dans un fluide et 0 dans l'autre. Dans chacune des cellules contenant uniquement du fluide 1 ou uniquement du fluide 2, la fraction volumique est égale respectivement à 1 ou 0. Par contre dans les cellules

traversées par l'interface, la fraction volumique est strictement comprise entre zéro et un. Il est nécessaire de déterminer la position de l'interface à chaque instant à partir du champ de fraction volumique pendant l'étape de reconstruction de l'interface.

- Méthodes de ligne de niveau ("level set"), utilise la fonction de phase comme la distance par rapport à l'interface ⁽¹³³⁾. Cette méthode a été introduite par Osher et Sethian ⁽¹³³⁾, elle représente l'interface comme une ligne de niveau d'une fonction ϕ en fonction du temps et de l'espace. L'évolution au cours du temps de la fonction ϕ est régie par l'équation hyperbolique :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \phi = 0$$

Équation 94

où u est la vitesse du fluide.

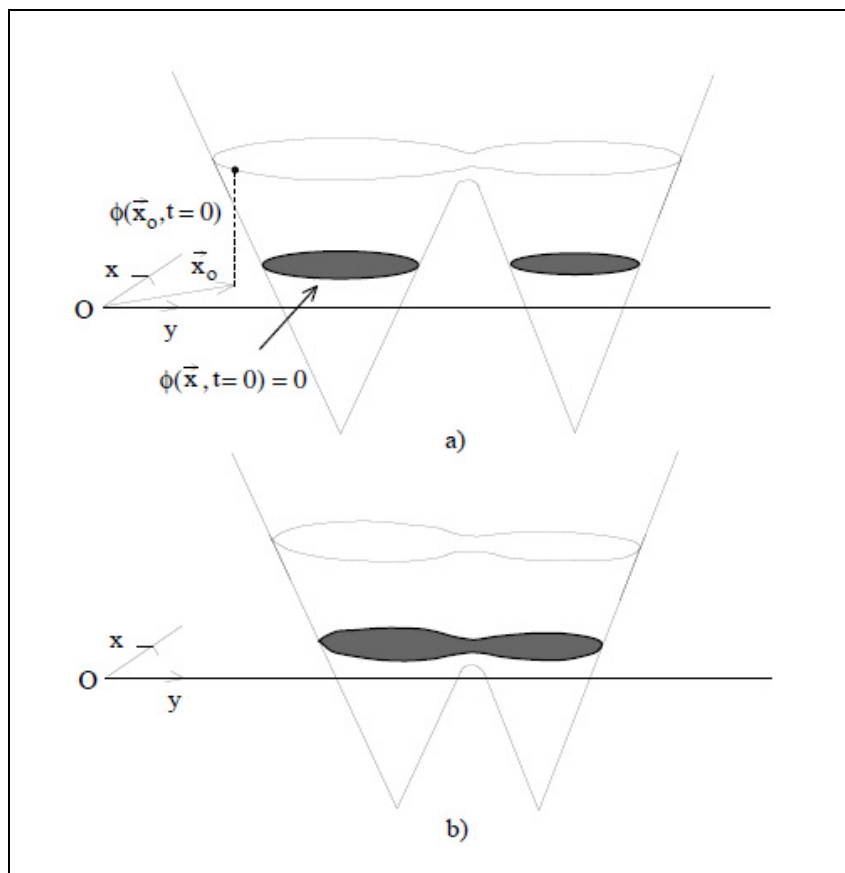


Figure IV-8 : Changement de topologie de l'interface dans "level set", les interfaces sont définies par la fonction ϕ . a) $t = 0$. En gris, deux sous domaines non connexes, b) $t = \Delta t$, la topologie a changé. Il n'existe plus qu'une seule interface et un seul domaine connexe ⁽¹³⁴⁾.

L'avantage de cette dernière méthode est d'être facilement généralisable au cas tridimensionnel, et aussi aux changements de topologie et les reconnections d'interfaces s'effectuent de façon automatique, Figure IV-8 (¹³⁴).

IV.5. Validations du modèle

Il n'existe pas de formulations analytiques qui permettent de décrire avec précision l'évolution de l'impact et de l'étalement d'une goutte. Pour valider la simulation de l'impact de gouttes, nous avons donc comparé nos résultats numériques avec ceux obtenus par autres auteurs (¹³⁵, ¹³⁶, ¹³⁷) qui ont le plus souvent travaillé sur des goutte millimétriques. En outre, nous avons aussi comparé le rayon maximal du disque étalé avec celle donnée par la formule analytique (¹⁰⁴):

$$\xi_{\max} = \sqrt{\frac{w_e + 12}{3(1 - \cos \theta) + 4(w_e / \sqrt{R_e})}} \quad \text{Équation 95}$$

La simulation réalisée pour la validation correspond à l'impact d'une goutte sur un substrat sec en coordonnées cartésiennes 2D (Figure IV-9). Les dimensions du domaine sont choisies en sorte que le liquide de la goutte n'atteigne pas la frontière du domaine. Sur l'axe de la goutte est une condition limite de type symétrie afin de réduire le domaine de calcul limitant temps de calcul et taille mémoire en conséquence. Sur l'interface avec le substrat une condition de non glissement (vitesse nulle sur la surface d'impact) est choisie. Pour le reste de surface de la goutte, la condition aux limites est de type non glissement. (Figure IV-9).

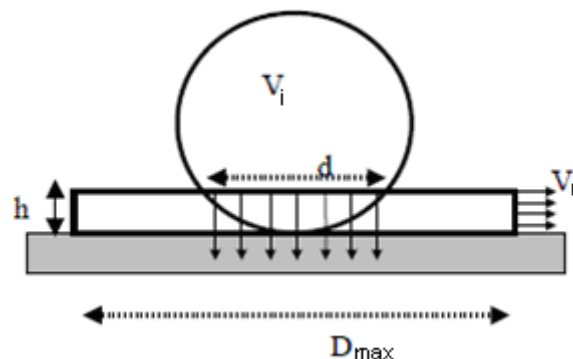


Figure IV-9 : Schéma d'étalement de la goutte (¹²⁰)

Les énergies cinétiques et de surface de la goutte avant impact, sont notées respectivement E_{c1} et E_{s1} :

$$E_{c1} = \left(\frac{1}{2} \rho V_i^2 \right) \left(\pi \frac{D_i^2}{4} \right) \quad \text{Équation 96}$$

$$E_{s1} = \pi D_i \gamma$$

Au moment de l'étalement maximum, les énergies de l'étalement et de surface E_{c2} et E_{s2} deviennent :

$$E_{c2} = 0 \quad \text{Équation 97}$$

$$E_{s2} = D_{\max} \gamma (1 - \cos \theta) \quad \text{Équation 98}$$

En supposant que la goutte s'étale sous forme d'une "barre" (géométrie 2D), la conservation des débits considérée par (¹²⁰, ¹⁰¹), et la conservation de la masse donne :

$$V_i d = 2hV_r \quad \text{Équation 99}$$

$$\pi \frac{D_i^2}{4} = h D_{\max} \quad \text{Équation 100}$$

d varie de 0 à D_i , donc:

$$\frac{D}{D_{\max}} = \frac{2V_i}{\pi D_i} t \quad \text{Équation 101}$$

Le temps d'étalement maximum atteint par la goutte est donc :

$$t_{\max} = \frac{\pi D_i}{2V_i} \quad \text{Équation 102}$$

IV.5.1. Cas de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface horizontale lisse

Pour comprendre l'impact d'une goutte sur un substrat, plusieurs auteurs ont étudié l'impact d'une goutte d'eau sur une surface lisse (¹²⁰, ¹²⁶, ¹⁰¹). Bien que les dimensions de la goutte d'eau soit 10 à 50 fois plus grande qu'une particule utilisée en projection plasma nous comparons les résultats obtenus par notre simulation avec les résultats expérimentaux publiés par Rioboo (¹³⁶). Celui-ci a évalué l'étalement d'une goutte d'eau de 3 millimètres de diamètre animée d'une vitesse de 1.18 m/s (Figure IV-10).

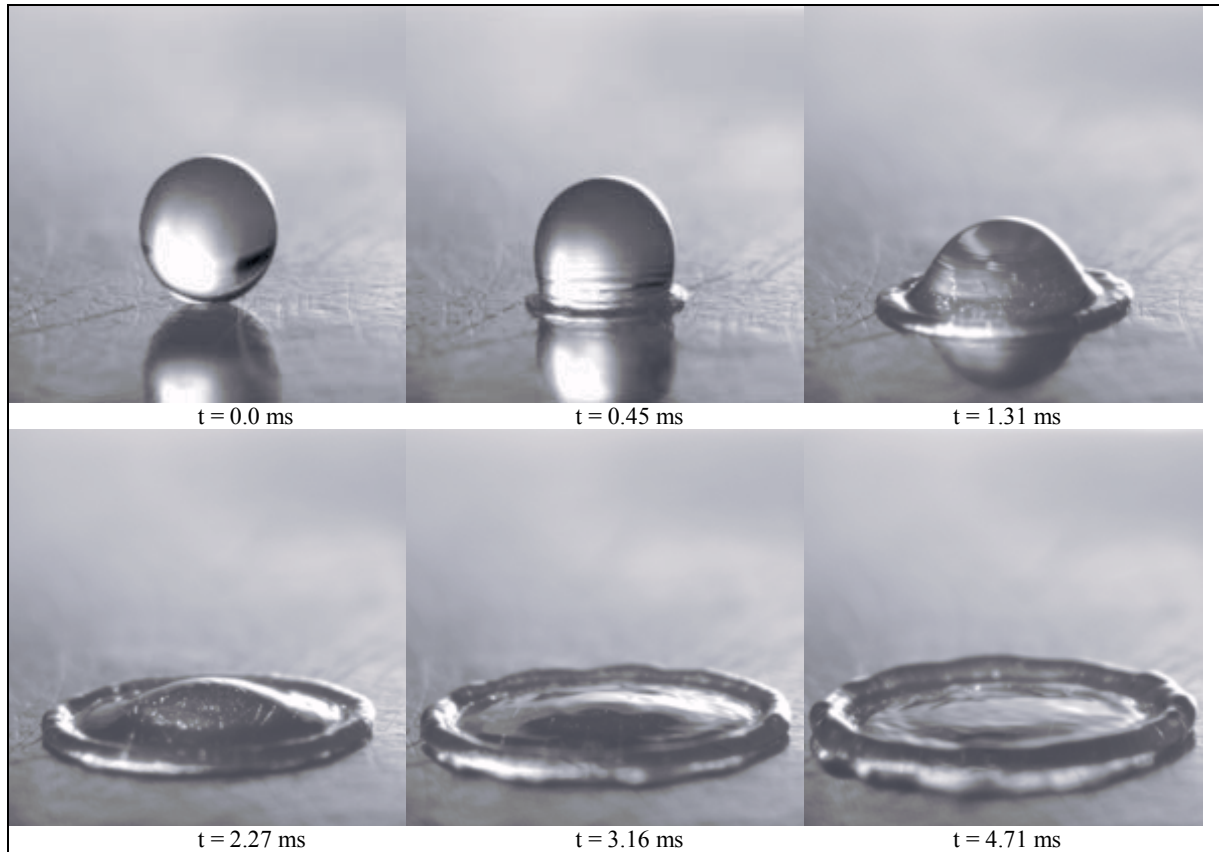


Figure IV-10 : Impacts d'une goutte d'eau sur une surface lisse. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm (¹³⁶)

La simulation réalisée est celle de l'impact d'une goutte d'eau sur un substrat sec. Dans cette configuration, sur l'axe de la goutte est prise une condition limite de type symétrie, et la condition aux limites sur la surface de la cible est une condition de non glissement (vitesse nulle sur la surface d'impact). Latéralement la condition aux limites est un glissement et la condition aux limites au-dessus de la goutte est de type non glissement afin d'assurer la conservation de la masse par entrée et sortie d'air. Les vitesses sont par définition normales à la frontière.

Le domaine d'étude est haut de 4.10^{-3} m et large de 6.10^{-3} m. La goutte d'eau dont les caractéristiques sont données en Tableau 6, chute avec une vitesse initiale de 1.18 m/s et a un diamètre de 3.10^{-3} m.

Masse volumique (kg.m^3)	Viscosité (Pa.s)	Tension de surface (N.m)
996	1.10^{-3}	0.073

Tableau 6: Caractéristiques de la goutte d'eau à $T=300$ K

La Figure IV-11 montre les différents temps d'étalement de la goutte d'eau, la goutte atteint son étalement maximum à l'instant 4.7 ms, comme sur la Figure IV-10 qui montre l'évolution du diamètre de la lamelle d'eau durant l'impact en fonction du temps ⁽¹³⁶⁾.

La simulation 2D ne restitue pas fidèlement les valeurs de degré d'étalement des gouttes, il est nécessaire de s'assurer que l'impact est qualitativement bien restitué. C'est ce que permet le modèle 3D. Les résultats obtenus avec FEMLAB sont illustrés par la Figure IV-12, qui montrent que les résultats de la simulation sont alors comparables à ceux de l'expérience ⁽¹³⁶⁾

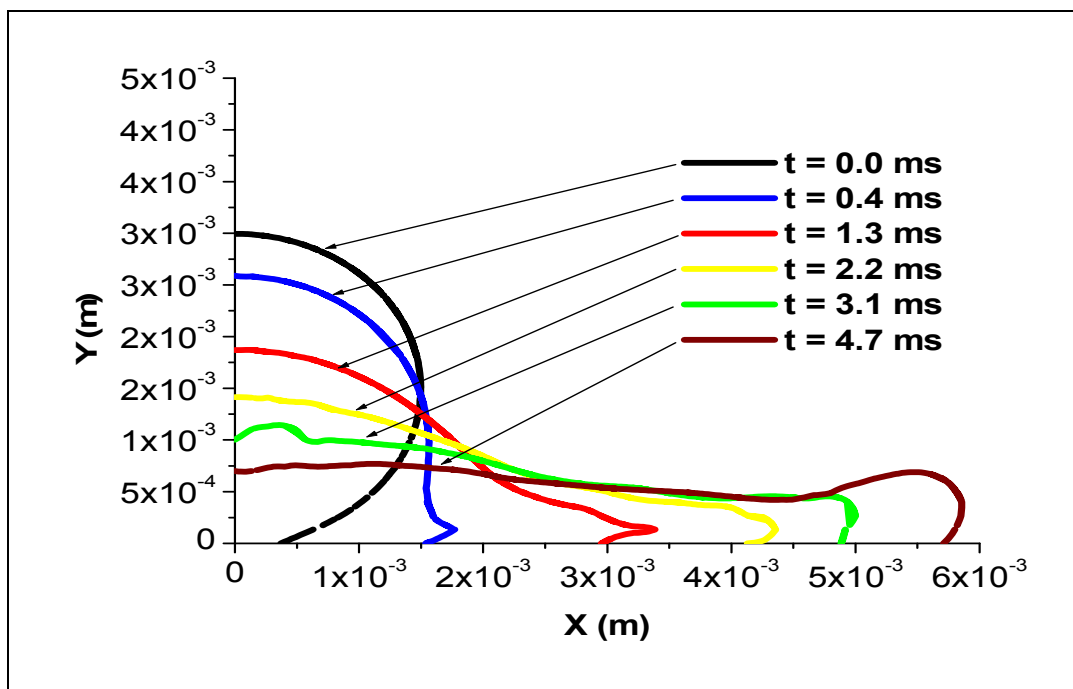


Figure IV-11: Évolution de l'étalement de la goutte d'eau dans notre modèle 3D. $V_i = 1.18 \text{ m/s}$; $D = 3 \text{ mm}$

La vitesse d'impact influence directement sur le temps d'étalement de la goutte et aussi sur le diamètre maximum atteint par la lamelle. La Figure IV-13 et Figure IV-14 montrent l'évolution des de la pression et de la vitesse d'étalement dans l'instant de l'impact de la goutte sur le substrat, et ses iso-valeurs. Les vitesses d'étalement de la goutte sont plus que trois fois supérieures à la vitesse d'impact. Elles atteignent un maximum de 3.31 m.s^{-1} , et la pression d'impact atteint $2\,472 \text{ Pa}$.

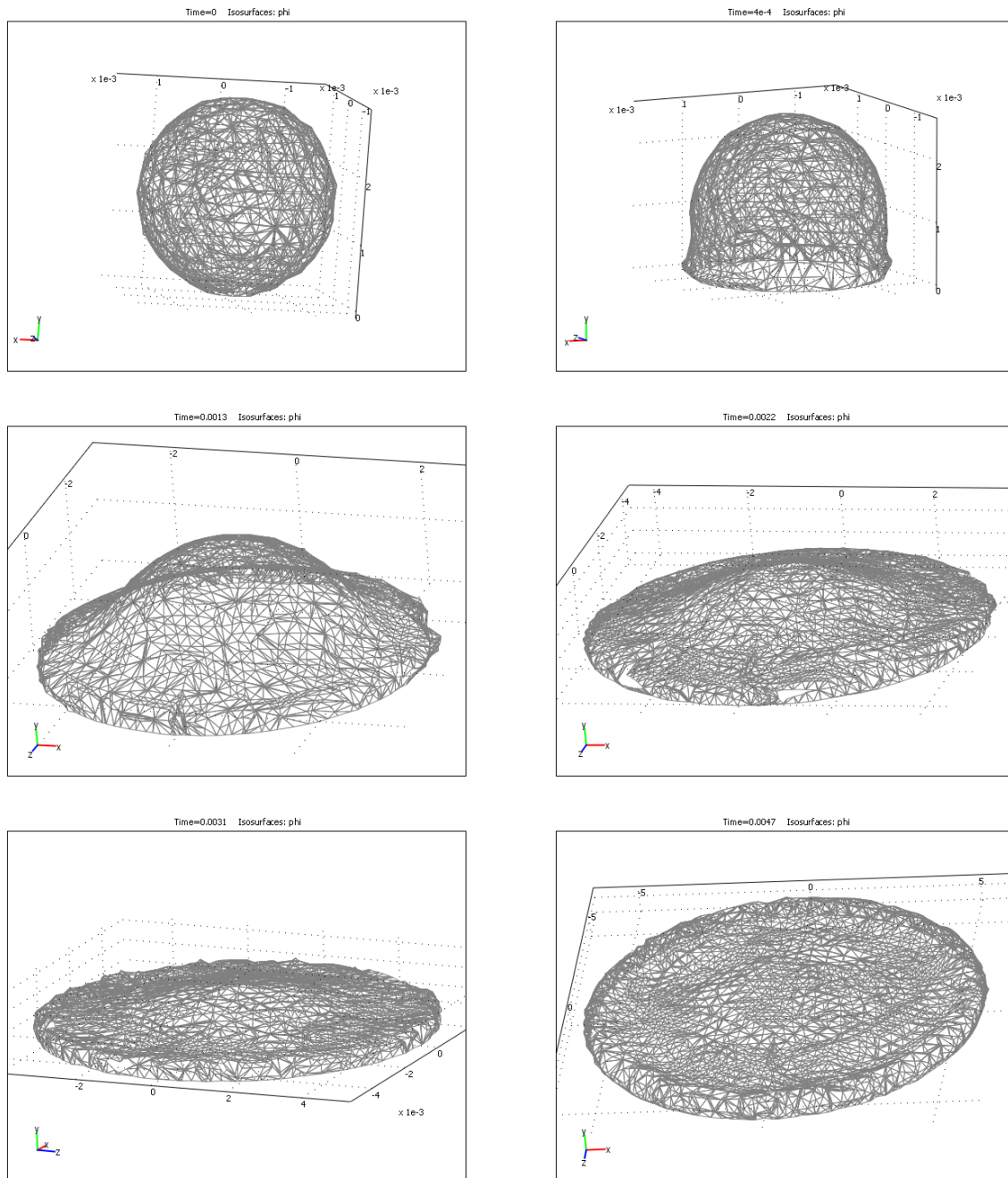


Figure IV-12 : Notre modèle 3D de l'impact d'une goutte d'eau sur une surface lisse horizontale. $V_i = 1.18$ m/s; $D = 3$ mm (l'inclinaison est celle de la visualisation)

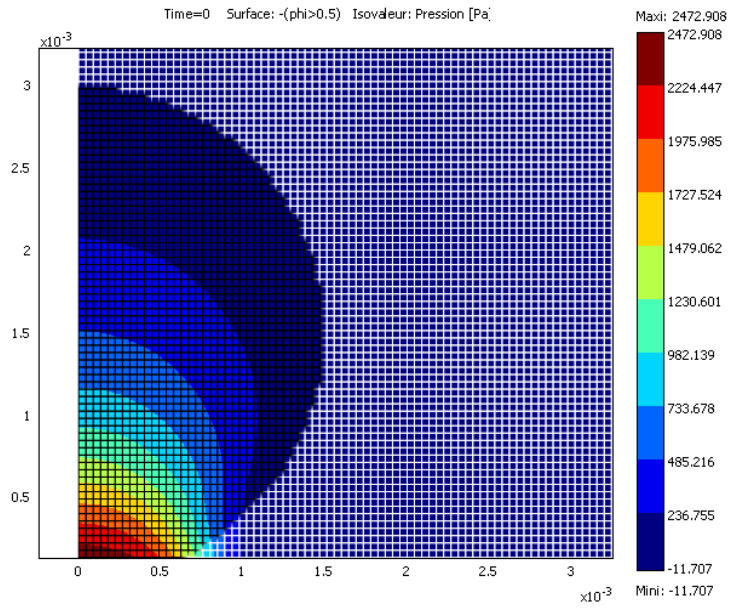


Figure IV-13 : Pression de la goutte d'eau sur le substrat à l'instant de l'impact. $V_i = 1.18 \text{ m/s}$; $D = 3 \text{ mm}$.

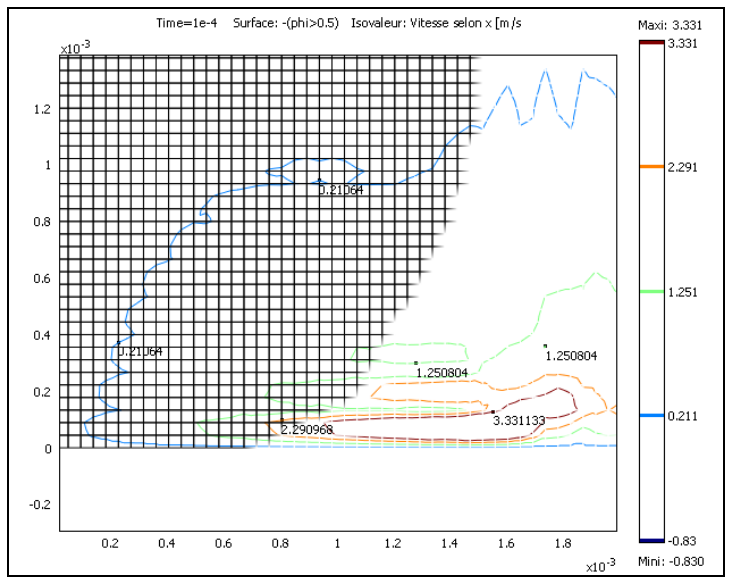


Figure IV-14 : Iso valeurs de la vitesse d'étalement de la goutte d'eau pendant l'impact. $V_i = 1.18 \text{ m/s}$; $D = 3 \text{ mm}$

IV.5.2. Impact d'une goutte d'indium sur une cible lisse

Une référence (benchmark) proposée pour la validation des codes de calculs de l'étalement est celui de la goutte d'indium. En effet ce métal est liquide dès 429 K, ce qui a permis des études expérimentales.

La simulation numérique réalisée correspond à l'impact d'une goutte d'indium de 2 mm de diamètre, d'une vitesse initiale de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$, dont les caractéristiques sont données en Tableau 7. Le domaine d'étude est schématisé en Figure IV-15, avec une hauteur de 3 cm et une largeur de 3 cm.

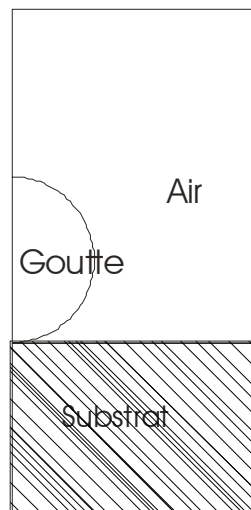


Figure IV-15 : Domaine de modélisation

Tension de surface (N.m)	Viscosité (Pa.s)	Masse volumique (kg.m^3)	R_e	W_e	Paramètre de Sommerfeld K
0.005	$1.35 \cdot 10^{-3}$	7300	1081	29	30.98

Tableau 7 : Caractéristiques de la goutte de l'indium liquide à 429.76 K

Le pas de temps utilisé est constant $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Les équations de Navier-Stokes en écoulement incompressible sont résolues avec la méthode de Lagrange, et l'équation d'advection par la méthode 'level set'. Pasandideh-Fard *et al.* (¹²⁰) considèrent que les résultats sont comparables aux valeurs théoriques, avec une erreur inférieure à 15%.

Dans cette simulation le degré d'étalement maximum de la goutte est de l'ordre de $\xi_{\max} = 2.11$, celle de Le Bot (¹⁰¹) atteint une valeur de $\xi_{\max} = 2.17$, soit un écart relatif de 2.7%, l'expression analytique fournit un degré d'étalement de $\xi_{\max} = 2.07$, ce qui donne donc une erreur relative de 1.9%. La comparaison de deux modèles a été faite aussi par la fonction de phase ϕ (l'interface entre la goutte liquide et l'air), la Figure IV-16 compare les résultats des deux modèles à l'instant $t = 0.01$ s.

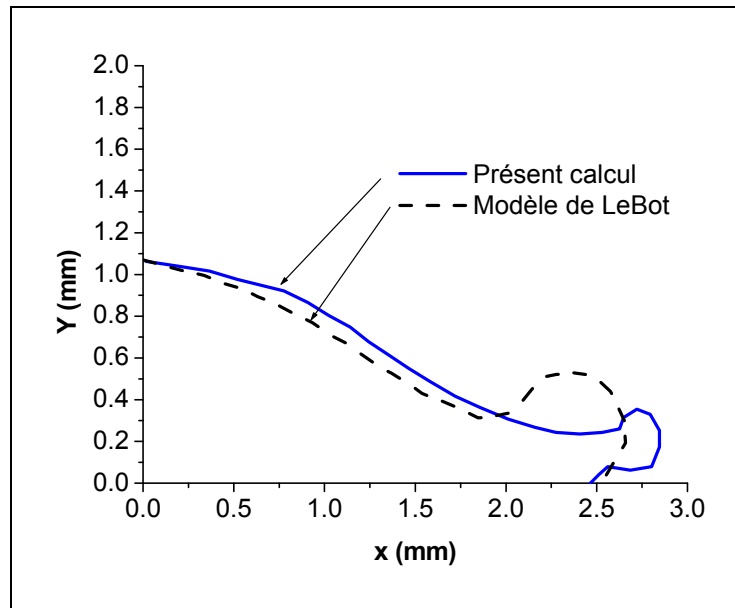


Figure IV-16 : Étalement de la goutte d'indium à l'instant $t = 0.01$ s.

$V_i = 0.1$ m/s; $D = 2$ mm.

Les résultats de la simulation pour les petites vitesses sont donc cohérents avec celle de Le Bot (¹³⁵), et aussi avec les expressions analytiques (¹⁰⁴).

IV.5.3. Impact d'une goutte de zircone sur une surface horizontale lisse

Pour les grandes vitesses (>100 m/s), nous avons comparé nos résultats avec ceux de Mauro Bertagnoli (¹³⁷). La simulation numérique réalisée correspond à l'impact d'une particule de zircone de $20\mu\text{m}$ de diamètre et de température de 3400 K, d'une vitesse initiale de 180 m.s⁻¹, dont les caractéristiques sont données sur le Tableau 8.

Tension de surface (N.m)	Viscosité (Pa.s)	Masse volumique (kg.m ⁻³)	Chaleur spécifique (J/kg.K)	Conductivité thermique (W/m.K)	Chaleur latente (J/K)	Température de fusion (K)
0.5	42 10 ⁻³	5550	500	2	6.1 10 ⁵	2930

Tableau 8 : Propriétés de la goutte de zircone à T= 3400K.

Dans la Figure IV-17, compare l'étalement de la goutte de zircone des présents résultats et ceux du modèle de Mauro Bertagnolli. Les déformations de la goutte au cours de l'impact sont en bon accord. À l'instant $t = 0.5 \mu\text{s}$, le film liquide se stabilise et prend la forme finale de l'étalement.

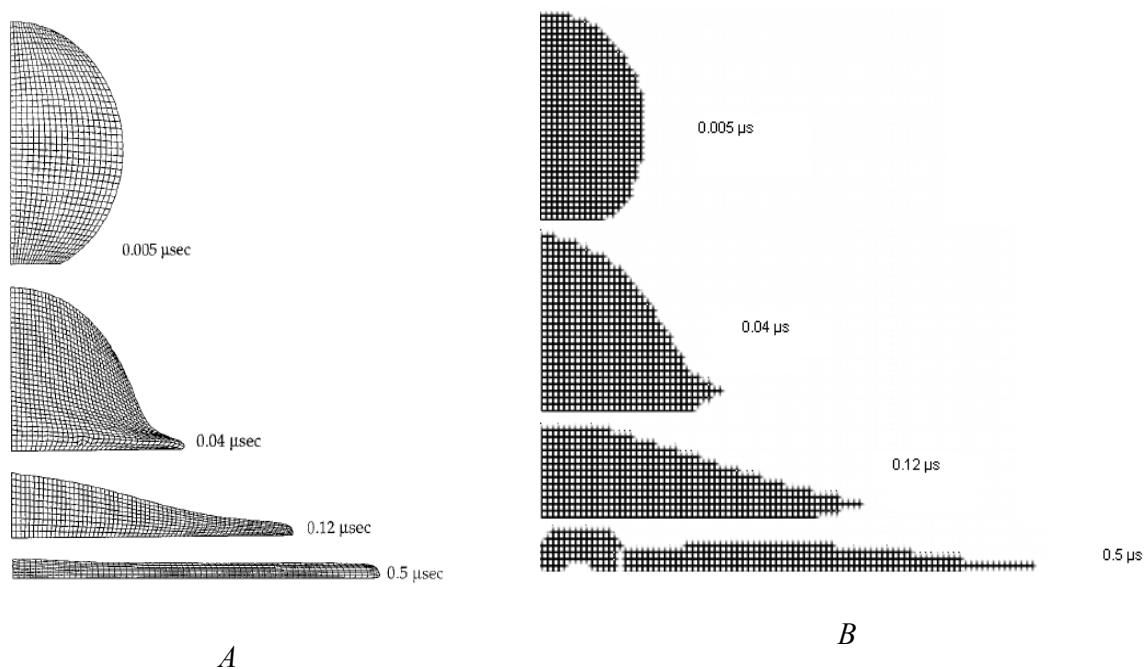


Figure IV-17 : Déformation de la goutte de zircone au cours de l'étalement, $V_i = 180 \text{ m/s}$; $D = 20 \mu\text{m}$

a) [Mauro Bertagnolli], b) Notre modèle.

Les paramètres utilisés dans cette validation sont ceux utilisés par Madejski, Yoshida et Mauro Bertagnolli. Le modèle de Madejski est fondé sur l'hypothèse d'une déformation cylindrique de la goutte, le degré d'étalement maximum est alors:

$$\xi = MR_e^{0.2} = M \left(\frac{\rho V d}{\mu} \right)^{0.2} \quad \text{Équation 103}$$

Où M est un coefficient constant égal à $1.2941 \cdot 10^4$.

Les calculs de Yoshida, sont dérivés de la relation de Madejski avec un coefficient M égal à 0.925, alors le degré d'étalement devient :

$$\xi = 0.925R_e^{0.2} = 0.925\left(\frac{\rho Vd}{\mu}\right)^{0.2} \quad \text{Équation 104}$$

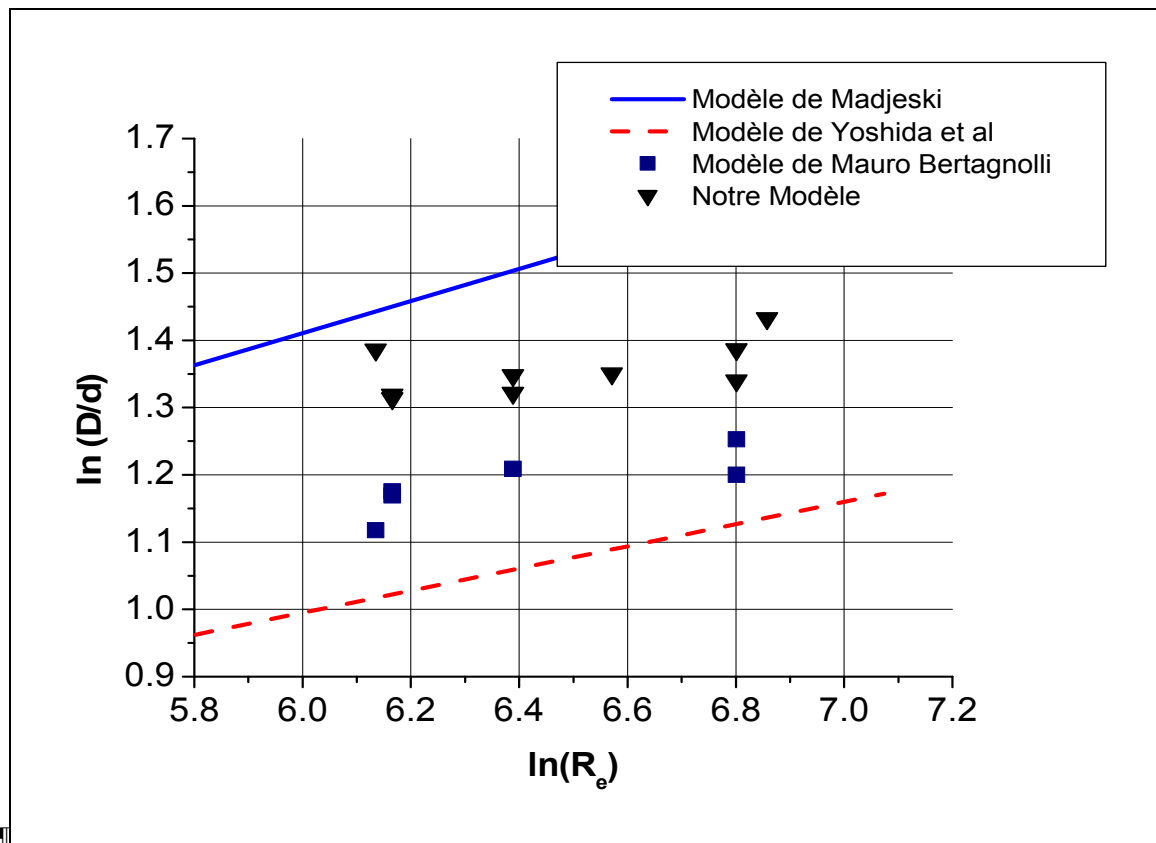


Figure IV-18 : Degré d'étalement en fonction du nombre de Reynolds

Les calculs théoriques du modèle de Madejski donnent des valeurs légèrement supérieures à celles des évaluations numériques de Yoshida et al ⁽²⁾. Les résultats obtenus avec notre modèle sont proches de ceux de Mauro Bertagnolli ⁽¹³⁷⁾, ils sont situés dans le diagramme logarithmique de la Figure IV-18 entre les deux modèles de Madjeski (borne supérieure) et de Yoshida (borne inférieure). Nos résultats de simulation de l'impact, à une grande vitesse, d'une goutte sur une cible, sont donc cohérents avec les autres modèles.

Les résultats de la simulation sont donc cohérents pour les petites vitesses et aussi les grandes vitesses, avec les autres modèles.

IV.6. Résultats de simulation

Les résultats des simulations numériques sont présentés pour différentes configurations d'impact. On considère d'abord l'impact d'une seule goutte sur un substrat en fonction de sa vitesse d'impact, sa taille, et aussi sa morphologie, puis l'impact de plusieurs gouttes simultanément, et enfin l'impact de train de gouttes identiques.

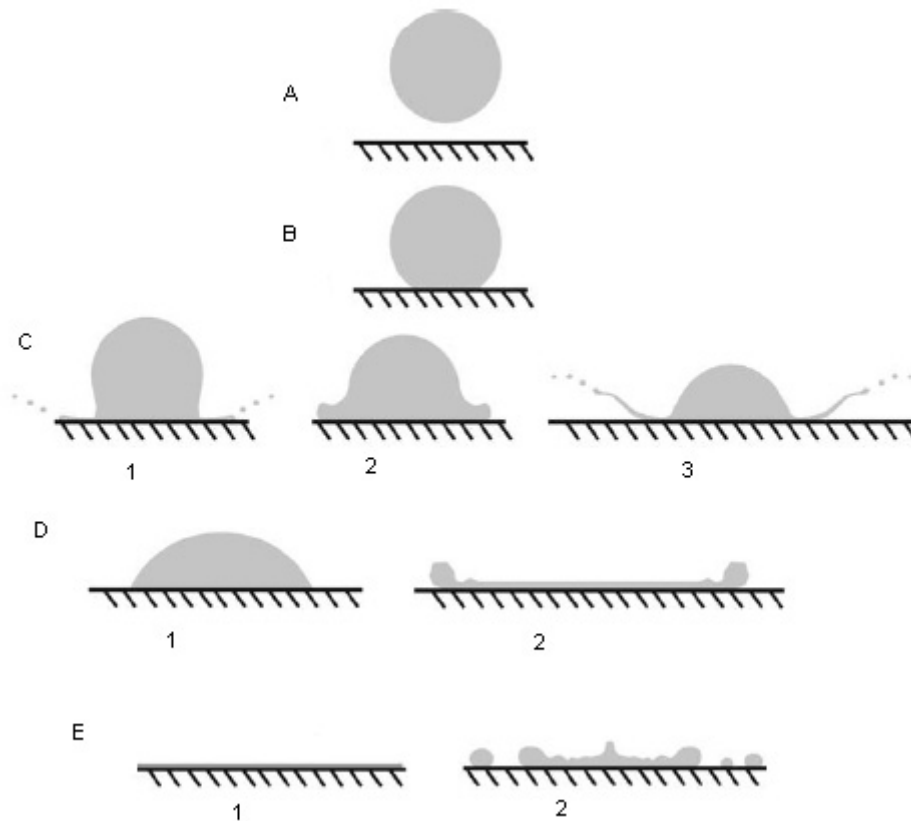


Figure IV-19 : Évolution de l'impact de la goutte sur le substrat.

Le résultat de l'impact de goutte est influencé par plusieurs paramètres, tel que la vitesse d'impact V_i , la taille de la goutte supposée sphérique de diamètre D , la nature du liquide et en particulier sa tension de surface (σ) et sa viscosité (μ), la rugosité qui joue un rôle primordiale pour le phénomène d'éclaboussure, et la résistance thermique de contact R_{th} .

Pour pouvoir suivre les diverses influences des paramètres, on va étudier chaque paramètre tout seul afin de mieux comprendre l'ensemble du phénomène (Figure IV-19).

Dans un premier temps, après l'impact, la goutte prend la forme d'une sphère tronquée (B) puis s'étale (C) avant d'arriver à un maximum (D). Durant la phase d'étalement la goutte peut

éclater en une éclaboussure (C1, C3). La goutte s'étale jusqu'au diamètre maximum. Il est aussi possible que le système solide/liquide soit complètement mouillant et que la goutte soit constamment en train de s'étaler sur la surface (E1). Dans le cas contraire, la goutte ayant atteint le diamètre maximum (D2), va revenir en arrière, plus ou moins vite laissant des gouttes en arrière (E4).

La simulation est réalisée dans un domaine 2D, sur la moitié d'une goutte. Les conditions limites sont les mêmes que pour l'étude de validation Figure IV-15, celles de haut et de bas sont respectivement de type paroi (vitesse nulle), et celles de gauche et droite sont respectivement glissement/symétrie. La goutte est initialement en $x = 0$ au-dessus du substrat et l'axe de symétrie est en $x = 0$.

IV.6.1. Impact d'une goutte de cuivre à faible vitesse ($1 \text{ m/s} < V < 10 \text{ m/s}$)

Lors de l'impact de la goutte sur le substrat solide, cette dernière tend à s'étaler sur la surface. La direction de l'écoulement passe brutalement de verticale à l'horizontale. En s'étalant sur la surface, de manière rapide, le liquide suit la topographie de la surface, l'écoulement sur surface est régulier et uniquement radial.

La simulation numérique réalisée correspond à l'impact d'une goutte de cuivre de 1.5mm de diamètre, avec des vitesses initiales de 2 à 5 m.s^{-1} , dont les caractéristiques sont données en Tableau 9 (pour la vitesse 4 m.s^{-1}).

Tension de surface (N.m)	Viscosité (Pa.s)	Masse volumique (kg.m^3)	R_e	W_e	Paramètre de Sommerfeld K
1,77	0.004	8000	12000	108.47	109

Tableau 9 : Caractéristiques de la goutte de cuivre à $T=1450 \text{ K}$.

L'augmentation de la vitesse d'impact influe directement sur le temps d'étalement de la goutte et aussi sur le diamètre maximum atteint par la lamelle. La Figure IV-20 montre la formation d'une lamelle en forme de disque sur substrat en acier inoxydable 304 L préchauffé à 673 K à partir d'une goutte de cuivre de diamètre de 1.5 mm sur un substrat d'acier préchauffé à 673 K avec une vitesse de 4m/s⁽⁹⁹⁾. Ce qui est en bon accord avec la simulation (Figure IV-21), à l'instant 0.9 ms la lamelle prend sa forme finale.

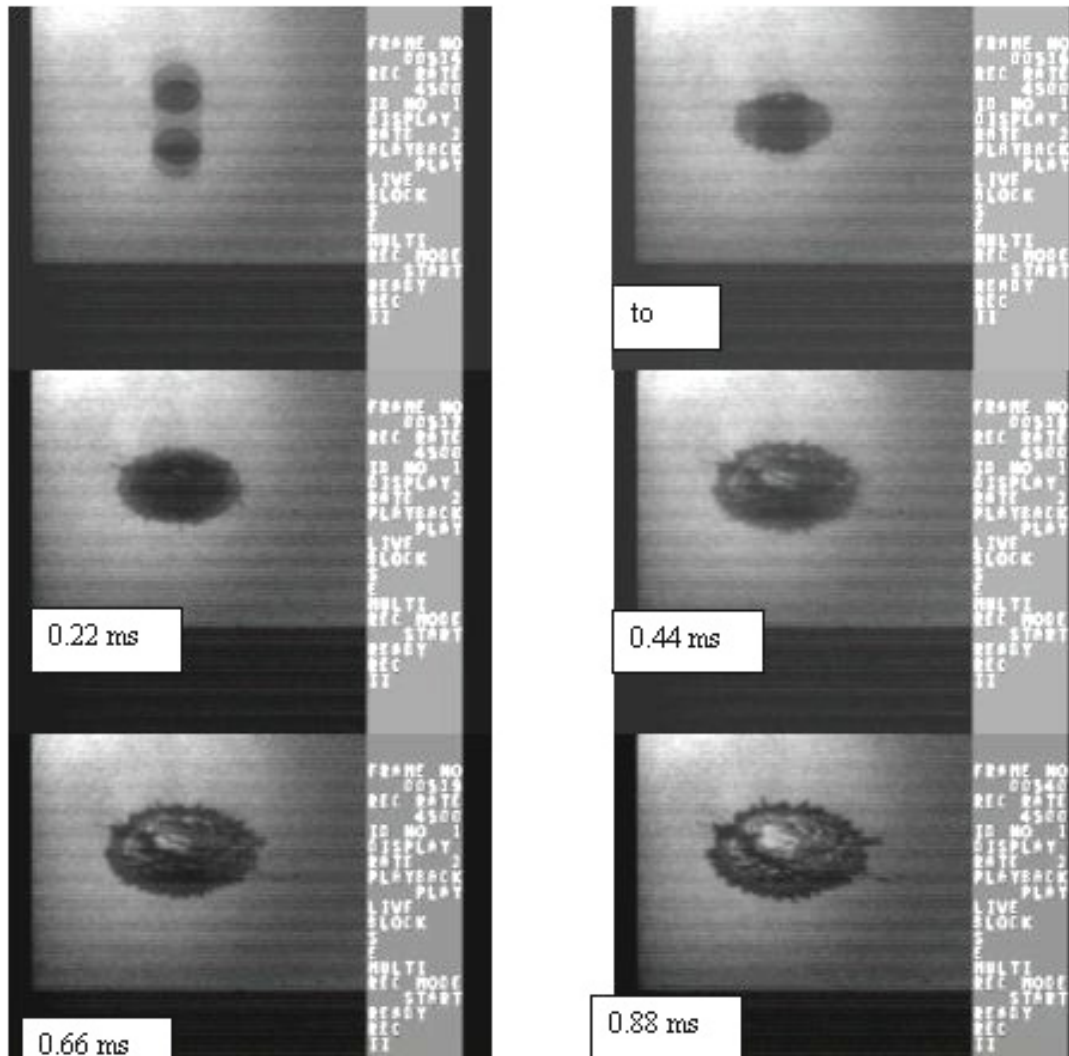


Figure IV-20 : Formation d'une lamelle en forme de disque sur un substrat en acier inoxydable 304 L préchauffé à 673 K à partir d'une goutte de cuivre ($D = 1,5 \text{ mm}$, $V_i = 4 \text{ m/s}$). ⁽⁸⁹⁾

L'ensemble Figure IV-22, Figure IV-23 et Figure IV-24, montrent des différents temps de la modélisation de l'étalement de la goutte de cuivre de 1.5 mm sur le substrat avec plusieurs vitesses d'impact ($2, 3 \text{ et } 5 \text{ m.s}^{-1}$). Lorsque la vitesse augmente le temps d'étalement diminue et le diamètre maximum augmente.

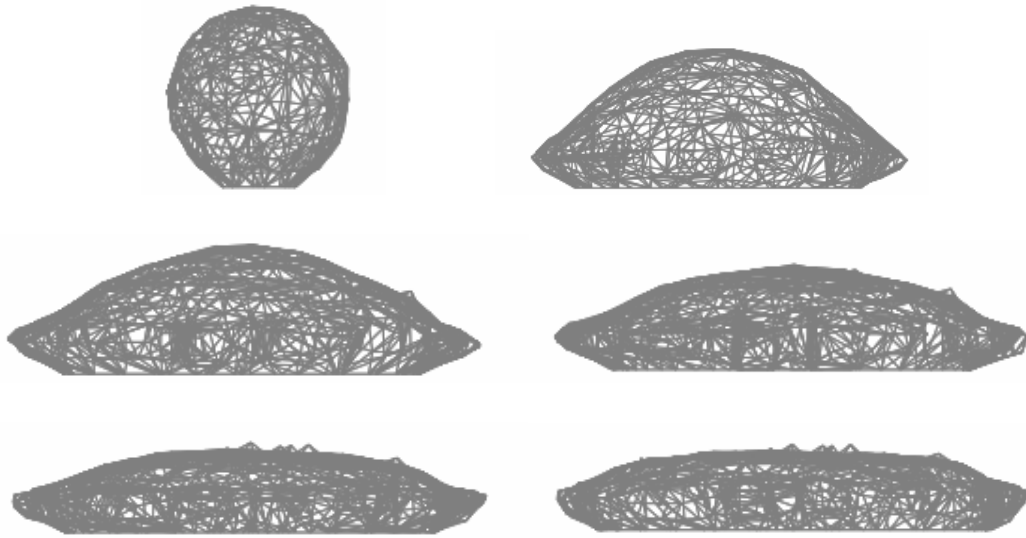


Figure IV-21 : Modèle d'une goutte de cuivre sur substrat d'acier préchauffé à 673 K. ($D = 1,5 \text{ mm}$, $V_i = 4 \text{ m/s}$, $T_i = 1450 \text{ K}$).

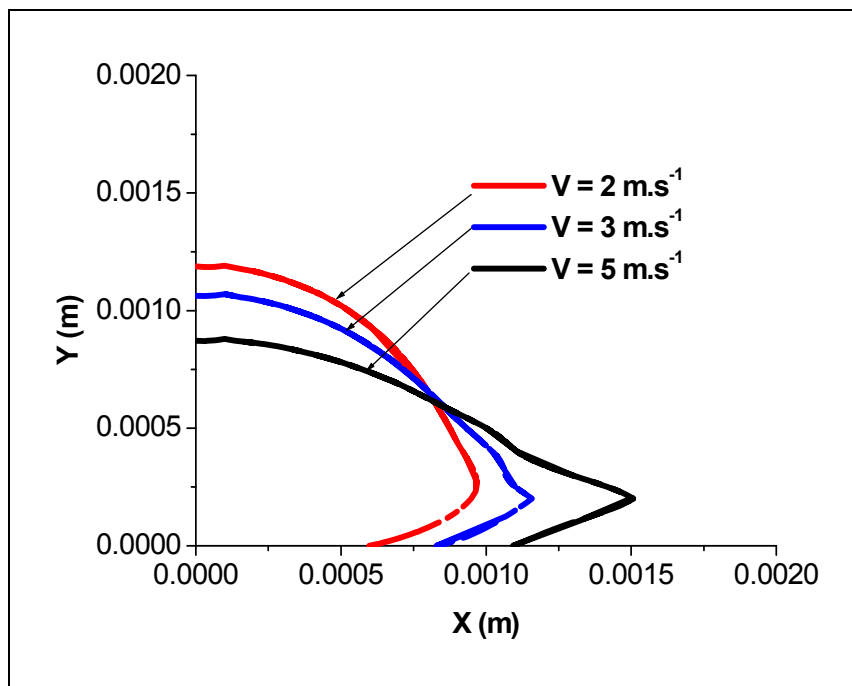


Figure IV-22 : Etalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 0.2 \text{ ms}$. ($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

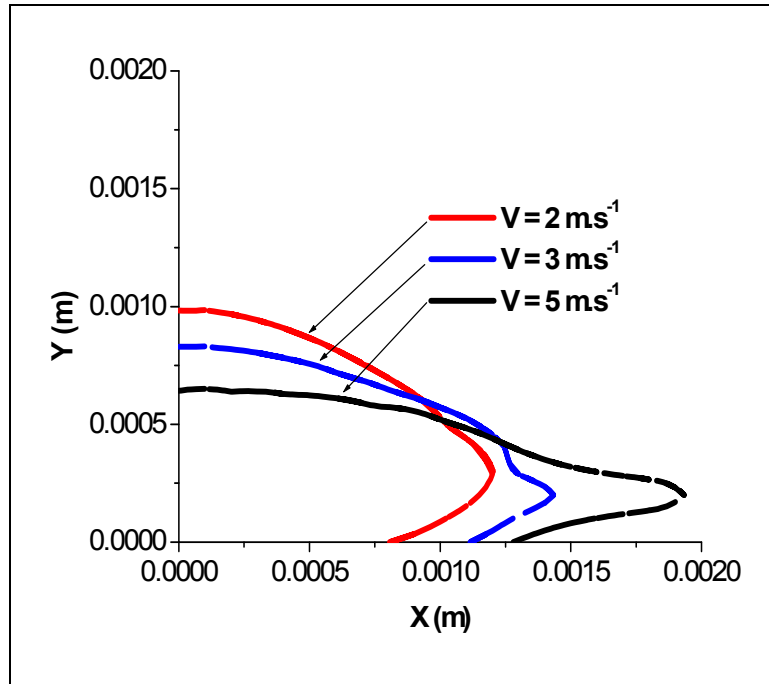


Figure IV-23 : Etalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 0.4 \text{ ms}$
 ($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

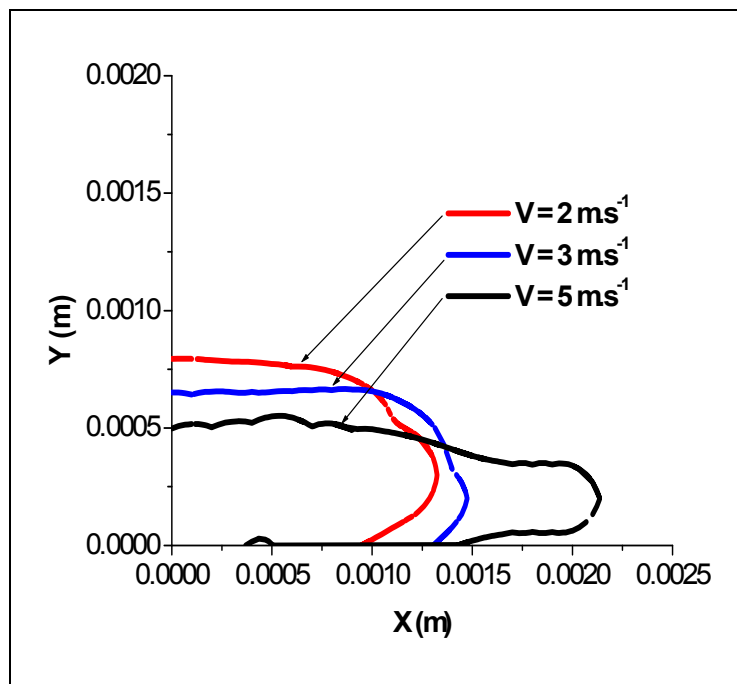


Figure IV-24 : Etalement de la goutte de cuivre à l'instant $t = 1 \text{ ms}$
 ($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

En effet lorsque la vitesse d'impact augmente et que l'inertie devient suffisamment élevée, il devient plus facile au liquide de s'élever au dessus de la surface du substrat, ce qui conduit à la formation d'une couronne (¹³⁴). Durant l'étalement de la goutte, le décollement de la lamelle lorsque la vitesse d'impact est élevée, est plus facile car elle devient plus fine.

La surface de substrat a une température de départ de 673 K, la Figure IV-25 montre l'évolution de la température dans la position $X = 0.0005$ et $Y = 0$ sur le substrat, la température suit la vitesse d'impact. Aussi sur la Figure IV-26, le centre de la goutte qui se refroidit plus vite quand la vitesse d'impact est élevée. Par contre la Figure IV-27 montre que l'évolution de la température sur l'axe de symétrie ($X=0$ $Y = -0.0005$) à l'instant 1 ms est croît linéairement avec la vitesse d'impact.

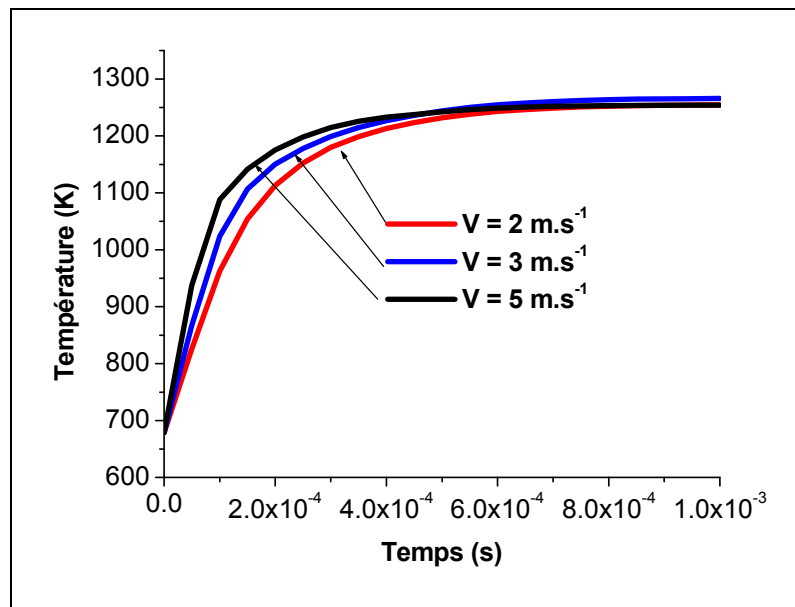


Figure IV-25 : Evolution de la température au point $x = 0.0005$ $y = 0$,

($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

En diminuant la taille de la goutte les effets de tension de surface augmentent. Il devient plus difficile de déformer la surface libre. Par contre lorsque la goutte est de grande taille, la couche d'air qui se situe sous la goutte subit une compression (grande pression) qui peut déformer la surface libre au centre de la goutte.

L'influence de la viscosité sur les résultats de l'impact est primordiale. En changeant la viscosité du fluide, le travail des forces de frottement visqueux est modifié. Les gouttes, lors de l'impact sont donc plus ou moins freinées, et l'énergie cinétique d'impact est davantage dissipée lorsque la viscosité est plus grande.

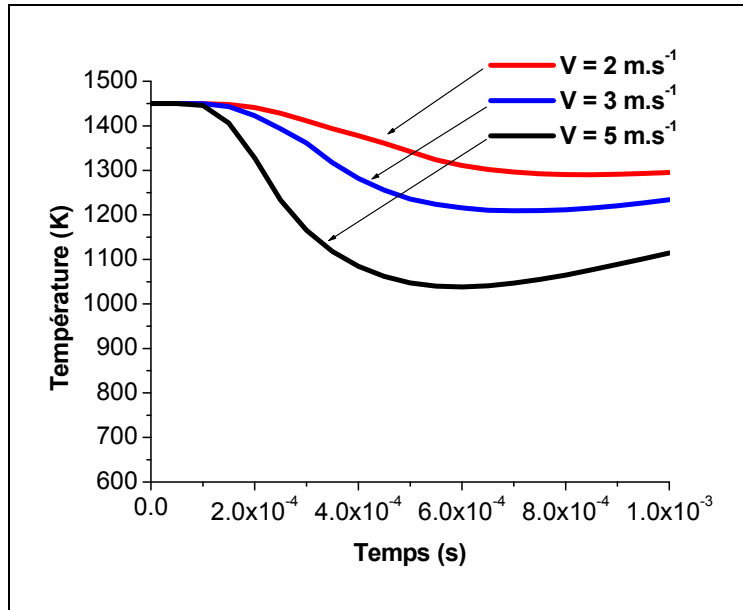


Figure IV-26 : Evolution de la température au centre de la goutte de cuivre. ($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

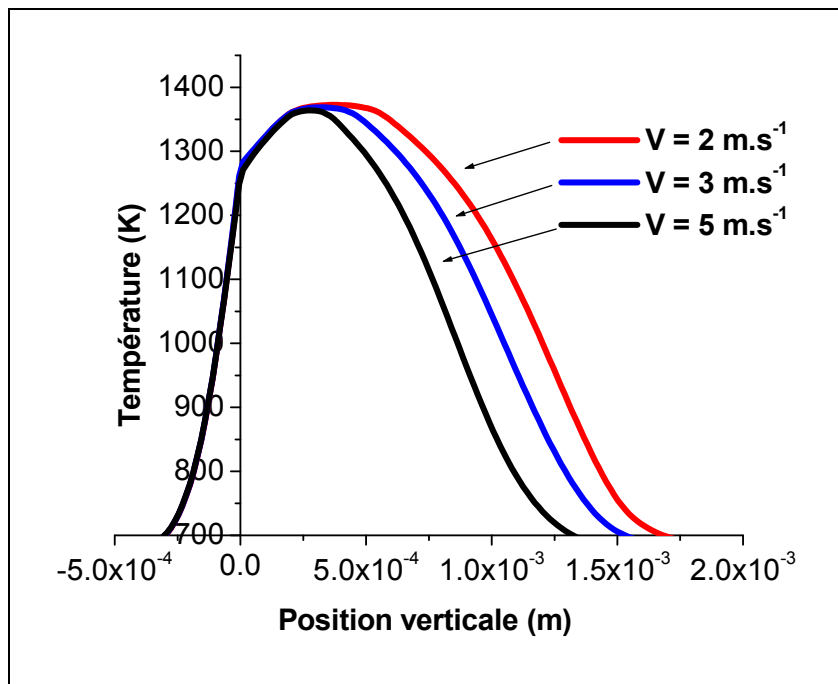


Figure IV-27 : Température sur l'axe de symétrie $x = 0$ à l'instant 1 ms, ($D = 1.5 \text{ mm}$, $T_i = 1450 \text{ K}$)

La tension de surface (qui représente la différence d'interaction entre les molécules de liquide et celles de gaz) intervient directement sur le résultat de l'impact mais aussi de manière indirecte. En effet en changeant la tension de surface on change aussi la mouillabilité du système.

IV.6.2. Impact d'une goutte de zirconium à vitesse moyenne ($10 \text{ m/s} < V < 100 \text{ m/s}$)

Dans cette étude, une goutte de zirconium préchauffée à 3500 K, et de diamètre de 15 et 20 μm , est projetée sur un substrat d'acier préchauffé à 700 K. Les paramètres de la goutte de zirconium (température, etc.) ont été calculés par le logiciel Jets&Poudres. La goutte de zirconium frappe la cible avec des vitesses de 30 m.s^{-1} , 50 m.s^{-1} et 80 m.s^{-1} .

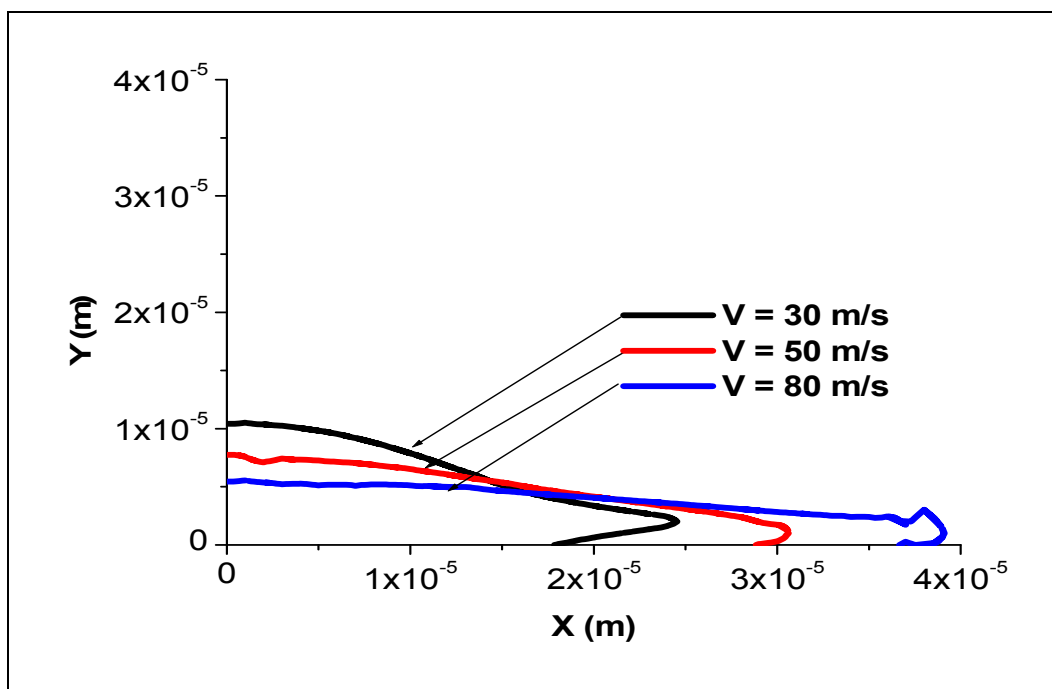


Figure IV-28: Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant $0.5 \mu\text{s}$. ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$)

La Figure IV-28 et Figure IV-29 montrent les différents temps de l'étalement de la goutte de zircon de $20\ \mu\text{m}$ sur le substrat pour plusieurs vitesses d'impact ($30, 50$ et $80\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), lorsque la vitesse augmente, le temps d'étalement diminue et le diamètre maximum augmente.

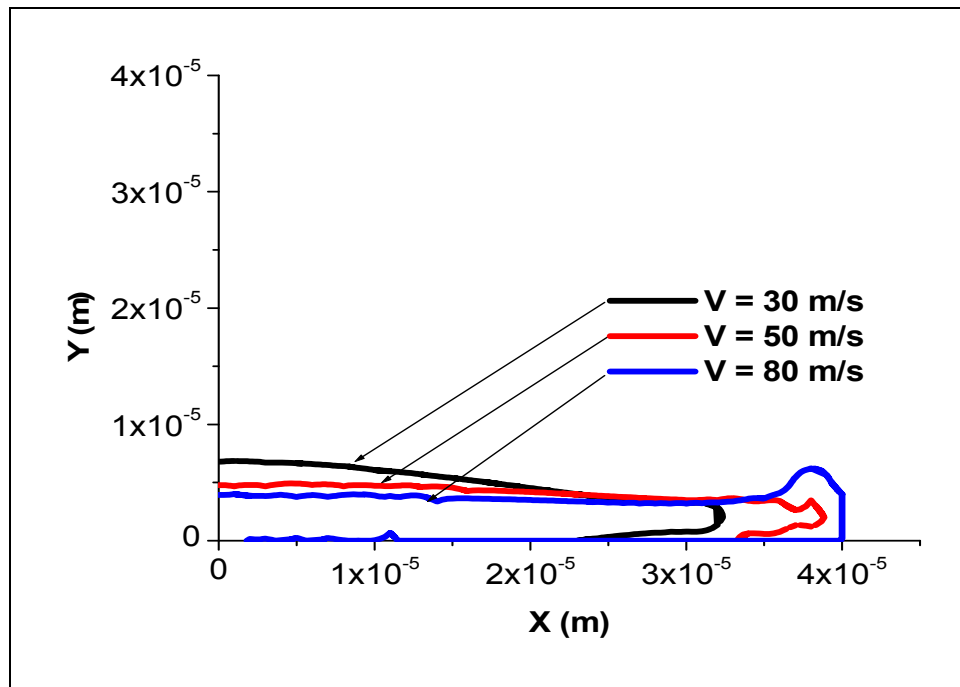


Figure IV-29: Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zircon à l'instant $1\ \mu\text{s}$. ($D=20\ \mu\text{m}$, $T_i=3500\ \text{K}$)

Le substrat est à une température initiale de $700\ \text{K}$. les Figure IV-30 et Figure IV-31 montrent l'évolution de la température sur l'axe de symétrie $x = 0$ dans l'ensemble (goutte de zircon et substrat). La température sur l'axe de symétrie ($X = 0$) suit la vitesse d'impact. La goutte s'étale et se solidifie sur le substrat d'acier dans un temps très court supérieur à $1\ \mu\text{s}$. La goutte de zircon de vitesse $80\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ s'étale et se solidifie plus vite que les autres gouttes, cela est dû au temps d'étalement qui est moins rapide que celui des autres gouttes, et donc aux échanges thermiques entre la goutte et le substrat.

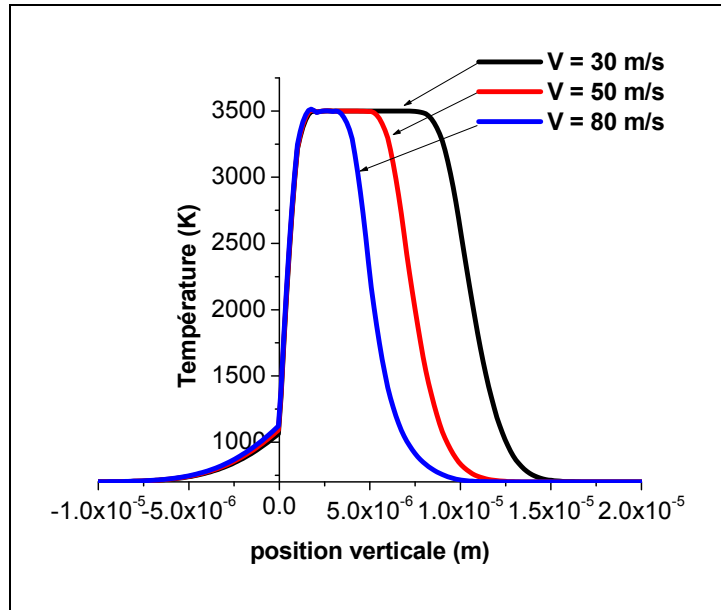


Figure IV-30: Température sur l'axe de symétrie $x=0$ à l'instant $0.5 \mu\text{s}$ de l'ensemble la goutte de zircon ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$) et substrat (700 K)

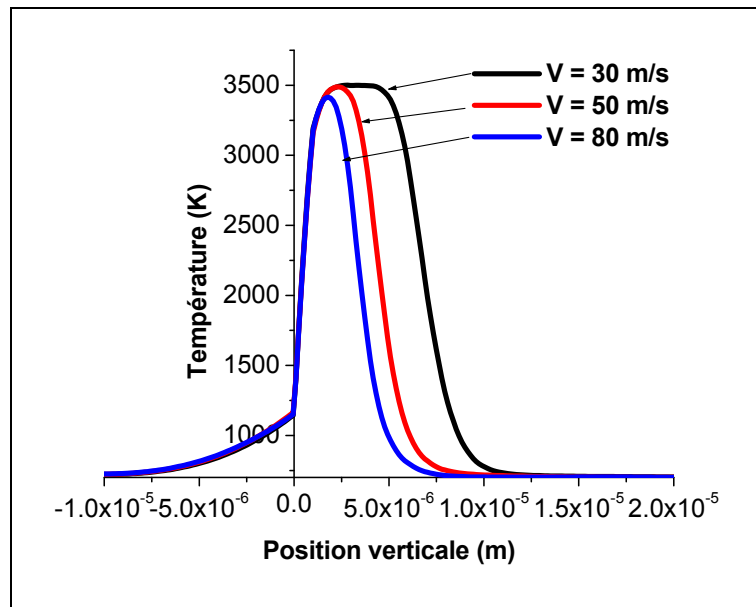


Figure IV-31: Température sur l'axe de symétrie $x=0$ à l'instant $1 \mu\text{s}$ de l'ensemble la goutte de zircon ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$) et substrat (700 K)

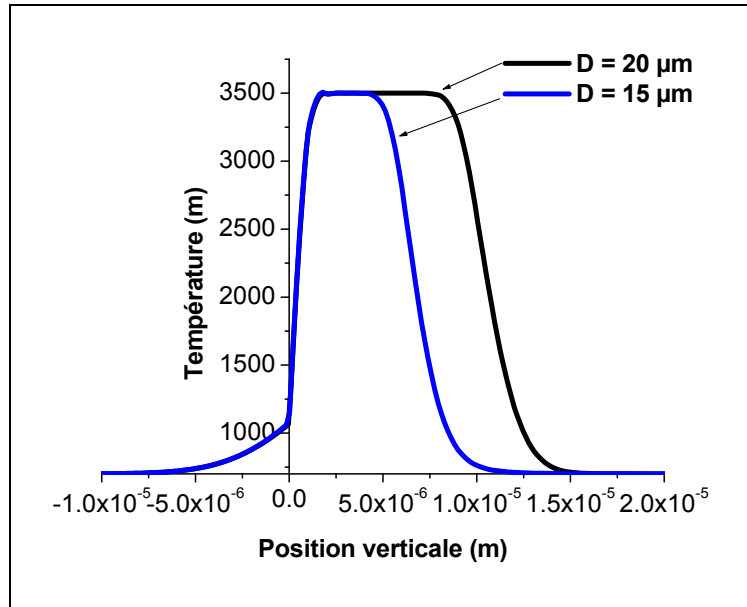


Figure IV-32: Température sur l'axe de symétrie $x=0$ à l'instant $0.5 \mu\text{s}$ de l'ensemble la goutte de zircon (3500 K) et substrat (700 K) à la vitesse de 30 m/s

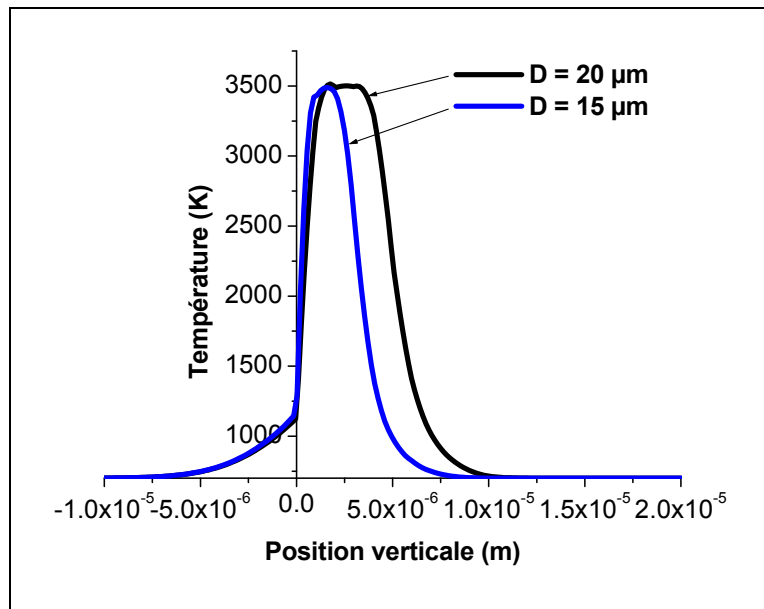


Figure IV-33: Température sur l'axe de symétrie $x=0$ à l'instant $0.5 \mu\text{s}$ de l'ensemble la goutte de zircon (3500 K) et substrat (700 K) à la vitesse de 80 m/s

En diminuant la taille de la goutte les effets de tension de surface augmentent. Il devient plus difficile de déformer la surface libre. Lorsque la goutte est très grosse, la couche d'air emprisonnée sous la goutte est soumise à une compression (à forte pression) qui peut déformer la surface libre au centre de la goutte. L'étalement est plus rapide pour les petites gouttes (Figure IV-32, Figure IV-33)

Dans les modèles, aux tous premiers instants qui suivent le premier contact de la goutte avec la cible, la température du substrat au point d'impact augmente rapidement et la R_{th} diminue en passant de $4.5 \cdot 10^{-7}$ à $3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{K/W}$ (Figure IV-34). Après un étalement partiel, la surface de contact entre le substrat et la goutte augmente, alors que la température de la goutte reste quasi-constante. La température du substrat augmente beaucoup plus lentement alors que la température de surface de la goutte s'abaisse, La résistance de contact associée augmente pour atteindre son maximum à la fin de l'étalement.

Pendant l'impact et l'étalement de la goutte sur le substrat une diminution de la résistance thermique de contact entre ces derniers, correspond au moment où la goutte s'écrase sur la surface du substrat en générant une forte pression. La goutte liquide parvient à remplir toutes les irrégularités et cavités en surface du substrat jusqu'à ce que la pression retombe, et alors la résistance thermique de contact augmente (Figure IV-35).

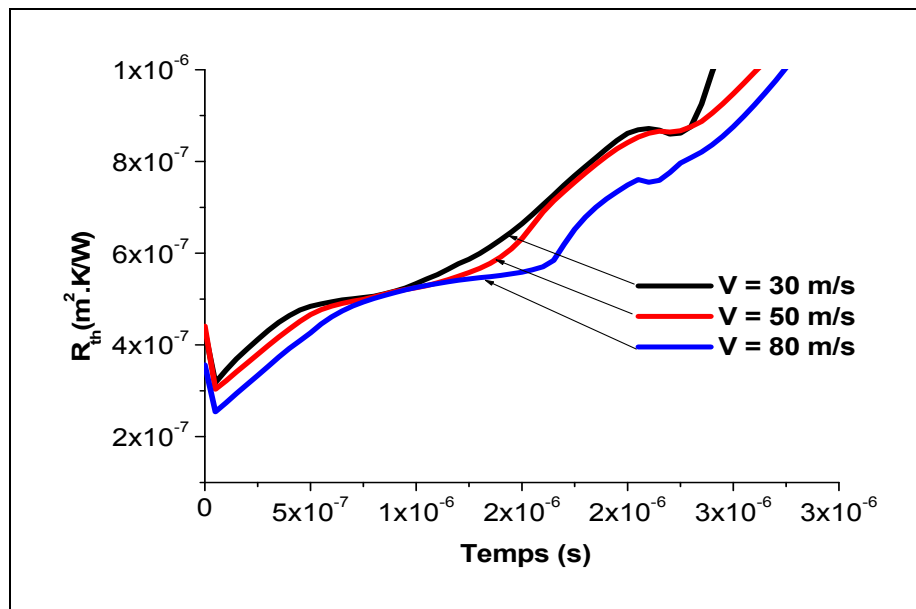


Figure IV-34: Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zircone ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$) après impact à vitesses de 30 m/s , 50 m/s et 80 m/s

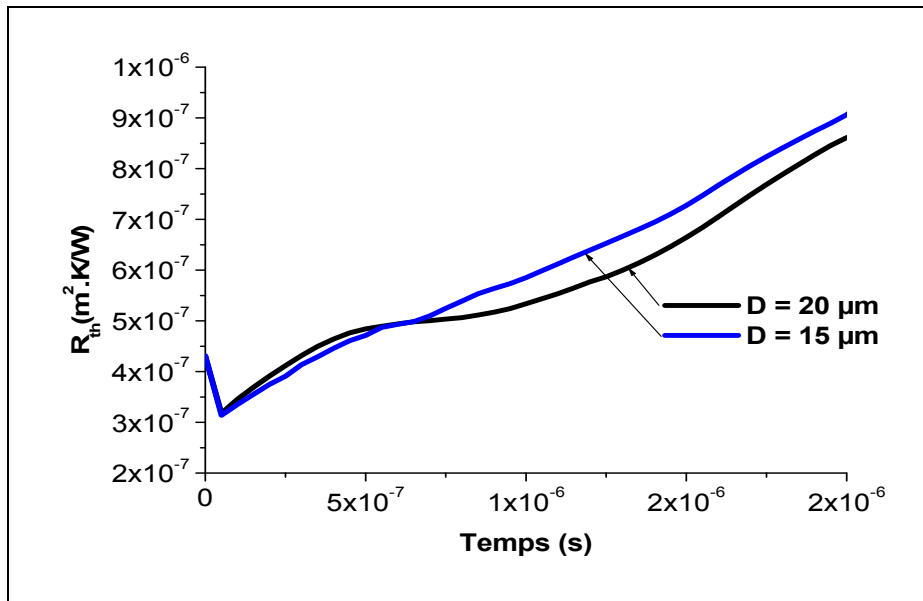


Figure IV-35: Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zircone ($V=30$ m/s, $T_i=3500$ K)

IV.6.3. Impact d'une goutte de zircone à grande vitesse (100 m/s $< V < 200$ m/s)

En projection plasma, le comportement à l'impact des particules fondues est le paramètre fondamental qui permet de comprendre la microstructure de la couche résultante. Les couches sont créées par l'empilement de lamelles formées par l'étalement et la solidification de gouttelettes individuelles fondues. Les particules projetées par plasma d'arc sont généralement de taille micrométrique (comprises en général entre 10 et 100 μm) en projection conventionnelle et leur vitesse d'impact va de 50 à 350 m/s. Les temps caractéristiques pour la formation d'une lamelle sont de l'ordre de la microseconde : moins de 5 μs pour la durée d'étalement de la particule fondue avec une solidification qui semble avoir lieu entre 0,8 et 10 μs après l'impact, et qui peut commencer avant la fin de l'étalement (⁹⁹).

Dans cette étude, une goutte de zircone préchauffée à 3500 K, et de 20 μm de diamètre, est projetée sur un substrat d'acier préchauffé à 700 K. Les paramètres de la goutte de zircone (température, etc.) avant impact sont calculés par le logiciel Jets&Poudres. La goutte de zircone est projetée avec des vitesses entre 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et 200 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

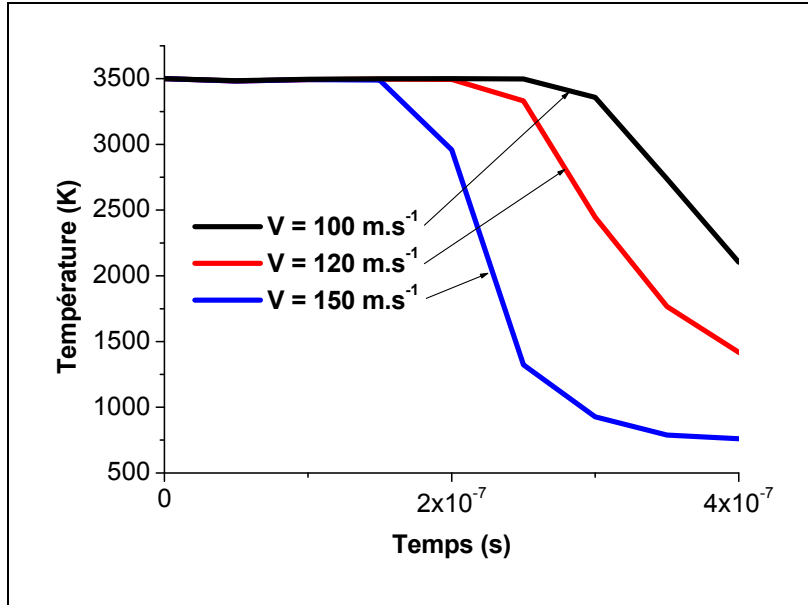


Figure IV-36 : Evolution de la température au point $X=0$, $Y=5.10^{-6}$ m.

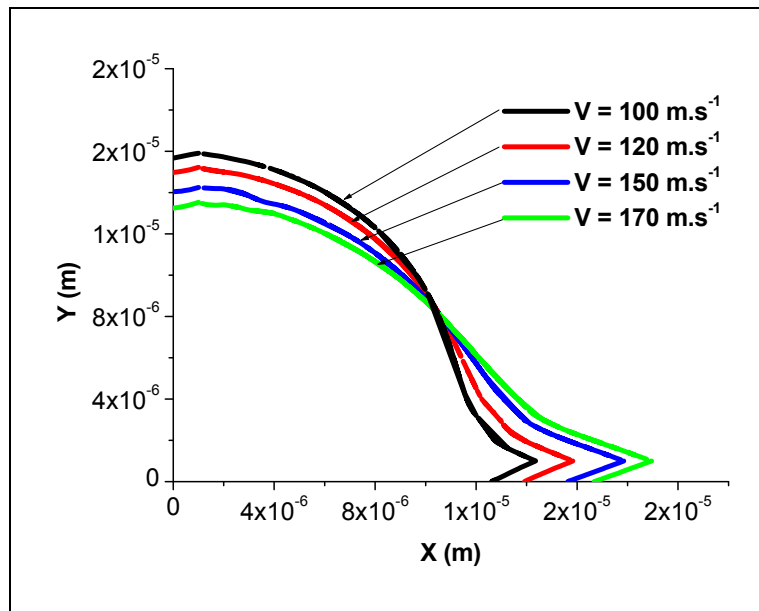


Figure IV-37 : Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zirconium à l'instant $0.05 \mu\text{s}$. ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$)

La goutte s'étale et se solidifie sur le substrat d'acier dans un temps très court inférieur à $1 \mu\text{s}$ (Figure IV-36). La goutte de zirconium de vitesse 170 m.s^{-1} se solidifie plus vite que les autres

gouttes à la vitesse 100, 120 et 150 m.s⁻¹, en raison du temps d'étalement qui est moins rapide que pour les autres gouttes.

La Figure IV-37 et Figure IV-38 montrent des différents moments de l'étalement de la goutte de zircone de 20 μm sur le substrat pour plusieurs vitesses d'impact (100, 120, 150 et 170 m.s⁻¹), lorsque la vitesse augmente le temps d'étalement diminue et le diamètre maximum augmente. On peut voir aussi que de la matière est perdue lors de l'impact des gouttes à la vitesse de 150 et 170 m.s⁻¹ (Figure IV-38), la rupture du fluide apparaît avec l'éjection de gouttelettes secondaires parallèlement à la surface du substrat.

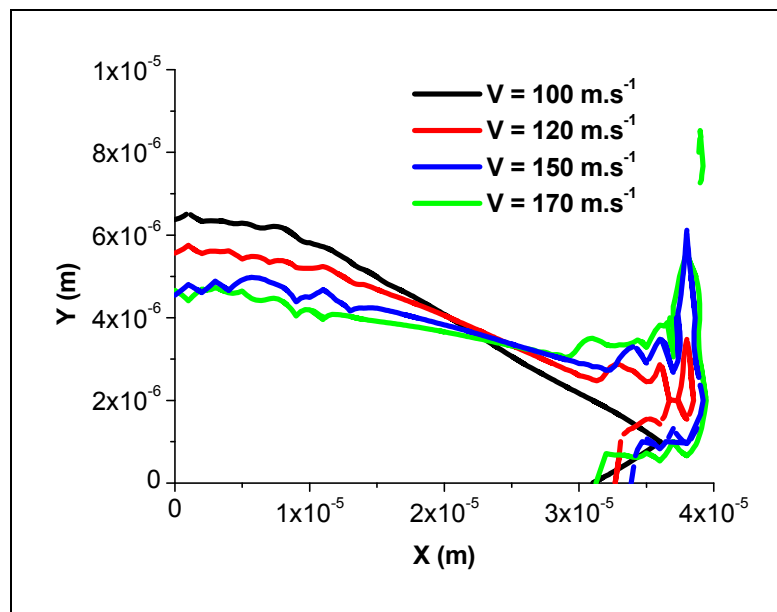


Figure IV-38 : Modèle 2D de l'étalement de la goutte de zircone à l'instant 0.3 μs. (D=20 μm, T_i=3500 K)

L'augmentation de la vitesse d'impact influence directement sur le temps d'étalement de la goutte et aussi sur le diamètre maximum atteint par la lamelle. La Figure IV-39 et Figure IV-40 montrent l'évolution des vitesses d'étalement dans les deux modèles, et ses iso valeurs lors de l'impact de la goutte sur le substrat. La goutte s'étale avec des vitesses plus deux fois celle de la vitesse d'impact. Elle atteint un maximum de 214 m.s⁻¹ pour une vitesse d'impact de 100 m.s⁻¹, et un maximum de 322 m.s⁻¹ pour une vitesse d'impact de 150 m.s⁻¹.

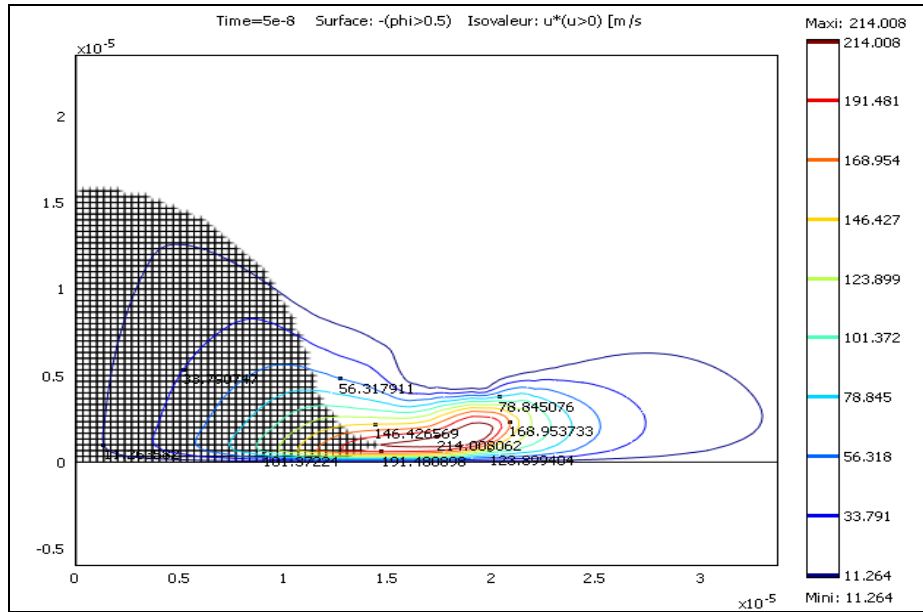


Figure IV-39 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant $5 \cdot 10^{-8}$ s après l'impact de goutte de zircone à une vitesse de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($D=20\mu\text{m}$, $T_i=3500\text{K}$)

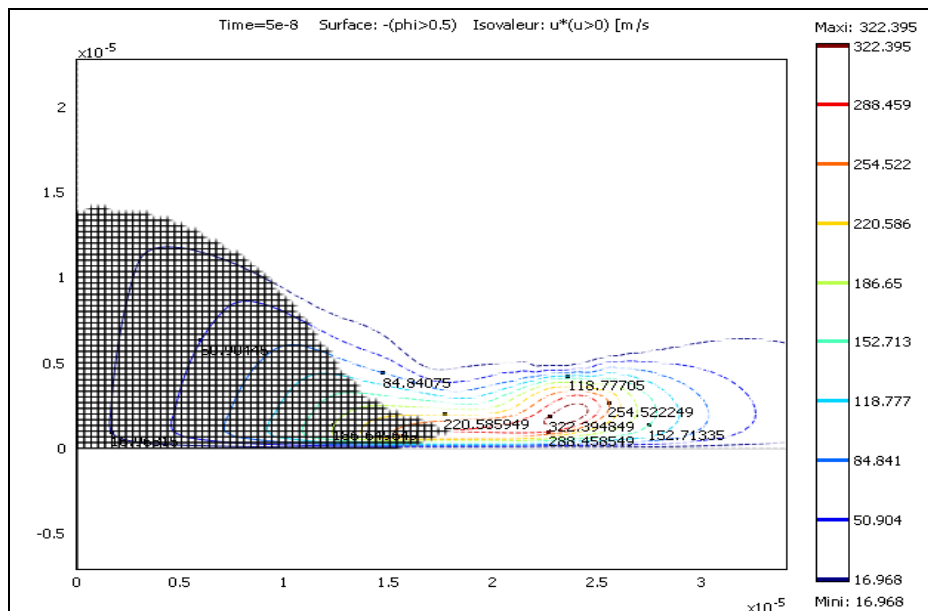


Figure IV-40 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant $5 \cdot 10^{-8}$ s après l'impact de goutte de zircone à $150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$)

En s'étalant sur la surface, le liquide suit la topographie de la surface. Sur des surfaces plus ou moins rugueuses, l'écoulement est perturbé verticalement. Ces perturbations sont d'autant plus grandes que la vitesse d'étalement est plus grande. Lorsque le liquide s'écoule sur la surface il tend à suivre la forme de la surface. Plus la surface est rugueuse plus le liquide a de difficulté à suivre ces formes. Ainsi le liquide qui s'écoule perpendiculairement à ces obstacles est projeté verticalement du fait de son inertie.

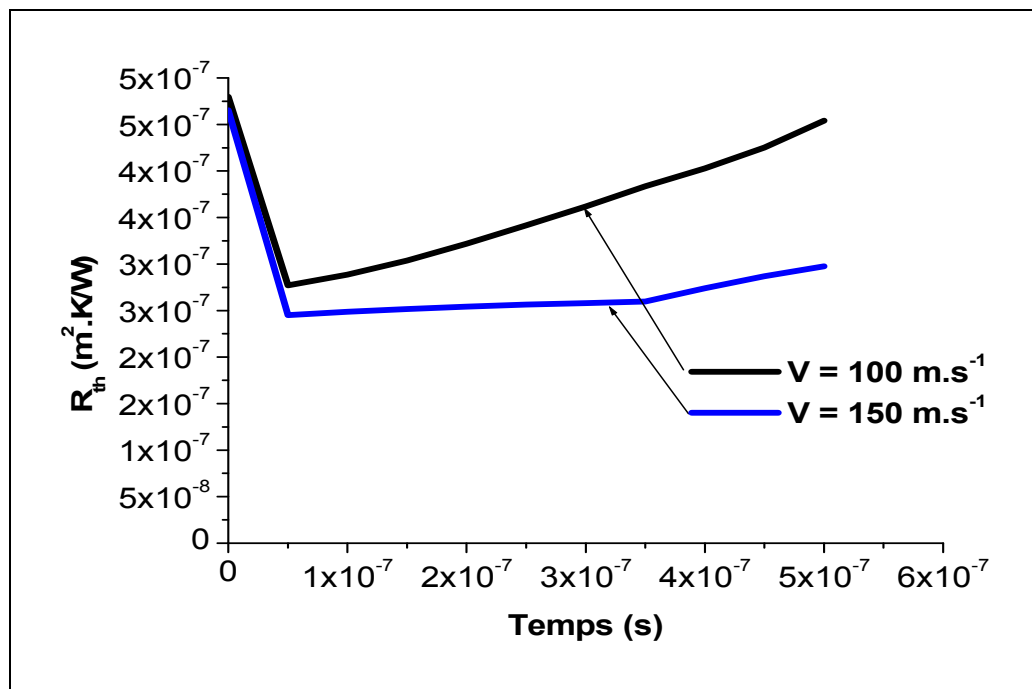


Figure IV-41 : Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette de zircone après impact à vitesses de 100 m/s et 150 m/s ($D=20 \mu\text{m}$, $T_i=3500 \text{ K}$)

Dans les deux modèles, aux tous premiers instants suivants le premier contact de la goutte avec la cible, la température du substrat au point d'impact augmente rapidement et la R_{th} diminue en passant de 5.10^{-7} à $3.10^{-7} \text{ m}^2\text{K/W}$ (Figure IV-41). Après un étalement partiel, la surface de contact entre le substrat et la goutte augmente, alors que la température de la goutte reste quasi-constante. La température du substrat augmente beaucoup plus lentement alors que la température de surface de la goutte s'abaisse. La résistance de contact associée augmente pour atteindre son maximum à la fin de l'étalement.

Pendant l'impact et l'étalement de la goutte sur le substrat une diminution de la résistance thermique de contact entre ces derniers, correspond au moment où la goutte s'écrase sur la surface du substrat en générant une forte pression. La goutte liquide parvient à remplir toutes

les irrégularités et cavités en surface du substrat jusqu'à ce que la pression retombe, et alors la résistance thermique de contact augmente (Figure IV-41).

IV.6.4. Impact d'une goutte d'émail sur une surface horizontale lisse

Pour éviter la détérioration du substrat, il est immédiat de penser à déposer des matériaux à plus faible température de fusion. Typiquement de tels matériaux sont bien représentés par les émaux qui sont des verres fusibles et en général colorés. La simulation étudiée ici est donc celle de l'impact d'une goutte d'émail sur un substrat d'acier.

Dans cette configuration, la condition aux limites est de type symétrie sur l'axe de la goutte, et sur la l'interface avec la cible la condition aux limites est de type non glissement (vitesse nulle sur la surface d'impact). La condition aux limites latérales est de type glissement et la condition aux limites sur la surface libre supérieure de la goutte est une condition de non glissement. Par définition les vitesses sont normales aux frontières.

Dans cette étude, une goutte d'émail préchauffée à 1514 K, et de 50 μm de diamètre, est projetée sur un substrat d'acier préchauffé à 700 K à la vitesse de 160 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les paramètres de la goutte d'émail (vitesse, température) avant son impact ont été calculés avec le logiciel Jets&Poudres. Les caractéristiques physiques de la goutte d'émail à $T=1514$ K sont données en Tableau 10.

Masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^3$)	Viscosité (Pa.s)	Tension de surface (N.m)	Nombre de Weber	Nombre de Reynolds	Degré d'étalement selon <i>Madejski</i>	Degré d'étalement selon <i>Kurukawa, Toda</i>
2000	0.15	0.0367	69754.77	106.67	3.29	3.82

Tableau 10: Caractéristiques de la goutte d'émail à $T= 1514$ K

Le domaine d'étude est haut de 80 μm et large de 140 μm . La température initiale du substrat est fixée à 700 K.

Les différents instants de l'étalement de la goutte d'émail, sur le substrat d'acier en modèle 2D sont illustrés sur la Figure IV-42 montre. La goutte atteint un diamètre maximum de 240 μm à l'instant $t=2$ μs .

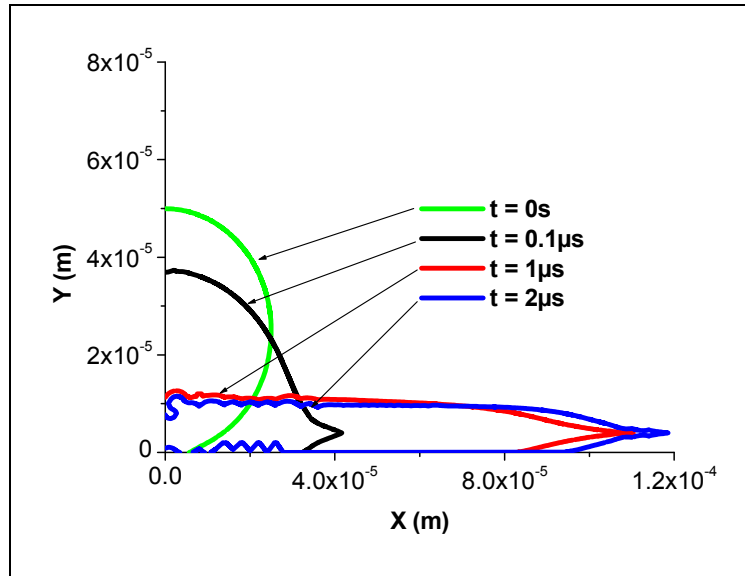


Figure IV-42 : Évolution de l'étalement X, Y de la goutte d'émail dans notre modèle 2D. $V_i = 160 \text{ m/s}$, $D = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $T_i = 1514 \text{ K}$

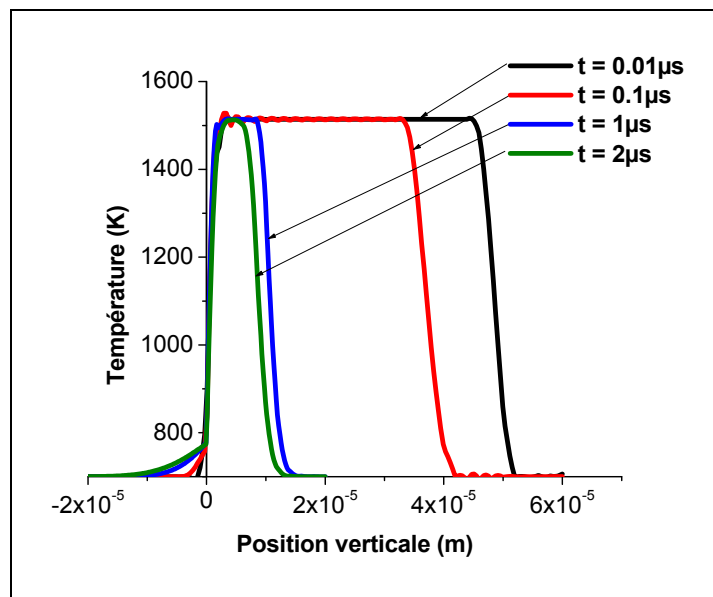


Figure IV-43 : Température sur l'axe de symétrie $x=0$ de l'ensemble la goutte d'émail ($D=50 \text{ }\mu\text{m}$, $V_i=160 \text{ m/s}$, $T_i=1514 \text{ K}$ et $T_{\text{substrat}} = 700 \text{ K}$)

L'évolution de la température dans l'ensemble (goutte d'émail et substrat), sur l'axe de symétrie $x = 0$ est donnée Figure IV-43 . La goutte s'étale et se fige par solidification sur le substrat d'acier dans un temps t supérieure à $2 \text{ }\mu\text{s}$.

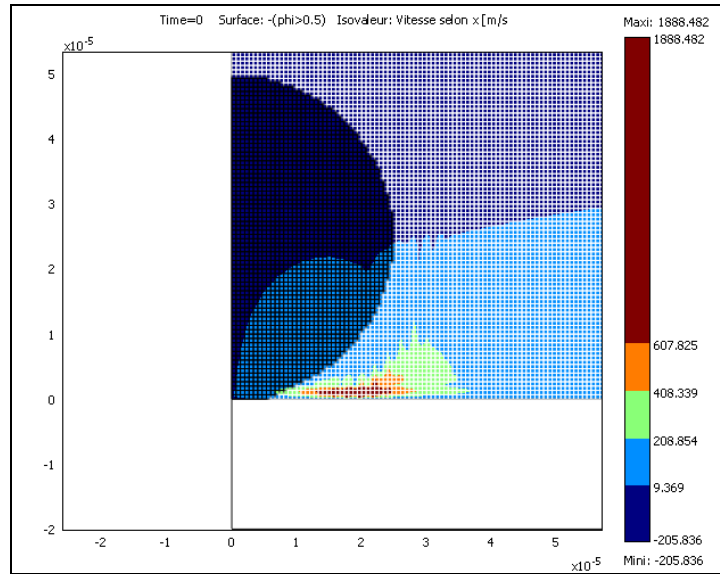


Figure IV-44 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant de l'impact de goutte d'émail ($V= 160 \text{ m.s}^{-1}$, $D=50 \text{ }\mu\text{m}$, $T_i=1514 \text{ K}$)

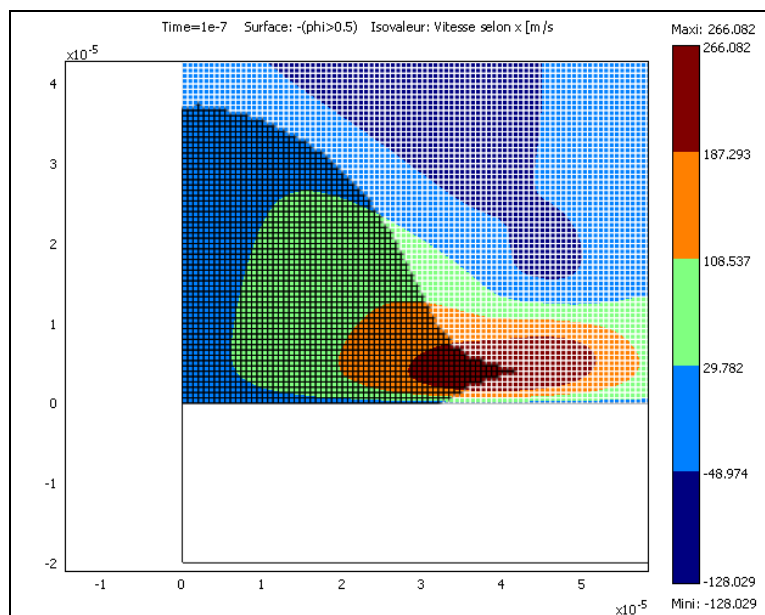


Figure IV-45 : Modèle 2D : iso-valeurs de la vitesse d'étalement à l'instant 0.1 μs après l'impact de goutte d'émail à une vitesse de 160 m.s^{-1} ($D=50 \text{ }\mu\text{m}$, $T_i=1514 \text{ K}$)

Les Figure IV-44 et Figure IV-45 montrent l'influence directe de la vitesse d'impact sur le temps d'étalement de la goutte et sur le diamètre maximum atteint par la lamelle. Les iso-

valeurs de la vitesse d'étalement au temps de l'impact de la goutte $t=0$ et au temps $t=0.1 \mu s$, etc. Il est à remarquer que les vitesses d'étalement de la goutte sont plus de trois fois supérieures à la vitesse d'impact.

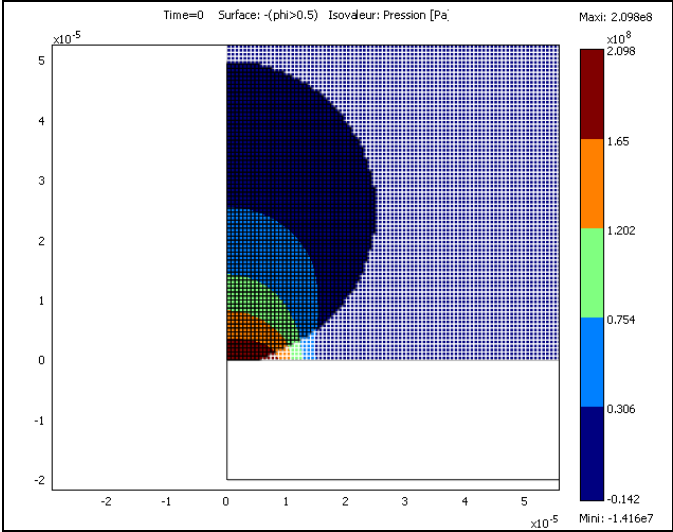


Figure IV-46 : Modèle 2D : iso-valeurs de la pression à l'impact à l'instant de l'impact de goutte d'émail ($0s$) à une vitesse de 160 m.s^{-1} ($D=50 \mu m$, $T_i=1514 \text{ K}$)

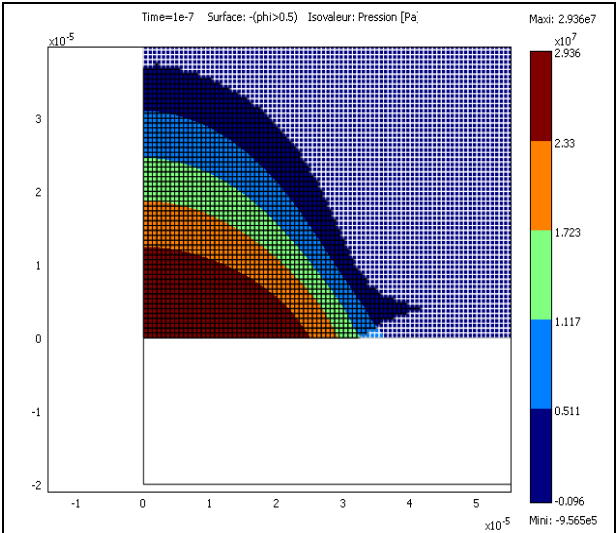


Figure IV-47 : Modèle 2D : iso-valeurs de la pression $0.1 \mu s$ après l'impact de goutte d'émail ($V= 160 \text{ m.s}^{-1}$, $D=50 \mu m$, $T_i=1514 \text{ K}$)

Les Figure IV-46 et Figure IV-47 montrent les iso-valeurs de la pression à l'instant de l'impact de la goutte sur le substrat et à l'instant $0.1 \mu\text{s}$, etc. La pression de la goutte sur le substrat atteint 2.108 Pa (soit 2000 bars). La simulation 2D ne restitue pas fidèlement les valeurs du degré d'étalement des gouttes, car le degré d'étalement de la goutte d'émail du modèle 2D est de valeur légèrement supérieure à celles des calculs théoriques des modèles de Madejski (¹⁰⁴) et de Kurukawa, Toda (¹¹⁵) (Figure IV-48). Il est nécessaire de s'assurer que l'impact est qualitativement bien restitué. C'est ce que permet le modèle 3D qui prédit une valeur de degré d'étalement plus près de celles prédites par les modèles de Madejski et de Kurukawa, Toda (Figure IV-48).

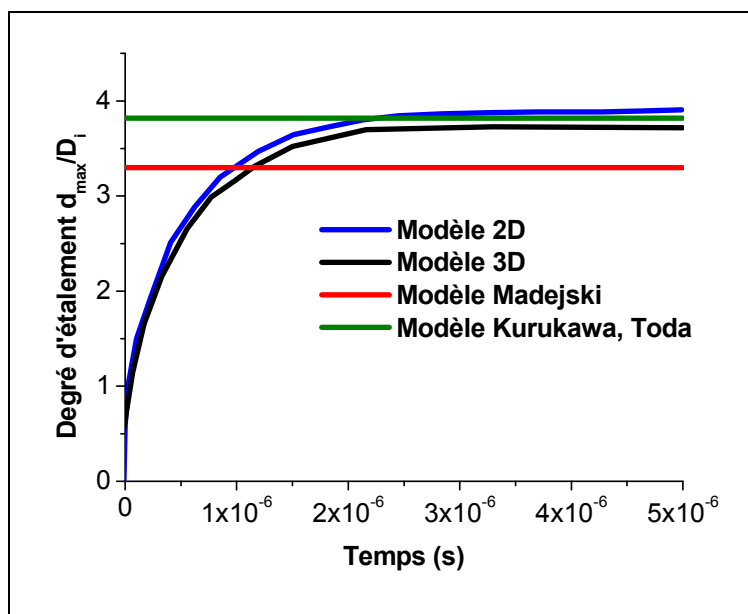


Figure IV-48 : Evolution de degré d'étalement de la goutte d'émail sur le substrat d'acier des deux modèles 2D et 3D en fonction de temps, en comparaison avec celles de Madejski (104) et Kurukawa, Toda (115). ($V= 160 \text{ m.s}^{-1}$, $D=50 \mu\text{m}$, $T_i=1514 \text{ K}$)

La Figure IV-49 montre en modèle 3D les différents instants de l'étalement de la goutte d'émail de $50 \mu\text{m}$ sur le substrat avec une vitesse d'impact de 160 m.s^{-1} . Avec cette vitesse, le temps d'étalement diminue et le diamètre maximum augmente. De la matière est perdue lors de l'impact de la goutte à la vitesse de 160 m.s^{-1} (Figure IV-49), la rupture du fluide apparaît avec l'éjection de gouttelettes secondaires parallèlement à la surface du substrat.

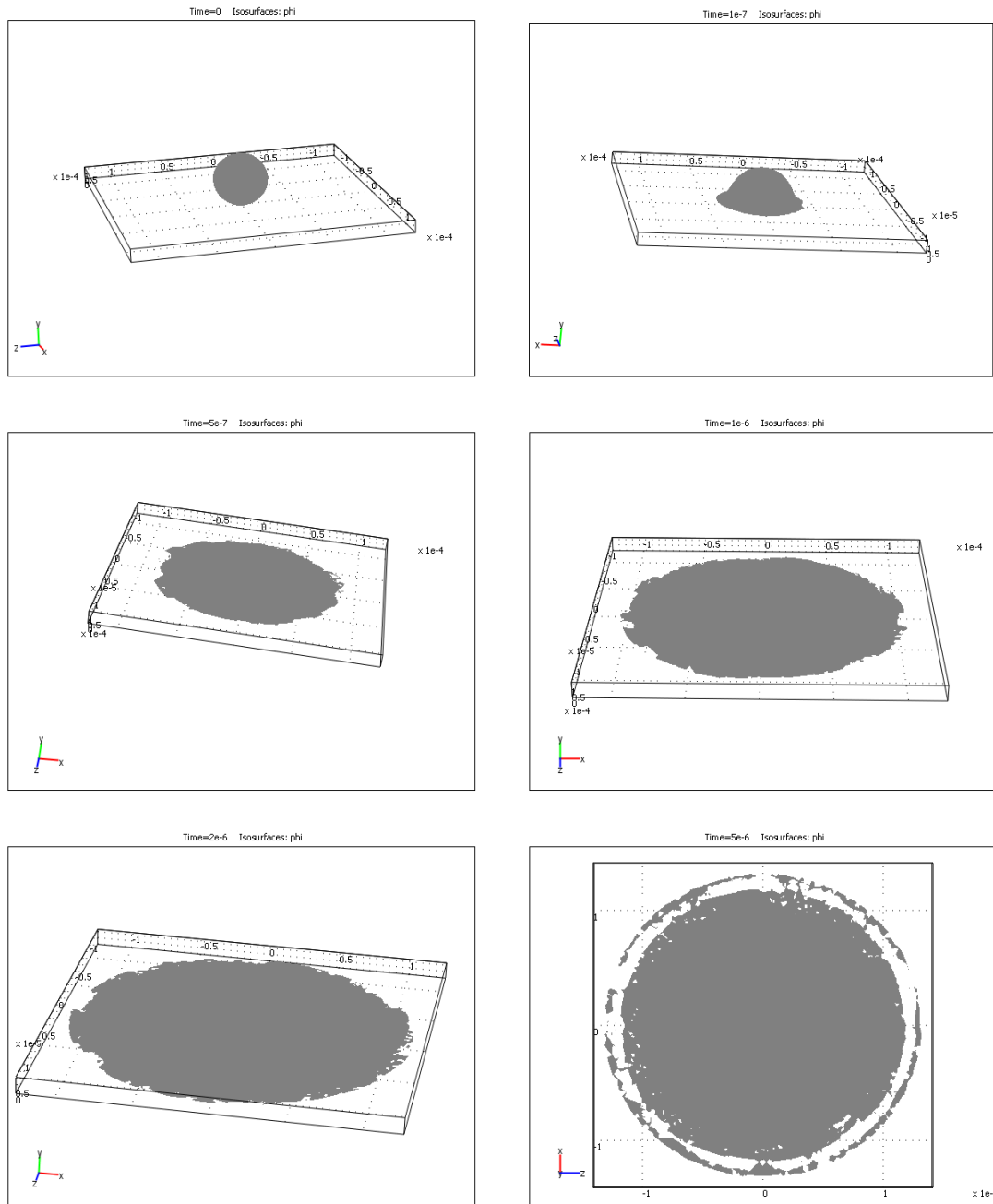


Figure IV-49 : Notre modèle 3D de l'impact d'une goutte d'émail sur un substrat d'acier. ($V_i = 160 \text{ m/s}$; $D = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $T_i = 1514 \text{ K}$)

Dans le modèle, aux tous premiers instants qui suivent le premier contact de la goutte avec la cible, la température du substrat au point d'impact augmente rapidement et la RTC diminue en passant de $1,5 \cdot 10^{-7}$ à $7,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\text{K/W}$ (Figure IV-50). Après un étalement partiel, la surface de contact entre le substrat et la goutte augmente, alors que la température de la goutte reste quasi-constante. La température du substrat augmente beaucoup plus lentement et la

température de surface de la goutte s'abaisse simultanément. La résistance de contact associée augmente et atteint son maximum à la fin de l'étalement.

Dans le modèle le substrat est lisse, mais dans la réalité il est rugueux et au cours de l'étalement de la goutte sur le substrat la résistance thermique de contact entre ces derniers atteint un minimum, qui correspond à l'instant où la goutte qui s'écrase sur la surface du substrat génère une pression maximale. La goutte liquide remplit alors les irrégularités et les cavités en surface du substrat jusqu'à ce que la pression retombe, et que les irrégularités se vident partiellement, ce qui augmente la résistance thermique de contact (Figure IV-50).

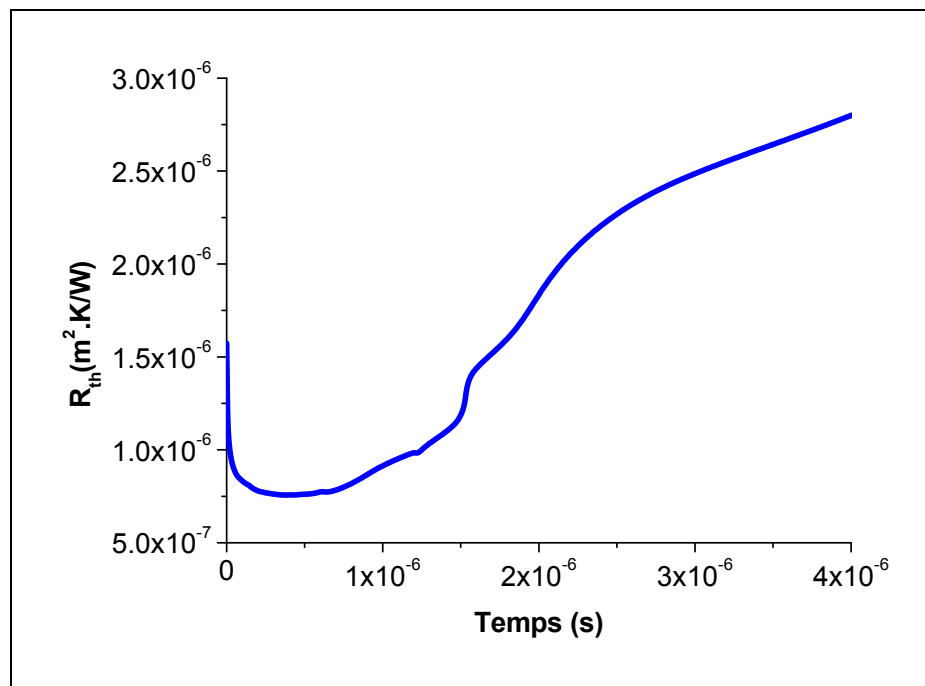


Figure IV-50 : Modèle 2D : résistance thermique de contact en fonction du temps de la gouttelette d'émail (D=50 μm, V=160 m/s, T_i=1514 K)

IV.6.5. Recherche d'une corrélation empirique

La corrélation des résultats obtenus numériquement à partir de notre modèle d'étalement validés depuis les résultats expérimentaux ou numériques (^{99, 101, 104, 107, 108}), relie le degré d'étalement et les nombres de Reynolds et Weber des étalements de gouttes récapitulées dans le Tableau 11 selon la corrélation suivante.

$$\xi = 2.64 * R_e^{-0.0066} * W_e^{0.0793} \quad \text{Équation 105}$$

Si nous distinguons gouttelettes de matériaux céramiques et gouttelettes métalliques, la Figure IV-51 montre que ce modèle et celui de Kurukawa-Toda (¹¹⁵) avec $a= 0.96$, $\alpha=0.095$ et $\beta=0.084$, caractérisent bien le degré d'étalement des gouttes métalliques alors que celui de Madejski (¹⁰⁴) avec $a= 1.29$, $\alpha=0.2$ et $\beta=0$, prévoit une valeur trop élevée.

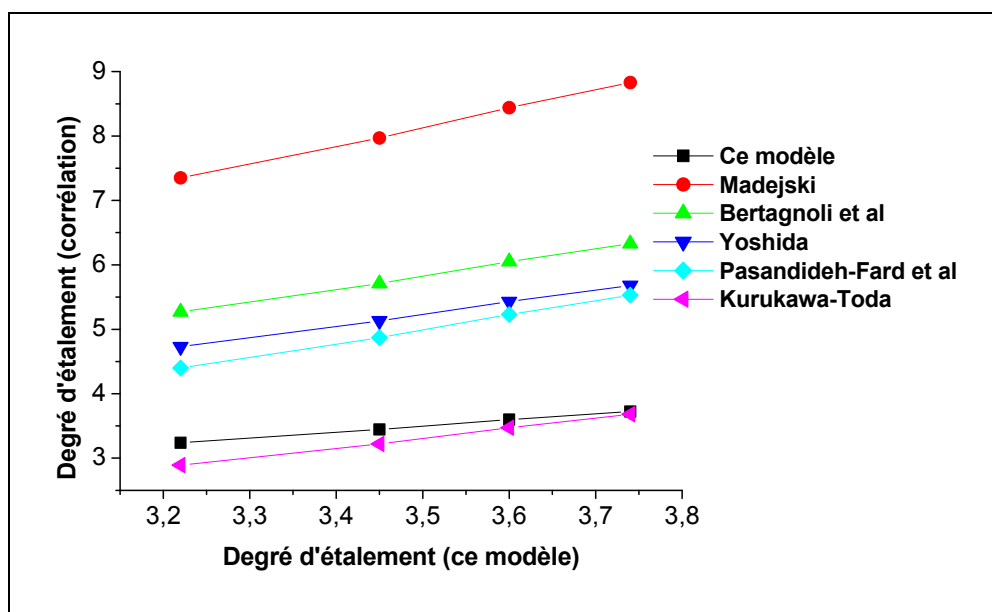


Figure IV-51 - Comparaison de degré d'étalement d'une goutte métallique étalée selon la relation $\frac{d_{\max}}{D} = a.Re^{\alpha}.We^{\beta}$ pour les valeurs de α et β proposées par différents auteurs.

Il apparaît que dans le cas des gouttes céramiques (Figure IV-52), le modèle de Pasandideh - Fard et al. (¹¹⁴) est très éloigné du degré d'étalement calculé par ce modèle alors que la corrélation de Madejski (¹⁰⁴) est plus proche. En outre toutes les corrélations montrent un minimum relatif inexplicable pour le degré d'étalement calculé de 4.4.

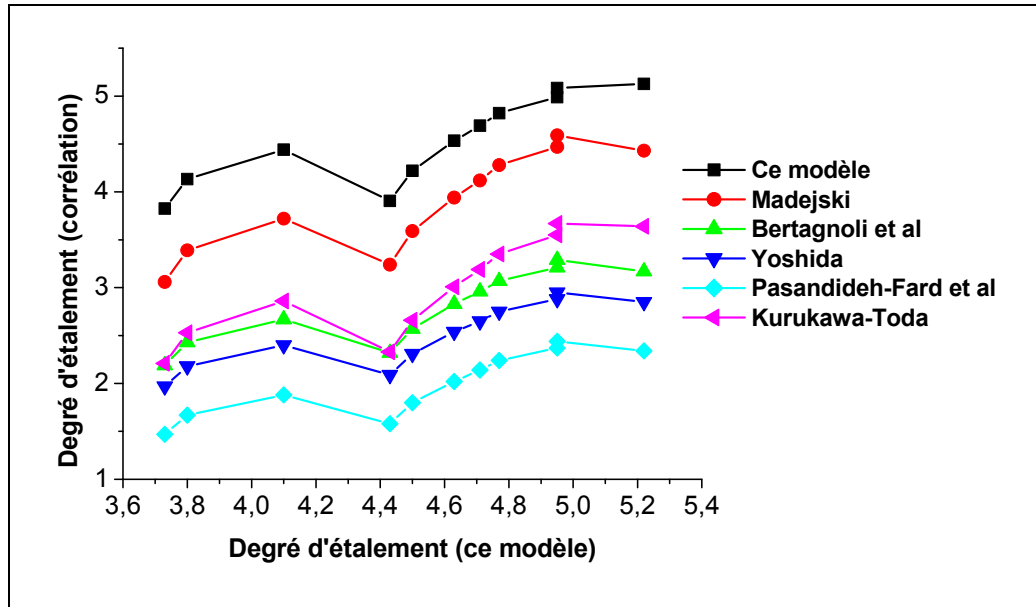


Figure IV-52 : Comparaison de degré d'étalement d'une goutte céramique étalée selon la relation $\frac{d_{\max}}{D} = a.Re^{\alpha}.We^{\beta}$ pour les valeurs de α et β proposées par différents auteurs.

IV.6.6. Impacts simultanés ou successifs de deux gouttes

Afin de mieux comprendre le phénomène d'impact de gouttes multiples. Nous avons schématisé étude numérique préliminaire deux cas types. L'un est l'impact simultané sur un substrat lisse de deux gouttes identiques distantes de trois fois le diamètre. L'autre est l'impact au même point de deux gouttes décalées de dt dans le temps.

Dans la première configuration, le substrat est de l'acier à température initiale $T_s=700$ K, les gouttes de zircone sont de diamètre $D_i=20$ μm , à température initiale $T_i=3500$ K. Nous considérons le modèle pour deux vitesses d'impact, 30 m/s et 50 m/s.

IV.6.6.a Impacts simultanés

La Figure IV-53 montre l'évolution de l'étalement des gouttes de zircone de 20 μm de diamètre sur le substrat d'acier avec une vitesse d'impact de 30 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, pour les instants 0, 1 et

5 μs . De même la Figure IV-54 montre l'évolution de l'étalement des gouttes de zircone de 20 μm de diamètre sur le substrat d'acier avec une vitesse d'impact de $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, pour les instants 0, 5 et 1 μs . La hauteur du jet est plus importante lorsque la vitesse est grande puisque plus d'énergie cinétique est fournie à la matière.

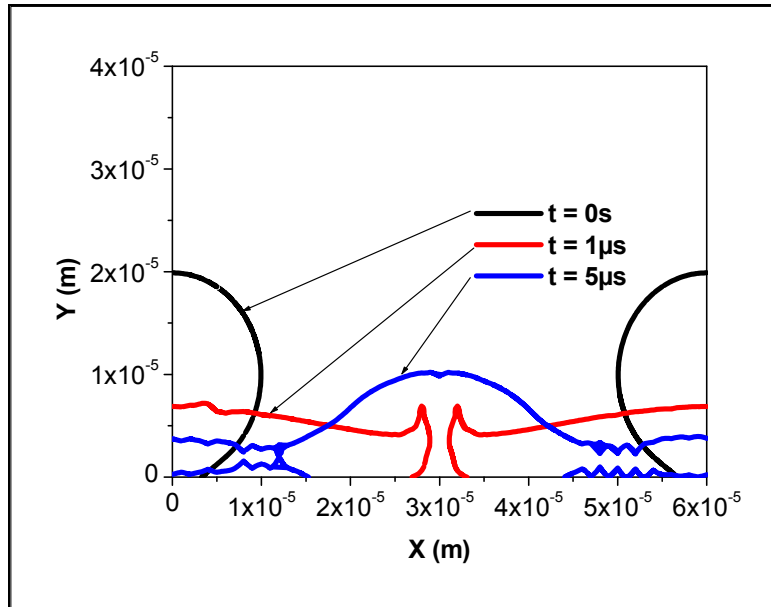


Figure IV-53 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants 0 μs , 1 μs , 5 μs dans notre modèle 2D. $V_i = 30 \text{ m/s}$, $D = 20 \mu\text{m}$, $T_i = 3500 \text{ K}$

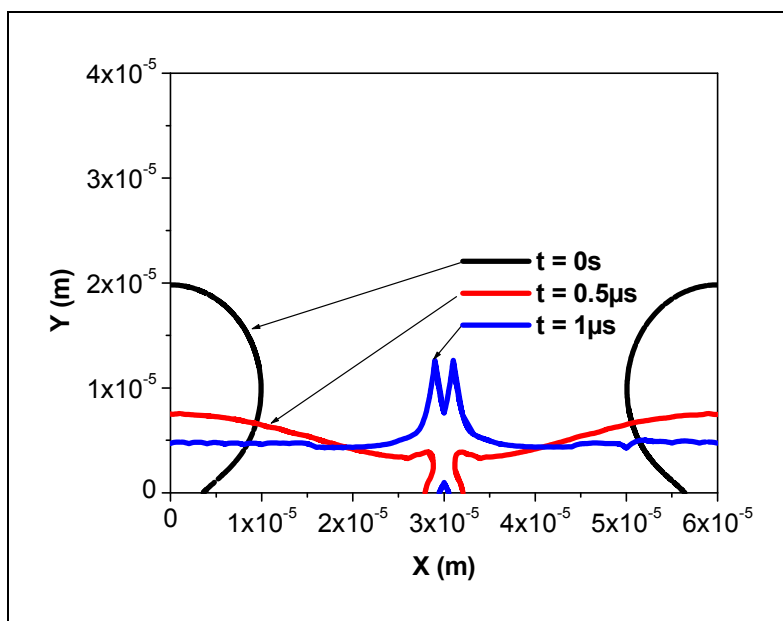


Figure IV-54 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants $0\mu\text{s}$, $0.5\mu\text{s}$, $1\mu\text{s}$ dans notre modèle 2D. $V_i = 50\text{ m/s}$, $D = 20\mu\text{m}$, $T_i = 3500\text{ K}$

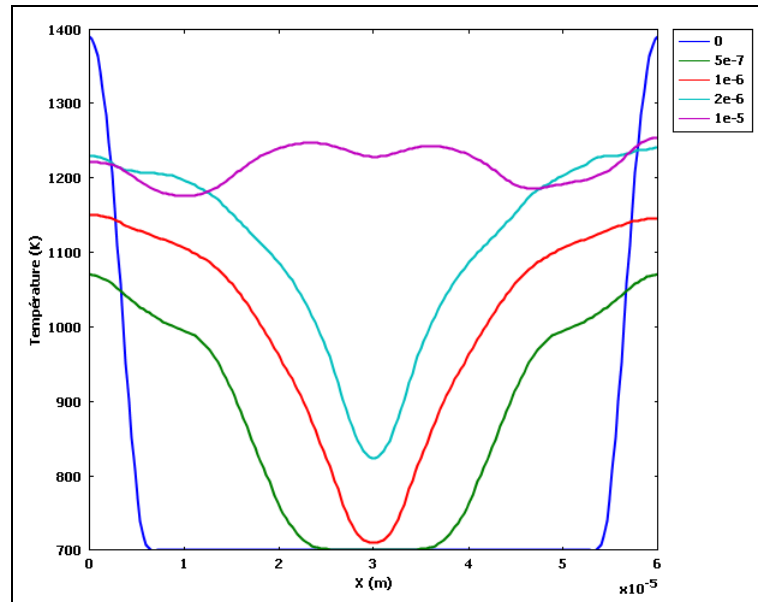


Figure IV-55 : Évolution de la température à l'interface des gouttes de zircone et du substrat à différents instants $0\mu\text{s}$, $0.5\mu\text{s}$, $1\mu\text{s}$, $2\mu\text{s}$, $10\mu\text{s}$ dans notre modèle 2D. $V_i = 30\text{ m/s}$, $D = 20\mu\text{m}$, $T_i = 3500\text{ K}$

Les Figure IV-55 et Figure IV-56 montrent l'évolution de la température sur l'axe horizontal $y = 0$ (le plan de l'impact de deux gouttes sur le substrat) pour plusieurs instants. Les deux gouttes s'étaient sur le substrat d'acier dans un temps très court supérieur à $10\mu\text{s}$ pour les deux modèles. Les gouttes de zircone s'étaient d'autant plus vite que leur vitesse d'impact est plus élevée.

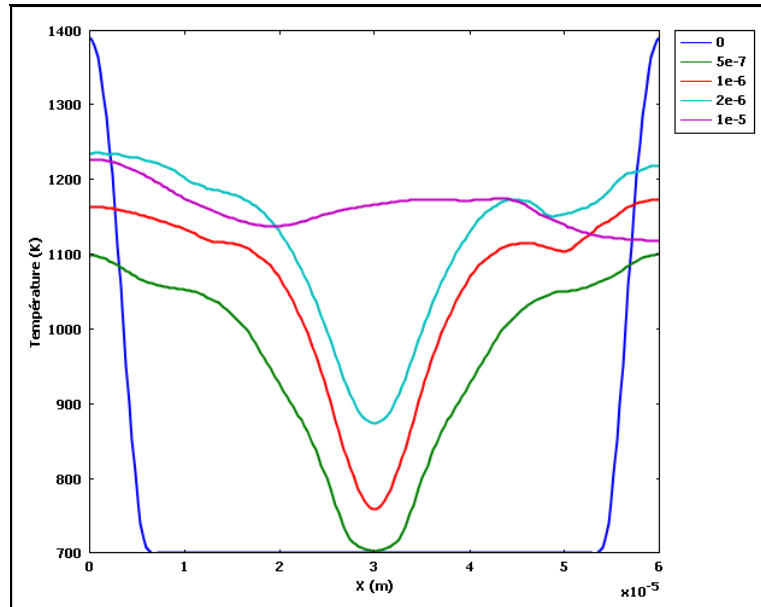


Figure IV-56 : Évolution de la température à l'interface des gouttes de zircon et du substrat à différents instants 0 μ s, 0.5 μ s, 1 μ s, 2 μ s, 10 μ s dans notre modèle 2D. $V_i = 50$ m/s, $D = 20$ μ m, $T_i = 3500$ K

IV.6.6.b Impacts successifs

Dans cette configuration, il est considéré que le substrat est de l'acier initialement à $T_s = 700$ K et que les gouttes de zircon sont de diamètre de $D_i = 15$ μ m, avec une température initiale $T_i = 3500$ K et une vitesse d'impact de 80 m/s.

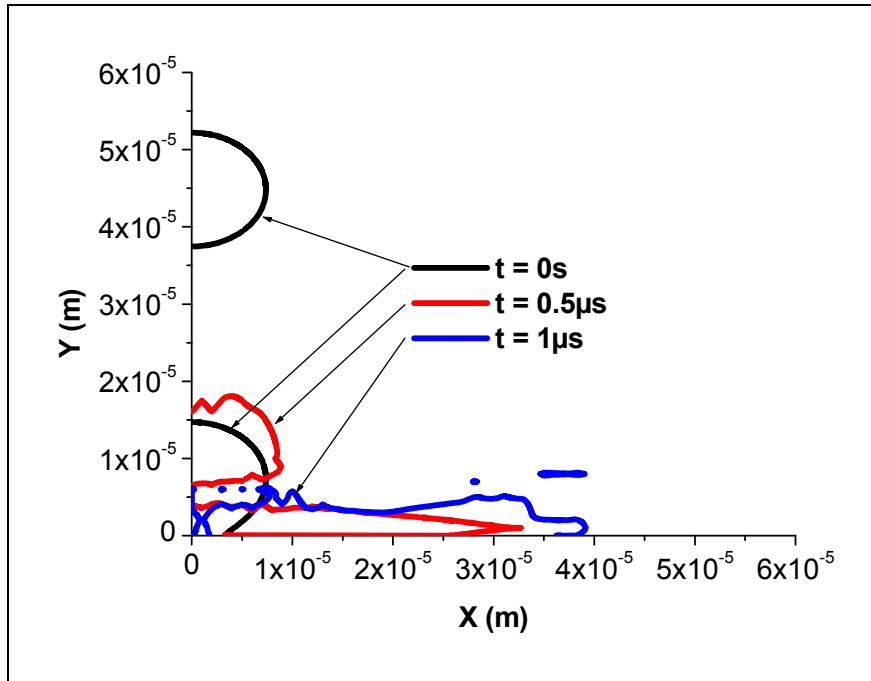


Figure IV-57 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zirconie à différents instants $0\mu s$, $0.5\mu s$, $1\mu s$ dans notre modèle 2D. $V_i = 80\text{ m/s}$, $D = 15\mu m$, $T_i = 3500\text{ K}$

L'intervalle entre les deux gouttes est 1.5 et 3 fois le diamètre de la goutte. Lorsque la distance entre deux gouttes est grande, l'apport d'énergie est plus lent et le système a plus de temps pour diffuser la chaleur vers le substrat. Par contre lorsque la distance entre les deux gouttes est petite, l'apport de chaleur limite le refroidissement et donc la progression de la solidification. En effet, le temps nécessaire à la diffusion de la chaleur dans le substrat froid et donc au refroidissement des couches est supérieur à l'intervalle de temps qui sépare l'impact de deux gouttes successives. Ainsi, lors de l'impact de la première goutte, la solidification est initiée très rapidement, mais le système accumule de l'énergie ce qui interdit la progression de la solidification et finit par refondre la zone solidifiée lors de l'impact de la première goutte (Figure IV-57, Figure IV-58).

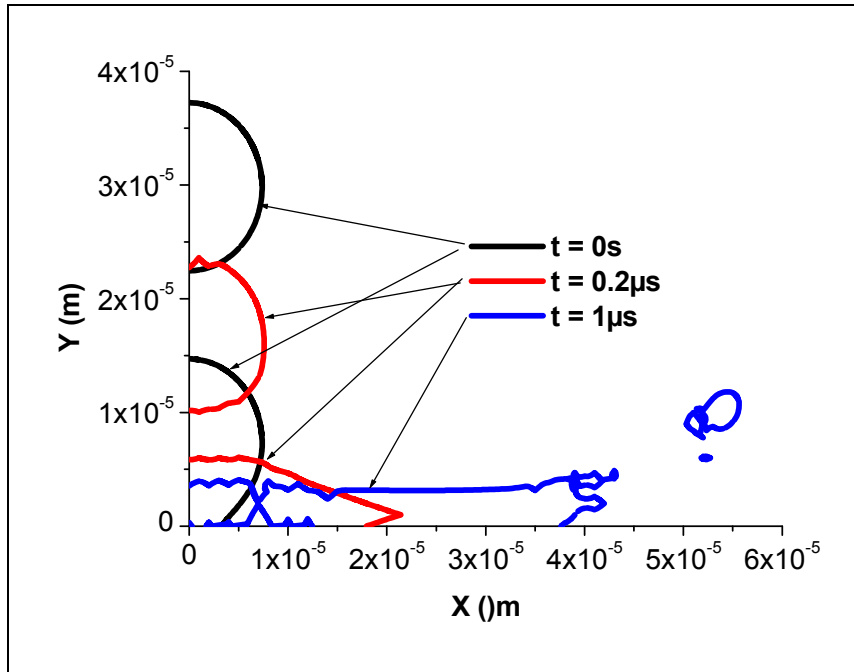


Figure IV-58 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de zircone à différents instants $0\ \mu\text{s}$, $0.2\ \mu\text{s}$, $1\ \mu\text{s}$ dans notre modèle 2D. $V_i = 80\ \text{m/s}$, $D = 15\ \mu\text{m}$, $T_i = 3500\ \text{K}$

IV.6.7. Impact marginal de deux gouttes successives d'Indium

L'impact de plusieurs gouttes sur un substrat est complexe à étudier. Dans ce paragraphe on va étudier une configuration particulière de l'impact de deux gouttes sur un substrat, il s'agit d'une première goutte s'écrasant sur une surface. Une fois solidifiée et la température d'équilibre thermique établie, une deuxième goutte s'écrase sur la précédente le point d'impact de la deuxième goutte est située sur le bord de la première goutte étalée (Figure IV-59).

Dans cette configuration, le substrat est de l'acier initialement à $T_s = 300\ \text{K}$, et les gouttes d'indium sont de diamètre de $D_i = 2\ \text{mm}$, la première est initialement à la température ambiante et la deuxième est initialement à une température de $T_i = 473\ \text{K}$.

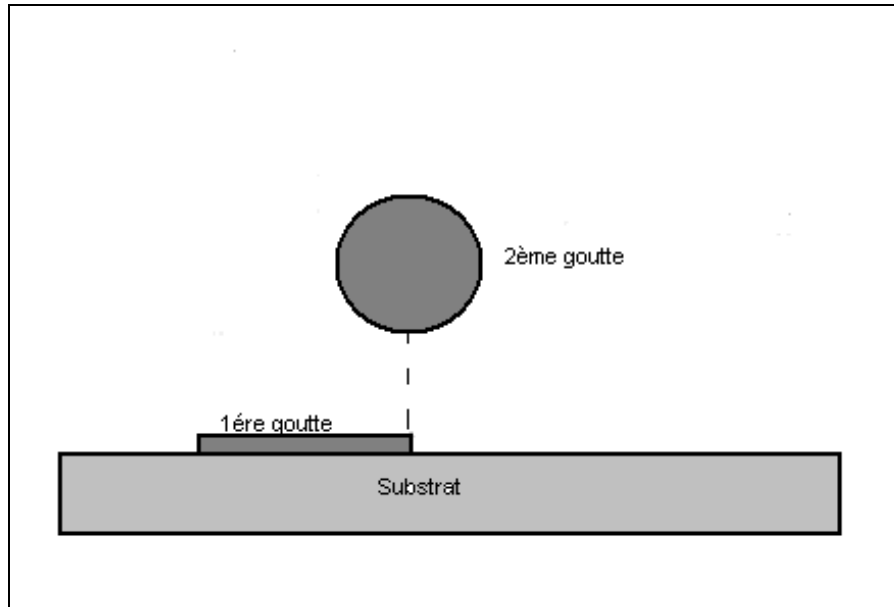


Figure IV-59 : Configuration de deux gouttes de notre modèle 2D.

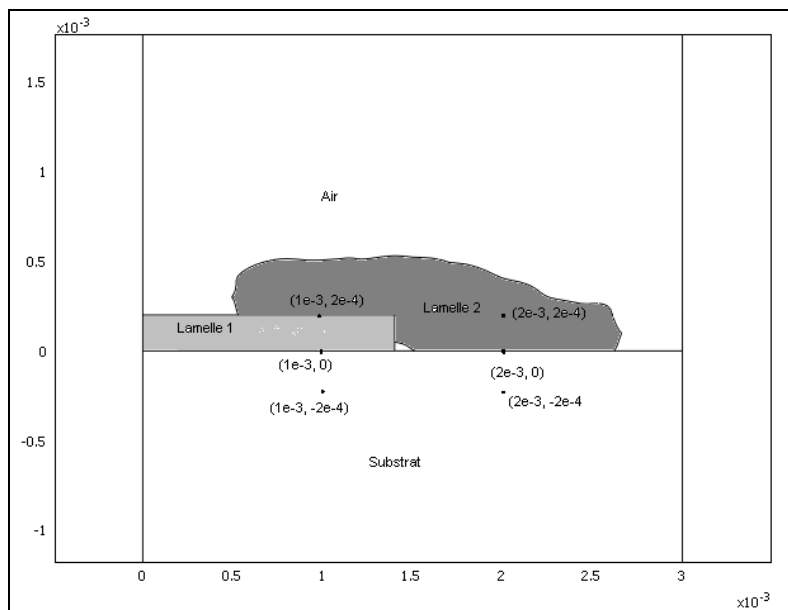


Figure IV-60 : Évolution de l'étalement X,Y des gouttes de indium dans notre modèle 2D. $V_i = 0.1\text{m/s}$, $D = 2\text{ mm}$, $T_i=473\text{K}$

La température du substrat, évolue librement au cours du temps. L'impact de la première goutte représente le comportement de la lamelle, la forme finale solidifiée est donc un disque sur lequel vient s'écraser la seconde goutte. Le point d'impact de cette seconde particule n'est

pas confondu avec le centre de la première goutte, le système n'est pas symétrique. La Figure IV-60 montre l'étalement de la deuxième goutte sur l'ensemble (première lamelle et substrat). L'analyse du champ de température montre que l'impact de la deuxième goutte transmet de la chaleur à la première lamelle. L'évolution des températures de substrat en dessous de l'impact des gouttes montre également que les échanges thermiques entre la première goutte et le substrat n'ont pas la même allure que lors de l'impact de la deuxième particule fluide. La Figure IV-61 montre l'évolution des températures dans le substrat en dessous du point d'impact de chaque goutte en fonction du temps. Ces températures sont prises soit au niveau de la surface du substrat ($z = 0$), soit à une cote z en dessus ou en dessous de la surface du substrat (Figure IV-60).

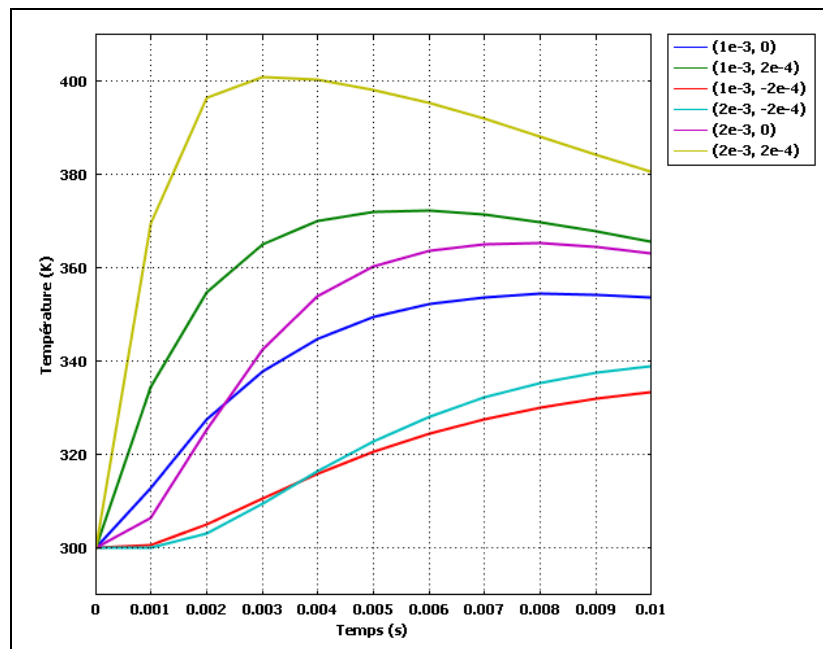


Figure IV-61 : Évolution de la température en fonction du temps des gouttes d'indium dans notre modèle 2D.

L'impact de la deuxième goutte provoque une remontée de la température du substrat. Une partie de l'énergie disponible dans la deuxième goutte va contribuer à l'augmentation de la température de la première goutte. Cette énergie n'est donc pas totalement transférée au substrat. Les températures de substrat sont donc moins élevées que dans le cas précédent. De même, cette montée de température se produit plus tard que lors du premier impact, en raison du temps nécessaire au passage de la chaleur au travers la lamelle. Ainsi, la température du substrat est principalement régie par l'impact de la première goutte.

IV.7. Conclusion partielle

La projection de gouttelettes métalliques sur une cible est une technique largement utilisée dans l'industrie. Cependant les phénomènes qui interviennent à l'échelle des gouttes ne sont pas très bien maîtrisés puisque les interactions entre les gouttes de liquide, la solidification ainsi que la refusion éventuelle par projection de gouttes sur les précédentes sont difficiles à analyser expérimentalement en raison des échelles de temps et d'espace de l'ordre respectivement de la microseconde et du micromètre. Il est donc nécessaire de faire appel à des outils numériques complexes pour prendre en compte les divers aspects thermiques et mécaniques.

Ce chapitre expose donc l'état de l'art relativement à l'impact d'une goutte sur une cible. Particulièrement sur les études des phénomènes associés. Il rend compte de la modélisation numérique employée pour rendre la complexité de l'évolution de gouttes durant l'impact et au moment de l'étalement, tout en résolvant l'écoulement de chaque fluide et la thermique couplée à la solidification dans la goutte. La configuration du domaine étudié est le 2D cartésien afin de permettre des comparaisons avec la littérature.

CONCLUSION

Les dépôts de zircone et d'alumine projetés par plasma ont de nombreuses utilisations : barrières thermiques, isolation électrique... Leurs propriétés thermo physiques dépendent fortement de la microstructure des dépôts et de leur adhérence à l'interface céramique-métal.

Ce travail a été principalement consacré à la validation et la modélisation des phénomènes de la projection par plasma de dépôts de zircone et d'alumine, à l'étude de leurs propriétés thermomécaniques reliées à l'impact sur le substrat cible.

Dans un premier chapitre, nous avons étudié la projection thermique, ses paramètres et ses caractéristiques, et avons qualifié et amélioré le modèle Jets&Poudres élaboré par le laboratoire SPCTS.

Dans un deuxième chapitre, nous avons étudié la génération des contraintes en cours de la déposition par projection thermique ainsi que la prédiction de leur distribution à l'aide de deux modèles 1D et 2D. Le premier est conçu à partir du modèle 1D de Tsui et Clyne (⁷) et le second modèle est fondé sur la résolution en éléments finis de FEMLAB.

Plusieurs paramètres influencent l'évolution des contraintes particulièrement : la température de préchauffage, l'épaisseur de la passe. Les contraintes de dépôt résultent des contraintes de trempe, des relaxations des contraintes de sablage au cours du dépôt et des fluctuations provoquées par les gradients thermiques. Elles sont globalement en tension pour les matériaux projetés et les substrats étudiés et augmentent avec les températures de préchauffage et dépôt.

Les contraintes de refroidissement sont en compression. Elles augmentent en valeur absolue avec la température de préchauffage. Dans le cas d'un dépôt de zircone, les contraintes de trempe croissent avec l'augmentation de la température moyenne du substrat au cours du procédé de déposition.

La contrainte de dépôt a un comportement semblable à celui de la contrainte de trempe. La contrainte de refroidissement est négative, elle est donc en compression. Les contraintes de trempe et de dépôt obtenues dans le cas de la zircone sont faibles par rapport à celles obtenues dans le cas de l'alumine. Cela s'explique par la relaxation plus importante des contraintes par microfissuration dans le cas de la zircone dont les lamelles ont un meilleur contact entre elles que celles d'alumine comme l'ont montré les travaux de L. Bianchi.

La prédiction de la distribution des contraintes au sein des dépôts par modélisation peut être améliorée en tenant compte de la relaxation des contraintes de sablage et en utilisant un module d'Young qui varie à la fois en fonction de l'épaisseur du dépôt et de la température.

Les phénomènes qui interviennent à l'échelle des gouttes lors de la projection de gouttelettes métalliques sur un substrat froid en vue de la fabrication d'un revêtement fin ne sont encore que partiellement maîtrisés car les interactions entre ces particules fluides, la solidification ainsi que la refusions éventuelle par projection de gouttes sur les précédentes sont difficiles à analyser expérimentalement en raison des échelles de temps et d'espace de l'ordre respectivement de la microseconde et du micron. Pour cela il faut faire appel à des outils numériques complexes pour prendre en compte les divers aspects physiques de l'étalement.

Dans un troisième chapitre, l'impact et l'étalement d'une goutte sur un substrat solide sont étudiés, dans l'objectif d'une meilleure compréhension des phénomènes dynamiques et thermiques qui apparaissent à l'échelle micrométrique. Ainsi la déposition tend à être utilisée pour valoriser des matériaux thermiquement sensibles tels que les bois, les bétons, voire même des polymères qu'il importe de ne pas dégrader. C'est pourquoi la prédiction des températures atteintes au contact « splat » substrat est fondamentale. Les modèles développés montrent ainsi qu'une sous couche métallique de 5 μm de cuivre permet d'envisager la déposition de Zircône qui fond à 2950 K sur du bois qui se pyrolyse vers 750K.

Nous avons décrit les méthodes numériques employées pour prendre en compte les phénomènes de l'impact et de l'étalement des gouttes, en résolvant les équations de l'écoulement de l'ensemble de fluides, et les équations de la thermique couplées avec le phénomène de la solidification. Les simulations sont réalisées en 2D cartésien tout d'abord sur l'impact d'une seule goutte sur une cible, puis sur l'impact simultané de plusieurs gouttes. En fonction des vitesses d'impact (petites 1 m/s ou grandes 100 m/s) de la goutte, l'énergie cinétique initiale est convertie plus ou moins rapidement en de forces visqueuses et en énergie de surface. Auxquels s'ajoute la solidification qui freine l'étalement de la goutte.

Les perspectives de ce travail sont de façon immédiate la simulation de train de gouttes sur un substrat, et le couplage entre le thermique, mécanique et étalement 2D axisymétrique, afin de mieux comprendre la physique de ces problèmes. Simulations qui doivent être étendue en 3D de l'impact de gouttes afin de bien maîtriser tous les paramètres de l'impact et de l'étalement.

Dans un deuxième temps il sera impératif de mettre en place la communication automatique des données entre les différents produits logiciels élaborés aux SPCTS afin que ces outils puissent être pleinement utilisables par les praticiens de la déposition thermique.

ANNEXE 1 METROLOGIE DES CONTRAINTES DANS LES DEPOTS

Annexe1.1 Méthodes non destructives

1.1.1 Le bruit de Barkhausen

Cette méthode est fondée sur la relation qui lie les déformations magnétiques à la magnétisation de la pièce. Elle se limite aux matériaux ferromagnétiques (¹³⁹).

A l'intérieur des cristaux, il existe des domaines où le champ magnétique est uniforme et qui sont séparés entre eux par des parois appelées parois de Bloch. En appliquant un champ magnétique ou un champ de contraintes mécaniques, on va déplacer ces parois et modifier les vecteurs liés à la magnétisation des domaines. Ces déplacements vont se produire par à-coups et on observe une variation du flux magnétique. En plaçant une bobine de fil conducteur à proximité de la structure, la somme de tous ces mouvements se traduit par des impulsions électriques. Ce signal électrique récupéré ressemble à un signal bruité, c'est ce que l'on appelle le bruit de Barkhausen. L'intensité du signal dépend de la microstructure du matériau et de l'état de contrainte interne. En fonction de l'état de contrainte, la magnétisation au sein de la structure sera différente. Figure 1-1 montre l'influence d'une contrainte mécanique uniaxiale sur les domaines magnétiques.

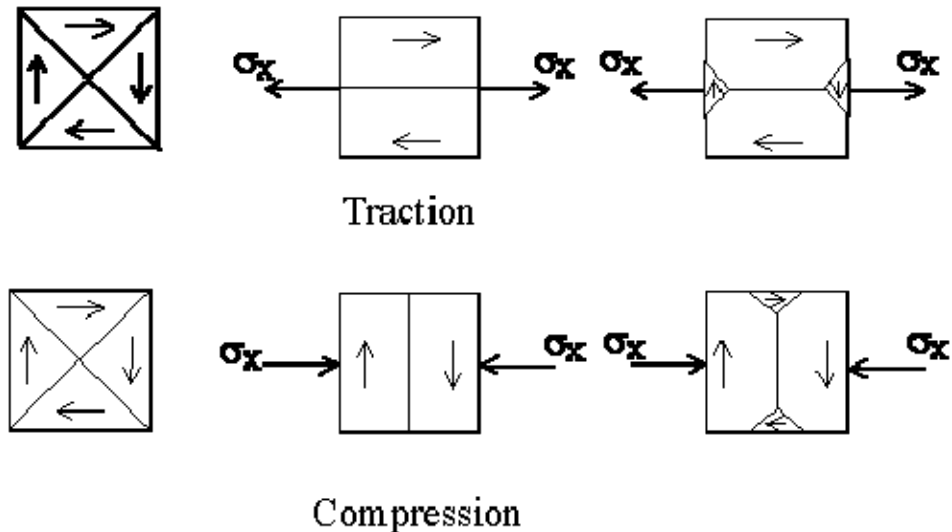


Figure 1-1: Influence d'une contrainte uniaxiale sur les domaines magnétiques en tension et en compression

La magnétisation des différents domaines doit résulter en une action parallèle aux contraintes de tension et perpendiculaire aux contraintes de compression. La minimisation de l'énergie magnétostatique E_D traduit le fait que la magnétisation tend à s'orienter de manière à obtenir une continuité maximale d'un grain à l'autre. L'énergie E_D est donnée par l'expression

$$: E_D = \frac{1}{2\mu_0} N_D \cdot \Delta I_n^2 \quad \text{Équation 106}$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, N_D ($0 < N_D < 4\pi$) est le coefficient démagnétisant, et ΔI_n est la variation de la composante normale de magnétisation à travers la surface de l'échantillon.

1.1.2 La méthode par ultrasons

Le principe de méthode par ultrasons est que l'état de contrainte interne est dépendant de la vitesse de propagation des ondes dans la structure (¹³⁹). L'évaluation des contraintes nécessite la connaissance des constantes acousto-élastiques qui sont déterminées au moyen de tests de traction sur des échantillons représentatifs. Les ondes sont produites par un émetteur; en se propageant dans le matériau, elles sont détectées par un récepteur. La relation qui relie la contrainte dans la direction x ou y avec la vitesse de propagation est :

$$V - V_0 = K \sigma \quad \text{Équation 107}$$

Où V et V_0 sont les vitesses de propagation de l'onde dans le matériau non contraint et précontraint respectivement, K représente la constante acousto-élastique du matériau (déterminée par un essai de traction).

Dans la pratique, l'information que nous avons est le temps de parcours de l'onde et non la vitesse de propagation. Pour une longueur de parcours quelconque, la contrainte s'écrit :

$$\sigma = K \cdot \frac{t - t_0}{t} \quad \text{Équation 108}$$

t est le temps de parcours dans le solide contraint et t_0 celui dans le solide non contraint. La précision de cette méthode est dépendante directement de la précision avec laquelle on mesure la vitesse ou le temps de parcours de l'onde.

1.1.3 Les méthodes de diffraction X

Deux méthodes de diffraction sont utilisées pour déterminer les contraintes résiduelles à la surface des matériaux cristallins : la méthode par diffraction de neutrons et la méthode par diffraction des rayons X. Le principe est fondé sur la mesure des variations des distances inter-atomiques liées directement à la présence de contraintes résiduelles. L'introduction d'un champ de contraintes résiduelles va se traduire par une déformation du réseau cristallin. En utilisant les plans cristallins comme jauges de déformation, la diffractométrie permet de déterminer de manière non destructive les contraintes en surface dans les matériaux cristallins uniquement (¹³⁹). On considère le matériau comme un empilement de plans atomiques, séparés d'une distance d_0 , lorsqu'aucune contrainte n'est piégée dans le matériau. La distance d_0 entre les plans cristallins est une caractéristique du matériau (¹³⁹) qui est couramment mesurée sur des poudres et on suppose dans ce cas que la poudre n'est soumise à aucune contrainte interne.

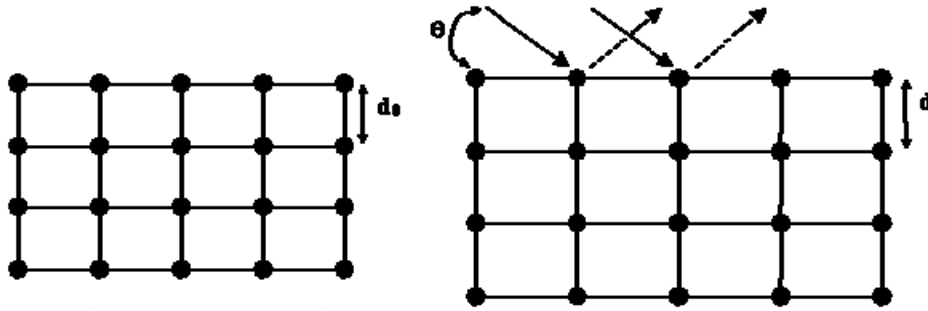


Figure 1-2 : Schéma des plans atomiques neutres de contraintes internes à gauche et précontrainte à droite

Lorsque le matériau est précontraint, la distance inter réticulaire varie. Cette distance d est facilement mesurable par diffraction en appliquant la loi de Bragg.

$$2 d_{hkl} \sin(\theta) = \lambda \quad \text{Équation 109}$$

θ est l'angle de Bragg, d est la distance inter réticulaire ou inter atomique, λ est la longueur d'onde des rayons et n l'ordre de diffraction.

La déformation issue du champ de contraintes internes, s'exprime par :

$$\varepsilon = \frac{d - d_0}{d} = \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} - 1 \quad \text{Équation 110}$$

L'analyse des contraintes par diffraction des rayons X reste une des méthodes les plus employées à l'heure actuelle. Cela vient du fait que cette technique a su s'adapter aux nouvelles exigences issues de la science des matériaux telle que la taille des grains, les matériaux revêtus, les problèmes de micro-contraintes, etc .Cependant cette méthode est limitée par la profondeur de pénétration des rayons dans la matière. L'intensité des rayons, $I(z)$ décroît en général exponentiellement avec la profondeur. Cette intensité est couramment décrite par l'équation.

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot \mu \cdot z) \quad \text{Équation 111}$$

Où I_0 est l'intensité à la surface, z est la profondeur depuis la surface, μ est l'atténuation linéaire des rayons et α est le coefficient d'absorption géométrique.

La différence principale entre la diffraction des rayons X et neutronique est tout d'abord la nature des ondes émises sur le matériau. Dans le cas des Rayons X, ce sont des vibrations électromagnétiques d'origine atomique qui se propagent à la vitesse de la lumière. Par contre

les neutrons sont des particules qui existent dans le noyau des atomes, leur durée de vie est d'une dizaine de minutes et ils ne portent pas de charge électrique.

Les particules neutroniques ont une capacité de pénétration dans la matière plus importante que les rayons X. La profondeur de pénétration dans un acier peut aller jusqu'à 50 mm pour les neutrons et jusqu'à 10 μm pour les rayons X. Cette méthode est plus appropriée pour la détermination d'un gradient de contrainte ⁽¹³⁹⁾. Elle est bien adaptée au cas d'un cordon de soudure, ou d'un traitement de grenailage par exemple. Cette méthode reste encore assez longue et coûteuse.

Certains auteurs proposent d'autres formalismes permettant d'obtenir le gradient de contraintes résiduelles en profondeur à l'aide de mesures par rayons X non destructives en changeant la longueur d'onde λ du faisceau ⁽¹³⁹⁾.

Annexe1.2 Méthodes destructives

1.2.1 Méthode de découpage

La méthode de détermination des contraintes résiduelles par découpage est basée sur le phénomène de relaxation des contraintes. Lorsqu'une structure est soumise à un champ de contraintes internes, toutes perturbations mécaniques extérieures relâchent les contraintes piégées dans le matériau. En particulier, en découpant la structure ⁽¹³⁹⁾, celle-ci va retrouver un nouvel état d'équilibre interne en redistribuant les contraintes restantes. Cette méthode permet d'obtenir le champ de contraintes 3D et est principalement employée dans le cas des soudures où l'épaisseur est assez importante pour qu'il n'y ait pas de variation de courbure de la pièce ⁽¹³⁹⁾.

La méthode est fondée sur le concept de "inherent strain" à traduire par déformation propre ou intrinsèque à la structure. Pendant la découpe, les contraintes piégées dans le matériau vont se relaxer en créant des déformations surfaciques mesurées par des jauges de déformation collées sur la surface. En considérant le comportement de la structure comme élastique linéaire et isotrope, nous appliquons la loi de Hooke pour retrouver le tenseur des contraintes :

$$\sigma = E \varepsilon$$

Équation 112

Lorsque l'équilibre de la structure est obtenu, le champ de déformation totale est trouvé lorsque $\Delta\sigma = 0$ avec $\sigma = f(\varepsilon - \varepsilon^*)$. ε est la déformation totale et ε^* est la déformation intrinsèque.

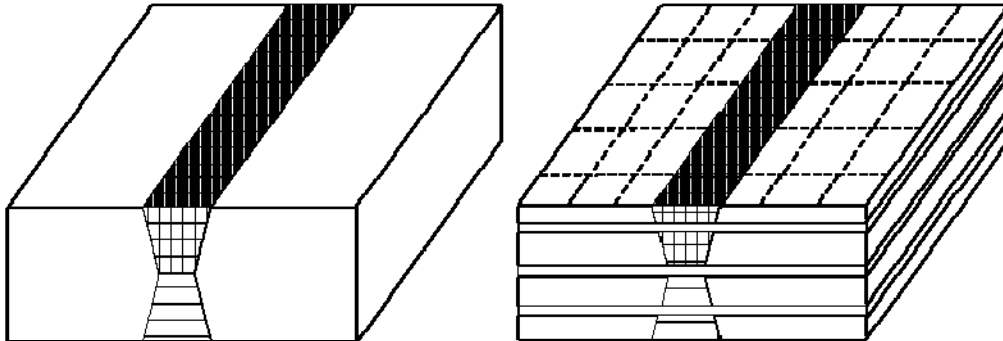


Figure 1-3 : Principe du découpage dans le cas d'une soudure en V
L'intersection des pointillés représente l'emplacement des jauges de déformation

1.2.2 Méthode du trou incrémental

La méthode du trou incrémental et la « ring core method » (méthode du trépan) sont fondées sur le même principe. Ce sont des méthodes de relaxation de contraintes. Une perturbation mécanique de la structure à étudier est produite par l'introduction d'un trou. En se relaxant, les contraintes piégées dans la structure vont se relaxer en créant des déformations surfaciques autour du trou que nous mesurons. Le trou est percé étape par étape et à chaque couche de matière enlevée, nous relevons une ou plusieurs déformations, suivant qu'une ou plusieurs jauges ont été collées. En procédant de cette manière, nous disposons d'un gradient de déformations en fonction de la profondeur. Les lois de l'élasticité linéaire nous permettent de définir le gradient de contraintes existant dans la pièce avant perçage en faisant intervenir des coefficients de calibration ou coefficients d'influence.

L'enlèvement d'un volume de matière et donc le relâchement des contraintes dans le volume retiré redistribue les contraintes internes de l'échantillon jusqu'à un nouvel équilibre mécanique. Les déformations liées à la redistribution des contraintes sont enregistrées par les jauges de déplacement. Il existe plusieurs modèles de jauges de déformations et chacune a sa spécificité (¹³⁹), c'est la géométrie de la zone à investir ainsi que la quantité d'information à

recueillir qui feront pencher le choix de l'opérateur. Disposant du gradient de déformations en profondeur du matériau, ce sont les matrices de coefficients qui font le lien avec le gradient de contraintes. Pour connaître le niveau de contrainte au sein de chaque incrément de matière retirée, il faut établir la relation entre le champ de déplacement autour du trou et l'état de contrainte résiduelle (¹³⁹).

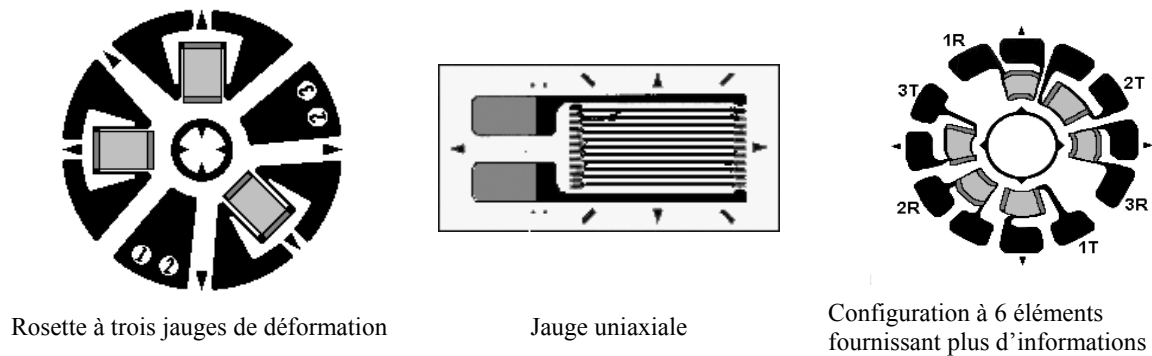


Figure 1-4 : modèles de jauges de déformations (¹³⁹).

Les inconvénients de cette technique sont liés à la possibilité de fissuration du dépôt céramique lors du perçage du trou ce qui peut entraîner une surévaluation des contraintes résiduelles et à la perte de précision de la mesure en profondeur. Pour conserver la sensibilité des jauges de déplacement vis à vis de l'évolution du champ de déplacement, les profondeurs des incréments de perçage doivent être plus importantes loin de la surface.

1.2.3 Méthode de la flèche *in situ*

Elle est utilisée dans de nombreux cas et particulièrement dans le cas de traitements de surface. Le principe de la méthode consiste à enlever une fine épaisseur de matière à la surface du matériau. De ce fait la relaxation des contraintes résiduelles va déformer la structure, qui va fléchir pour retrouver un nouvel état d'équilibre. Il est possible de mesurer cette déformation et de la relier aux contraintes introduites dans le matériau. En faisant l'enlèvement couche par couche, on détermine le gradient de contraintes en profondeur de la structure. Quelques hypothèses importantes sont à relever. Tout d'abord, la contrainte dans la direction normale à la surface est considérée comme nulle, ensuite le matériau est considéré comme élastique, homogène et isotrope (¹³⁹).

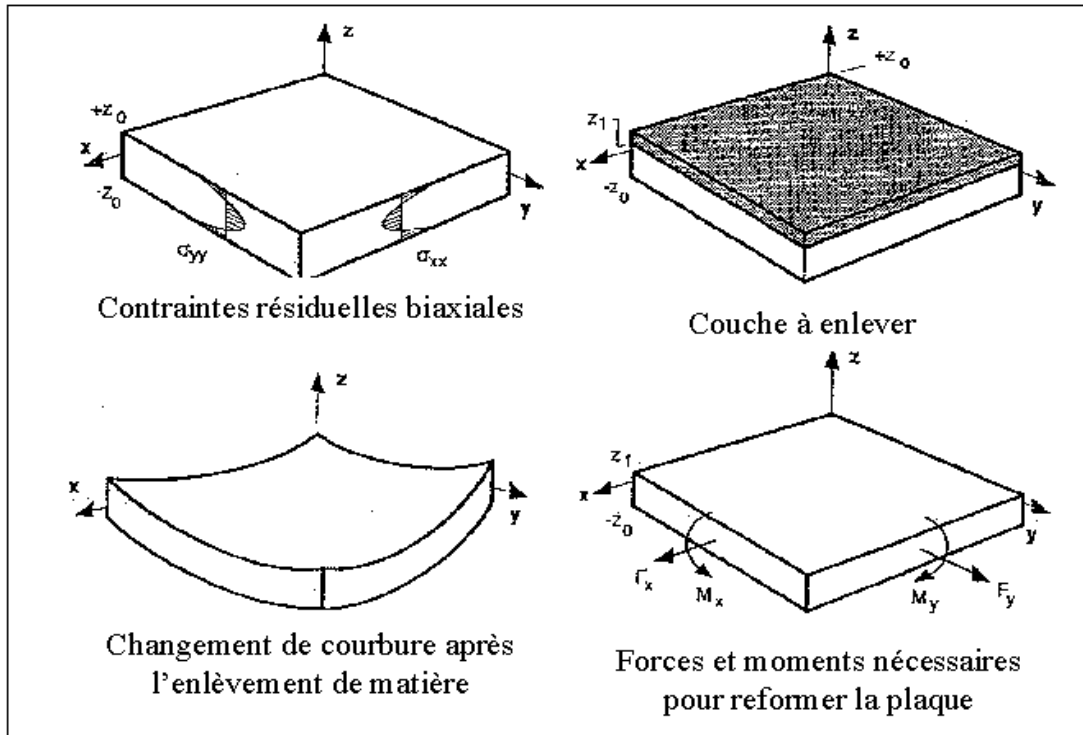


Figure 1-5 : Principe de la méthode par enlèvement de couche.

Techniquement, il existe deux procédés pour enlever les couches successives de matière. Le premier mode d'usinage est mécanique, mais ce procédé demeure encore mal maîtrisé et engendre souvent des déformations plastiques à la surface de la pièce. En général, on emploie plutôt les procédés chimiques qui ont l'avantage de ne pas dégrader l'état de surface mais qui demeurent peu précis quant à l'épaisseur à enlever.

Cependant, cette méthode s'applique sur des structures où les mesures se font à température ambiante. Kuroda, et d'autres ont pensé à faire l'inverse, à savoir mettre des couches supplémentaires au lieu d'en ôter⁽⁵⁴⁾. (Méthode de la flèche in situ,⁽¹³⁹⁾). Cette technique est particulièrement bien adaptée au cas des revêtements. La courbure est directement mesurée pendant la projection du dépôt sur le substrat.

Le développement de la contrainte de trempé lors du refroidissement d'une particule provoque la déformation de la pièce lors de la réalisation du dépôt et l'établissement d'un nouvel équilibre mécanique⁽¹³⁹⁾. Cet équilibre est perturbé par l'arrivée d'une nouvelle particule, la pièce se déforme d'avantage. La contrainte de trempé s'établit progressivement et cumulativement. La déformation est donc caractéristique de la contrainte de trempé^(54,39). La contrainte thermique est évaluée par la mesure de la déformation liée au refroidissement final de la pièce entre la température de projection et la température ambiante.

La déformation d'une plaquette de faible épaisseur (environ 2 mm) est enregistrée grâce à un capteur de déplacement placé contre la face arrière de l'échantillon (^{54;49}). La flèche et donc la courbure de la pièce sous l'action des diverses sollicitations mécaniques (contraintes) et thermiques (gradient thermique dans l'épaisseur du bilame) sont ainsi mesurées en continu.

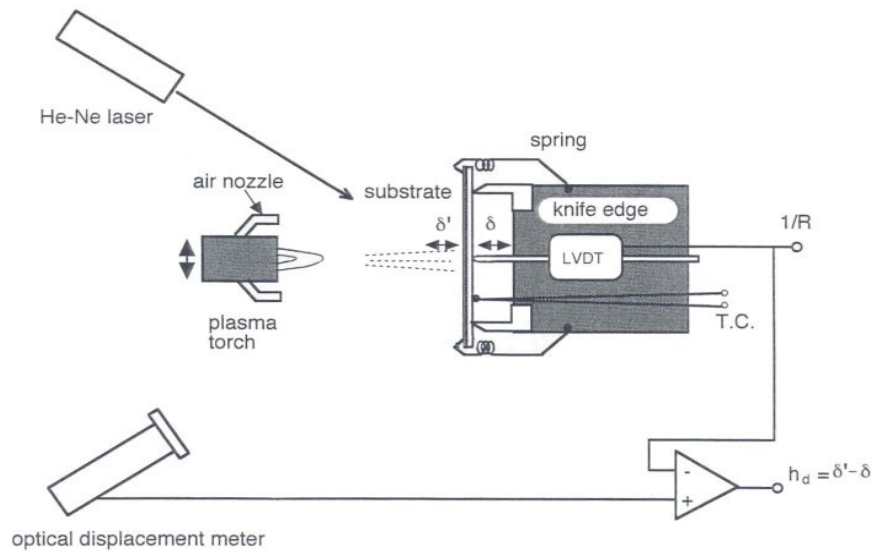


Figure 1-6 : Schémas du dispositif de mesure des contraintes résiduelles in situ : KURODA, 1988.

La détermination de chacune des composantes des contraintes résiduelles passe par le calcul de l'évolution de la courbure du bilame. Pendant la projection, l'épaisseur du dépôt varie entre 0 et b . Quand l'épaisseur du dépôt est incrémentée de l'épaisseur d'une passe, la courbure de l'échantillon est modifiée en raison de l'évolution du moment fléchissant du système mécanique substrat/dépôt.

La contrainte de trempe σ_q s'exprime par :

$$\sigma_q = \frac{E_s \cdot e_s^2}{6 \cdot (1 - \nu_s)} \frac{\partial}{\partial e_d} \left(\frac{1}{R} \right) \quad \text{Équation 113}$$

Avec e_d est l'épaisseur du dépôt, e_s , E_s et ν_s sont respectivement l'épaisseur, le module d'Young et le coefficient de Poisson du substrat. La relation entre la flèche mesurée (f) au cours de la projection et le rayon de courbure est défini par :

$$(R - f)^2 + \left(\frac{L}{2} \right)^2 = R^2 \quad \text{Équation 114}$$

et la contrainte de trempe en fonction de la flèche s'exprime par :

$$\sigma_q = \frac{4.E_s.e_s^2}{3.(1-\nu_s).L^2} \frac{\partial t}{\partial e_d} \frac{\partial f}{\partial t}$$

Équation 115

Où $\frac{\partial f}{\partial t}$ est la pente de la courbe de déflexion en fonction du temps.

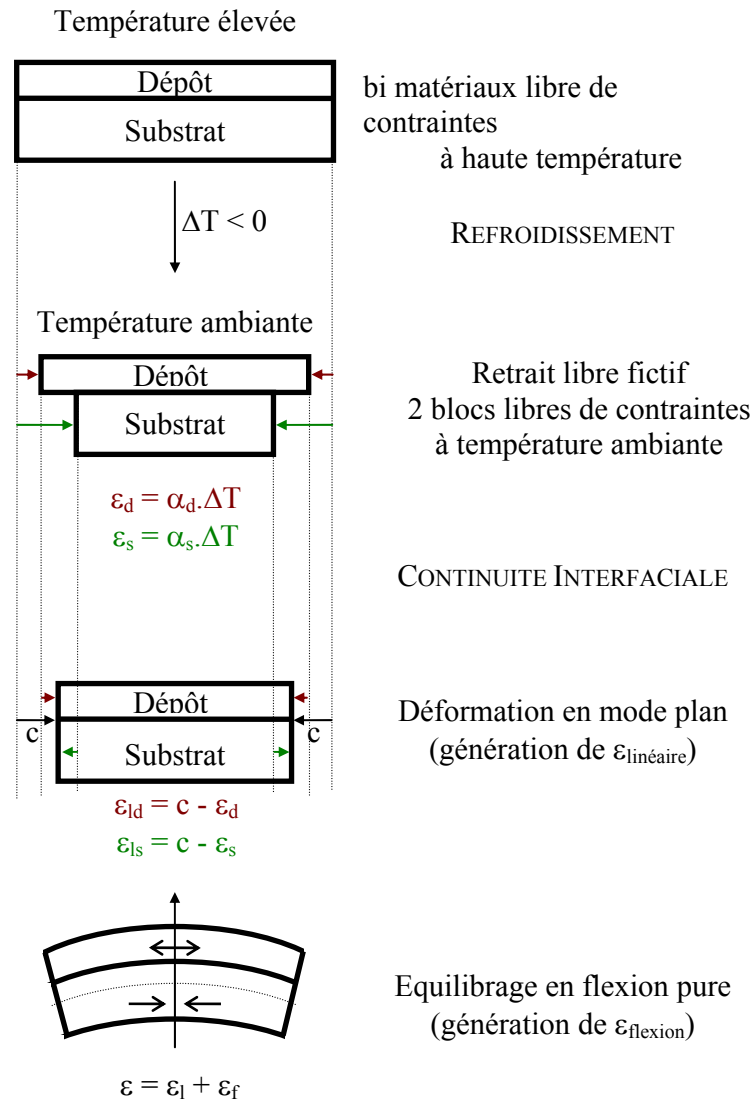


Figure 1-7 : Développement de la contrainte thermique lors du refroidissement final du bilame (¹⁴⁰).

ANNEXE 2 INSTABILITE DE RAYLEIGH TAYLOR

Les phénomènes d'instabilités de Rayleigh-Taylor sont supposés être à l'origine des instabilités qui se produisent lors de la phase d'étalement de la goutte sans solidification, phénomène d'étalement éclaboussement dit de « flattening splashing ». Ces instabilités se développent lorsqu'un fluide lourd et chaud immergé dans un fluide plus léger est accéléré. Le liquide déstabilisé par sa décélération tend à être stabilisé par la tension de surface.

Les instabilités de Rayleigh-Taylor ont été très étudiées et le plus souvent en géométries planes et sphériques. Kim et al (¹⁴¹) ont orienté leur recherche sur les instabilités en géométrie cylindrique d'une interface en expansion radiale circulaire.

Annexe2.1 Instabilités lors de l'étalement

A partir des observations expérimentales d'étalement éclaboussement (« flattening splashing ») sur une goutte millimétrique (¹⁴¹) propose la séquence suivante :

- L'instabilité est observée dès les premiers instants de la propagation.
- L'éclaboussement (« splashing ») apparaît dès que la goutte possède une énergie cinétique significative par rapport à son énergie de surface. Il est favorisé lorsque les cibles présentent une rugosité de surface.
- L'augmentation de la masse de la goutte multiplie le nombre de digitations à l'impact. Ce nombre peut diminuer ensuite pendant la phase d'étalement.

Allen (¹⁴²) suppose que la décélération radiale à l'interface de la goutte se propage ce qui crée l'instabilité dite de Rayleigh-Taylor. Il calcule la longueur d'onde pour un maximum d'instabilité, qu'il estime correspondre à la décélération moyenne nécessaire pour arrêter la

propagation. Il modélise le flux radial en extension en 1-D avec un mouvement plan et avance que la décélération est liée à la tension de surface et à la viscosité.

Mundo et al (¹⁴³) suggèrent que la couronne se développe lorsque l'énergie totale de la goutte, avant l'impact, excède l'énergie maximum qui peut être dissipée par viscosité pendant la propagation.

Pour Thoroddsen et Sakakibara (¹⁴⁴) la formation des doigts est due à l'instabilité de Rayleigh-Taylor de la couronne de fluide en décélération sur sa surface de contact avec le substrat avant l'écrasement.

Cédelle (⁹⁹) a obtenu des photographies de « splats » formés par la déposition d'une goutte millimétrique d'étain pur sur un substrat en acier inoxydable 304 poli avec du papier diamant (Figure 2-1).

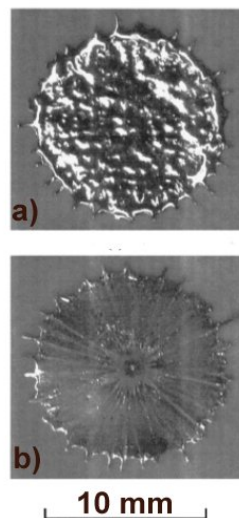


Figure 2-1 : Photographies de la face supérieure (a) et postérieure (b) d'une lamelle d'étain ayant subi le phénomène d'étalement éclaboussement "flattening splashing"(⁹⁹)

L'image de la partie inférieure du splat (b) montre les motifs créés par la propagation du flux liquide à cause d'un refroidissement rapide de la goutte métallique fondue. Ce qui montre que les doigts qui se sont développés sur la partie supérieure de la lamelle ont pris leur origine dans la partie centrale de celle-ci. Une observation plus attentive révèle que le développement complet des doigts s'effectue autour de l'aire centrale et à une distance approximativement égale à la moitié du rayon de la goutte initiale (2,6 mm). Les doigts se sont formés avant que la trempe n'intervienne ou avant que le rayon du front de propagation n'atteigne la moitié de

la longueur du rayon de la goutte d'origine. De ce fait, la compréhension du mécanisme de formation des doigts suppose l'étude du comportement de la goutte dans les tous premiers instants suivant son impact. Il est donc impératif d'étudier le comportement d'un jet de liquide sous impact pour comprendre les phénomènes d'étalement éclaboussement (« flattening splashing »).

Annexe2.2 Phénomène de recul lors de l'étalement

L'étude de l'impact de particules de Molybdène de taille moyenne de 40 μm sur un substrat en verre initialement à température ambiante a été effectuée par Mehdizadeh N.Z et al (¹⁴⁵). Un capteur optique détecte la radiation thermique émise par la particule qui se rapproche du substrat et permet de déclencher un module time delay. Après un délai choisi (min 700 ns), un laser Nd-YAG est alors déclenché, émettant un flash lumineux d'une durée de 5 ± 2 ns, et permettant ainsi l'acquisition d'une image via une caméra et un microscope longue distance. En modifiant le délai pour le déclenchement du laser, différents stades de la déformation de la goutte peuvent alors être étudiés. Le détecteur optique enregistrant le rayonnement thermique de la particule donne un signal dont l'amplitude augmente fortement lorsque la goutte s'étale, atteint un maximum lorsque le film liquide commence à se fragmenter, et diminue lorsque les portions de matières résiduelles subissent une phase de recul sous l'effet de la tension de surface ou lorsque de la matière sort du champ de vue du détecteur.

- Première étape : de 0,7 à 1 μs : phase étalement. Film mince de forme circulaire et de très fine épaisseur (0,5 μm). Le film devient instable. Alors qu'il atteint son diamètre maximum, il commence à se rompre, entraînant une chute du signal. Le signal pyrométrique de cette première étape présente donc un pic d'amplitude.
- Deuxième étape : 1 à 1,3 μs . Une petite quantité de matière reste accrochée au substrat alors que le film se rompt. Le signal pyrométrique décroît.
- Troisième étape : 1,3 à 1,6 μs . Une faible diminution du signal optique est observée, correspondant au refroidissement de la matière encore en contact avec le substrat. Les images montrent une réduction de surface en contact avec le substrat qui suggère le phénomène de rétractation.

ANNEXE 3 INFLUENCE DU PARAMETRE DE SOMMERFELD

L'impact de la goutte pour des vitesses d'impact importantes comme celles obtenues en projection plasma conduit à la rupture du liquide en périphérie qui va générer des éjections de matière qui peuvent être mises en relation avec le phénomène d'éclaboussures ou de « splashing » observé pour un paramètre de Sommerfeld $K > K_c$, qui est dépend des nombres caractéristiques: Reynolds, qui en première approximation caractérise le diamètre maximal atteint (proportionnel à $Re^{1/4}$) et le nombre de Weber qui définit le phénomène d'éclaboussures (fonction de $We^{1/2}$), dont la formule est donnée par :

$$K = W_e^{0.5} \cdot R_e^{0.25} \quad \text{Équation 116}$$

Cet éclaboussement croît en fonction de K et fait éjecter de petites gouttelettes perpendiculairement à la surface du substrat. Ce type d'éjections de matière résultant directement de la pression à l'impact.

Densité (Kg/m)	Diamètre (m)	Vitesse (m/s)	Tension superficielle (N.m)	Viscosité (Pa.s)	Ref.	Re	We	K (Sommerfeld)
Goutte d'indium								
7300	2.00E-03	0.1	0.005	1.35E-03	Figure IV-16	1081.48	29.2	30.99
Goutte de cuivre								
8000	1.50E-03	2	1.77	0.004	Figure IV-22-23-24-25-26-27	6000	27.12	45.83
8000	1.50E-03	3	1.77	0.004	Figure IV-22-23-24-25-26-27	9000	61.02	76.08
8000	1.50E-03	4	1.77	0.004	Figure IV-21	12000	108.47	109.01
8000	1.50E-03	5	1.77	0.004	Figure IV-22-23-24-25-26-27	15000	169.49	144.08

Goutte de zircone								
5680	1,50E-05	30	0.5	0.034	Figure IV-32-33-35	75,17	153	36.46
5680	1,50E-05	50	0.5	0.034	Figure IV-32-33-35	125,29	426	69.05
5680	1,50E-05	80	0.5	0.034	Figure IV-32-33-35	200,47	1090	124.26
5680	2.00E-05	30	0.5	0.034	Figure IV-28-29-30-31	100.24	204.48	45.25
5680	2.00E-05	50	0.5	0.034	Figure IV-28-29-30-31	167.06	568	85.68
5680	2.00E-05	80	0.5	0.034	Figure IV-28-29-30-31	267.29	1454.08	154.18
5680	2.00E-05	100	0.5	0.034	Figure IV-36-37-38-39-40-41	334.12	2272	203.79
5680	2,00E-05	120	0,5	0,034	Figure IV-36-37-38-39-40-41	400,94	3271,68	255.95
5680	2.00E-05	150	0.5	0.034	Figure IV-36-37-38-39-40-41	501.18	5112	338.29
5680	2,00E-05	170	0,5	0,034	Figure IV-36-37-38-39-40-41	568	6566,08	395.58
5550	2.00E-05	180	0.5	0.042	Figure IV-17	475.71	7192.8	396.08
Goutte d'émail								
2000	5.00E-05	160	0.0367	0.15	Figure IV-42-43-44-45-46-47-48-49-50	106.67	69754.77	848.78
Tableau 11 : Calcul des nombres adimensionnels								

Le Tableau 11 montre que lorsque la vitesse d'une goutte augmente, le nombre de Sommerfeld augmente également, ce qui provoque l'éjection des petites gouttelettes (phénomène d'éclaboussures). Les gouttes d'indium, de cuivre avec la vitesse de 4m/s, et de zirconium avec la vitesse de 30m/s ont un nombre de Sommerfeld inférieur à la valeur critique K_c ($K_c=57.7$) (¹⁴³), pour cela elles présentent un comportement de déposition, par contre les autres ont un nombre de Sommerfeld supérieur à K_c , ce qui explique leur comportement d'éclaboussure.

Références bibliographiques

-
- ¹ P. FAUCHAIS, M.VARDELLE, plasma spray : Study of the coating generation, ceramics international, vol. 22, 1996, p.295-303.
- ² P. FAUCHAIS, A. VARDELLE, B. DUSSOUBS, Quo Vadis Thermal Spraying, J. of Thermal Spray Technology 10 (1),p. 44 – 46, 2001
- ³ RIGOT « Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par suivi en ligne des signaux de tension et de son » thèse d'Université de Limoges, le 11/11/2003.
- ⁴ J.W. WASTON, Thin Solid Films, 1984, 119 : 185.
- ⁵ P. KINGSWELL , Proc. 1st Int. Conf. on Plasma surf. Eng., Garmisch Parterkirchen, DGM 1989: 695.
- ⁶ T. W. CLYNE. S. C. GILL, journal of Thermal spray Technology, 5, (4),(1996), pp 401-418.
- ⁷ Y. C. TSUI AND T. W. CLYNE, Thin Solid Films 306 (1997), pp 23-33.
- ⁸ A. HADDADI , « élaboration par projection plasma d'arc de dépôts de zircone et d'alumine : croissance colonnaire, contraintes résiduelles et modélisation », Thèse de l'université de limoges, le 22juillet 1998.
- ⁹ M. F. ELCHINGER, B. PATEYRON, P. FAUCHAIS, Rev. Gen. Therm. Fr., (305), (1987),pp. 311-321.
- ¹⁰ PLANCHE M.P., FAUCHAIS P., COUDERT J.F., BETOULE O., VALLETOUX H. (1994) "Comparison of D.C. plasma jet velocity distributions for different plasma gas mixtures : Ar-H₂, Ar-He, Ar-He-H₂", Proceedings of the 7th National Thermal Spray Conference, June 1994, Boston, Massachusetts, p. 349-354.

¹¹ S. VACQUIE, J.F. COUDERT, M.AUBES, J. CHAPELLE, A. GLEIZES, R. HAUG, B. JUTTNER, A LEFORT, P. PROULX, JC VERITE, L'arc électrique, (Ed.) EYROLLES, 2000, pages 56-57.

¹² DUSSOUBS B. "Modélisation tridimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement", Thèse de doctorat, Université de Limoges. (1998)

¹³ BOULOS M.I., FAUCHAIS P., PFENDER E. (1994) "Thermal Plasmas Fundamentals and Applications", Vol.1, Plenum Press, New York. ISBN 0-306-44607-3.

¹⁴ PATEYRON B., ELCHINGER M. F., DELLUC G., FAUCHAIS P. (1992) "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.

¹⁵ VARDELLE M. "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

¹⁶ M. BOUNEDER, M. EL GANAOUI, B. PATEYRON AND 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.

¹⁷ FAUCHAIS P., COUDERT J.F., VARDELLE A. and M., GRIMAUD A., ROUMILHAC P. "State of the art for the understanding of the physical phenomena involved in plasma spraying at atmospheric pressure", Advances in coating technology, ASM International, D.L. Houck (Ed.), Orlando, Florida, p. 11-19. ISBN: 0_87170-320-3. 1987

¹⁸ VARDELLE M., VARDELLE A., LEGER A.C., FAUCHAIS P. "Dynamics of splat formation and solidification in thermal spraying processes", Thermal Spray Industril Applications, C.C. Berndt et S. Sampath (Ed.), ASM International, Material Park, Jun. 94, Boston, Massachusetts, p. 555-562. 1994

¹⁹ PFENDER E., "Particle behavior in thermal plasmas", Plasma Chemistry and Plasma Processing, 11, (4), pp.529-543. 1989

²⁰ M-P PLANCHE « Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement », Thèse de l'université de Limoges, 1995, n°ordre : 37-1995.

²¹ N BRANLAND, « Caractérisation des propriétés électriques de dépôts céramiques obtenus par projection plasma à mélange de gaz ternaire en atmosphère et température contrôlées : rapport bibliographique », Université de Limoges, mars 2000.

²² BIANCHI L. "Projection par plasma d'arc et plasma inductif de dépôts céramiques : mécanismes de formation de la première couche et relation avec les propriétés mécaniques des dépôts", Thèse de doctorat, Université de Limoges. 1995

²³ BETOULE O., DENOIRJEAN A., COUDERT J.F., VARDELLE M., FAUCHAIS P. "Plasma sprayed alumina coatings with nozzle shields: injection problems", Advances in thermal spray science and technology, ASM International, Material Park C.C. Berndt & S. Sampath (Ed.), Houston, Texas, pp. 15-19. ISBN: 0-87170-541-9, 1995

²⁴ D. B. SPALDING "A general computer program for a two dimensional parabolic phenomena", Pergamon Press Ltd, Oxford, 1978

²⁵ B. PATEYRON, « Contribution à la réalisation et à la modélisation de réacteurs plasma soufflés ou transférés appliqués à la métallurgie extractive et à la production de poudres ultra fines métalliques ou céramiques », thèse d'état, Limoges, 1987

²⁶ G. DELLUC, L. PERRIN, H. AGEORGES, P.FAUCHAIS, B. PATEYRON, "A numerical tool for plasma spraying. Part II : Model of statistic distribution of alumina multi particle powder", 16 Th international symposium on plasma chemistry, Taormina, Italy, June 22-27, 2003.

²⁷ DB SPALDING,"GENMIX; a general computer program for two-dimensional parabolic phenomena" Pergamon Press, Oxford, 1977

²⁸ B.E. LAUNDER AND D.B. SPALDING. " The numerical computation of turbulent flows". comp. meth. appl. mech. eng., 3:269--289, 1974.

-
- ²⁹ O.LAGNOUX « Projection de poudres métalliques par plasma d'arc soufflé à l'air libre – Etude de l'entraînement de l'air et de son influence sur l'oxydation des poudres en vol et des dépôts », thèse de l'Université de Limoges, n°ordre: 47-1999.
- ³⁰ VARDELLE A., MOREAU C., FAUCHAIS P. "The dynamic of deposit formation in thermal spray processes", MRS Bulletin, 25 (2000), pp. 32-37. 2000
- ³¹ J. PATRU " Modélisation du Développement des Contraintes Résiduelles au Sein de Dépôts Plasma de Zircone et d'Acier " thèse, 2005
- ³² FAUCHAIS P., FUKUMOTO M., VARDELLE A., VARDELLE M. "Knowledge concerning splat formation: an invited review", Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 13, (3), pp. 337-360. 2003
- ³³ CEDELLE J., VARDELLE M., PATEYRON B., FAUCHAIS P. "Experimental investigation of the splashing processes at impact in plasma sprayed coating formation", Thermal Spray Solutions, Advances in technology and application, Osaka, Japan. ISBN 3-87155-792-7. 2004
- ³⁴ PAWLOWSKI L., "The science and engineering of thermal spray coatings", Pub. John Wiley & Sons. Chichester, ISBN: 0 471 95253 2. 1995
- ³⁵ AMADA S., IMAKAWA I., AOKI S. "Splat profile of impinging droplets on rough substrate", Proceedings of the International Thermal Spray Conference, (Ed.) C. Moreau and B. Marple, ASM International, Material Park, Ohio, USA. P 857-861. 2002
- ³⁶ BIANCHI L., LEGER A.C., VARDELLE M., VARDELLE A., FAUCHAIS P. "Splat formation and cooling of plasma-sprayed zirconia", Thin Solid Films, 305, p. 35-47. 1997
- ³⁷ LI C.J., LI J.L., WANG W.B. "The effect of substrate preheating and surface organic covering on splat formation", Thermal Spray Meeting the Challenges of the 21st Century, (Ed.) C. Coddet, (Pub.) ASM International, Material Park, Oh., USA, pp. 473-480. 1998
- ³⁸ BIANCHI L., BLEIN F., LUCCHESI P., VARDELLE M., VARDELLE A., FAUCHAIS P. "Effect of particle velocity and substrate temperature on alumina and zirconia splat formation", Thermal Spray Industrial Applications, (Ed.) C. C. Berndt et S. Sampath, (Pub.) ASM International, Material Park, Oh., USA, pp.569-574. 1994

-
- ³⁹ CLYNE T.W., GILL S.C. "Residual stresses in thermal spray coatings and their effect on interfacial adhesion: A review of recent work", *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol. 5, (4), Dec. 1996, pp. 401-418. 1996
- ⁴⁰ CEDELLE J., VARDELLE M., PATEYRON B., FAUCHAIS P., FUKUMOTO M., OHGITANI I. "Plasma-sprayed particles: Impact imaging and flattening particle thermal history", *Conference Proceedings – lectures and poster, International Thermal Spray Conference & Exposition, Basel, Switzerland, 2005*
- ⁴¹ RUHL R.C. "Cooling rates in splat cooling", *Material science and engineering*, 1, Elsevier Publishing Company, p. 313-320. 1967
- ⁴² BOUNEDER, M. EL GANAOUI, B. PATEYRON, P. FAUCHAIS " Coupled heat transfer modelling in composite (metal/ceramic) particle immersed in a plasma pool. Part II : Phase change", *High Temp. Mat. Processes*, 9, 2005, 607-617
- ⁴³ BOUNEDER M. "Etude des transferts de chaleur et de masse dans des domaines circulaires et sphériques : Applications à la projection plasma", *Thèse de doctorat de l'Université de Limoges*, Juin 2006.
- ⁴⁴ AMADA S., HARUYAMA M., OHYAGI T., TOMOYASU K. "Wettability effect on the flattening ratio of molten metal droplets", *Surface and Coatings Technology*, 138, p. 211-219. 2001
- ⁴⁵ MELLALI A., GRIMAUD A., FAUCHAIS P. "Parameters controlling the sand blasting of substrates for plasma spraying", *Surface and Coating Technology*, 81, p. 217-227. 1996
- ⁴⁶ DE SMET G. "La pratique des traitements thermiques des métaux industriels", Ed. Dunod, Paris. 1963
- ⁴⁷ LIAO H., VASLIN P., YANG Y., CODDET C. "Determination of residual stress distribution from in situ curvature measurements for thermally sprayed WC-Co coatings", *Journal of Thermal Spray Technology*, 6, (2), pp.235-241. 1997
- ⁴⁸ A. BÉNARD & S. G. ADVANI. " Energy équation and the crystallization kinetics of serai-crystalline polymers: régimes of coupling". *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 38 (5), p. 819-832, 1995.

-
- ⁴⁹ BARADEL N. "Etude de la génération des contraintes au sein de revêtements de zircone yttrée réalisés par projection plasma sur substrat métalliques", Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris. 1999
- ⁵⁰ BIANCHI L., LEGER A.C., VARDELLE M., VARDELLE A., FAUCHAIS P. "Splat formation and cooling of plasma-sprayed zirconia", *Thin Solid Films*, 305, p. 35-47. 1997
- ⁵¹ KURODA S., FUKUSHIMA T., KITAHARA S. "Significance of the quenching stress in the cohesion and adhesion of thermally sprayed coatings", *Thermal Spray International Advances in Coatings Technology*, (Ed.) C; C. Berndt, (Pub.) ASM International, Material Park, Oh.. USA, pp. 903-909. 1992
- ⁵² KURODA S., CLYNE T.W. "The quenching stress in thermally sprayed coatings", *Thin Solid Films*, 200, p. 49-66. 1991
- ⁵³ KURODA S., FUKUSHIMA T., KITAHARA S. "Generation mechanisms of residual stresses in plasma sprayed coatings", *Vacuum*, Vol 41, n° 4-6, pp. 1297-1299. Pergamon Press. 1990
- ⁵⁴ KURODA S., DENTO T., KITAHARA S. "Quenching stress in plasma sprayed coatings and its correlation with the deposit microstructure", *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol 4(1), pp. 75-84. 1995
- ⁵⁵ HSUEH C.H. "Some considerations of determination of residual stresses and Young's moduli in ceramic coating", *Journal of American Ceramic Society*, 74 [7], pp. 1646-1649. 1991
- ⁵⁶ HOBBS M.K., REITER H. "Residual stresses in $ZrO_2 - 8\% Y_2O_3$ plasma sprayed thermal barrier coatings", *Thermal Spray: Advances in Coating Technology*, (Ed.) D. L. Houck, (Pub.) ASM International, Material Park, Oh., USA, pp.285-290. 1987
- ⁵⁷ MATIJICEK J., SAMPATH S. "In situ measurement of residual stresses and elastic moduli in thermal sprayed coatings Part 1 : apparatus and analysis", *Acta materialia Inc.*, Pub. Elsevier Sc. Ltd., No 51, pp. 863-872. 2003
- ⁵⁸ LEGER A.C. "Contribution à l'étude expérimentale de la formation des lamelles de zircone, de leur empilement, et des contraintes résiduelles de dépôts projetés par plasma", Thèse de doctorat, Université de Limoges. 1997

-
- ⁵⁹ TIMOSHENKO S. P. AND GÈRE J. M., *Mechanics of Materials*, D. Van Nostrand Company, (1972).
- ⁶⁰ M. Vardelle, A. Vardelle, A. C. Léger, P. Fauchais, D. Gobin, *J. of Spray Technology*, 4, (1),(1995) pp 50-58 .
- ⁶¹ B. Pateyron, A. Vardelle,, M. El Ganaoui, G. Delluc, P. Fauchais, *In Prog. in Plasma Proc. Of Materials*. N.Y. USA (2001), pp.519-526.
- ⁶² Y. C. TSUI AND T. W. CLYNE, *Thin Solid FILMS* 306, PP 23-33. 1997.
- ⁶³ PEPPER D. W., DARREL W. "The finite element method : basic concepts and applications", Hemisphere Pub. Corp. Library of Congress Cataloging-in-Publication Data. ISBN: 1-56032-104-0. 1992
- ⁶⁴ COMSOL © <http://www.comsol.com>
- ⁶⁵ JETS&POUDRES <http://jets.poudres.free.fr>
- ⁶⁶ A. VARDELLE, M. VARDELLE, P. FAUCHAIS et D. GOBIN, « Monitoring Particle Impact on a Substrate During Plasma Sprayed Process », *NATO Series E : Applied Sciences*, 282, p.95-121, 1995.
- ⁶⁷ H. JONES, « Cooling, Freezing and Substrate Impact of Droplets Formed by Rotary Atomization », *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, 4, p. 1657-1660, 1971.
- ⁶⁸ V. V. KUDINOV, P. Y. PEKSHEV et V. A. SAFIULLIN, « Forming of the Structure of Plasma Sprayed Materials », *High Temp. Dust. Laden Jets*, (éd.) Solonenko et Fedorchenko, p. 381-418, 1989.
- ⁶⁹ R. McPHERSON, « On the Formation of Thermally Sprayed Alumina Coatings », *J. Materials Sci.*, 15, p. 3141-3149, 1980.
- ⁷⁰ R. McPHERSON, « The Relationship Between the Mechanism of Formation, Microstructure and Properties of Plasma-Sprayed Coatings », *Thin Solid Films*, 83, p.297-310, 1981.
- ⁷¹ S. SAMPATH, J. MATEJICEK, C.C. BERNDT, H. HERMAN, A.C. LEGER, M.VARDELLE, A.VARDELLE, P.FAUCHAIS, " Plasma sprayed zirconia : relationships between particle parameters, splat formation and deposit generation-Part 2: microstructure and

properties", in *Thermal Spray: practical solutions for engineering problems*, (ed) C.C Berndt, (pub) ASM International, Materials Park Ohio-USA, (1996), 629-636.

⁷² MEHDIZADEH, S. CHANDRA, J. MOSTAGHIMI, " Adhesion of tin droplets impinging on a stainless steel plate: effect of substrate temperature and roughness", *Science and Technology of Advanced Materials*, Article in press, 2003

⁷³ M. REIN. "Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces." *Fluid Dyn. Research*, 12(2) :61-93, 1993.

⁷⁴ C. D. STOW AND M.G. HADFIELD. *Proc. Roy. Soc. London A*, 373 :419-441, 1981.

⁷⁵ S. J. YANKEE, B. J. PLETKA, Effect of plasma spray processing variations on particle melting and splat spreading of hydroxylapatite and alumina, *J. Thermal Spray Technology*, 2 (3), 1993, pp 271-283.

⁷⁶ 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.

⁷⁷ R.C. DYKHYIZEN, " Review of impact and solidification of molten thermal spray droplets", *J. Thermal Spray Technology*, 3 (4), 1994, pp 351-61.

⁷⁸ M. VARDELLE, A. VARDELLE, A. C. LEGER, P FAUCHAIS, D. GOBIN, " Influence of particle parameters at impact on splat formation and solidification in plasma spraying processes", *J. Thermal Spray Technology*, 4 (1), 1994, pp 50-58.

⁷⁹ J. M. HOUBEN, "Relation of the adhesion of plasma sprayed coatings to the process parameters: size, velocity and heat content of the spray particles", *Thèse de Doctorat*, Technische Universiteit, Eindhoven, Pays-Bas, 1988.

⁸⁰ N. SAKAKIBARA, H. TSUKURDA, A. NOTOMI, "The splat morphology of plasma sprayed particle and the relation to coating property", in *Thermal Spray: Surface Engineering via Applied Research*, (ed.) C.C. Brendt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 2000, pp 753-758.

⁸¹ S. SAMPATH, 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", *Material Science and Engineering A*, 272, 1999, pp 181-188.

⁸² X. JIANG, J. MATEJICEK, S. SAMPATH, " Substrate temperature effects on splat formation, microstructure development and properties of plasma sprayed coatings Part II: Case study for molybdenum", *Material Science and Engineering A*, 272, 1999, pp 189-198.

⁸³ C. MOREAU, P. GOUGEON, M. LAMONTAGNE, " Influence of Substrate preparation on the flattening and cooling of plasma-sprayed particles", *J. Thermal Spray Technology*, 4 (1), 1995, pp 25-33.

⁸⁴ D. T. GAWNE, B. J. GRIFFITHS, G. DONG, " The influence of pretreatment on the adhesion of ceramic coatings on steel", *Trans IMF*, 75 (6), 1997, pp 205-207.

⁸⁵ E. W. COLLINGS, A. J. MARKWORTH, J. K. MCCOY, J. H. SAUNDERS, " Splat-quench solidification of freely falling liquid-metal drops by impact on a planar substrate", *J. Material Science*, 25, 1990, pp 3677-3682.

⁸⁶ M. FUKUMOTO, E. NISHIOKA, T. MATSUBARA, " Effect of interface wetting on flattening of freely fallen metal droplet onto flat substrate surface", in *Thermal Spray: Surface Engineering via Applied Research*, (ed.) C.C. Berndt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 2000, pp 759-765.

⁸⁷ C. ESCURE , M. VARDELLE, A. VARDELLE, P. FAUCHAIS, "Visualization of the impact of drops on a substrate in plasma spraying : deposition and splashing mode", 2001, *Thermal Spray 2001 : new Surfaces for a New Millennium*,(Ed) C.C.Berndt, K.A.Khor, and E.F.Lugscheider, (pub) by ASM International, Materials Park, Ohio,USA,(2001), 805-812

⁸⁸ P. FAUCHAIS, M. FUKUMOTO, A. VARDELLE, M. VARDELLE, « Knowledge concerning splat formation : an invited review », accepted in *Journal of Thermal Spray Technology*.

⁸⁹ CEDELLE J., VARDELLE M., PATEYRON B., FAUCHAIS P. "Experimental investigation of the splashing processes at impact in plasma sprayed coating formation", *Thermal Spray Solutions, Advances in technology and application*, Osaka, Japan. ISBN 3-87155-792-7, 2004

-
- ⁹⁰ M. FUKUMOTO, « Proposal of new criterion for splashing of thermal sprayed particle onto flat substrate surface », in Thermal Spray 2001 : new Surfaces for a New Millennium,(Ed) C.C. Berndt, K.A. Khor, and E.F. Lugscheider,(pub) by ASM International, Materials Park, Ohio,USA, (2001), 841-848.
- ⁹¹ M. FUKUMOTO, S. KATOH, I. OKANE « Splat behavior of plasma sprayed particles on flat substrates », in Thermal Spraying : Current Status and Future Trends, (Ed) A.Ohmori, (Pub) Society of High Temp. of Japan, Osaka, Japan, (1995), 353-358.
- ⁹² C.J LI., Y HE, A OHMORI, "Characterization of structure of thermally sprayed coating", in Thermal spray : Meeting the challenges of the 21st Century, (ed) C. Coddet, (pub) ASM International, Materials Park, OH, USA, (1998), 717-722
- ⁹³ A.C LEGER ,M. VARDELLE, A. VARDELLE, P. FAUCHAIS, S. SAMPATH, " Plasma sprayed zirconia : relationships between particle parameters, splat formation and deposit generation-Part 1: impact et solidification", in Thermal spray : practical solutions for engineering problems, (ed) C.C Berndt, (pub) ASM International, Materials Park, Ohio, USA, (1996), 623-628.
- ⁹⁴ SOBOLEV V.V , "Morphologies of splats of thermally sprayed Coatings", in Thermal spray : Meeting the challenges of the 21st Century, (ed) C.C oddet, (pub) ASM International, Materials Park, OH, USA,(1998), 507-510.
- ⁹⁵ D.L. HALE, R.A. BERRY , « Development of a coupled model to predict droplet deformation and solidification during splatting », Thermal Spray 2001 : new Surfaces for a New Millennium,(Ed) C.C.Berndt, K.A.Khor, and E.F.Lugscheider, (pub) ASM International, Materials Park, Ohio,USA,(2001), 975-984.
- ⁹⁶ S. AMADA, I. IMAKAWA, S. AOKI, "Splat profile of impinging droplets on rough substrates", In Thermal Spray 2003 : Advancing the sciences and applying the technology, (ed) C.Moreau and B.Marple, (pub) by ASM international, Materials Park, Ohio,USA, (2003), 857-861.
- ⁹⁷ H. FUKANUMA, " Mathematical modelling of flattening process on rough surfaces in thermal spray", in Thermal Spray : practical solutions for engineering problems, (Ed.) C.C.Berndt, (pub) by ASM International, Materials Park Ohio, USA, (1996), 647-656.

-
- ⁹⁸ H. JONES, « Cooling, Freezing and Substrate Impact of Droplets Formed by Rotary Atomization », *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, 4, p. 1657-1660, 1971.
- ⁹⁹ CEDELLE J , « Etude de la formation de lamelles résultant de l'impact de gouttes millimétriques et micrométriques : application a la réalisation d'un dépôt par projection plasma » université de Limoges, 2005
- ¹⁰⁰ T. LOULOU, E.A. ARTYUKHIN K J.P. BARDON. "Estimation of thermal contact resistance during the first stages of métal solidification process: II - experimental setup and results". *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 42, p. 2129-2142, 1999.
- ¹⁰¹ C. LE BOT " impact et solidification de gouttes métalliques sur un substrat solide ", thèse Université de Bordeaux, 2003
- ¹⁰² M. PASANDIDEH-FARD, R. BHOLA, S. CHANDRA k J.D. MOSTAGHIMI. "Deposition of tin droplets on a steel plate: simulation and experiments". *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol. 41, p. 2929-2945, 1998.
- ¹⁰³ SOLOENENKO O.P., KUDINOV, V.V., SMIRNOV, A.V., CHEREPANOV, A.N., POPOV, V.N., MIKHALCHENKO, A.A., KARTAEV, E.V. "Micro-metallurgy of splats: Theory", computer simulation and experiment *JSME International Journal, Series B: Fluids and Thermal Engineering*. Volume 48, Issue 3, 15 February 2006, Pages 366-380.
- ¹⁰⁴ MADEJSKI, J. "Solidification of Droplets on a Cold Surface" (1976) *J. Heat Mass Transfer*, 19, pp. 1009-1013.
- ¹⁰⁵ LIU, H., LAVERNIA, E.J., RANGEL, R.H. "Numerical Simulation of Impingement of Molten Ti, Ni and W Droplets on Flat Substrate" (1993) *J. Thermal Spray Technology*, 2, pp. 369-378.
- ¹⁰⁶ TRAPAGA GERARDO, SZEKELY JULIAN "Mathematical modeling of the isothermal impingement of liquid droplets in spraying processes" (1991) *Metallurgical transactions. B, Process metallurgy*, 22 (6), pp. 901-914.
- ¹⁰⁷ BERTAGNOLLI, M., MARCHESE, M., JACUCCI, G., ST. DOLTSINIS, I., NOELTING, S. "Thermomechanical simulation of the splashing of ceramic droplets on a rigid substrate" (1997) *Journal of Computational Physics*, 133 (2), pp. 205-221.

-
- ¹⁰⁸ YOSHIDA, T. "Development of an Integrated Fabrication Process for Solid Oxide Fuel Cells by Using Novel Plasma Spraying" (1990) *Energy Conversation and Utilization With High Efficiency*, C: Science and Technology for Energy Conversation, pp. 99-104.
- ¹⁰⁹ WATANABE, T., KURIBAYASHI, I., HONDA, T., KANZAWA, A. "Deformation and solidification of a droplet on a cold substrate" (1992) *Chemical Engineering Science*, 47 (12), pp. 3059-3065.
- ¹¹⁰ MONTAVON, G., CODDET, C. "Heuristic Modelling of Thermally Sprayed Powder Splat Characteristics" (1995) *Proc. of the 8th National Thermal Spray Conf.*, pp. 225-230.
- ¹¹¹ JONES, H. "Cooling, Freezing and Substrate Impact of Droplets Formed by Rotary Atomization" (1971) *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4, pp. 1657-1660.
- ¹¹² GASIN, D.A., URYUKOV, B.A. "Dynamics of a Liquid Particle Interaction with Substrate" (1986) *Izvestiua SB Academy of Sciences of the USSR*, 3 (16), pp. 95-100.(in Russian), *Ser. Tech. Sci.*
- ¹¹³ CHANDRA, S., AVEDISIAN, C.T. "On the Collision of a Droplet with a Solid Surface" (1991) *Proc. R. Soc.*, 432, p. 13.
- ¹¹⁴ PASANDIDEH-FARD, M., QIAO, Y.M., CHANDRA, S., MOSTAGHIMI, J. "Capillary effects during droplet impact on a solid surface" (1996) *Physics of Fluids*, 8 (3), pp. 650-659
- ¹¹⁵ KUROKAWA, M., TODA, S. "Heat transfer of an impacted single droplet on the wall" (1991) , pp. 141-146.
- ¹¹⁶ CHENG, L. "Dynamic spreading of drops impacting onto a solid surface" (1977) *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 16 (2), pp. 192-197.
- ¹¹⁷ MCPHERSON, R. "Relationship between the mechanism of formation, microstructure and properties of plasma-sprayed coatings." (1981) *Thin Solid Films*, 83 (3), pp. 297-310.
- ¹¹⁸ AKAO, FUJIO, ARAKI, KAZUO, MORI, SIGEKATSU, MORIYAMA, AKIRA "Deformation behaviors of a liquid droplet impinging onto hot metal surface". (1980) *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 20 (11), pp. 737-743.

-
- ¹¹⁹ 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" (1990) *Journal of Materials Science*, 25 (8), pp. 3677-3682.
- ¹²⁰ PASANDIDEH-FARD M., MOSTAGHIMI J. "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
- ¹²¹ PASANDIDEH-FARD S., P. V., CHANDRA S., MOSTAGHIMI J., "Shup Shape in Thermal Spray Coating Process : Simulation and Experiments." *J. of Thermal Spray Technology* **2**(2): 206-217. (2002).
- ¹²² 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.
- ¹²³ JOHN CRANK " Free and moving boundary problems ", 1987
- ¹²⁴ 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.
- ¹²⁵ 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.
- ¹²⁶ D. GUEYFFIER k S. ZALESKI. " Formation de digitations lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide". *C. R. Acad. Sci. Série II b*, vol. 326, p. 839-844, 1998.
- ¹²⁷ J. GLIMM, O. ME BRYAN, R. MENIKOFF, AND D.H. SHARP. Front tracking applied to Rayleigh-Taylor instability. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, 7 :230-251, 1986.
- ¹²⁸ F. H. HARLOW AND J. E. WELSH. " Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible fiow with free surface". *Phys. Fluids*, 8 :2182-2189, 1965.
- ¹²⁹ F. H. HARLOW AND J. P. SHANNON. " The splash of a liquid drop". *J. Appl. Phys.*, 38 (10) :3855-3866, 1967.

-
- ¹³⁰ S. ZALESKI, J. LI, and S. SUCCI. Two-dimensional Navier-Stokes simulation of déformation and breakup of liquid patches. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :244-247, 1995.
- ¹³¹ D. GUEYFFIER, A. NADIM, J. Li, R. SCARDOVELLI, and S. ZALESKI. "Volume of fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows." *J. Comput. Phys.*, 152 (2) :421-456, July 1999.
- ¹³² C. W. HIRT AND B. D. NICHOLLS. " Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries". *J. Comput. Phys.*, 39 :201-225, 1981.
- ¹³³ S. OSHER AND J. A. SETHIAN. " Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations". *J. Comput. Phys.*, 79 :12-49, 1988.
- ¹³⁴ DENIS GUEYFRER " Etude de l'impact de gouttes sur un film liquide mince. Développement de la corolle et formation de projections", thèse à paris, 2000.
- ¹³⁵ C. LE BOT, S. VINCENT K E. ARQUIS. " Impact and solidification of indium droplets on a dry substrate". *International Journal of Thermal Sciences*, Volume 44, Issue 3, March 2005, Pages 219-233
- ¹³⁶ R. RIOBOO "Impact de gouttes sur surfaces solides et sèches", these à l'universite paris 6, le 2001.
- ¹³⁷ MAURO BERTAGNOLLI, "Thermo mechanical Simulation of the Splashing of Ceramic Droplets on a Rigid Substrate", *journal of computational physics* 133, 205–221 (1997)
- ¹³⁸ T. YOSHIDA, T. OKADA, H. HIDEKI, AND H. KUMAOKA, *Plasma Sources Sci.Technol.* 1, 195 (1992).
- ¹³⁹ MONTAY G., CHEROUAT A., LU J., BIANCHI L., BARADEL N. "Role of substrate nature and the spraying temperature on the residual stress distribution in plasma sprayed zirconia coating", *Surface and coating technology* 155 (2002) Elsevier Science B.V. pp. 152-160
- ¹⁴⁰ HSUEH C.H., "Some considerations of determination of residual stresses and Young's moduli in ceramic coating", *Journal of American Ceramic Society*, 74 [7], pp. 1646-1649. 1991

-
- ¹⁴¹ KIM H.Y., F. Z. C., and CHUN G.H., (2000). "Instability of a liquid jet emerging from a droplet upon collision with a solid surface." *Physics of Fluids* 12(3): 531-541.
- ¹⁴² ALLEN R.F. (1975). "The Role of Surface Tension in Splashing." *Journal of colloid and interface science* 51(2): 350.
- ¹⁴³ MUNDO C., S. M. a. T. C. (1995). "Droplet-wall collisions : experimental studies of the deformation and break-up process." *International Journal of Multiphase Flow*, 21(2): pp 151-173.
- ¹⁴⁴ THORODDSEN S. T., S. J. (1998). " Evolution of the Fingering Pattern of an Impacting Drop." *Journal of Physics of Fluids* 10(6).
- ¹⁴⁵ MEHDIZADEH N.Z., L. M., MOREAU C., CHANDRA S., MOSTAGHIMI J., "Photographing Impact of Molten Molybdenum Particles in a Plasma Spray." *TSS. Journal of Thermal Spray Technology*, Volume 14, Number 3, September 2005 , pp. 354-361(8)
- ¹⁴⁶ FATAOUI KH., PATEYRON B., EL GANAOUI M., RHANIM H., BELAFHAL A., "SIMULATION OF THE THERMAL HISTORY AND INDUCED MECHANICAL STRESSES DURING A PLASMA SPRAY COATING PROCESS", *Phys. Chem. News* 40 (March 2008) 23-28.

RESUME

Pour comprendre la structure des dépôts obtenus par projection thermique, il est crucial d'étudier les phénomènes dynamiques et thermiques à l'échelle des particules qui s'écrasent sur le substrat, puis s'étalent et se figent par refroidissement au contact de la cible. En effet les propriétés thermomécaniques des revêtements réalisés par projection thermique sont liées à la qualité du contact entre les lamelles empilées les unes sur les autres. Ce contact dépend de l'impact de la goutte et varie de façon importante en fonction des propriétés physiques de celle-ci (taille, température, vitesse, ...) et de celles du substrat (nature, température, morphologie...). Un grand nombre de phénomènes parasites sont induits lors de l'élaboration de ces revêtements. Ainsi, les dépôts obtenus par projection thermique sont le siège de contraintes mécaniques résiduelles qu'il convient de comprendre de façon qualitative et d'évaluer quantitativement. Les modèles numériques donnent un support pour prédire, interpréter et expliquer les résultats expérimentaux en ce qu'ils permettent d'accéder à des grandeurs difficilement mesurables.

Le processus d'écrasement et d'étalement d'une goutte sur une surface solide reste encore un phénomène complexe et mal maîtrisé. Cependant cette étude permet une avancée sensible dans la compréhension de l'étalement par écoulement de la particule liquide et des interactions entre phases solides et liquides d'une part et d'autre part entre gouttes qui s'écrasent simultanément sur la surface solide l'une à côté de l'autre ou bien l'une après l'autre. Elle décrit les méthodes de résolution numérique des équations thermomécaniques d'impact des gouttes liquides (cuivre, zircon, émail) sur des substrats solides et en valide les résultats obtenus par comparaison avec ceux, tant expérimentaux que numériques, obtenus par d'autres auteurs.

Mots-clés: Projection plasma, contraintes résiduelles, impact de gouttes, résistance thermique de contact, vitesse de refroidissement.

Keywords: Plasma spraying, residual stresses, drops impact, thermal contact resistance, cooling velocity.

ABSTRACT

To understand the structure of the coatings obtained by thermal projection, it is crucial to study the dynamic and thermal phenomena on a particle scale which is crushed on the substrate, then spread and solidifies by cooling in contact with the target. The thermo mechanical properties of the coatings carried out by thermal projection are related to the quality of the contact between the layers piled up the ones on the others. This contact depends on the impact of the drop and varies in an important way according to its physical properties (size, temperature, velocity, etc.) and of those of the substrate (nature, temperature, morphology, etc.). A great number of phenomena are induced during thermal spray process. Coatings are seat of residual mechanical constraints which it is advisable to understand in a qualitative way and to evaluate quantitatively. The computational models give a support to predict, interpret and explain the experimental results (particularly at scales not easily accessible to measurability). The process of spraying and spreading of a drop on a solid surface remains a complex phenomenon and difficult to control. However this study allows a sensitive advance in the comprehension of the flow of the liquid particle and the interactions between solid phases and liquids on the one hand and on the other hand between drops which are simultaneously sprayed on solid surface or on early sprayed layers. It describes the solution methods of the thermo mechanical model of drops impact (copper, zirconia, enamel) on solid substrates, and valid the obtained results by comparison with available experimental and numerical ones.