République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Yahia FARES de MÉDÉA
Faculté des Sciences et de la Technologie

Mémoire de Magister

Présentée par : TAHAR Souâd
Ingénieur d'État en Génie Mécanique énergétique : Université Y. F., Médéa.

En vue de l'obtention du diplôme de Magister en Génie Mécanique énergétique

Thème

Influence de la température de jet sur l'empilement des couches pendant la construction d'un dépôt par projection thermique

Proposition du jury :

Mr. S. ABUDURA	Professeur, U.M	**Président du Jury**
Mr. A. ABDALLAH ELHADJ	Professeur, U.M	**Examinateur**
Mr. M. N. BOUAZIZ	Maitre de Conférences (A), U.M	**Examinateur**
Mr. S. HANINI	Professeur, U.M	**Directeur de mémoire**
Mr. M. ZIRARI	Maître de Conférences (B), U.M	**Codirecteur de mémoire**

Remerciement

Tout d'abord, louange à Allah qui m'a guidé sur le droit chemin tout au long du travail et m'a inspiré les bons pas et les justes reflexes. Sans sa miséricorde, ce travail n'aura pas abouti.

Au terme de ce travail, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance et remercîments à mon promoteur monsieur le professeur HANINI Salah, qu'il a fait preuve d'une grande patience et a été un grand apport pour la réalisation de ce travail. Ses conseils, ces orientations ainsi que son soutien moral et scientifique m'ont permet de mener à terme de se projet.

Je tiens à remercier particulièrement monsieur le docteur ZIRARI Mounir, mon Co-promoteur pour ses conseils, son assistance, son suivi et son soutient.

Je remercie Messieurs les membres du jury monsieur le professeur. S. ABUDURA président de jury, monsieur le professeur A. ABDALLAH ELHADJ et monsieur le docteur M. N. BOUAZIZ pour leur collaboration durant l'examen de ce travail et leur participation à ma soutenance.

Merci à tous ceux qui, à un moment ou un autre, nous ont apporté leur savoir faire, en particulier Mohamed, Imad, Hamid et Hichem.

Dédicace

Je dédie ce travail

A Mon défunt père.

A ma chère mère en témoignage de ma reconnaissance envers le soutien, les sacrifies et tous les efforts qu'elle a fait pour mon éducation ainsi que ma formation

A Mon cher frère Mohamed, et mes chères sœurs Amel et Sarah, pour leur affection, compréhension et patience

A ma petite famille ; mon mari Labiod Abd errezak pour son soutien aux moments difficiles de mon travail et surtout pour sa patience et mes petits enfants Abd el mounaïm et Ines.

A tous les professeurs et enseignants qui ont pour ma bonne formation de puis mes début jusqu'à la fin de mon cursus universitaire.

A tout mes ami(e) s, surtout Imane Samira et Liela.

A mes amis de la promotion.

A tous ceux qui ont une relation de proche ou de loin avec la réalisation du présent travail.

ملخص: تأثير درجة الحرارة على تكديس الطبقات أثناء تكوين الرواسب بالإسقاط الحراري.
الهدف من هذا العمل يكمن في فهم أفضل لبناء رذاذ طلاء البلازما. ويتعلق الأمر دراسة عددية لتشكيل صفائح حيث التكدس على الركيزة يؤدي إلى الطلاء. تطبيق نموذج ثنائي الأبعاد، يسمح لدراسة تأثير، ونشر وترسيخ وجود قطرة من السيراميك على ركيزة معدنية وتطور درجة حرارة الركيزة. انه يتنبأ التشكل من صفاحة والبقع خلال أي مرحلة من مراحل الانتشار. يتم حل هذه المعادلات مع نموذج رمز ANSYS. وطبقت لأول مرة المحاكاة العددية لتأثير قطرات من النيكل حجم ملليمتر على ركائز الفولاذ المقاوم للصدأ الخام. دراسة أولية لتحديد أبعاد الأمثل للشبكة في قطيرة والركيزة. ودرس أيضا تأثير المعلمات تأثير مختلفة من قطرات (درجة الحرارة، وسرعة) من الركيزة (درجة الحرارة) واجهة (شكل السطح) على تشكيل الشريحة. وقورنت النتائج مع نتائج المحاكاة من قبل مؤلفين آخرين، تم الحصول عليها في ظل نفس الظروف.

كلمات المفاتيح : رش البلازما, تكوين الصفائح, ، والمحاكاة الرقمية ، العناصر المنتهية ، حجم السائل (VOF)، التصلب السريع.

Résumé : Influence de la température de jet sur l'empilement des couches pendant la construction d'un dépôt par projection thermique

Le but du travail se situe dans le cadre d'une meilleure compréhension de la construction d'un revêtement par projection plasma. Il porte sur l'étude numérique de la formation des lamelles dont l'empilement sur le substrat qui conduit au revêtement. L'application du modèle, bidimensionnel, permet d'étudier l'impact, l'étalement et la solidification d'une goutte céramique sur un substrat métallique et l'évolution de la température du substrat. Il prédit la morphologie de la lamelle et les éclaboussures éventuelles lors de la phase d'étalement. Les équations du modèle sont résolues avec le code ANSYS. Les simulations numériques ont d'abord été appliquées à l'impact de gouttes de nickel de taille millimétrique, sur substrats rugueux en acier inoxydable. Une étude préliminaire a permis de, déterminer les dimensions optimales du maillage dans la goutte et dans le substrat. Puis, l'effet des différents paramètres d'impact de la goutte (température, vitesse) ; du substrat (température) et de l'interface (forme de la surface) sur la formation de la lamelle a été aussi étudié. Les résultats ont été comparés avec les résultats simulés par autres auteurs, obtenus dans les mêmes conditions.

Mots clés : Projection thermique, formation de lamelles, simulation numérique, élément finie, volume of fluide (VOF), solidification rapide.

Abstract: Temperature dependence of the jet on the stack of layers during the construction of a deposition by thermal spraying

The aim of this work lies in a better understanding of the construction of a plasma spray coating. It concerns the numerical study of the formation of splats whose stack on the substrate leading to the coating. Application of the model, two-dimensional, allows studying the impact, spreading and solidification of a drop ceramic on a metal substrate and the evolution of the temperature of the substrate. He predicts the morphology of the splat and splashes during any phase of spreading. The model equations are solved with the ANSYS code. The numerical simulations were first applied to the impact of drops of millimeter size nickel on stainless steel substrates rough. A preliminary study to, determine the optimal dimensions of the mesh in the droplet and the substrate. Then, the effect of different impact parameters of the droplet (temperature, velocity) of the substrate (temperature) and interface (surface shape) on the formation of the splat was also studied. The results were compared with simulated results by other authors, obtained under the same conditions.

Keywords: Plasma spraying, formation of splats, numerical simulation, finite element, volume of fluid (VOF), rapid solidification.

Liste des figures

Figure I.1 : Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé, [1,2]. 4

Figure I.2 : Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma, [4]....5

Figure I.3 : Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma, [3]. 5

Figure I.4 : Liquide mouillant 15

Figure I.5 : Liquide non mouillant....15

Figure I.6 : Paramètres caractéristique de la formation d'une lamelle, [30]. 16

Figure I.7 : Impact sur film liquide fin, [34]....17

Figure I.8 : Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K, [9]. 19

Figure I.9 : Schéma d'étalement d'une goutte, [45]. 21

Figure I.10 : Visualisation des contractions des lignes de flux au contact de deux milieux à l'origine de la RTC, [26]. 25

Figure I.11: Tube de flux dans une constriction, [26]. 26

Figure I.12 : Contact selon deux tubes de section s et S, [26]. 27

Figure I.13 : Illustration du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux, [47]. 30

Figure I.14 : Mécanismes d'étalement des lamelles, [30]. 31

Figure I.15 : Enthalpie massique en fonction de la température en transition franche, [50]. 31

Figure I.16 : Enthalpie massique en fonction de la température en transition étalée, [50]. 32

Figure I.17 : Variation de l'enthalpie libre de formation d'un noyau en fonction du rayon du noyau, [26]. 32

Figure I.18 : Germination hétérogène : germe au contact d'un substrat, [26]. 33

Figure I.19: Nucléations :a) Formation de dendrites b) Sphérolites c) Structure lamellaire, [26]. 34

Figure II.1 Schéma de principe des échanges thermiques entre la goutte, en cours de gel, et le substrat selon, [59,60]....39

Figure II.2. Présentation des méthodes de calcul d'interface....43

Figure II.3 : Différentes méthodes de suivi de front 44

Figure II.4: Changement de topologie de l'interface dans "level set", [66,67]....45

Figure II.5 : Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque : (a) Méthode MAC, (b) schéma TVD et (c) Méthode VOF d'ordre 2, [68,69]. 46

Figure II.6: Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, [73]. 47

Figure II.7: Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, [71]. 47

Figure II.8 : Positionnement de l'interface en fonction de son orientation et de la fraction volumique, [76] 48

Figure II.9 : Exemple de reconstruction d'interface sans raccordement des segments, [76]. 48

Figure II.10: Advection des segments représentant l'interface, [76]. 49

Figure II.11: Différentes méthodes de suivi d'interface : (a) méthode VOF-TVD, (b) méthode VOF-PLIC, [73].....49

Figure II.12 : Evolution de l'enthalpie en fonction de la température, [80].....52

Figure II.13 : Approche de ligne de courant d'Upwind, [89]. 59

Figue II.14 Stratégie de calcul pour la résolution du système d'équation dans le temps, [91].....63

Figure III.1 Domaine physique de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat rugueux. 65

Figure III.2 Impact séquentielle d'une goutte de nickel dans les mêmes conditions simulées par [94].....69

Figure III.3 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme arrondie froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s. 70

Figure III.4 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme carrée froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s 71

Figure III.5 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme aléatoire froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s 72

Figure III.6 Résultats de simulation pour les profiles de température dans Le temps pour trois position dans le substrat d'acier inoxydable rugueux.....73

Figure III.7 Résultats de simulation pour les profiles de température au point d'impact dans les trois formes de rugosité.....74

Figure III.8 Facteur d'impacte de goutte de nickel 2.5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 2.5m/s sur un substrat rugueux. 74

Figure III.9 Résultats de simulation pour les profiles de Pression au point d'impact dans les trois formes de rugosité. 75

Figure III.10 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux arrondi chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s 76

Figure III.11 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux carré chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s. 77

Figure III.12 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux aléatoire chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s.....78

Figure III.13 Résultats de simulation pour les profiles de pression au point d'impact pour les trois forme de rugosité 79

Figure III.14 Résultats de simulation pour les profiles de température au point d'impact dans les trois formes de rugosité.....80

Figure III.15 Facteur d'impact dans les trois formes de rugosité.....80

Figure III.16 Résultats de simulation pour les profiles de la température dans le substrat pour les trois formes de rugosité. 81

Figure III.17 Comparaison entre les facteurs d'impact dans chaque forme pour les deux cas. ...82

Liste des tables

Tableau I.1: Caractéristiques moyennes des différents procédés de projection Thermique, [7]..10

Tableau II.1 : Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables, [89]. 57

Tableau III.1 Caractéristiques physiques du nickel. [95].....66

Tableau III.2 Propriétés Thermo physique de l'acier inoxydable. [94].....67

Tableau III.3 Propriétés Thermo physique de nickel. [94].....67

Nomenclature

Lettres latines

Notation	Signification	Unité
a	Diffusivité thermique	[m².s^{-1}]
Cp	Capacité calorifique massique à pression constante	[m².s^{-2}.K^{-1}]
D	Diamètre de goutte	[m]
D_g	Distance entre deux gouttes voisines	[m]
D_i	Diamètre initial de goutte	[m]
E_c	Energie cinétique	[N.m]
E_p	Energie potentielle	[N.m]
f_s	Fraction solide	
F_o	Nombre de Fourier thermique	
g	Accélération de pesanteur	[m. s^{-2}]
h	Hauteur de goutte	[m]
H	Enthalpie	[J]
K	Nombre de Sommerfeld	
m	Masse	[Kg]
Oh	Nombre d'Ohnesorge	
P_c	Nombre de Peclet	
P_r	Nombre de Prandtl	
r	rayon de goutte	[m]
R_a	Nombre de Rayleigh	
R_e	Nombre de Reynolds	
R_{TC}	Résistance thermique de contact	[K.m².W^{-1}]
S_c	Terme source ou puits changement de phase	[W. m^{-3}]

Ste	Nombre de Stefan	
T	Température	[°K]
T	Temps	[s]
u_i	Composante de la vitesse instantanée suivant i	[m. s^{-1}]
V	Volume	[m^3]
V_i	Vitesse d'impact	[m. s^{-1}]
v_{ref}	Vitesse de refroidissement en DSC	[K. min^{-1}]
W_e	Nombre de Weber	
x_i	Coordonnée cartésienne suivant la direction i,x,y,z	[m]
z	Altitude	[m]

Lettres grecques

α	Fraction cristalline	
β	Coefficient de compressibilité	[K^{-1}]
θ	Angle de contact	[°]
λ	Conductivité thermique	[W. m^{-1}. K^{-1}]
Φi	Fonction de présence des fluides	
σ	Tension superficielle	[$N. m^{-1}$]
μ	Viscosité dynamique	[$Pa.s$]
$\emptyset$	Variable généralisée	
$C_\emptyset$	Coefficient d'advection transitoire	
$\Gamma_\emptyset$	Coefficient de diffusion	
ρ	masse volumique	[$kg. m^{-3}$]

Abréviation

APS	Atmospheric Plasma Spraying
CIAM	Construction de l'Interface Affine par Morceaux
CL	Condition aux Limites
EF	Elément Finis
IPS	Inert Plasma Spraying :
MAC	Marker And Cells (méthode de marqueur de volume)
PLIC	Piecewise Linear interface Calculation
TVD	Total Variation Diminishing
VOF	Volume Of Fluid (volume de fluide)
VPS	Vacuum Plasma Spraying :
2D	Deux Dimensions
3D	Trois Dimensions

Sommaire

Introduction générale

Chapitre I : Etude bibliographique

I.1 Déposition par projection thermique procède et modèles physique 4

I.2. Description du procédé de déposition par projection plasma 4

I.2.1 Torche à plasma 4

I.2.2 Alimentation en poudres du jet plasma 5

I.2.3 Projection thermique 6

I.2.3.1 Projection par flamme 6

I.2.3.1.a Flamme poudre 6

I.2.3.1.b Flamme fil 7

I.2.3.1.c Flamme hypersonique (communément désignée par l'acronyme anglais HVOF (High Velocity Oxyfuel Flame) 7

I.2.4 Canon à détonation 7

I.2.5 Projection par arc électrique 8

I.2.5.1 Arc-fil 8

I.2.6 Projection plasma 8

I.3 Etat de l'art 10

I.3.1 Hydrodynamique de l'impact de gouttes 10

I.3.1.1 Paramètres du système 11

I.3.1.1.a Vitesse de l'écoulement 13

I.3.1.1.b Tension superficielle 13

I.3.1.1.c Tension interfaciale 14

I.3.1.1.d Tension de surface 14

I.3.1.1.e Rugosité 16

I.3.1.2 Différents types d'impact selon la nature du substrat 16

I.3.1.2.a Impact sur film liquide profond 16

I.3.1.2.b Impact sur film liquide fin 17

I.3.1.2.c Impact sur substrat sec 17

I.3.1.2.c.1 Eclaboussure 17

I.3.1.2.c.2 Déposition 18

I.3.1.2.c.3 Rebond 18

I.3.1.3 Nombres adimensionnels 19

I.3.1.4 Degré d'étalement maximal d'une goutte 20

I.3.2 Echanges thermiques lors de l'impact 24
I.3.2.1 Influence des transferts thermiques 24
I.3.2.2 Résistance thermique de contact 25
I.3.2.3 Résistance par constriction 26
I.3.2.4 Résistance thermique de contact lors de l'impact d'une goutte 30
I.3.3 Solidification 31
I.3.3.1 Notion sur la solidification 31

Chapitre II : Résolution numérique

II.1 Modèle dynamique 39
II.1.1Modèle à un fluide 40
II.1.2 Modélisation de la tension de surface 41
II.1.3 Méthodes de calcul d'interface 42
II.1.3.1 Méthodes de suivi de front 44
II.1.3.2 Méthodes de suivi de volume 45
II.2 Modèle thermique 50
II.2.1Transfert de chaleur avec changement de phase 50
II.2.1.1 Méthode à grille mobile (Méthode de suivi de front) 50
II.2.1.2 Méthode à grille fixe 51
II.2.1.2.1 Méthode d'enthalpie 51
II.2.1.2.2 Méthode de la chaleur spécifique équivalente 52
II.2.2Modèle thermique utilisé 53
II.3 Résolution numérique 53
II.4 Résolution des équations par éléments finis 55
II.4.1 Méthodes des éléments finis 55
II.4.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis 55
II.4.2.1 Formulation variationnelle forte 55
II.4.2.2 Formulation variationelle faible 56
II.4.3 Forme généralisée des équations du système et discrétisation [89] 56
II.4.3.1 Terme temporelle 57
II.4.3.2 Terme d'advection 59
II.4.3.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU) 59
II.4.3.2.2 Méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) 60
II.4.3.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG) 61
II.4.3.3 Terme de Diffusion 61
II.4.3.4 Termes source 62

Chapitre III : Résultats et discussion

Introduction 64
III.1 Description du domaine d'application 64
III.1.1 Matériaux utilisés 65
III.1.1.1 Nickel 65
III.1.1.2 Acier inoxydable (le substrat) 66
III.2 Propriétés des particules à l'impact 66
III.3 Impact d'une particule de Nickel totalement fondue 67
III.3.1 Validation du modèle 67
III.3.2 Substrat froid 69
III.3.3 Substrat chaud (préchauffé) 75
III.4 Comparaison entre les Résultats 82
Conclusion 82

Conclusion générale

Conclusion générale 83

Introduction générale

Introduction générale

L'impact de gouttes sur une surface solide ou liquide avec changement de phase est un problème que l'on rencontre dans un grand nombre d'application, et suscite un intérêt grandissant dans la recherche en mécanique des fluides. L'écoulement multiphasique de ces particules fluides dans un fluide ambiant et les changements d'état liquide-solide-gaz sont complexes et varient en fonction des conditions d'impact. Selon la nature du problème, l'étude de ces phénomènes permet de souligner les avantages qu'implique l'impact des particules (peinture métallisée des automobiles par exemple) ou les inconvénients que cela génère (impact et solidification de gouttes d'eau sur les ailes d'avion qui alourdissent la structure). Parmi tous les phénomènes qui font intervenir l'impact de gouttes sur une surface, la fabrication de revêtements par pulvérisation ou par plasma sont des procédés industriels très utilisés. Ce type de procédé se trouve d'ailleurs dans de nombreux domaines, comme par exemple des imprimantes à jet d'encre, des produits d'entretien courants, ou encore des peintures de voitures. Toutes ces utilisations ont pour objectif commun de recouvrir une surface par un matériau avec un minimum de matière et une faible épaisseur régulière, afin d'en assurer l'isolation, de meilleurs propriétés ou simplement l'esthétique du produit final. Les films fins qui sont créés par pulvérisation sont de nature et fonctions diverses et variées et font l'objet d'attention particulière sur des caractéristiques communes : la porosité du revêtement, l'adhérence à la paroi, le relief du film (film lisse ou rugueux), et l'homogénéité du matériau. Cela nécessite une reproductibilité fiable du recouvrement de matière sur la surface concernée, en optimisant aux mieux les paramètres du processus de fabrication.

La projection plasma fait partie de la projection thermique qui regroupe des technologies de traitement de surface dans lesquelles un matériau finement divisé (particules de taille inférieure à 100µm, environ) est projeté a grande vitesse et dans un état fondu ou semi fondu sur la pièce a recouvrir. Une caractéristique de ce type de dépôt est sa microstructure lamellaire qui résulte de l'empilement des gouttelettes projetées sur des lamelles déjà déposées et re-solidifiées. A l'impact, le matériau liquide se répand sur la surface et se solidifie avec une vitesse de trempe de l'ordre de $10^6 - 10^8$m/s [1,2]. La phase d'étalement se poursuit tant que l'énergie cinétique de la particule qui frappe la surface, n'est pas complètement convertie en énergie visqueuse et en tension de surface. Cependant des contraintes mécanique (aspérités de la surface) et thermique (front de solidification qui progresse plus rapidement que le liquide) peuvent limiter la phase d'étalement de la goutte. Une gouttelette impacte sur la surface pleine de substrat, se déforme et s'écarte à une prétendue crêpe ou à la forme éclatée.

La réalisation de revêtements par pulvérisation de fines gouttelettes sur la surface à recouvrir est un sujet à de plus en plus de recherches. Afin de comprendre la morphologie du revêtement, il est intéressant d'examiner les phénomènes dynamiques et thermiques à l'échelle des gouttes qui vont créer la fine couche. Ces particules initialement liquides s'écrasent sur le substrat, s'étalent ou éclatent, se refroidissent à son contact et se solidifient au cours d'une durée plus ou moins langue en fonction de la fréquence et des conditions

d'impact. La physique qui s'articule autour du comportement d'écrasement d'une goutte reste encore de nos jours mal maîtrisée, même si beaucoup d'études, expérimentales et numériques, ont permis d'améliorer la compréhension de l'écoulement de la particule liquide. Les interactions entre les plusieurs gouttes, s'écrasant simultanément sur la paroi l'une à côté de l'autre ou bien l'une après l'autre mais au même point d'impact posent quant à elles encore beaucoup de questions, puisqu'elles vont modifier la morphologie par rapport à l'impact d'une goutte isolée. Ainsi, après l'impact de plusieurs couches successives, les gouttes s'écrasent non plus sur un substrat sec, mais sur un film totalement ou partiellement liquide. L'écoulement est fortement modifié.

La reproductibilité expérimentale des phénomènes est difficile en œuvre : le contrôle du nombre de particules, de leur dimension et de leur vitesse est difficile à maîtriser, en particulier lorsque l'impact concerne plusieurs gouttes supposeraient un matériel très important, sans pour autant faciliter le suivi de chacune des gouttes. C'est alors une information statistique qui découle de ce type d'étude. La prédiction de la structure du revêtement et de sa durée de vie est donc difficile à déduire de considérations expérimentales. C'est pourquoi l'outil numérique devient rapidement indispensable pour élargir l'horizon d'études sur ce domaine. La simulation numérique se doit alors de respecter les phénomènes entrant en jeu lors de l'impact d'une ou plusieurs gouttes, en s'assurant que les hypothèses de configuration initiale (taille, géométrie des gouttes par exemple) restent valides et soient comparables à des techniques expérimentales.

Dans cette étude on s'intéresse à la modélisation et la simulation numérique de l'impacte dynamique couplé au refroidissement avec solidification des gouttelettes.

Notre étude numérique a pour objectif d'intégrer au mieux les paramètres clés agissant sur la solidification d'une lamelle dans des conditions de projection plasma : température du substrat, température de jet. Afin de pouvoir comparer nos calculs issus d'une stratégie numérique, implémenté dans un code de calcul, pour traité le couplage dynamique, et transfert de chaleur, à des données expérimentales, nous avons choisi le Nickel comme matériau projeté, qui est fondu sur un substrat de surface rugueuse en acier inoxydable.

. Pour se faire, le travail présenté présente trois aspects du processus de la projection thermique :

-Le premier chapitre, est concerné aux connaissances générales concernant la projection plasma, à la revue critique ; l'état de l'art sur l'impact et la solidification des gouttelettes chaudes fondue sur un substrat rugueux, Nous présentons aussi une synthèse des différents travaux expérimentaux et numériques qui mettent en évidence l'importance de la température de transition morphologique sur la formation (étalement et solidification) d'une lamelle individuelle. Nous abordons également dans ce chapitre la cinétique de nucléation et de croissance cristalline lors de la solidification de la lamelle.

-Le second chapitre, est dédié à la présentation des équations des modèles thermique et dynamique du problème étudié ainsi que leur résolution numérique en présentant les différentes méthodes de résolution et la présentation de la méthode de discrétisation par élément fini à la fin du chapitre.

- Nous présentons dans le dernier chapitre, le modèle numérique, les matériaux utilisés et enfin les principaux résultats de simulation avec ces interprétations, en se basant sur :

- L'étude de la formation d'une lamelle après l'impact de la goutte sur un substrat rugueux présenté en trois formes aléatoire, carré et arrondi.
- L'étude de l'influence de la température de substrat sur la morphologie des lamelles formé.

Ce travail se termine avec une conclusion générale et une proposition des perspectives.

Chapitre I :

Etude bibliographique

I.1 Déposition par projection thermique procède et modèles physique

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.

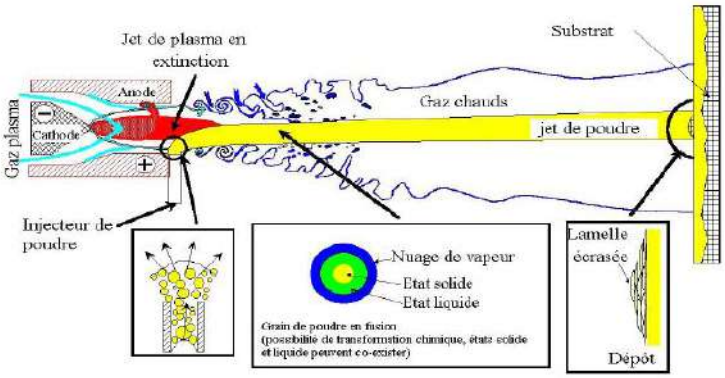


Figure I.1 : Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé, [1,2].

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 (≈15000 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.2. Description du procédé de déposition par projection plasma

I.2.1 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) [1,2].

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 [3] ou cœur du jet.

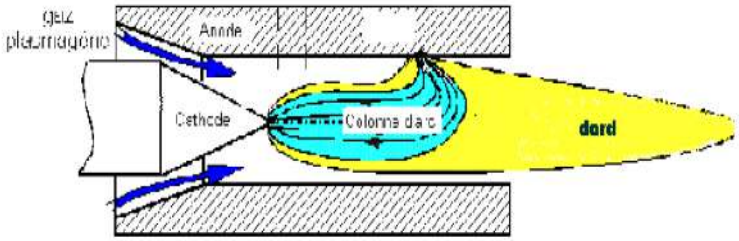


Figure I.2 : Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma, [4].

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 [5].

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.

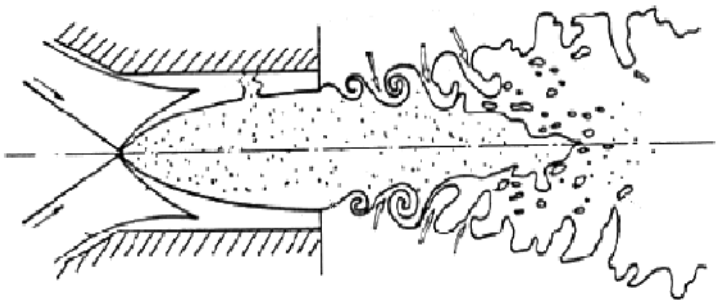


Figure I.3 : Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma, [3].

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 [3]. 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.2.2 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) [6].

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.2.3 Projection thermique

Les procédés de projection thermique conventionnels consistent à projeter, à l'aide d'un gaz vecteur, un matériau d'apport, métallique ou non métallique, sous forme de poudre, de fil ou de baguette totalement ou partiellement fondue à condition que sa température de fusion soit inférieure d'au moins 573 K de sa température d'ébullition ou de décomposition pour qu'il ne se vaporise pas ou ne se décompose pas avant d'atteindre le substrat [7].

Lorsque les matériaux à projeter sont conditionnés sous forme de fil ou de tige, leur extrémité fondue est atomisée par un courant gazeux et projetée sous forme de gouttes fondues.

Ces procédés peuvent être regroupés en deux familles selon la source de chaleur utilisée pour fondre le matériau : flamme ou arc électrique.

I.2.3.1 Projection par flamme

Cette technologie utilise l'énergie de la combustion d'un carburant gazeux (acétylène par exemple) avec de l'oxygène. Les températures atteintes par une flamme oxyacétylénique sont de l'ordre de 3300 K ; les matériaux dont la température de fusion est inférieure à 2573 K peuvent être projetés sous forme de poudres. Les matériaux utilisés sous forme de fil ou de tige (en général des métaux, des alliages et certaines céramiques) peuvent être projetés si leur température de fusion est inférieure à 3173 K.

On distingue en général trois techniques qui relèvent de cette technologie : projection par flamme, projection par flamme hypersonique et projection par canon à détonation. De plus, pour la projection par flamme, on différentie la projection dite « flamme poudre » de celle dite « flamme fil » d'après le conditionnement du matériau.

I.2.3.1.a Flamme poudre

Le matériau d'apport est introduit sous forme de poudre dans la flamme oxy-combustible où il est accéléré grâce à l'énergie cinétique transmise essentiellement par le gaz porteur ou le gaz de soufflage de combustion. Les torches sont équipées d'un récipient de stockage de poudre, soit intégré à la torche soit séparé. La poudre à projeter peut être un métal pur, un alliage, un composite, un cermet ou certaines céramiques à bas point de fusion. La température de fusion des matériaux utilisés doit être inférieure à 0,6 à 0,7 la température de

la flamme (T_{fusion} = 0,6-0,7 T_{flamme}) En raison de la faible vitesse d'impact des particules projetées, de l'ordre de 30 à 50 m/s, les dépôts obtenus ont une faible adhérence (de l'ordre de 20 à 40MPa) et une porosité relativement élevée (10 à 20%). Les matériaux les plus utilisés sont les alliages auto fusibles (alliages à base de Ni ou Co contenant du bore et/ou du silicium et les alliages à bas point de fusion. Pour les alliages auto-fusibles, la refusion et la liaison du dépôt avec le substrat, sont obtenues par un post-traitement de chauffage après projection. Les dépôts refondus sont denses et presque sans porosité. De plus, les oxydes sont éliminés grâce au bore et au silicium sur lesquels l'oxygène se fixe préférentiellement et qui diffusent ensuite vers la surface du fait du gradient de température [7].

I.2.3.1.b Flamme fil

Le matériau est conditionné sous forme de fil ou de tige et entraîné dans la flamme par des rouleaux placés à l'arrière de la torche. Ces rouleaux sont actionnés par un moteur électrique ou un moteur pneumatique. Une fois l'extrémité de la tige ou du fil fondue dans la flamme, un courant d'air comprimé l'atomise et projette les particules sur la surface du substrat à une vitesse pouvant atteindre 150 m/s. Les taux horaires de déposition varient de 1 à 30 kg/h selon le type du matériau projeté et le diamètre des fils ou des baguettes utilisés. La température de fusion des matériaux peut atteindre 0,95 de la température de la flamme (T_{fusion} = 0,95 T_{flamme}). L'épaisseur des dépôts varie de quelques dixièmes de millimètres à quelques millimètres. Cette technique permet de projeter des métaux (Zn, Al, Cu, Sn, Ni, Mo), des aciers et des alliages à base de Zn, Cu et de Ni sous forme de fils et quelques céramiques (Al2O3, Al2O3-TiO2, ZrO2 avec stabilisants) sous forme de cordons ou de baguettes.

I.2.3.1.c Flamme hypersonique (communément désignée par l'acronyme anglais HVOF (High Velocity Oxyfuel Flame)

Ce procédé utilise la combustion sous pression d'un carburant sous forme gazeuse (propane, propylène, acétylène, hydrogène) ou liquide (kérosène) avec de l'oxygène ou éventuellement de l'air en particulier pour le kérosène. Les gaz de combustion pénètrent dans la chambre de combustion à des pressions allant jusqu'à 1MPa ce qui augmente légèrement la température de combustion. La chambre est refroidie par une circulation d'eau. La flamme est ensuite accélérée dans une tuyère et acquière à la sortie de celle-ci une vitesse supersonique. La poudre à projeter est soit propulsée sous pression dans l'axe du jet (injection en amont de la tuyère) soit injectée au voisinage en aval de la tuyère à une pression proche de la pression atmosphérique. Les vitesses acquises par les particules peuvent atteindre 600 à 700 m/s et les dépôts réalisés présentent une bonne adhérence (de 70 à 100 MPa) et une faible porosité (2%). Les matériaux projetés sont essentiellement des cermets (WC-Co, Cr3C7-NiCr), des métaux, des alliages métalliques auto-fusibles ou non [8].

I.2.4 Canon à détonation

Dans ce procédé, le matériau est projeté grâce à l'énergie de détonation d'un mélange gazeux qui est le plus communément, un mélange oxygène-acétylène. Le mélange est injecté dans le canon en même temps que la poudre d'apport véhiculée par un gaz inerte. Le canon est constitué d'un long cylindre fermé à une de ses extrémités et refroidi à l'eau. L'onde de

détonation, créée par une étincelle dans le mélange détonnant, chauffe et accélère les particules, injectées à mi-longueur du canon, jusqu'à la sortie du canon où elles sont éjectées à une vitesse élevée (jusqu'à 900-1300 m/s) vers la surface du substrat à traiter. Entre chaque tir le tube est balayé par un jet de gaz neutre (azote). Au maximum dix tirs peuvent être effectués par seconde. L'énergie cinétique élevée des particules à l'impact sur le substrat conduit à l'édification d'un revêtement dense et adhérent (porosité inférieure à 1% et adhérence supérieure à 80 MPa). Les matériaux généralement utilisés sont les carbures de chrome ou de tungstène avec un liant métallique (Ni, Co) [8].

I.2.5 Projection par arc électrique

I.2.5.1 Arc-fil

Le principe de cette technique consiste à amorcer un arc électrique entre deux électrodes consommables sous forme de fil. La tension appliquée entre ces deux fils varie entre 18 et 40 V pour des intensités de courant comprises entre 100 et 500 A. L'arc généré fait fondre l'extrémité des fils. Une circulation de gaz comprimé (généralement de l'air) permet d'atomiser la partie fondue des fils. La température de l'arc peut dépasser 6000 K dans l'air à pression ambiante, ce qui contribue à un chauffage excessif des particules et une vaporisation importante des gouttelettes. L'utilisation d'air comprimé comme gaz d'atomisation conduit également à l'oxydation des gouttelettes métalliques surchauffées.

Ce procédé permet d'obtenir des dépôts épais de 0,5 à 3 mm avec une adhérence de 20 à 40 MPa. Il permet de déposer des matériaux métalliques ductiles tels que le zinc, l'aluminium ou le cuivre [8] mais également des superalliages non ductiles avec des qualités de dépôt comparables à ceux obtenues par projection plasma, ainsi que des dépôts métalliques renforcés par des particules céramiques non fondues grâce à la technologie des fils fourrés.

I.2.6 Projection plasma

Ce procédé utilise des matériaux métalliques, céramiques ou cermets sous forme de poudre avec des particules de taille inférieure à 100 μm. Ces particules sont déposées dans un état fondu ou semi fondu sur des substrats préalablement préparés. La source de chaleur est un jet de plasma produit par arc électrique ou une décharge radiofréquence [7].

Dans le cas d'un arc électrique : le plasma est créé par une décharge électrique en courant continu entre deux électrodes coaxiales. La cathode est une tige d'extrémité conique en tungstène thorié, et l'anode, en forme de tuyère, est en cuivre, éventuellement chemisée de tungstène. Ces deux électrodes sont refroidies par eau sous une pression de 1,5MPa environ. L'arc électrique qui s'établit entre la cathode et la surface de l'anode, entre lesquelles circule le gaz plasmagène, est amorcé par une décharge haute fréquence (quelques MHz) et haute tension (quelques milliers de Volts) et entretenu par une source de courant à basse tension (inférieure à 200 V à vide) mais dont le courant peut atteindre 900 A. Le mélange gazeux qui constitue le gaz plasmagène est généralement constitué d'un gaz primaire (argon ou azote) qui assure le débit massique de l'écoulement et d'un gaz secondaire de conductivité thermique

élevée (hydrogène ou hélium) qui permet d'améliorer le transfert thermique aux particules. Lorsque la température dépasse 8000 K il y a ionisation du gaz plasmagène et formation d'un milieu conducteur qui entretient une colonne d'arc entre l'extrémité de la cathode et l'anode.

La vitesse du jet plasma à la sortie de la tuyère est élevée (de l'ordre de 600 à 2000 m/s) mais reste subsonique en raison de la température du jet plasma (8000 à 14000 K). Les particules solides sont introduites perpendiculairement dans le jet plasma à l'aide d'un gaz porteur et sont accélérées et fondues (ou partiellement fondues) dans l'écoulement. La gamme de vitesse des particules, pour un même matériau et pour une distribution granulométrique comprise entre 25 et 45µ m, varie de quelques dizaines de m/s jusqu'à 300 m/s selon les conditions opératoires et les trajectoires suivies par les particules dans le jet de plasma. Les puissances dissipées dans les torches sont comprises entre 20 à 60 kW. La projection s'effectue en général à l'air libre, à la pression atmosphérique (Atmospheric plasma spraying : APS) et l'inclusion d'oxydes dans les dépôts métalliques réalisés par cette technique, est inévitable. Afin de réduire le taux d'oxydation de ces dépôts, on adopte la technique de projection sous gaz inerte (inert plasma spraying : IPS) ou sous une pression en dessous de la pression atmosphérique (10 à 50 kPa) (vacuum plasma spraying : VPS) [8].

Le procédé IPS consiste à réaliser des dépôts par projection plasma dans une chambre remplie d'un gaz inerte (généralement de l'argon) à la pression atmosphérique. Ceci permet d'une part de diminuer le refroidissement du jet du à la dissociation de l'oxygène de l'air et donc d'augmenter le transfert d'énergie vers les particules grâce à des jets plus longs et plus gros comparés à ceux obtenus à l'air libre et d'autre part, d'éviter l'oxydation des particules métalliques. Il est nécessaire d'utiliser des volumes de chambre de 20 à $30 m^3$ pour éviter l'utilisation d'une double paroi avec refroidissement par circulation d'eau.

Dans le procédé VPS, la projection se déroule sous pression réduite (10 à 50 kPa). Réduire la pression de travail revient à allonger fortement (quelques dizaines de centimètres) la longueur du jet mais aussi à diminuer sa température (4000 à 5000 K à 10 kPa). La diminution de la pression se traduit par une augmentation du libre parcours moyen des atomes et des molécules du plasma, ce qui réduit le transfert de quantité de mouvement et de chaleur aux particules car on est plus dans le domaine des milieux continus. La technique VPS est surtout utilisée pour obtenir des dépôts métalliques denses avec une meilleure adhérence. En effet, une pression partielle d'oxygène réduite autorise le maintien du dépôt et du substrat à des températures élevées (jusqu'à 1173 K pendant le tir pour des superalliages) et favorise ainsi l'amélioration de l'adhérence du dépôt par diffusion. Cette technique peut être aussi utilisée pour déposer des cermets à base de carbure.

Le procédé VPS est essentiellement réservé à la projection des superalliages, et des alliages de titane, alors que l'IPS traite de certains carbures et des borures.

Le procédé de projection plasma peut aussi utiliser une torche plasma à couplage inductif (ICPT) ; elle est caractérisée, principalement, par un diamètre interne de torche plus important que celui des torches à plasmas d'arc : 20 et 50 mm contre 5 à 7 mm. Cette augmentation de la section de torche, se traduit par une diminution de la vitesse des gaz, en

première approximation inversement proportionnelle au carré du diamètre de la tuyère ; la vitesse des gaz est alors de l'ordre de 100 m/s et la vitesse des particules à l'impact d'environ 60 m/s Par contre leur temps de séjour dans l'écoulement plasma est plus élevé. Ceci permet de fondre des particules dont les diamètres vont jusqu'à 200µm. Les particules sont injectées axialement à l'aide d'un injecteur refroidi par circulation d'eau [9,10].

La projection plasma permet de réaliser des dépôts épais (de 50 à 3000µm) de 300µm en moyenne. Ils sont utilisés pour leur résistance à la corrosion, à l'usure, leur conduction électrique, magnétique et ionique et leur capacité de barrières thermiques et ont de nombreux domaines d'applications : mécanique, aéronautique, électronique, automobile, médicale, marine, etc.

Le tableau I-1 ci-dessous résume et compare les principales caractéristiques des techniques de projection thermique.

Caractéristique	Flamme poudre	Flamme fil	Arc électrique	APS	HVOF	Canon à détonation
Source de chaleur	Flamme	Flamme	Arc électrique	Plasma	Flamme	flamme
Température de la source (K)	3400	3400	10000-20000	8000-14000	24000-3100	3300
Vitesse des particules (m/s)	40	150	200	50-300	400-600	600-1200
Adhérence (MPa)	20-40	20-40	40	40-70	50-80	50-80

Tableau I.1: Caractéristiques moyennes des différents procédés de projection Thermique, [7].

Les données du tableau I-1 montrent que la technique de projection plasma présente un bon compromis température de la source / vitesse des particules. Les vitesses acquises par les particules qui sont fondues en grande majorité (si les conditions opératoires sont adéquates) permettent un bon étalement des gouttes sur le substrat et une adhérence de dépôt supérieure à 40 MPa.

I.3 Etat de l'art

Les phénomènes qui gouvernent l'impact de gouttes, les échanges thermiques entre la particule fluide chaude et le substrat froid, et la solidification sont complexes et interviennent dans la même échelle de temps. Chacun de ces aspects sera présenté séparément afin de mieux distinguer leur influence sur l'impact et l'étalement des gouttes.

I.3.1 Hydrodynamique de l'impact de gouttes

Dans cette partie, on s'intéresse aux phénomènes liés à l'écoulement de la goutte. Les caractéristiques des matériaux en présence (goutte, fluide ambiant et substrat) et

les conditions d'impact influencent l'écoulement et la géométrie finale de la goutte. La compétition des énergies mises en jeu traduit la dynamique de la goutte. Après avoir décrit les principaux paramètres de l'impact d'une goutte, on déterminera quelles sont les énergies associées à ces paramètres, afin d'examiner leur rôle et leur influence sur la dynamique.

I.3.1.1 Paramètres du système

La morphologie finale de l'impact dépend du diamètre de gouttelette, de la température, de la vitesse, et du l'état fondue [11,12]. Les études expérimentales se sont concentrées sur l'impact des gouttelettes fondues sur un substrat lisse ou rugueux. Escure et autres [9] étudient l'impact des gouttelettes liquides d'alumine sur différents substrats. Le paramètre de Sommerfeld a été employé pour décrire le comportement d'impact, tel que le dépôt, et l'éclaboussement.

Ahmed et Rangel [13] ont étudié numériquement l'impact et la solidification d'une gouttelette en aluminium sur les substrats rugueuse, en utilisant un modèle axisymétrique bidimensionnel. Leurs résultats prouvent que l'impact de gouttelette sur un substrat rugueuse est presque toujours accompagné par l'éclaboussement. Cependant, le degré d'éclaboussement diminue avec l'augmentation de la rugosité.

Sikalo et autres [14] ont étudiés les gouttelettes impactant sur un substrat avec de faibles angles d'impact et faible nombres de Weber. De même les effets de l'angle et de la viscosité d'impact sur le comportement d'impact de gouttelette ont été étudie par.

Kang et NG [15] ou ils ont quantifié le comportement de propagation de différents impacts à différentes inclinaisons de substrat en utilisant le facteur de diffusion d'allongement. D'où ils ont obtenues Les équations quadratiques adaptées pour le comportement de propagation.

Les particules fondues qui impactent sur la surface à revêtir s'étalent en 1 à 2μs et solidifient en 2 à 10 μs, la solidification commençant avant la fin de l'étalement. L'impact d'une particule suivante n'intervient en général qu'au bout de 10 à 100μs [9].L'empilement successif des lamelles forme le dépôt. La lamelle constitue donc, la brique fondamentale dans la construction du dépôt.

Fukanuma [16] a présenté une formule qui décrit le processus d'aplatissement d'une gouttelette sur une surface approximative, et a conclu que le rapport d'aplatissement diminué dans le temps avec l'augmentation de la rugosité.

Xu et autres [17] avaient utilisé la photographie à vitesse élevée pour étudier l'éclaboussement de corona dû à l'impact d'une gouttelette liquide sur un substrat sec et lisse. Ils ont découvert que la pression de gaz environnante décroissante empêche l'éclaboussement. Et la pression de seuil est une fonction de la vitesse d'impact, du poids moléculaire du gaz, et de la viscosité liquide. Ils ont conclus aussi que la compressibilité du gaz est responsable de l'éclaboussement.

La formation d'une lamelle dépend à la fois de paramètres liés à la particule en vol (sa taille, sa vitesse, sa température, son état de fusion à l'impact, et ses propriétés thermo-physiques) et de paramètres liés au substrat (ses propriétés, son état de surface, sa température de préchauffage et la présence éventuelle d'oxydes sur sa surface).

Des travaux expérimentaux ont été consacrés à l'étude d'une lamelle individuelle pour mieux comprendre les différents mécanismes qui régissent sa formation (étalement et solidification) afin d'établir des corrélations entre les différents paramètres opératoires du procédé de projection, la microstructure du dépôt et ses propriétés macroscopiques [8]. Ils ont montré que la température de préchauffage du substrat semblait jouer un rôle déterminant sur la morphologie de la lamelle et ont conduit à définir une température de préchauffage du substrat dite « température de transition morphologique », au dessus de laquelle la lamelle adopte une forme de disque régulier [8] alors qu'en deçà, elle présente généralement une forme déchiquetée.

Des simulations numériques ont été effectuées pour étudier les phénomènes importants et complexes pendant l'impact de gouttelette dans le jet thermique.

Zhang [3,8] a proposé un modèle théorique basé sur le volume de fluide (VOF) pour la propagation de gouttelette et la solidification considérant la tension superficielle, la solidification et la résistance thermique de contact. Le rapport splat-flattening a été décrit en fonction des nombres de Reynolds, de Weber, de Prandtl et de Jakob. Zhang et autres [18] ont étudié la morphologie de l'impact et la re-solidification de substrat numériquement et expérimentalement et ont constaté que la taille, la vitesse, et la température, de gouttelette d'un part et le matériau de substrat et leur température jouent les rôles significatifs dans la morphologie de l'impact et le taux de solidification.

Zhao et autres [19] et Pasandideh-Fard et autres [20] ont proposé des modèles détaillés en résolvant l'équation de Navier-Stokes couplée à l'équation d'énergie. Leurs prévisions théoriques de la propagation de gouttelette étaient en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, les procédures numériques adoptées dans ces modèles étaient informatique chères. De tels modèles détaillés sont plus utiles pour obtenir une compréhension fondamentale profonde sur les processus physiques impliqués dans le phénomène d'impact.

Pour le mouvement d'interface de solidification et morphologie de splat pour une gouttelette fondue impactant sur une surface inclinée. Bussmann et autres [21] ont développé un modèle tridimensionnel basé sur un code VOF où la force de tension superficielle a été simulée comme force de volume et les angles de contact mesuré ont été fournis comme état de frontière pour ses simulations.

Zhang et Zheng [22,8] ont développé un modèle numérique basé sur le procédé réglé de niveau pour étudier la déformation et la solidification de gouttelette dans deux et trois dimensions. Ils ont simulé aussi l'impact oblique d'une gouttelette d'eau de 2 millimètres à 1 m/s sur une pente 45° et l'impact d'une gouttelette sur un bord pointu. Et les résultats

numériques ont été comparés aux images expérimentales. Pasandideh-Fard et autres [23] ont prolongé l'étude au modèle tridimensionnel développé par Bussmann et autres [21] où la méthode d'enthalpie a été employée pour résoudre le problème de solidification. Le dépôt des gouttelettes de bidon sur une surface d'acier inoxydable a été étudié en utilisant des expériences et des simulations numériques. Les résultats de simulation étaient bien conformes aux images expérimentales. Mostaghimi et autres [12] ont montré que le rapport d'aplatissement est lié au nombre de Reynolds et, au nombre de Weber. Cependant, l'effet de la solidification sur la propagation de gouttelette peut être négligé quand le rapport du nombre de Stefan au nombre de Prandtl est beaucoup plus petit que l'unité.

I.3.1.1.a Vitesse de l'écoulement

Dans la plupart des cas réels, la vitesse de projection de la goutte sur la surface (liquide ou solide) est très élevée. C'est le cas par exemple de la pulvérisation par spray, ou même de l'écrasement des gouttes d'eau sur les ailes d'un avion avec une vitesse d'impact de l'ordre de 300m/s. l'intervalle de temps entre l'impact et la fin de l'étalement est donc très court. L'écoulement est lié à un champ de vitesse qui évolue de façon importante au cours du temps. Avant l'impact, on se place dans le cas où la vitesse d'impact est normale au substrat et répartie de manière homogène dans la goutte. Lors de l'impact, cette vitesse change subitement de direction. Son intensité agit donc directement sur la nature de l'écoulement de la goutte. Cela se traduit initialement en terme d'énergie cinétique d'impact :$E_{ci} = \frac{1}{2} m_g V_i^2$. Tout au long de l'écoulement, jusqu'à stabilisation du système, cette énergie évolue par conversion en d'autres types d'énergies jusqu'à dissipation totale de l'énergie cinétique afin d'atteindre l'état stable.

I.3.1.1.b Tension superficielle

Avant l'impact, le fluide reste sous l'état de goutte unique, sans se disperser dans le fluide ambiant pourvu que sa taille soit compatible. Ce phénomène reste effectif dans le cas d'une gravité nulle, où le fluide, sous l'effet d'aucune force extérieure, tend à garder une forme sphérique parfaite. Ce phénomène s'explique par la tension superficielle.

Il s'agit d'une énergie libre de surface d'un liquide, qui s'oppose aux modifications de surface. Elle participe à l'équilibre des forces de pression agissant sur le liquide, provenant des interactions moléculaires, et du milieu extérieure. Au sein du même milieu, une molécule est attirée de la même manière par chacune de ses voisines. Par contre, à l'interface de deux milieux immiscibles, elle est beaucoup plus attirée par les molécules qui constituent l'un des deux milieux. L'énergie de liaison est donc différente à l'intérieur du milieu et à l'interface. Cette énergie surfacique, qui doit être dépensée pour que le système reste à l'équilibre tend à minimiser l'interface des deux milieux. Cette énergie étant proportionnelle à l'aire de l'interface, elle s'exprime via le coefficient de tension superficielleγ, en J/m² ou N/m.

Le modèle physique de la tension superficielle a été étudié par Brackbill et Wei [24,25] à l'aide d'une bulle d'oxygène ou d'éthanol.

Cédric LE BOT [26], ont considéré une goutte sphérique de rayon R. à l'équilibre, il s'exerce des pressions de part et d'autre de la surface de la goutte. Selon la loi de Laplace, (pour une goutte sphérique)

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{2\gamma}{R} \quad (I.1)$$

Où p_2 est la pression du fluide externe,

p_1 : pression de la goutte,

R : rayon de la goutte,

γ : tension superficielle

Cette tension superficielle est la contrainte extérieure assimilable à une pression qui s'applique sur l'interface ou la surface de séparation de deux fluides. Elle caractérise donc l'interface entre deux fluides donnés.

Dans le cas quelconque,

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \gamma(K_1 + K_2) = \gamma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad (I.2)$$

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux de l'interface, et K_1 et K_2 les courbures associées. Pour $R_1 = R_2 = +\infty$, les surfaces sont planes et on obtient les même pressions part et d'autre de l'interface.

I.3.1.1.c Tension interfaciale

Il s'agit ici d'un cas plus précis de tension superficielle : c'est l'énergie d'interface entre deux phases fluides non miscibles en contact, ou bien une phase fluide et une phase solide. Le coefficient de tension interfaciale sera noté σ_{SL}.

I.3.1.1.d Tension de surface

Cette énergie de surface est un cas particulier de tension interfaciale entre deux fluides non miscibles, dans le cas où le fluide ambiant est l'air. Elle fait donc référence au cas d'une condition de surface libre. Le coefficient de tension de surface est noté σ.

Lorsqu'une goutte est en contact avec un substrat, elle se déforme et perd son aspect sphérique, en s'étalant plus ou moins largement sur le substrat. L'énergie de surface n'est plus répartie de façon homogène. Mais la tension de surface entre en compétition avec la tension interfaciale entre le substrat et la goutte, et la tension interfaciale entre le substrat et l'air ambiant. Cette compétition est à l'origine du phénomène de mouillage, c'est-à-dire la faculté que possède la goutte à recouvrir le substrat : les tensions superficielles goutte-substrat et air substrat minimisent chacune la surface de contact entre les milieux mis en jeu. La façon dont

la goutte s'étale dépend donc de la nature du substrat. Lorsque le liquide est mouillant, l'étalement de la goutte est important. Pour caractériser ce phénomène, on définit un angle de contact θ au niveau de la ligne triple statique, c'est-à-dire l'interface des deux fluides et du substrat, par la loi d'Young.

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{SG} - \sigma_{LS}}{\sigma} \qquad \text{(I.3)}$$

Avec σ_{SG} et σ_{LS} les tensions interfaciales du solide respectivement avec l'air et le liquide.

σ est la tension superficielle de la goutte.

L'angle de contact est donc fonction des énergies de surface de chaque milieu.

- Liquide mouillant

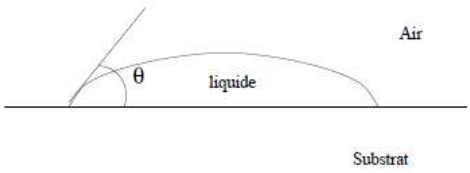


Figure I.4 : Liquide mouillant

- Liquide non mouillant



Figure I.5 : Liquide non mouillant

A l'équilibre, l'angle de contact statique θ peut prendre des valeurs comprises entre 0° et 180° selon la nature de la goutte, du milieu ambiant et du substrat. Dans les cas extrêmes et peu réalistes, à θ=0°, la goutte s'étale infiniment, ce qui correspond à la formation d'un film de fluide. Dans le cas θ=180°, la goutte est en contact avec le substrat en un seul point. La goutte est donc sphérique et ne mouille pas du tout le substrat. Dans le cas réel, ce concept d'angle de contact se retrouve en dynamique et se situe entre ces deux cas extrêmes. Des expériences ont été réalisées avec un tube de verre plongé dans un bain de silicone afin de décrire la ligne de contact dynamique entre le substrat et le fluide Dussan [27]. D'autres expériences soulignent la forte non linéarité de l'angle de contact Haley [28] et consistent à relever l'angle de contact en fonction du temps lors de l'impact de gouttes de fluide visqueux sur un substrat sec, et conduisent à des relations de la forme :

$$\frac{dR}{dt} = k(\theta - \theta_s)^n \qquad \text{(I.4)}$$

Où R est le rayon de contact de la goutte avec le substrat, k est une constante, θ_s l'angle de contact statique, et où la valeur de l'exposant n varie en fonction du modèle utilisé pour décrire l'angle de contact provient directement de valeurs expérimentales.

I.3.1.1.e Rugosité

La rugosité exprime l'état de surface du substrat, et correspond à la hauteur moyenne des pics et des creux existant superficiellement. Elle est caractérisée par le nombre Ra (en µm) qui correspond à la hauteur moyenne du relief de la surface. Pour une surface lisse (sans défaut) Ra=0, ce qui correspond à un cas idéal. Expérimentalement, on considère qu'une surface est lisse par rapport à l'impact d'une goutte de métal pour Ra ≤ 0.05µm. Escure [29] notent expérimentalement que la rugosité du substrat a une influence notable sur le comportement d'étalement ou d'éclaboussure de la particule fluide. Lorsque la goutte atteint le substrat, la matière remplit les creux du substrat, et sous l'effet d'une vitesse d'impact importante, elle est éjectée dans d'autres directions liées au relief de la surface. Expérimentalement, il est difficile de reproduire exactement le même impact. En effet, la rugosité ne traduit qu'une hauteur moyenne alors que le relief de la surface est hétérogène. En fonction de la position de l'impact et de l'état de surface local, la goutte est éjectée selon des directions différentes. Par conséquent, l'impact, bien que toujours gouverné par les même phénomènes, ne reproduit pas exactement la même évolution en fonction de la zone d'impact. En se référant à une rugosité et donc à un état de surface moyen homogène, on définit une évolution moyenne de l'impact.

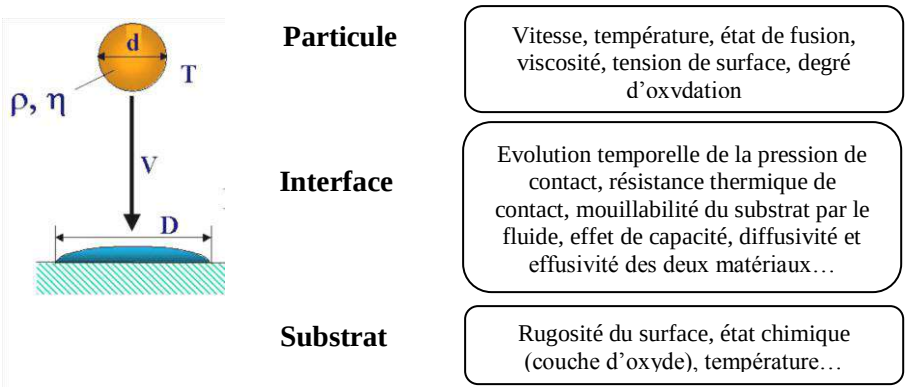


Figure I.6 : Paramètres caractéristique de la formation d'une lamelle, [30].

I.3.1.2 Différents types d'impact selon la nature du substrat

I.3.1.2.a Impact sur film liquide profond

On parle de film liquide profond lorsque la couche liquide a une épaisseur de plus de 50 diamètres de goutte. Deux phénomènes peuvent se produire selon l'intensité de l'impact. Soit un vortex apparaît si les forces d'inerties et de tension superficielle sont comparables (We < 8), soit un jet se forme lorsque les force d'inerties dominent (We >8) en créant un cratère dans le film liquide après l'impact de la particule fluide. Brutin [31] ont observé expérimentalement et montrent que seules les considérations des nombres de Weber et de

longueur capillaire suffisent à décrire la profondeur du cratère sans prise en compte de la viscosité des fluide.

I.3.1.2.b Impact sur film liquide fin

Ce type d'impact est considéré à partir du moment où le film liquide a une épaisseur inférieure à 10 diamètres de goutte. Des études expérimentales et numériques Josserand [32] ont montré que là encore, les conditions d'impact influencent le comportement de la goutte. Ainsi, lorsque les forces d'inertie sont prépondérantes lors de la dynamique, il se forme un jet pendant les tous premiers instants, puis celui-ci devient une corolle dont l'extrémité est un bourrelet périphérique. Ce type de comportement est appelé corolla splash. Dans la nature, cette corolle est très souvent déstabilisée pour créer des digitations et des gouttes secondaires. Ce phénomène serait dû à une instabilité de la courbure géométrique au niveau du bourrelet périphérique, et porte le nom d'instabilité de plateau-Rayleigh [33]. Des études expérimentales [34] ont montré que la profondeur du film influence l'angle d'éjection de la corolle puis qu'un film fin a tendance à diminuer l'angle d'éjection (voire figure 1.6) le jet qui se forme aux temps très courts est souvent à l'origine de la formation de gouttelettes provenant du lieu de l'impact. Ce type d'éclaboussure est appelé prompt splash [32]. Dans leurs travaux, yarin [35] ont traduit, par des expériences sur un film liquide, la formation de la corolle comme singularité cinématique c'est-à-dire une discontinuité du champ de vitesse et la distribution de l'épaisseur de film.

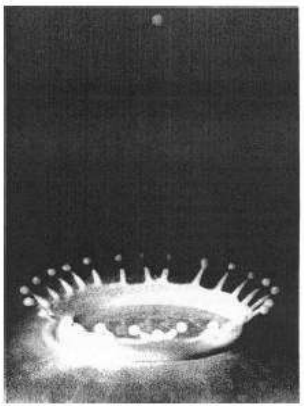


Figure I.7 : Impact sur film liquide fin, [34].

I.3.1.2.c Impact sur substrat sec

Il s'agit du type d'impact que nous allons considérer dans notre travail où la goutte s'écrase sur une surface solide et indéformable. Outre les caractéristiques physiques de la goutte et des conditions dynamiques (vitesse et diamètre de la particule fluide), la rugosité du substrat, est aussi un paramètre qui peut influencer le comportement de la goutte. Encore une fois, la goutte adopte différents comportements qui dépendent des conditions d'impact.

I.3.1.2.c.1 Eclaboussure

Lorsque les effets inertiels sont prépondérants devant les effets de tension superficielle, ce qui peut se manifester par une faible viscosité, ou encore une forte vitesse

d'impact, le fluide se déstabilise et se fragmente. Une partie de la matière reste au point d'impact et des digitations apparaissent à la périphérie de la goutte initiale. Ce phénomène nommé splash a été étudié par de nombreux auteurs afin d'estimer quels paramètres sont à l'origine des instabilités qui génèrent les digitations et les gouttes secondaires. Ainsi, des études expérimentales ont montré que la rugosité du substrat influence l'apparition su splash [36] puisque le relief du substrat redirige le fluide après impact dans une direction désordonnée. L'énergie de surface est également un paramètre influent, car l'ajout de surfactants afin d'augmenter la tension superficielle de la goutte diminue les risques de splash. La température du substrat peut également influencer ce comportement [37], puisque la viscosité et la tension superficielle du fluide diminuent lorsque la température augmente, ce qui accentue les instabilités lors de l'impact.

I.3.1.2.c.2 Déposition

Dans ce type d'impact, les effets inertiels et de tension de surface sont de même ordre de grandeur. Pour une faible taille de particule de métal liquide (de l'ordre de millimètre), cela revient à une vitesse modérée (de l'ordre 1m/s) pour une tension de surface de l'ordre de 0.5N.m. Zhao [38] ont étudié expérimentalement l'impact de gouttes d'eau ou d'encre dans cette gamme de vitesses et tailles de particules et observent bien une déposition. La goutte s'écrase contre la surface et s'étale largement la plupart du temps sous forme d'un disque (splat) sous l'influence de l'énergie des forces d'inertie. Puis l'énergie de surface devient prépondérante et l'étalement fait place à la rétraction de la goutte jusqu'à la position d'équilibre. On observe ce comportement par exemple sur les pare-brises de voiture où les gouttes s'étalent de plusieurs rayons puis se rétractent, sur un temps très court. Beaucoup d'études ont porté sur ce genre d'impact afin de déterminer les conditions seuil où la déposition fait place au phénomène de splash, en fonction de la température de substrat [39] ou encore de la rugosité du substrat [39]En examinant l'impact de gouttes d'eau sur une surface sèche et plus précisément le nombre de digitations qui apparaissent à la périphérie du splat, Thoroddsen [40] ont supposé que ces instabilités sont de type Rayleigh-Taylor. Ce type de comportement est également observé sur des gouttes métalliques de volume de l'ordre du pico litre que l'on dépose sur des composants électroniques. En fonction de la température, du métal et du composant, il est possible de déterminer la zone de contact entre la goutte et le réseau électrique et éviter ainsi les courts-circuits [41].

I.3.1.2.c.3 Rebond

Lors de ce type d'impact, les effets de tension superficielle sont prépondérants dans la dynamique. La goutte commence à s'étaler, puis se rétracte avec une telle intensité qu'elle décolle. Ce phénomène peut se rencontrer dans la nature comme par exemple les gouttes d'eau tombant sur une feuille ou sur des matériaux hydrophobes. Des études ont été réalisées sur la composition de la goutte d'eau [42] afin de diminuer ce caractère et améliorer les conditions d'étalement sur les plantes dans le but d'améliorer la pulvérisation de pesticides sur les plants. En ajoutant une faible quantité de polymère, la viscosité et la tension superficielle de la goutte sont modifiées et se rapprochent davantage du comportement de déposition.

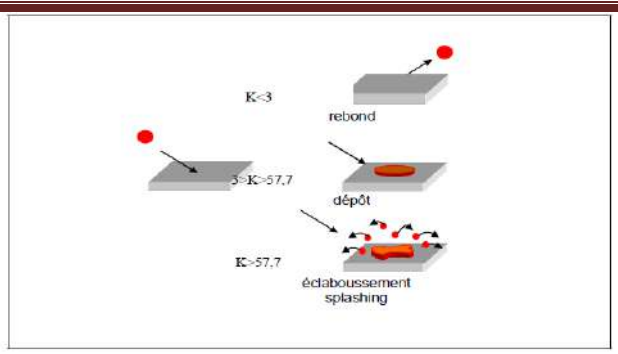


Figure I.8 : Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K, [9].

I.3.1.3 Nombres adimensionnels

Lorsque la goutte s'écrase sur le substrat, de nombreux paramètres physiques jouent un rôle dans le comportement de la particule fluide. Afin de quantifier leur influence, des nombres adimensionnels sont introduits sous la forme d'un apport qui permet de rendre compte de la compétition entre plusieurs phénomènes. Ainsi, en accord avec le théorème de Buckingham, selon lequel le nombre de paramètres indépendants peut être réduit par le nombre de dimensions fondamentales, on peut prévoir la gamme de comportements possibles de la goutte et les paramètres majeurs qui en sont responsables. Nous allons donc détailler ici ces nombres adimensionnels et les rapports qu'ils représentent :

Nombre de Reynolds : $\mathbf{Re} = \frac{\rho L u}{\mu}$

Avec ρ : masse volumique,

L : échelle de longueur caractéristique,

u: vitesse caractéristique,

μ : viscosité.

Nombre de Reynolds compare le flux de quantité de mouvement par convection avec le flux de diffusion visqueuse. Il permet de décrire le type de régime d'écoulement de la goute, laminaire, inertiel voire turbulent.

Nombre de Froude : $\mathbf{Fr} = \frac{u_0}{\sqrt{g h_s}}$

Avec g : force de gravité,

h_s : côte de la surface libre.

Nombre de Froude est le rapport de la vitesse caractéristique sur la vitesse de la propagation des ondes de la gravité à la surface d'un fluide.

Nombre de Weber : $\mathbf{We} = \frac{\rho \mathbf{L} \mathbf{u}_0^2}{\sigma}$

Avec σ : tension superficielle.

Nombre de Weber compare les forces d'inertie et les forces de tension superficielle. En fonction de sa valeur, la goutte aura plus ou moins tendance à se séparer en plusieurs gouttes secondaires.

Nombre d'Ohnesorge : $\mathbf{Oh} = \frac{\mathbf{u}}{\sqrt{\rho \sigma \mathbf{L}}} = \frac{\mathbf{We}^{\frac{1}{2}}}{\mathbf{Re}}$

Nombre d'Ohnesorge rend compte de la dissipation visqueuse par rapport aux forces de tension superficielle. Sa valeur définit la morphologie de l'impact (éclaboussure, déposition ou rebond).

Nombre de Sommerfeld : $\mathbf{K} = \sqrt{\frac{\rho \mathbf{L} \mathbf{u}_0^2}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho \mathbf{L} \mathbf{u}}{\mu}}} = \sqrt{\mathbf{We} \sqrt{\mathbf{Re}}} = \mathbf{Oh}.\mathbf{Re}^{1.25}$

De par son écriture, Nombre de Sommerfeld permet de définir le type d'impact de la goutte. En effet, il possède les dimensions associées au nombre d'Ohnesorge et celle du nombre de Reynolds. Dans leurs travaux, Mundo [43] ont déterminé que le splashing intervient lorsque K>57.7, la déposition se produit pour K< 57.7.

Nombre de Bond : $\mathbf{Bo} = \frac{\rho g R^2}{\sigma}$

Avec R : rayon de la goutte.

Nombre de Bond est le rapport des forces de gravité sur les forces de tension superficielle. Ce nombre permet de déterminer l'influence de la gravité sur l'écoulement de la goutte.

Par des combinaisons de ces nombres, on décrit la dynamique de l'impact en fonction des conditions initiales. La plupart du temps, afin de définir le comportement d'une goutte, les auteurs examinent le degré maximum d'étalement, c'est-à-dire le diamètre maximum su splat rapporté au diamètre initial de la goutte.

I.3.1.4 Degré d'étalement maximal d'une goutte

En se plaçant dans le cas où l'impact génère une déposition, certains auteurs Pasandideh-Fard [44] ont évalué le degré d'étalement maximum de la goutte par voie analytique, en se basant sur la conservation des énergies. L'hypothèse principale provient du modèle d'étalement suggéré. La goutte initialement sphérique s'étale le long du substrat sous forme d'un disque d'épaisseur constante sans prendre en compte la présence du bourrelet périphérique (figure I.9).

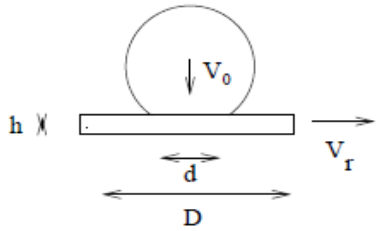


Figure I.9 : Schéma d'étalement d'une goutte, [45].

Avant impact, on considère que la goutte est à son minimum d'énergie potentielle (soit $E_p = 0$). Les énergies cinétiques et de surface de la goutte sont respectivement :

$$E_{c1} = \left(\frac{\pi}{6} D_i^3\right)\left(\frac{1}{2}\rho V_i^2\right) \quad (I.5)$$

$$E_{s1} = \sigma\pi D_i^2 \quad (I.6)$$

Lorsque la goutte atteint son maximum d'étalement, son énergie cinétique est nulle ($E_{c2} = 0$). Son énergie de surface est la contribution des énergies entre d'une part la goutte et l'air et d'autre part la goutte et le substrat :

$$E_{s2} = \sigma_{LS}\pi\frac{D_{max}^2}{4} + \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4} - \sigma_{SG}\pi\frac{D_{max}^2}{4} \quad (I.7)$$

Le dernier terme de cette équation correspond à l'énergie de surface entre le substrat et l'air qu'il faut enlever au système afin de conserver toutes les énergies de surface, puisque cette interface est remplacée par le contact entre la goutte et le substrat.

Or, selon la loi d'Young qui relie les tensions superficielles à l'angle de contact :

$$\cos(\theta_a) = \frac{(\sigma_{SG} - \sigma_{LS})}{\sigma} \quad (I.8)$$

En combinant les deux expressions précédentes :

$$E_{s2} = \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4} - \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4}\cos(\theta_a) \quad (I.9)$$

Finalement :

$$E_{s2} = \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4}(1 - \cos(\theta_a)) \quad (I.10)$$

Le travail nécessaire pour déformer la goutte contre les effets de viscosité s'écrit sous la forme :

$$W = \int_0^{t_c}\int_\Omega \phi d\Omega dt \approx \phi\Omega t_c \quad (I.11)$$

Où Ω est le volume de fluide visqueux, t_c le temps nécessaire à l'étalement de la goutte et ϕ la fonction de dissipation visqueuse. L'ordre de grandeur de cette dernière est estimé par :

$$\phi \sim \mu \left(\frac{V_i}{L}\right)^2 \quad \text{(I.12)}$$

Où μ est la viscosité de la goutte et L une longueur caractéristique normale à la direction de l'étalement. Chandra [45] ont supposé que cette longueur de référence peut de rapporter à l'épaisseur de splat h. leur résultats surestiment le degré d'étalement maximal D_{max} de plus de 40% ce qui tend à montrer que L doit être inférieure à h. Pasandideh-Fard [44] proposent de donner à L la valeur de l'épaisseur de la couche limite δ à l'interface liquide solide. Celle-ci est calculée en considérant l'écoulement comme stationnaire. Elle s'exprime alors par :

$$\delta = 2\frac{D_i}{\sqrt{Re}} \quad \text{(I.13)}$$

Le temps d'étalement t_c, quant à lui, est estimé grâce à l'hypothèse d'étalement sous forme de cylindre de diamètre D et épaisseur h qu'il faut au préalable déterminer. En considérant la configuration donnée par la figure I.9, la conservation des débits permet d'affirmer que :

$$V_i \pi \frac{d^2}{4} = V_r D h \quad \text{(I.14)}$$

A l'instant de l'étalement maximal, le diamètre du splat attient D_{max}. Par conservation de la masse :

$$\pi \frac{D_i^3}{6} = \pi \frac{D_{max}^2}{4} h \quad \text{(I.15)}$$

Soit :

$$h = \frac{2D_i^3}{3D_{max}^2} \quad \text{(I.16)}$$

Le diamètre d varie lorsque la goutte s'étale, de 0 (début de contact avec le substrat) jusqu'à D_i. Afin d'écarter le caractère évolutif de d, on lui assigne une valeur moyenne de $d = D_i/2$.

Par définition de V_r,

$$V_r = \frac{dR}{dt} = \frac{1}{2}\frac{dD}{dt} \quad \text{(I.17)}$$

Et donc :

$$\frac{dD}{dt} = 2V_r = 2V_i \pi \frac{D_i^2}{16}\frac{1}{D}\frac{3D_{max}^2}{2D_i^3} \quad \text{(I.18)}$$

Soit :

$$\frac{dD}{dt} = V_i \pi \frac{3}{16} \frac{D_{max}^2}{D_i} \frac{1}{D} \quad \text{(I.19)}$$

Par intégration, sachant qu'à t=0, D=0 on obtient :

$$D(t) = \sqrt{\frac{3}{8}\frac{V_i}{D_i} D_{max}^2 t} \quad \text{(I.20)}$$

En faisant apparaître le temps adimensionné par rapport à la vitesse d'impact :$t^* = \frac{V_i}{D_i}$, on obtient finalement :

$$\frac{D(t)}{D_{max}} = \sqrt{\frac{3}{8} t^*} \quad \text{(1.21)}$$

Lorsque le diamètre attient D_{max}, le correspondant est de $t_c = \frac{8}{3}\frac{D_i}{V_i}$.a présent que L=δ, t_c et $\Omega = \pi D_{max}^2 \delta/4$ sont déterminés, on peut évaluer W :

$$W = \frac{\pi}{3} \rho D_i V_i^2 D_{max}^2 \frac{1}{\sqrt{Re}} \quad \text{(I.22)}$$

Finalement, par conservation des énergies : $E_{c_2} + E_{s_1} = E_{c_2} + E_{s_2} + W$ ce qui, en combinant avec leurs expressions respectives amène à :

$$\frac{D_{max}}{D_i} = \sqrt{\frac{We+2}{3(1-cos\,\theta_a)+4(We/\sqrt{Re})}} \quad \text{(I.23)}$$

Le terme $(1 - \cos\theta_a)$ qui correspond à l'influence de l'angle de contact est compris entre 0 et 2. Ainsi, si $(We/\sqrt{Re}) >> 2$, ce qui se traduit par$We >> \sqrt{Re}$, les effets capillaires peuvent être négligés. Si de plus We >> 12, la formule précédente peut se ramener à :

$$\xi_{max} = \frac{D_{max}}{D_i} = \frac{1}{2} Re^{1/4} \quad \text{(I.24)}$$

Sur le même style le raisonnement, Healy [46] se basent sur l'équation de Kurabayashi (I.25) modifiée par Yang (I.26) pour déterminer l'influence de l'angle de contact pour des impacts de gouttes à nombres de Weber supérieurs à 150. Dans ces équations, $\mu_{substrat}$ correspond à la viscosité de la goutte évaluée près du substrat et n<1.

$$\frac{We}{2} = \frac{3}{2}\xi_{max,k}^2 \left[1 + \frac{3We}{Re}\left(\xi_{max,k}^2 ln\xi_{max,k} - \frac{\xi_{max,k}^2 - 1}{2}\right)\left(\frac{\mu_{goutte}}{\mu_{substrat}}\right)^{0.14}\right] - 6 \quad \text{(I.25)}$$

$$\xi_{modifiée} = \xi_{max,k}(45/\theta)^n \quad \text{(I.26)}$$

Ces équations montrent que pour $\theta < 45$, l'effet de l'angle de contact sur l'écoulement est négligeable.

I.3.2 Echanges thermiques lors de l'impact

Dans la plupart des cas, la goutte et le substrat sont à des températures différents car ils ne proviennent pas du même environnement : la goutte appartient à un milieu à température ambiante ou compatible avec son état initial (atmosphère, injecteur, etc.) et le substrat est lié à l'appareil qui subit le recouvrement (machine industrielle, matière organique, etc.). Les échanges thermiques qui accompagnent l'écoulement correspondent à un contact brusque entre un solide et un fluide sur une échelle de temps très petite. Dans certain cas, cela s'accompagne d'un changement de phase rapide (ébullition, solidification) ce qui modifie l'écoulement. Dans cette partie, nous allons définir les transferts thermiques dans chacun des matériaux puis décrire le type de contact que cela génère entre les deux milieux et enfin comment s'effectuent les changements de phase.

I.3.2.1 Influence des transferts thermiques

Lorsque la goutte et le substrat ont des températures initiales différentes, l'impact constitue un contact brusque qui s'accompagne d'échanges thermiques soudains. Plusieurs études ont porté sur l'analyse des champs thermiques dans le substrat et dans la goutte afin d'étudier comment la disposition initiale et le type d'écoulement pouvaient avoir un lien avec les échanges de chaleur. Il a ainsi été mis en évidence que le refroidissement et l'étalement de la goutte se produisent simultanément, plus ou mois rapidement selon que la diffusivité du substrat est forte ou non [19]. Durant tout l'étalement, la convection thermique dans la goutte joue un rôle important en raison des fortes vitesses tangentielles sur une faible épaisseur. Pendant cette étape, la chaleur est fournie continuellement au point d'impact, ce qui à la fois réchauffe le substrat et refroidit le fluide en étalement mais maintient la température de la goutte au point d'impact. C'est pourquoi on observe que la température de goutte est au même instant plus haut au point d'impact et plus faible dans la zone d'étalement.

Dans le substrat, la chaleur provenant de la goutte se diffuse par conduction. Le point le plus chaud se situe sous la zone d'impact près de la surface. Les isothermes se développent alors d'avantage le long de la surface qu'en profondeur à cause de l'étalement de la goutte, mais garde la forme caractéristique des isothermes obtenues par conduction d'une source ponctuelle chaude qui diffuse de la chaleur dans un solide inerte. Aux temps plus long, lorsque le fluide s'est étalé, le champ de température dans le splat devient quasi monodimensionnel. Les flux thermique adoptent une configuration radiale plutôt qu'axiale bien que l'épaisseur de splat soit petite devant son rayon. Les flux thermiques s'orientent du centre de la goutte vers la périphérie et le centre est alors plus refroidi par transfert d'énergie du centre vers la périphérie de la goutte que par échange thermique du centre de la goutte vers le substrat. Ces différentes étapes montrent que l'hypothèse selon laquelle les transferts thermiques interviennent une fois l'étalement achevé n'est pas toujours valide. Elle dépond de la diffusivité du substrat qui dans certains cas est trop importante pour les phénomènes soient découplés.

I.3.2.2 Résistance thermique de contact

La solidification de la goutte est d'autant plus rapide que l'évacuation de la chaleur à travers le substrat est importante et rapide. Cependant, le contact entre les deux milieux n'est pas parfait. La rugosité du substrat génère des interstices, où la conduction se fait en général peu, du fait que le fluide interstitiel, l'air, est peu conducteur. La notion de résistance thermique de contact permet de modéliser ce problème. Elle 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 modéliser par un saut de température à l'interface entre goutte et substrat. Dans beaucoup d'études d'impact et solidification de goutte, la RTC n'est pas prise en compte. Le contact parfait est supposé, mais cette hypothèse peut entraîner des imprécisions sur l'intensité des échanges thermiques et sur les temps de transfert.

La difficulté qui se pose dans la présente étude concerne la nature de contact entre la goutte et paroi. Les modèles de résistance de contact reposent sur une géométrie de l'interface constante dans le temps, et des champs de températures en régime permanent. Lorsque la goutte s'étale, la surface de contact évolue, en particulier sous l'effet de la tension de surface (en phase liquide) et de la contraction du métal à la solidification, et les échanges thermiques sont transitoires. La notion de résistance thermique de contact doit être adaptée au problème.

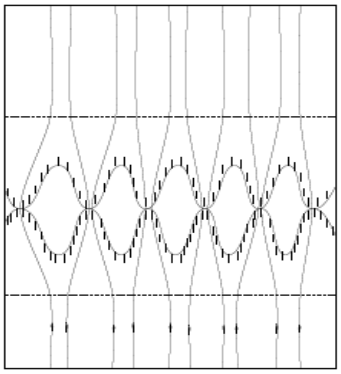


Figure I.10 : Visualisation des contractions des lignes de flux au contact de deux milieux à l'origine de la RTC, [26].

Ce contact imparfait est une zone où les propriétés physiques varient très rapidement. Le flux de chaleur est donc très perturbé dans cette « couche de transition ». La conduction par contact réel s'effectue au niveau des pics du substrat. Les lignes de flux convergent vers les zones (en général ponctuelles) de contact, en s'allongeant, et ainsi augmentent leur résistance thermique. Les espaces interstitiels jouent le rôle d'isolants thermiques non parfaits. La convection ne s'y développe pas, la cavité étant trop restreinte. La RTC est donc la contribution de deux résistances, celle par constriction, et la résistance interstitielle. La résistance thermique de contact dépend de nombreux paramètres : géométrie de la surface, rugosité, nature du fluide interstitiel, températures initiales du substrat et de la goutte (influence sur la mouillabilité, la pression de contact et la tension superficielle), et propriétés

physiques (λ, c_p, ρ). Le régime transitoire de la résistance thermique de contact est difficile à déterminer, le régime permanent s'établissant au bout d'une durée de l'ordre de 1µs.

La RTC permanente dépend du type de rugosité, de la répartition et du nombre des points de contact. Il n'existe pas de relation générale. Sa détermination repose le plus souvent sur une étude expérimentale. Les résistances interstitielles et de constriction sont étroitement liées, ce qui accentue la difficulté à les déterminer. Dans une première approche, on les considère indépendantes.

I.3.2.3 Résistance par constriction

Le transfert de chaleur s'effectue exclusivement par conduction à travers les points de contact réels des deux solides. Dans le cas d'un milieu semi-infini, en régime permanent, la constriction est présentée en figure I.11.

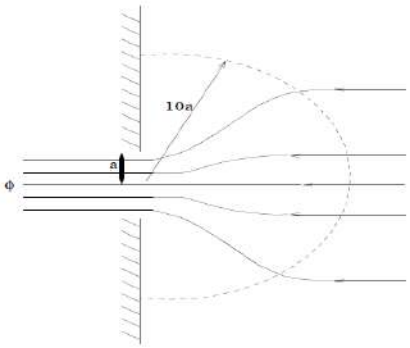


Figure I.11: Tube de flux dans une constriction, [26].

On exprime le lien entre la différence de température entre le cercle de rayon à T_0 et le milieu à l'infini T_∞ (où les lignes de flux sont à nouveau parallèles les unes aux autres) et le flux Φ par :

$$T_\infty - T_0 = \frac{1}{\lambda} F\Phi \qquad \text{(I.27)}$$

Avec $\Phi = \phi_0 S$ où ϕ_0 est la densité de flux et S la section de passage.

La résistance de constriction $\mathbf{r_0} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{\lambda}}\mathbf{F}$, où F est la fonction de constriction, qui dépend de la géométrie de S (dimension :m^{-1}).

Dans le cas d'une température uniforme sur l'aire de contact : $\boldsymbol{F = \frac{1}{4a}}$

Dans le cas d'une densité de flux uniforme sur l'aire de contact : $\boldsymbol{F = \frac{8}{3\pi^2 a}}$

Il est possible de modéliser la résistance thermique de contact par une constriction dans un tube de section finie (figure I.12) :

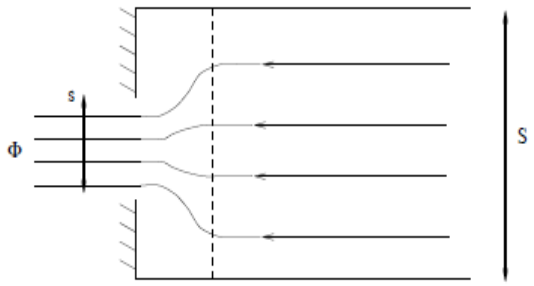


Figure I.12 : Contact selon deux tubes de section s et S, [26].

Le cas idéal est représenté par $S = s$

La résistance d'un élément de tube entre une surface plane isotherme T_L éloignée et l'isotherme T_0 sur s est :

$r_L = \frac{L}{\lambda s} + \frac{1}{\lambda} g(a,b)$, g est la fonction de constriction, dépendant de s et S le premier terme du membre de droite correspond à la résistance du milieu dans le cas sans constriction, et le second terme est l'accroissement de la résistance du milieu, provoqué par le rétrécissement de S à s.

Pour un contact circulaire de rayon a, et un tube de rayon b :

$$g(a,b) = \frac{1}{4a}\left[1 - 1.40925\left(\frac{a}{b}\right) + 0.2959\left(\frac{a}{b}\right)^3 - 0.05254\left(\frac{a}{b}\right)^5 + \cdots\right] \qquad (I.28)$$

Pour un milieu semi-infini, 97% de la chute de température est confinée dans l'hémisphère de rayon 10a, pour une surface circulaire de centre O de rayon a, donc dans une zone très proche de l'aire de contact.

Pour un contact sur un tube cylindrique semi-infini, la constriction est pratiquement développée à une distance L>b, avec b rayon du tube.

On modélise la RTC par le modèle cylindre à aspérités uniformément réparties. Soit n le nombre de points de contact par unité de surface.

Soient P_1 et P_2 deux surfaces équipotentielles situées de part et d'autre de contact, suffisamment éloignées pour être quasi-planes.

La RTC est telle que $R = R_{P_1P_2} - R^0_{P_1P_2}$:

Avec $R_{P_1P_2}$ résistance du tube réel entre P_1 et P_2

$R^0_{P_1P_2}$ Résistance du tube idéal entre P_1 et P_2 (contact parfait)

Les résistances thermiques du milieu interstitiel et par constriction ne sont pas indépendantes, ce qui rend le calcul difficile. Dans une première approche, on considère qu'elles le sont.

Considérons $\lambda_f = 0$ (résistance interstitielle infinie).

Dans un plan de contact isotherme, $r_s = r_1 + r_2 = \frac{1}{\lambda_1} g(a,b) + \frac{1}{\lambda_2} g(a,b) = \frac{1}{\lambda_e} g(a,b)$

Où r_1 et r_2 sont les résistances de constriction des lignes de flux dans les deux milieux, et la conductivité telle que $\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{\lambda_e}} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{\lambda_1}} + \frac{1}{\lambda_2}$.

La RTC par unité de surface est : $R_s = \frac{r_s}{n} = \frac{2}{n\lambda_e} g(a,b)$.

Suivant le même principe, on peut déterminer la composante fluide.

La résistance de contact transitoire fait l'objet de peu d'études. Elle pose le problème de l'inertie propre de l'interface et elle n'a été étudiée que dans le cas solide-solide.

On reprend le même schéma que précédemment auquel on impose un flux constant sur le cercle de rayon a : $Q = \pi a^2 q$

L'équation d'énergie s'écrit

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}(r,x,t) + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}(r,x,t) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(r,x,t) = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t}(r,x,t) \qquad \text{(I.29)}$$

α est la diffusivité.

Les conditions limites et initiales sont :

$$T(r,x,t) \rightarrow 0 \text{ quand } r \rightarrow \infty \qquad \text{(I.30)}$$

$$T(r,x,t) \rightarrow 0 \text{ quand } x \rightarrow \infty \qquad \text{(I.31)}$$

$$T(r,x,0) = 0 \qquad \text{(I.32)}$$

La résolution de ce système dans l'espace de Laplace mène à :

$$T_m(t) = \frac{q}{\lambda} L^{-1}\left(\frac{2}{P}\int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\sigma a)}{\sigma\sqrt{\sigma^2 + \frac{P}{a}}} d\sigma\right) = \frac{q}{\lambda} f(t) \qquad \text{(I.33)}$$

D'où la résistance de constriction en régime transitoire :

$$r(t) = \frac{T_m(t)}{\pi q a^2} = \frac{1}{\pi \lambda a^2} f(t) \text{ et en } t \to \infty, f(t) = 1$$

La résistance transitoire étant difficile à déterminer, il est possible d'utiliser l'hypothèse des temps courts : on effectue un développement limité $T_m(p)$ quand $p \to \infty$. On obtient r(t) quand $t \to 0$.

$$r(t) = \frac{2}{\pi a \lambda}\sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}}$$

D'où $r(t) \to 0$ quand $t \to 0$

Cela signifie que le contact peut être considéré comme parfait aux premiers instants. En effet, la résistance de constriction n'apparaît pas dans les premiers instants, ce qui revient à dire que la résistance de contact est nulle. Puis elle augmente au cours du temps, et cette hypothèse de contact parfait disparaît.

Par ce même raisonnement, on peut déterminer la résistance de contact transitoire de deux matériaux brusquement en contact. On suppose que a est le rayon de la constriction, donc du contact réel entre les deux surfaces. Les deux milieux sont repérés par i=1 ou 2.

D'un point de vue thermique, le contact se situe entre deux conditions : contact isoflux et contact isotherme. Dans le premier cas, on résout le système précédent, indépendamment dans chacun des milieux 1 et 2.

Pour les temps plus longs, on détermine la résistance de contact par une autre approximation : on calcule $T_m(p)$ quand $p \to 0$.

Dans ce cas, on obtient :$r(t) = \frac{8}{3a\lambda\pi^2}\left(1 - \frac{3\sqrt{\pi}}{16}\frac{a}{\sqrt{\alpha t}}\right)$

On remarque que cette formule fait intervenir la résistance permanente définie précédemment. On peut donc poser ce calcul sous la forme :

$$r(t) = r_0(1 - \epsilon)$$

r_0 est la résistance de constriction permanente, et ϵ représente l'écart par rapport à r_0. Il est donc possible d'imposer une valeur arbitraire à ϵ, permettant de définir une différence en dessous de laquelle on considérera la résistance comme permanente. A ce ϵ correspond un temps caractéristique d'établissement de la résistance de constriction :

$$\epsilon = \frac{3\sqrt{\pi}}{16}\frac{a}{\alpha t_\epsilon} \Rightarrow t_\epsilon = \frac{9\pi}{16\epsilon^2}\frac{a^2}{\alpha}$$

I.3.2.4 Résistance thermique de contact lors de l'impact d'une goutte

Dans la littérature, la modélisation numérique de la résistance thermique de contact consiste à supposer une « couche » à l'interface, d'épaisseur arbitraire l_c, de conduction uniquement axiale, de conductivité effective $K = \frac{B_i l_c}{d_0}$ (adimensionnée) et dont le c_p est nul. Bi est le nombre de Biot : $B_i = \frac{h_c d_0}{\lambda_1}$, h_c est le coefficient de transfert correspondant au contact entre la goutte et la région du substrat et λ_1 est la conductivité de la goutte.

Lors de l'impact d'une goutte sur un substrat, la résistance thermique de contact peut provenir de plusieurs phénomènes : à l'instant de l'impact, la goutte produit sur le substrat une pression qui permet un contact plus ou moins important entre les deux milieux. En effet, la rugosité du substrat définit le nombre de contacts réels entre les deux matériaux et donc la facilité de passage de chaleur. La pression de la goutte va modifier cette surface de contact réel et donc la résistance thermique associée. Cependant, comme il s'agit d'un milieu fluide, l'écoulement peut être à l'origine de pièges d'air entre les pics de rugosité plus gros ou à l'inverse le remplissage de ces creux. Ensuite, cette pression diminue et joue un rôle de moindre importance dans les instants suivants. Cette pression est directement liée à la vitesse d'impact et à la dimension de la goutte.

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 le goutte, qui doit correspondre à l'inverse de la rugosité du substrat, était légèrement inférieur à cette dernière [47] comme illustré en figure I.13.

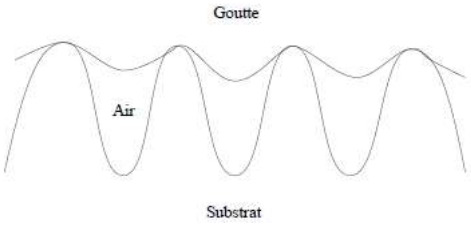


Figure I.13 : Illustration du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux, [47].

De plus, il apparaît que cette résistance thermique de contact évolue dans le temps. D'une valeur importante, elle diminue rapidement pour atteindre une valeur constante. Sur ce principe, certains auteurs simplifient le modèle en ne prenant en compte que la valeur constante de la RTC pendant toute la durée de l'étalement [48,49]. Les résultats obtenus montrent qu'aux temps long cette simplification est cohérente mais quelques différences notables apparaissent aux temps courts. 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.

I.3.3 Solidification

Dans beaucoup de recherches industrielles concernant la pulvérisation de gouttes, la matière subit un changement d'état au contact avec le substrat. Ce phénomène permet d'obtenir à partir de particules liquides un revêtement solide. La solidification est un phénomène qui fait intervenir des propriétés thermiques autant que mécaniques.

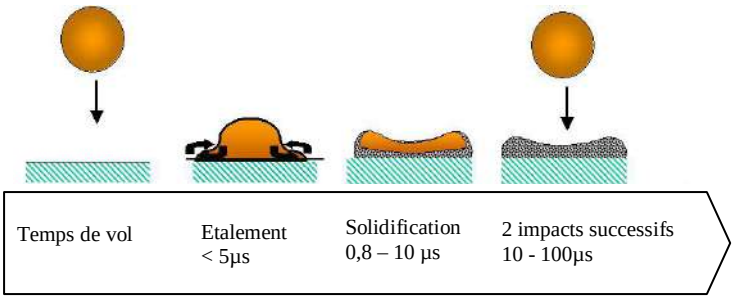


Figure I.14 : Mécanismes d'étalement des lamelles, [30].

I.3.3.1 Notion sur la solidification

La solidification est un phénomène très répandue dans la nature. Elle correspond à un réarrangement de la structure de la matière ou transition qui s'accompagne d'une rupture de la symétrie. La matière passe en effet d'une structure stable désordonnée à l'état liquide à un réseau organisé stable à l'état solide, ce réarrangement s'accompagne d'un dégagement de chaleur. Des études ont été réalisées d'un point de vue thermodynamique pour expliquer les comportements de fusion et solidification, en se basant souvent sur un modèle de sphère rigides [50].

On distingue deux types de changement de phase :

- **Transition franche** (**ou localisée**) s'effectue à une température de fusion donnée T_f correspondant au changement d'état. Les propriétés thermo-physiques (chaleur spécifique, conductivité…) exhibent une discontinuité à T_f liée à la libération de la chaleur latente lors de la solidification (figure I.15). On retrouve ce type de transition dans les corps purs.

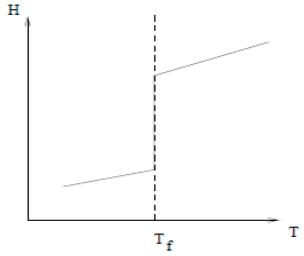


Figure I.15 : Enthalpie massique en fonction de la température en transition franche, [50].

- **Transition étalée** correspond à un réarrangement de la matière, qui s'organise de manière différente dans un matériau très visqueux (polymères, alliages). Cette transition possède une constante de temps très grande (figure I.16).

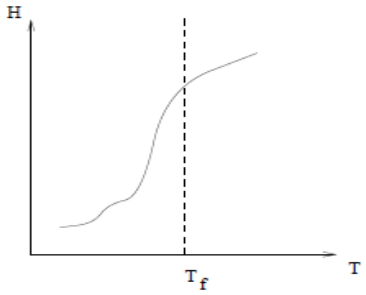


Figure I.16 : Enthalpie massique en fonction de la température en transition étalée, [50].

Dans tous les cas, la solidification débute par la nucléation. Il s'agit de l'apparition de germes solides autour desquels commence le changement d'état. La solidification se produit lorsque la goutte atteint une température inférieure à la température de solidification qui correspond à la formation d'un nucleus stable. Celui-ci est issu de la diffusion d'atomes ou molécules qui constituent la phase liquide, et qui s'agrègent les uns aux autres. La germination est le principe de ce phénomène : la transition liquide-solide est contrôlée par une barrière d'activation d'énergie. A la température de fusionT_f, des nucleus apparaissent, de rayon r. mais ceux-ci ne peuvent croître qu'au dessus d'un certain rayon critique r^*. En dessus de r^*, les germes refondent, et le milieu reste à l'état liquide. Au-delà de r^*, les nuclei sont stables et peuvent croître. Une fois la nucléation activée, le phénomène de croissance cristalline prend le relai. La cristallisation peut alors se propager dans tout le milieu liquide. Ceci se traduit par une vitesse de nucléation fonction de la température. La structure cristalline du matériau évolue en fonction de la température. Lorsqu'elle est proche de la température de fusion, les germes sont de grande taille, ce qui implique une viscosité faible, et une croissance faible, mais sont peu nombreux, d'où une faible probabilité de nucléation. Inversement, plus on s'éloigne de la température de fusion, plus les germes sont nombreux et petits. La nucléation et la croissance cristalline définissent la cinétique de cristallisation. Elle détermine le nombre de nuclei susceptibles d'apparaître en fonction de la température et leur capacité à refondre ou croître. De façon formelle, il est souvent plus pratique de la présenter sous forme probabiliste.

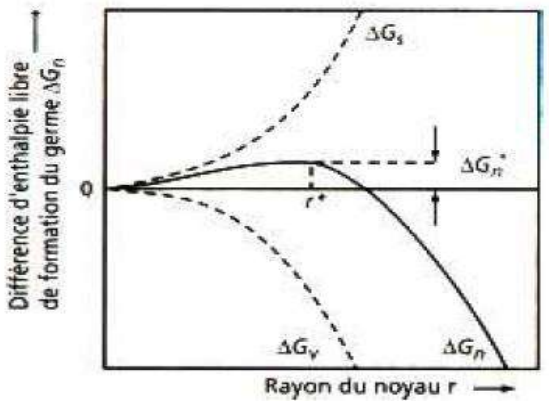


Figure I.17 : Variation de l'enthalpie libre de formation d'un noyau en fonction du rayon du noyau, [26].

Il existe deux types de nucléation :

- Nucléation homogène : la métastabilité est rompue spontanément pendant un refroidissement continu d'un liquide pur. Les nuclei apparaissent dès qu'une énergie critique est atteinte. La nucléation s'effectue lorsque le germe possède un rayon supérieur à un rayon critique. Le travail réversible de formation du germe sphérique de rayon r est de l'ordre de :

$$\Delta G(r) = 4\pi r^2 \sigma_{s/l} - \frac{4\pi}{3} r^3 \Delta s_f \Delta T \quad \text{(I.34)}$$

Avec ΔT : Surfusion

$\Delta \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r})$: Energie libre de Gibbs

$\boldsymbol{\sigma_{s/l}}$: Tension de surface solide/liquide

$\Delta \boldsymbol{s_f}$: Entropie de fusion par unité de volume

$\Delta \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r})$: Est maximum pour $\boldsymbol{r_c} = \frac{\boldsymbol{2\sigma_{s/l}}}{\boldsymbol{\Delta s_f \Delta T}}$ qui est le rayon critique.

- Nucléation hétérogène : les particules hétérogènes ou la rugosité de la surface aident la formation des germes dans le liquide. Ces derniers ne se forment pas à l'inférieur du liquide, mais par le contact avec ces « impuretés ». Les nuclei sont viables pour une barrière d'énergie de la forme :

$$\Delta G_{het}(r) = \Delta G_{hom}(r) f(\theta) \text{ Avec } f(\theta) = \frac{(2+\cos\theta)(1-\cos\theta)^2}{4}$$

θ : L'angle de mouillage. Il est donné par l'expression :

$$\sigma_{s/l} = \sigma_{c/s} + \sigma_{l/c}\cos(\theta) \quad \text{(I.35)}$$

$\sigma_{s/l}$: La tension superficielle liquide-substrat,

$\boldsymbol{\sigma_{c/s}}$: La tension superficielle cristal-substrat,

$\boldsymbol{\sigma_{l/c}}$: La tension superficielle liquide cristal.

Un germe au contact d'un corps étranger peut donc se représenter comme suit :

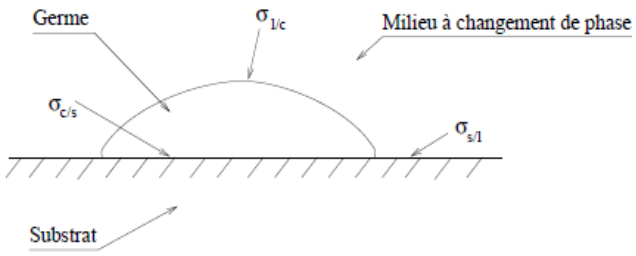


Figure I.18 : Germination hétérogène : germe au contact d'un substrat, [26].

La nucléation hétérogène se fait plus facilement que la nucléation homogène. Il en résulte que

$$\Delta G^{*}_{het} \leq \Delta G^{*}_{hom} \quad \text{(I.36)}$$

La solidification débute naturellement plus facilement au niveau du contact avec un corps extérieur que spontanément dans le milieu lui-même.

Les structures générées par le processus de cristallisation peuvent prendre les formes différentes. Ainsi pour des métaux liquides, les cristaux croissent sous forme de dendrites, les composés eutectiques cristallisent en structure lamellaire, alors que les polymères produisent des sphérolites, c'est-à-dire des morphologies qui croissent radialement autour du germe sous la forme de lamelle (structure de disque).

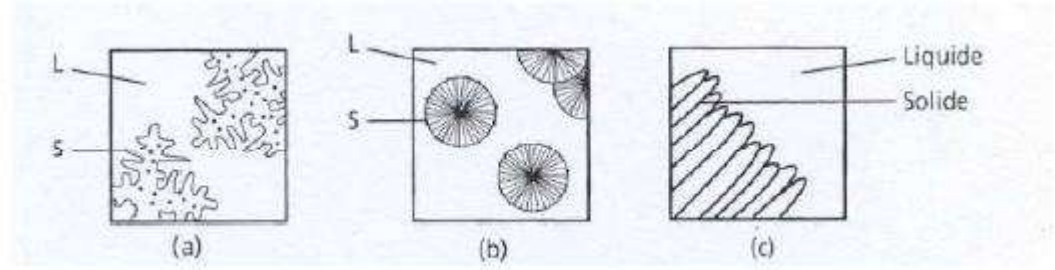


Figure I.19: Nucléations **:a)** Formation de dendrites **b)** Sphérolites **c)** Structure lamellaire, [26].

La cristallisation est un phénomène où on peut déterminer trois phases :

Une zone de contact ou proche de la paroi où la vitesse de refroidissement est la plus élevée. On y trouve un grand nombre de petits grains orientés au hasard (phénomène lié à la surfusion). Une surfusion peut apparaître et engendrer l'apparition de cristaux solides par germination hétérogène. C'est la « chill zone » ou zone de peau ou zone équiaxe externe.

Une zone où les grains ont une orientation cristalline parallèle et opposée à la direction du flux de chaleur. Cet arrangement s'expliquer par l'évolution du front de solidification. C'est la zone colonnaire. Ce phénomène est à la base de la définition de la cinétique de cristallisation.

Une zone interne (zone équiaxe interne). Les grains croissent dans une zone liquide en légère surfusion, suite à un détachement de quelques branches colonnaires. La surfusion est à l'origine de l'aspect dendritique des grains.

Dans le cas d'un métal pur, la structure moléculaire est de type cristallin.par définition, un cristal apparaît comme la répétition régulière d'unités structurales identiques [26]. Un métal est constitué d'ions positifs disposés aux nœuds d'un réseau avec un « nuage d'électrons ». un certain nombre de métaux, tel que le fer, ont leur structure qui varie en fonction de la température. On dit qu'il y a transformation allotropique.

A partir de ces considérations, des études ont été réalisées concernant le comportement de gouttes lors de leur impact sur un substrat.

I.3.3.2 Solidification d'une goutte de métal

Les premières études théoriques sur l'impact et la solidification de gouttes d'alumine sur un substrat Madejski [51] consistent à poser plusieurs simplifications. Tous d'abord, la solidification progresse sous forme d'un problème de Stefan axial mais sur une section qui augmente (disque de plus en plus large) :

$$y(r) = \eta\sqrt{at} \tag{I.37}$$

Où y est l'épaisseur solidifiée, η une constante, a la diffusivité thermique et t le temps de solidification. Ensuite, l'épaisseur de film encore liquide b ne dépend que du temps de solidification. Ainsi, par conservation de la masse entre la partie solidifiée et la partie liquide, [51] obtient :

$$m = \rho_{liquide}\frac{\pi}{6}D^3 = \rho_{solide}V_s + \rho_{liquide}\pi r^2 b \tag{I.38}$$

Dans cette expression, D est le diamètre de la goutte sphérique initiale, V_s est le volume solidifié et r est le rayon de splat. Le volume V_s est calculé grâce à l'expression précédente par :

$$V_s = \pi R_0^2 \eta\sqrt{at} + \int_0^t 2\pi R(\tau)\frac{dR(\tau)}{d\tau}\xi\sqrt{a(t-\tau)}\,d\tau \tag{I.39}$$

Finalement :

$$b(t) = \frac{\rho_{liquide}\frac{\pi}{6}D^3 - \rho_{solide}V_s}{\rho_{liquide}\pi r^2} \tag{I.40}$$

De même, par un bilan des énergies cinétiques, de surface et de forces visqueuses sur la partie encore liquide, il détermine le degré d'étalement de la goutte :

$$\frac{d}{dt}\left(E_c + E_p + E_\mu\right) = 0 \tag{I.41}$$

En explicitant chacun des termes, il arrive à l'équation :

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{\epsilon}{3}\xi^2\phi\left(\xi^2 + \frac{6}{5}\phi^2\right) + \frac{1}{We}\xi(\xi + 2\phi)\right] + \frac{\xi^2\dot{\xi}^2}{\phi Re} = 0 \tag{I.42}$$

Avec $\phi = \frac{1}{6\epsilon^3\xi^2}\left\{1 - k\left[\sqrt{t} + 2\int_0^t \xi(\tau)\dot{\xi}(\tau)\sqrt{t-\tau}d\tau\right]\right\}$

Et les variables adimensionnelles $\boldsymbol{\xi = \frac{R}{R_0}}$, $\boldsymbol{\phi = \frac{b}{R_0}}$, $\boldsymbol{We = \frac{\rho_{liquide}V^2D}{\sigma}}$, $\boldsymbol{Re = \frac{\rho_{liquide}VD}{\mu}}$, $\boldsymbol{Pe = \frac{VD}{a}}$ et $\boldsymbol{k = 6\epsilon^2\eta\frac{\rho_{solide}}{\rho_{liquide}}\sqrt{\frac{\epsilon}{Pe}}}$.

La constante ϵ représente le rapport entre le rayon initial R_0 et le diamètre de la goutte.

En supposant $\epsilon = 0.5$, c'est-à-dire en négligeant les déformations que la goutte peut subir juste au moment de l'impact, Madejski [51] a montré que cela produisait une erreur sur le calcul de l'énergie de surface initiale de 8%.

En supposant$k = 0$, donc sans solidification, et pour $We > 100$ et$Re > 100$, on obtient le degré d'étalement maximal par la formule :

$$\frac{3\xi_m^2}{We} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\xi_m}{1.2941}\right)^5 = 1 \qquad \text{(I.43)}$$

Pour un nombre de Weber très grand (We^{-1} négligeable) on obtient :

$$\xi_m = 1.2941 Re^{1/5} \qquad \text{(I.44)}$$

En se basant sur cette théorie, Schiaffino [52] ont déterminé qu'à faible nombre de Weber, lorsque le splat est gouverné par les forces capillaires et la vitesse d'impact n'a plus d'influence sur l'écoulement, l'épaisseur de couche solidifiée s'exprime par :

$$\frac{y}{\eta\sqrt{at}} = \sqrt{1 + \frac{1}{0.9t_*}\ln\left(1 - (1 - \epsilon^{-0.9t_*})\frac{r}{R(t_*)}\right)} \qquad \text{(I.45)}$$

Avec$t_* = t/\sqrt{\rho_{liquide}\, R^3/\sigma}$.

De plus, ils ont estimé le rapport entre temps d'étalement et temps de solidification en considérant un contact parfait (pas de résistance thermique de contact) par :

$$\frac{t_{étal}}{t_{solid}} = \frac{OhSte}{Pr} \qquad \text{(I.46)}$$

D'un point de vue expérimental, des études ont été réalisées sur des gouttes métalliques projetées sur une surface froide. Fukumoto [30] ont montré que lorsque la température de substrat est très faible, la solidification rapide entraîne sur la goutte la formation de digitations et une morphologie en étoile, alors qu'avec un substrat à haute température (tout en restant en-dessous du point de fusion de la goutte) la goutte génère un disque régulier. Sampath et Jiang, [53,54], ont également observé cette transition de morphologie en fonction de la température de substrat sur des gouttes de zircone et de molybdène. Leurs études s'étendent à des substrats rugueux et montrent des résultats assez similaires en terme de morphologie : une grande partie su splat possède la même forme que sur substrat lisse, si ce n'est sur ses bords où des digitations apparaissent. Ces deux études réalisées en parallèle suggèrent que la température du substrat est un paramètre très important sur la forme du splat quel que soit le fluide utilisé. De plus, sur un substrat froid, le splat génère davantage de craquelures que sur un substrat chaud car la solidification génère un gradient de contraintes important provenant de la forte différence de température entre les deux milieux.

A l'aide de la même approche, Leger [55] ont montré expérimentalement qu'un substrat relativement chaud retarde le début de la solidification et laisse donc l'étalement s'achever avant le début de la solidification. A l'inverse, lorsque la particule s'écrase sur un substrat très froid, la température de goutte diminue au-dessous de la température de sous-refroidissement. La solidification débute et l'énergie mécanique contenue dans le liquide provoque la projection de la matière, ce qui résulte en une morphologie du splat en étoile.

De plus, il apparaît que chauffer le substrat avant l'impact des gouttes améliore l'adhérence [39]. Cela serait dû à la forme des splats qui, lorsqu'il s'agit de disques, améliore le contact par rapport aux formes étoilées des projections sur substrat froid. Pasandideh-Fard [48] ont étendu leurs formulation de l'étalement maximum d'une goutte métallique sur un substrat en prenant en compte la solidification rapide mais pas l'effet Marangoni :

$$\xi_{max} = \sqrt{\frac{We+12}{3(1-\cos\theta)+4We/\sqrt{Re}+We\sqrt{(3Ste)/(4Pe)}}} \quad (I.47)$$

Où θ représente l'angle de contact dynamique entre le substrat et la goutte.

Lors de l'empilement de microgouttes les unes sur les autres, Harfel [56] ont montré expérimentalement que pour $0.39 < We < 5.99$ et $281 < Re < 453$ et $0.187 < Ste < 0.895$, ces formules analytiques surestiment le degré maximal d'étalement des gouttes, et sous-estiment l'influence du nombre de Reynolds Re.

Dans leurs travaux concernant l'impact de gouttelettes de zircone par projection plasma, Vardelle [57] ont mis en évidence, pour des nombres de Reynolds compris entre 350 et 1050 et des nombres de Weber entre 3000 et 10000, l'influence de la vitesse et la température de la particule fluide indépendamment l'une de l'autre sur l'étalement : plus ces paramètres sont élevés, plus le temps d'étalement est court et plus le degré d'étalement est grand. Ces résultats sont en accord avec l'équation 1.44 et en vérifient les hypothèses sauf pour le découplage de l'écoulement et de la solidification. En comparant la température du splat à celle obtenue numériquement par simulation de la solidification du splat sans écoulement, les auteurs observent une concordance des évolutions thermiques pour une résistance thermique substrat-splat de l'ordre de 10^{-8} K.m².W^{-1}.

Lors de l'impact de gouttes sur différents types de substrats (verre et acier), Aziz [58] vérifie que la solidification des particules fluides diminue leur degré d'étalement. En définissant le nombre de solidification Φ par :

$$\Phi = \frac{Ste}{\sqrt{Pr}} \frac{b_{substrat}}{b_{goutte}} \quad (I.48)$$

Où $b = \sqrt{\lambda \rho C_p}$ est l'effusivité du matériau, ils montrent que la solidification a peu d'influence sur l'étalement lorsque $\Phi < 1$.

Ce chapitre a permis de décrire les différentes techniques de projection thermique brièvement, ainsi que les phénomènes dynamiques et thermiques qui interviennent lors de l'impact d'une goutte sur un substrat soit solide ou liquide. Le comportement qui s'ensuit dépend de nombreux paramètres initiaux (vitesse, diamètre, température…) qui autorisent un éventail important de comportements. De plus, les nombres adimensionnels usuels permettent d'estimer un ordre de grandeur des tailles de particule (rayon d'étalement et hauteur de splat) et des temps d'étalement et de solidification.

Chapitre II :
Résolution numérique

La simulation numérique d'impact d'une goutte sur un substrat fait appel à la résolution de plusieurs équations qui couplent les aspects thermiques et dynamique. Ce chapitre est dédié à la présentation des équations et de la méthode numérique utilisées qui permettent de les résoudre.

II.1 Modèle dynamique

Bien que les expériences concernant les impacts de gouttes aient pris de l'ampleur depuis les premiers travaux de Worthington. La diversité des écoulements, les temps caractéristiques très courts et les échelles spatiales très petites rendent les manipulations difficiles à réaliser. De plus ; le caractère aléatoire de l'impact est difficile à contrôler (vitesse d'impact ; température…).

C'est pour quoi l'outil numérique devient rapidement indispensable afin de considérer les échelles de temps et d'espace qui nous concernent.de nombreuses études ont été réalisé en ce sens adoptant des techniques diverses ; par application du principe fondamental de la dynamique ; le bilan des forces au sein de chaque fluide newtonien exprime la vitesse en fonction des paramètres du système.

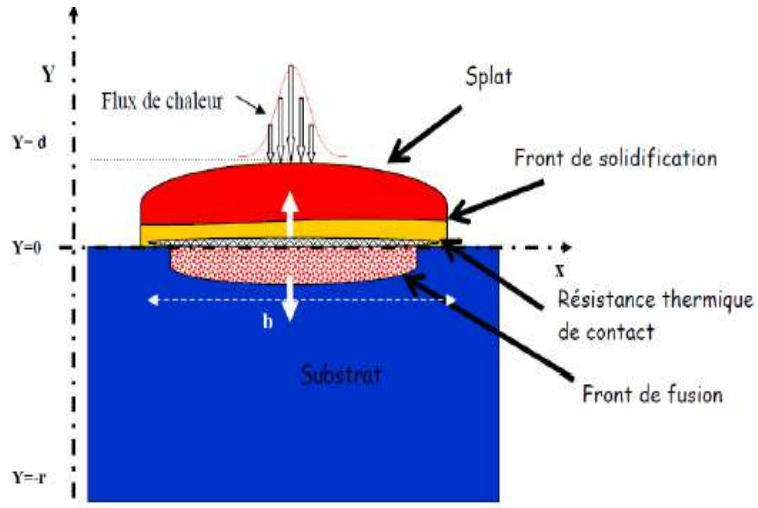


Figure II.1 Schéma de principe des échanges thermiques entre la goutte, en cours de gel, et le substrat selon, [59,60]

Le problème considéré est l'écoulement de deux fluides incompressibles non miscibles. Pour un maillage structuré fixe non conforme à l'interface, la formulation eulérienne régissant l'écoulement diphasique dans les deux phases est composée des équations de Navier-Stokes (II.2), couplées avec la condition d'incompressibilité (II.1).

$$\nabla . u = 0 \tag{II.1}$$

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla(uu)\right] = -\nabla \mathrm{p} + \rho g + \nabla . (\mu[\nabla u + \nabla^T u]) + F_{TS} \tag{II.2}$$

Ou ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité de la phase concernée.

A cette équation de base sont ajoutés différents termes pour prendre en compte les divers aspects de notre problème. Le terme FTS est lié à la notion d'interface de deux fluides non miscibles. A fin de prendre en compte le caractère diphasique fluide-air de l'impact de goutte, l'interface" des phases immiscibles est modélisée par une équation définie grâce à la conservation des flux de matière, donc de la masse. Soit V' la vitesse locale de l'interface de normale ni et $\rho_1 u_1$ et $\rho_2 u_2$les équations de mouvement associées aux fluides 1 et 2 .par conservation de masse :

$$\rho_1(u_1 n_i - V') = \rho_2(u_2 n_i - V') \quad \text{(II.3)}$$

Cette équation permet de traduire la continuité du champ de vitesse normale à l'interface mais ne prend pas en compte la présence de la tension superficielle dans cette zone. A l'équation II.2 est donc ajouté un terme qui correspond à la force issue de la tension superficielle, soit :

$$FTS = \sigma\kappa\delta ni \quad \text{(II.4)}$$

Ou σ, κ et δ sont respectivement le coefficient de tension superficielle, la courbure moyenne locale de l'interface et la fonction Dirac puisque l'interface est considérée comme un saut de propriétés physiques. Ces équations sont valables dans chaque phase fluide prise séparément. Afin de déterminer le champ de vitesse dans tout le domaine .il est nécessaire de résoudre une équation supplémentaire qui prend en compte la présence de l'un ou l'autre des fluides en chaque zone du domaine. Ce type de modèle ou tout est résolu par les même équations avec prise en compte de la présence des fluides est appelé modèle à un fluide ou mésoscopique.

II.1.1Modèle à un fluide

Ce modèle a été choisi car il s'adapte bien à la discrétisation sur maillage fixe cartésien utilisé lors des simulations sans se préoccuper de la position de l'interface par rapport au maillage. Ce type de modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour simuler la déposition sur substrat sec [49] ou l'impact sur film liquide [32]. Il convient donc de définir une fonction qui détermine géométriquement la position des phases dans le domaine. Soient $Ø_1$et $Ø_2$les fonctions phase définies par :

$Ø_1(x, y, z, t) = 1$ dans les zones contenant le fluide 1

$Ø_1(x, y, z, t) = 0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 1

$Ø_2(x, y, z, t) = 1$ dans les zones contenant le fluide 2

$Ø_2(x, y, z, t) = 0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 2

Les fluides étant immiscibles, il vient tout naturellement que $Ø_2(x, y, z, t) = 1 - Ø_2(x, y, z, t)$ par continuité des vitesses à l'interface, la vitesse locale de l'interface V vérifie :

$$V = u_1 . n_i = u_2 . n_i \quad \text{(II.5)}$$

Les fonctions phase $Ø_1$ et $Ø_2$ se déplacent en fonction de la vitesse de l'interface V :

$$\frac{\partial Ø}{\partial t} + V . \nabla Ø = 0 \quad \text{(II.6)}$$

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

Au lieu d'utiliser deux fonctions de phase $Ø_1$ et $Ø_2$ il est plus intéressant d'introduire une fraction volumétrique qui répond aux mêmes lois et définie sur tout le domaine [61].

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V . \nabla C = 0 \quad \text{(II.7)}$$

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

$$\rho = \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1) C \quad \text{(II.8)}$$

$$\mu = \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1) C \quad \text{(II.9)}$$

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

II.1.2 Modélisation de la tension de surface

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

$$F_{TS}(M) = \sigma\kappa(M) u_i(M) \quad \text{(II.10)}$$

La géométrie de l'interface n'est pas une donnée du problème. Le fait d'exprimer le problème par un modèle à un fluide permet de s'affranchir de cette donnée. Il est donc nécessaire de pouvoir exprimer la courbure κ grâce aux autres variables afin de déterminer la tension super ficielle. Une méthode Brackbill [24] consiste à sommer les forces de tension tangentielles à l'interface sur le contour d'un volume élémentaire, puis à exprimer la tension superficielle comme intégrale curviligne sur ds des termes σt(M) où t est une force de surface tangentielle à l'interface et M ∈ ds. A l'aide de cette définition, la courbure moyenne κ est égale à l'opposé de la divergence de la normale à l'interface. On obtient donc :

$$F_{TS}(M) = -\sigma(\nabla . ni)(M) ni \quad \text{(II.11)}$$

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

$$n_i = \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \tag{II.12}$$

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

$$F_{TS}(M) = \sigma \nabla \left[\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right] . \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \tag{II.13}$$

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

$$\begin{cases} \nabla . u = 0 \\ \dfrac{\partial C}{\partial t} + V . \nabla C = 0 \\ \rho \left[\dfrac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \nabla . (\rho u u)\right] = -\nabla p + \rho g + \nabla . (\mu [\nabla u + \nabla^T u]) - \sigma \nabla \left[\dfrac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right] . \dfrac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \end{cases} \tag{II.14}$$

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

II.1.3 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.

Il existe deux types de méthodologies différentes pour résoudre les problèmes diphasiques : la méthode Lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode Eulérienne (sur maillage fixe).

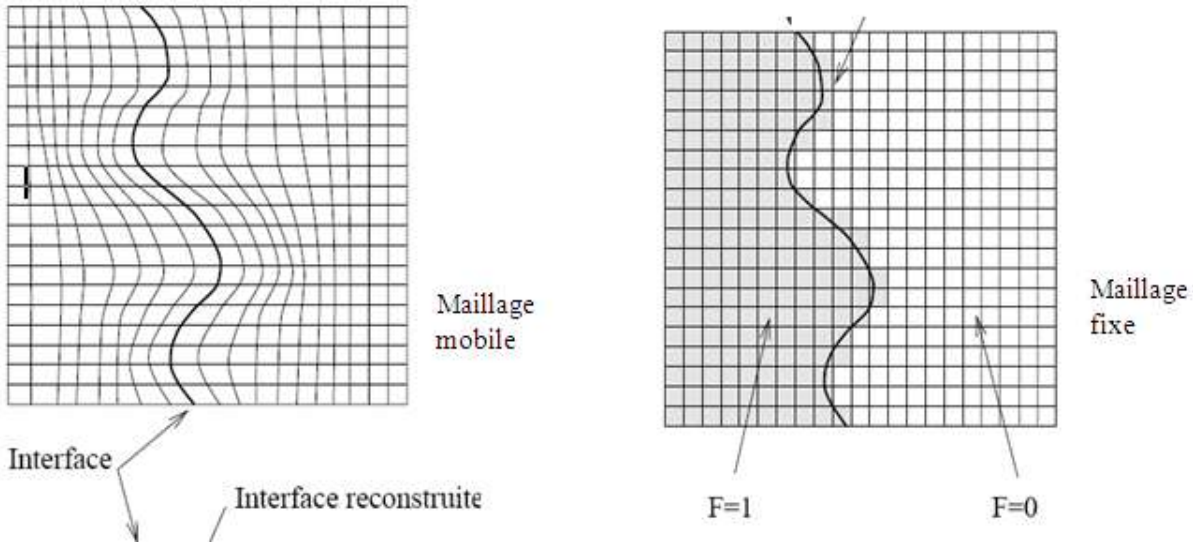


Figure II.2. Présentation des méthodes de calcul d'interface
a)méthode Lagrangienne, **b**) méthode Eulérienne, [62].

- Méthode Lagrangienne (maillage mobil) : Elle consiste a discrétiser un seul des deux fluides en présence, et considérer l'interface des deux fluides comme condition limite du problème. Les équations de Navier-Stokes dans ce domaine permettent le mouvement de ce milieu sans prendre en compte l'autre fluide. Ce la nécessite un maillage adaptatif qui suit les déformations de l'interface. L'intérêt de ce type de méthode est de fournir avec précision l'évolution de la surface libre en fonction du temps et grâce à un maillage évolutif, de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes liés à l'interface. Les inconvénients de cette méthodologie résident dans le cout et le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'interface et des conditions limites du système à chaque pas de temps. De plus, cette méthodologie n'est pas bien adaptée aux problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du splash qui génère des gouttes secondaire.

- Méthodes Eulérienne (maillage fixe) : Elle consiste à discrétisé les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les deux fluides. L'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage cartésien uniforme fixe, elle est donc moins couteuse que la précédente. De plus, les phénomènes de rupture d'interface ne ce posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie. Des simulations numériques ont été réalisées grâces à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, la seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première [63]. Ce pendant, de part sa nature, cette méthode nécessite de déterminer la position et la géométrie de l'interface, grâce à l'équation couleur.

Les écoulements considérés dans cette étude mettent en présence deux fluides non miscibles. Il existe donc une interface de discontinuité qui sépare ces deux fluides newtoniens Incompressibles (ou newtoniens généralisés incompressibles). L'interface est reconstruite à partir du changement des propriétés physiques. Un des inconvénients de la méthode vient du non connaissance explicite de la position de l'interface. On retrouve pour ces méthodes eulériennes deux grandes familles, les méthodes de suivi de front et les méthodes de suivi en volume, plus Communément appelées méthodes VOF, qui nous intéressent ici. Où On trouve principalement deux méthodes pour résoudre l'équation de transport de la fonction couleur, une méthode avec reconstruction d'interface et l'autre sans reconstruction d'interface.

II.1.3.1 Méthodes de suivi de front

Il existe différente méthode pour marquer l'interface :

Marqueurs de surface : Daly [64] présente une méthode pour suivre une interface sur un maillage fixe : cette méthode permet de suivre la surface libre en marquant l'interface avec des particules sans masse. Le champ de vitesse local est alors utilisé pour advecter ces traceurs par une méthode lagrangienne classique (figure II. .a)

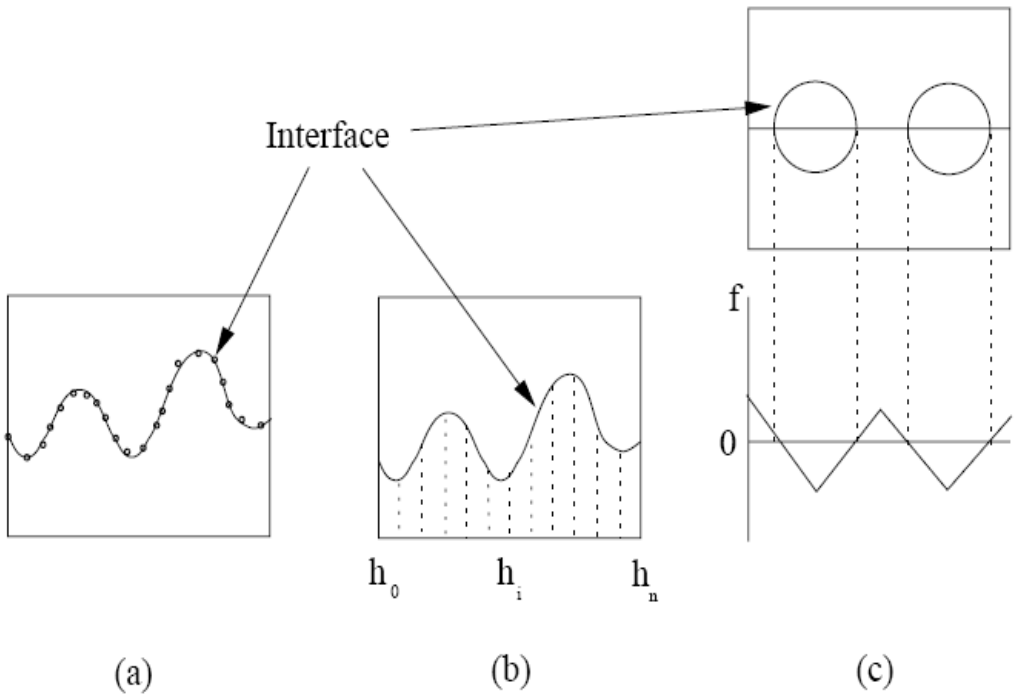


Figure II.3 : Différentes méthodes de suivi de front
a)marqueur de surface**, b)** fonction de hauteur**, c**) méthode de ligne de niveau, [64].

a) **Fonction de hauteur** : Nichols et Hirt Nichols [65] ont étendu l'idée de marqueur en reliant les points de l'interface à des points présents sur un plan de référence. La position de l'interface est alors donnée par une fonction de hauteur (figure II. 3.b). La limitation majeure de cette méthode est que chaque coordonnée ne peut représenter qu'une seule hauteur. Il n'est donc pas possible de représenter des interfaces complexes.

b) **Méthodes de ligne de niveau ("level set"):** utilise la fonction de phase comme la distance par rapport à l'interface [66]. Cette méthode a été introduite par Osher et Sethian [66], 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 parabolique :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u.\nabla \emptyset = 0 \qquad \text{(II.15)}$$

Où *u* est la vitesse du fluide.

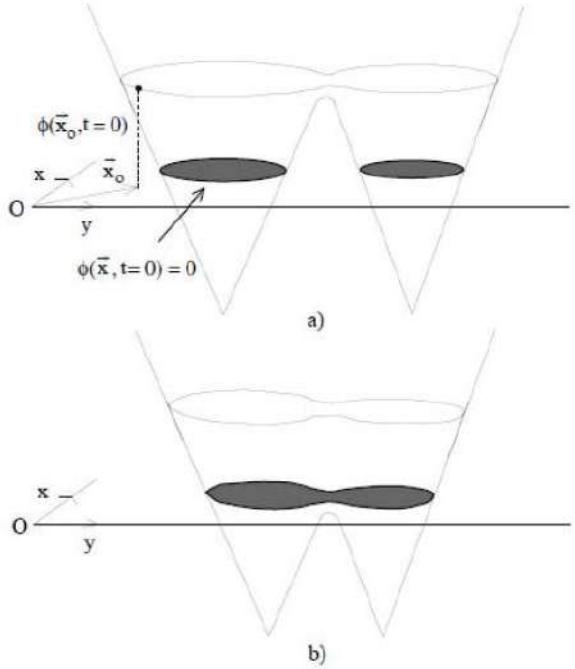


Figure II.4: Changement de topologie de l'interface dans "level set", [66,67]

Les interfaces sont définies par la fonction φ. a) t = 0. En gris, deux sous domaines non connexes, b) t=Δt, la topologie a changé. Il n'existe plus qu'une seule interface et un seul domaine connexe [67].L'avantage de cette dernière méthode est d'être facilement généralisable au cas tridimensionnel, et aussi aux changements de topologie et les reconnexions d'interfaces s'effectuent de façon automatique, (Figure II.4) [67]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne conserve pas bien la masse.

II.1.3.2 Méthodes de suivi de volume

Dans les méthodes de suivi de volume, le fluide est utilisé comme marqueur en utilisant une fonction de présence.

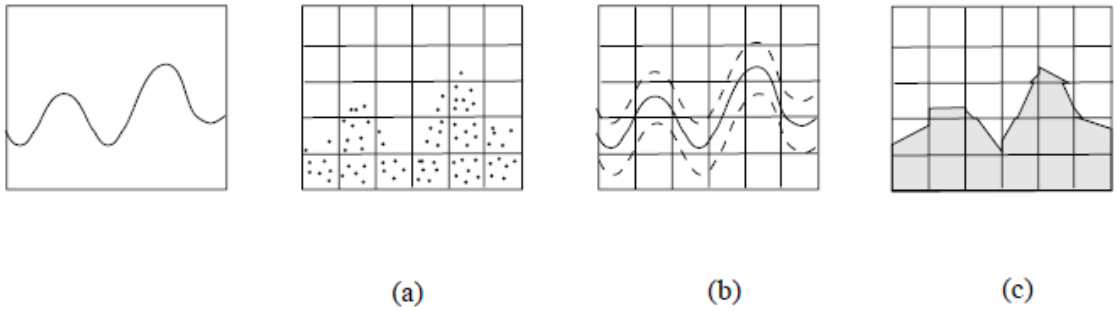


Figure II.5 : Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque **: (a)** Méthode MAC, **(b)** schéma TVD et **(c)** Méthode VOF d'ordre 2, [68,69].

a. Méthode de marqueur de volume : c'est la première approche, a été introduite par Harlow et Welch [68], 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 [69]. 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.

b. Méthode Volume de Fluide VOF (Volume Of Fluid) [70,71] utilise la fonction de phase comme la fraction volumique d'un fluide par rapport à l'autre [72]. La fraction volumique dans la cellule (i, j) est défini par :

$$c_{i,j} = \left(\frac{1}{h}\right)^2 \iint_{o\ o}^{h\ h} X(x,y)\, dx.\, dy \qquad \text{(II.16)}$$

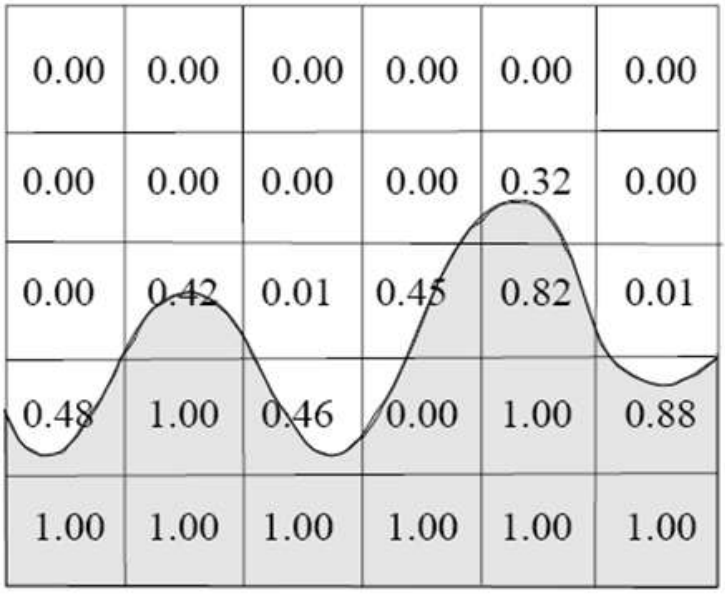


Figure II.6: Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, [73].

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.

b.1 VOF-PLIC ou VOF-CIAM (reconstruction d'interface)

La fonction couleur C représente le volume de fluide occupé dans chaque cellule de calcul. Si la fraction volumique dans une cellule est comprise entre 0 et 1, cela signifie que l'interface est située dans cette cellule, et que l'on connaît la part de volume occupée par le fluide.

La résolution de l'équation de transport sur C se fait en positionnant l'interface puis en l'advection à partir des caractéristiques de l'écoulement [74,75].

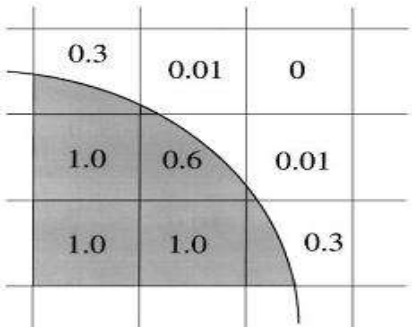


Figure II.7: Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, [71].

La méthode de reconstruction par calcul de l'interface affine par morceaux, appelée méthode VOF-CIAM en français ou VOF-PLIC en anglais (Piecewise Linear interface Calculation), se décompose en trois phases : la reconstruction de l'interface (orientation de la normale et positionnement dans la cellule), le transport lagrangien de l'interface et le calcul de la nouvelle fraction volumique. L'interface est alors approchée par un segment (pour les cas 2-D) ou par un plan (pour les cas 3-D).

La reconstruction de l'interface est basée sur le fait que la surface plane contenue dans une cellule est complètement déterminée par la normale à l'interface et la fraction volumique de la cellule étudiée. L'orientation de la normale est tout d'abord estimée à partir du gradient de la fraction volumique, ce qui revient, en 2-D, à une approximation par différences finies à 9 points. Une fois la normale orientée, on peut alors positionner l'interface, à l'aide de la fraction volumique. Il faut pour cela trouver une parallèle à la droite définie par la normale qui permet de positionner le segment donnant la fraction volumique correcte.

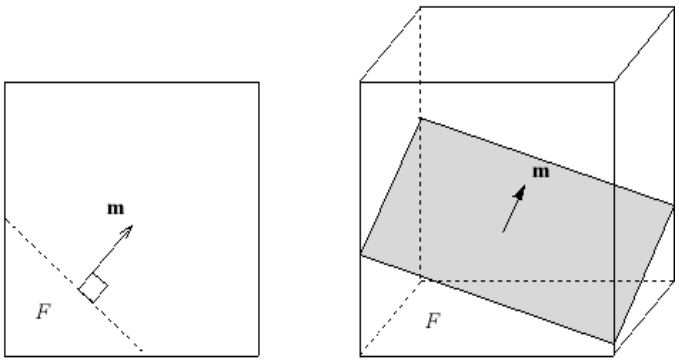


Figure II.8 : Positionnement de l'interface en fonction de son orientation et de la fraction volumique, [76]

Un inconvénient de cette méthode est que les segments ainsi calculés ne sont pas raccordés aux segments des cellules voisines. Il est possible d'imposer la continuité de l'interface mais au détriment de l'avantage principal des méthodes VOF qui est la conservation du volume.

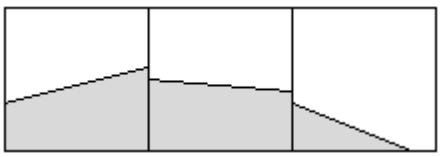


Figure II.9 : Exemple de reconstruction d'interface sans raccordement des segments, [76].

Enfin on peut advecter l'interface, chaque point de l'interface se déplaçant à une vitesse dont chaque composante est issue de l'interpolation linéaire sur les côtés de la cellule (entre 0 et h).

L'utilisation d'une condition de C.F.L.=0.5 permet de limiter le pas de temps pour que l'interface se déplace au maximum d'une demi-maille. Une fois l'interface déplacée, on peut enfin calculer la nouvelle fraction volumique dans la maille, et passer au pas de temps suivant.

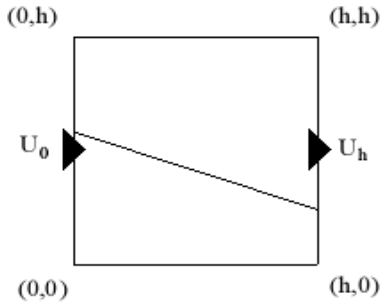


Figure II.10: Advection des segments représentant l'interface, [76].

b.2 TVD (sans reconstruction d'interface)

Cette méthode fait partie elle aussi des méthodes V.O.F., puisqu'elle est basée sur la fonction couleur, advectée dans l'écoulement. Cette fois-ci, il n'y a pas de reconstruction explicite de l'interface, l'interface entre les deux milieux étant simplement repérée par la discontinuité de C, entre 0 et 1. Dans la pratique, la surface est caractérisée par C = 0.5.

Un schéma classique de type UPWIND par exemple sera trop diffusif et la discontinuité va s'estomper ; Des schémas d'ordre plus élevé ne permettent pas pour autant de mieux résoudre ce problème, la forte discontinuité à l'interface donnant des oscillations numériques trop importantes ; Les schémas Total Variation Diminuant (TVD) permettent une bonne reproduction du transport d'une discontinuité telle que l'interface entre les deux fluides. Le nombre d'oscillations est limité, et la diffusion numérique de la discontinuité est limitée aux trois cellules voisines de l'interface.

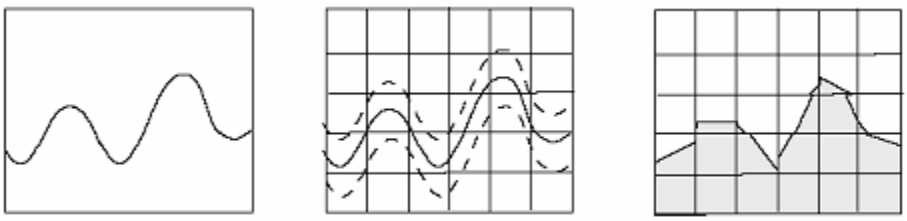


Figure II.11: Différentes méthodes de suivi d'interface : **(a)** méthode VOF-TVD, **(b)** méthode VOF-PLIC, [73].

Ces schémas de discrétisation sont détaillés par [73]. La simulation de la propagation d'une fonction échelon met en évidence la capacité du schéma TVD à résoudre le transport d'une fonction présentant une forte discontinuité. Là où des schémas classiques de type "upwind" sont trop diffusifs et où des schémas d'ordre plus élevés donnent de fortes oscillations.

II.2 Modèle thermique

Les modèles de transfert thermique unidimensionnel couplés aux modèles qui décrivent l'étalement de la matière sur le substrat traite le refroidissement et la solidification des lamelles comme un problème uniquement thermique. Ce sont des modèles simples comparés aux modèles de l'écoulement de la phase fluide comme ceux développés par Mostaghimi et al qui traitent la formation des lamelles de façon très élargie pour prédire leurs morphologies, ainsi que l' effet des différents paramètres sur cette dernière.

Ce paragraphe est consacré pour les modèles physiques nécessaires à l'étude du phénomène couplé, de l'étalement et la solidification de particules, métallique ou céramique, lors d'un procédé de projection thermique.

II.2.1Transfert de chaleur avec changement de phase

Les premières publications sur le changement de phase remontent à Stefan [77].C'est pourquoi la dénomination « problème de Stefan » pour un problème de changement de phase est toujours utilisée même pour des formulations plus complexes que le problème initial. Dans le problème de Stefan. Le changement de phase est considéré une transformation isotherme instantanée. Depuis une vingtaine d'année, de multiples méthodes numériques ont été proposées dans la littérature pour résoudre le problème de Stefan [78]. En générale, ces méthodes cherchent à approcher la position du front de solidification /fusion au cours du temps, et se divisent alors en deux catégories principales :

- **Méthodes à grille mobile ou déformable :** aussi appelées méthodes de suivi de front (front tracking).
- **Méthodes à grille spatiale fixe :** qui regroupent par exemple la méthode de la chaleur spécifique équivalente, la méthode de la source de chaleur fictive et la méthode d'enthalpie.

II.2.1.1 Méthode à grille mobile (Méthode de suivi de front)

Les méthodes à maillage déformable se fondent sur la formulation classique de Stefan définie de la manière suivante [79] :

Dans le domaine occupé par la phase liquide l :

$$\rho_l c_{pl} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla.(\lambda_l \nabla T) = 0 \qquad \text{(II.17)}$$

Dans le domaine occupé par la phase solide s

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla.(\lambda_s \nabla T) = 0 \qquad \text{(II.18)}$$

A l'interface liquide-solide $\Gamma(x,t)$

$$\rho L_f \vartheta_n = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{(II.19)}$$

Dans les équations ci- dessus, n représente la normale à l'interface. $\Gamma(x,t) = 0$

Et ϑ_n la composante normale de la vitesse de déplacement de l'interface Liquide/Solide. La formulation par élément finie d'un tel problème fait alors appel à des techniques de maillage évolutif. Le maillage est régénéré à chaque instant afin qu'une de ses lignes (ou surface) se superpose à ce front. Parmi ces méthodes, on citera celles qui utilisent des transformations de cordonnées pour résoudre le problème dans un espace de coordonnées à maillage régulier [80]

[78,80, 81]. Dans le cadre de résolution des problèmes de fusion/solidification, ces méthodes ne s'appliquent qu'aux cas de changement de phase isotherme (corps purs) dans le cas contraire (aciers, alliages) l'interface solide-liquide n'est pas une surface de discontinuité franche, mais s'apparente alors, à l'échelle macroscopique, à une zone pâteuse ou coexistent les phases liquide et solide. Dans ce cas, les méthodes à maillage fixe sont préférables.

II.2.1.2 Méthode à grille fixe

Les méthodes à grille (maillage) fixe sont ondées sur une formulation d'enthalpie de l'équation de conservation de l'énergie, et utilisent la fraction liquide locale pour suivre le déplacement du front de solidification à travers le maillage statique.

II.2.1.2.1 Méthode d'enthalpie

La méthode d'enthalpie à maillage fixe est devenue un standard des modélisations des changements de phase liquide-solide. Elle a été décrite en détails, entre autres, par Voller et al. [82] sous ses différentes formes. Voller a, en outre, écrit cette méthode dans sa forme la plus utilisée jusqu'à aujourd'hui. [83]

L'équation d'énergie est écrite à la fois dans la phase liquide et la phase solide, et pour déterminer la progression de l'interface Γ, le modèle de conduction prend en compte la chaleur latente. Cette formulation requiert un algorithme de suivi du front particulièrement fin.

La fonction d'enthalpie massique H(T) est introduite (Figure II.12).Elle inclut la chaleur latente par unité de masse Lf et est définie comme suit :

$$H(T) = \int_{T_{ref}}^{T} c_p(T)dT + f_l L_l \quad \text{(II.20)}$$

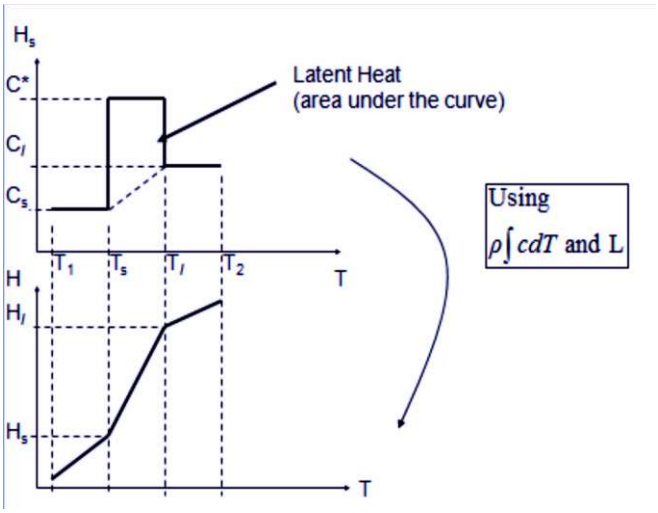


Figure II.12 : Evolution de l'enthalpie en fonction de la température, [80].

La conservation de l'énergie s'exprime alors [80].

$$\rho\frac{\partial(H)}{\partial t}+\nabla.(\rho Hv)=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q \qquad (II.21)$$

Qu'on peut réécrire, en utilisant la conservation de la masse, sous forme :

$$\rho\frac{\partial(H)}{\partial t}+\rho v.\nabla.H=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q \qquad (II.22)$$

Soit encore en termes de température [81] :

$$\rho c_p\frac{\partial T}{\partial t}+\rho c_p v.\nabla.T=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q+\rho L_f\frac{df_s}{dt} \qquad (II.23)$$

II.2.1.2.2 Méthode de la chaleur spécifique équivalente

La formulation en capacité calorifique équivalente consiste à prendre en compte la chaleur latente directement dans la capacité calorifique c_p [80]. Ainsi, si le chemin de Solidification n'est fonction que de la température, on peut formellement définir une chaleur spécifique équivalente:

$$\frac{\partial\rho H}{\partial t}=\rho c_p.\frac{\partial T}{\partial t}-\rho L_f\frac{df_s}{dT}\frac{dT}{dt}=\rho c_p^{eq}\frac{\partial T}{\partial t} \qquad (II.24)$$

La chaleur spécifique équivalente c_p^{eq} est ainsi définie :

$$\rho c_p^{eq}=\rho c_p-\rho L_f\frac{df_s}{dT} \qquad (II.25)$$

Cette méthode permet d'exprimer le problème thermique en température, en résolvant :

$$(\rho c_p^{eq} \frac{\partial(T)}{\partial t} = \nabla.(\lambda \nabla T) + Q \quad \text{(II.26)}$$

Le changement de phase est alors traité comme un non linéarité de propriétés physique.

II.2.2Modèle thermique utilisé

Le modèle de transferts thermiques que nous avons adopté est basé sur une formulation à chaleur spécifique équivalente, d'un fluide en mouvement qui va permettre donc de contrôler les conversions d'énergie dans le système. Le modèle de transferts thermiques a chaleur spécifique équivalente convient particulièrement bien aux modèles à domaines fixes, puis qu'elle ne nécessite pas d'imposer explicitement la condition de changement de phase à l'interface solide-liquide. D'autre part, c'est aussi la formulation la plus adaptée à la résolution numérique des problèmes à changement de phase anisotherme.

$$\rho c_p^{ea} \left[\frac{\partial(T)}{\partial t} + (V.\nabla)T\right] = \nabla.(\lambda \nabla T) + Q \quad \text{(II.27)}$$

II.3 Résolution numérique

Lors de l'impact d'une goutte sur un substrat sec, du point de vue de la dynamique (problème isotherme), la compétition entre les différents mécanismes agissant sur la phase d'étalement conduit à des régimes d'étalement très différents: étalement simple (formation de splats), étalement et rebond ou éclatement (splashing). Quand il s'agit d'introduire le transfert de chaleur avec le substrat et plus particulièrement le processus de solidification, le problème devient d'autant plus complexe que les temps caractéristiques ne sont pas assez différents pour pouvoir découpler les deux processus et le nombre de paramètres augmente significativement.

De plus les modèles de solidification utilisés jusqu'alors sont des modèles à l'équilibre [37] ne permettant pas de prendre en compte des conditions de solidification rapide.

Il existe deux types de méthodologies différentes pour résoudre les problèmes diphasiques. La première, dite approche lagrangienne, consiste a discrétiser un seul des deux fluides en présence, et considérer l'interface des deux fluides comme condition limite du problème. Les équations de Navier-Stokes dans ce domaine permettent le mouvement de ce milieu sans prendre en compte l'autre fluide. Ce la nécessite un maillage adaptatif qui suit les déformations de l'interface.

L'intérêt de ce type de méthode est de fournir avec précision l'évolution de la surface libre en fonction du temps et grâce à un maillage évolutif, de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes liés à l'interface. Les inconvénients de cette méthodologie résident dans le cout et le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'interface et des conditions limites du système à chaque pas de temps. De plus, cette méthodologie n'est pas bien adaptée aux problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du splash qui génère des gouttes secondaire.

L'autre méthodologie est dite eulérienne. Elle consiste à discrétisé les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les deux fluides. L'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage cartésien uniforme fixe, elle est donc moins couteuse que la précédente. De plus, les phénomènes de rupture d'interface ne ce posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie. Des simulations numériques ont été réalisées grâces à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, la seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première [84] ; Ce pendant, de part sa nature, cette méthode nécessite de déterminer la position et la géométrie de l'interface, grâce à l'équation couleur. le modèle numérique proposé et qui sera implémenté dans un code numérique, consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes, couplées avec les conditions d'incompressibilité ainsi que la conservation d'énergie thermique, discrétisées au moyen d'une méthode d'élément finis, et un algorithme de volume de fluide (VOF) est utilisé pour suivre la surface libre du fluide, dans un domaine a maillage fixe. La résistance thermique de contact à l'interface lamelle-substrat est, aussi supposée nulle, ce qui correspond à un transfert de chaleur maximum entre la particule et le substrat, ainsi que particule – jet et jet-substrat.

Finalement, le système d'équation du problème couplé à résoudre par la méthode eulérienne est le suivant :

$$\begin{cases} \nabla.\mathrm{u} = 0 \\ \frac{\partial \mathrm{C}}{\partial \mathrm{t}} + \mathrm{V}.\nabla \mathrm{C} = 0 \\ \rho\left[\frac{\partial(\rho \mathrm{u})}{\partial \mathrm{t}} + \nabla.(\rho \mathrm{uu})\right] = -\nabla \mathrm{p} + \rho \mathrm{g} + \nabla.(\mu[\nabla \mathrm{u} + \nabla^{\mathrm{T}}\mathrm{u}]) - \sigma\nabla\left[\frac{\nabla \mathrm{C}}{\|\nabla \mathrm{C}\|}\right].\frac{\nabla \mathrm{C}}{\|\nabla \mathrm{C}\|} \\ \rho \mathrm{c}_{\mathrm{p}}^{\mathrm{ea}}\left[\frac{\partial(\mathrm{T})}{\partial \mathrm{t}} + (\mathrm{u}.\nabla)\mathrm{T}\right] = \nabla.(\lambda\nabla \mathrm{T}) + \mathrm{Q} \end{cases} \quad \text{(II.29)}$$

Dans notre modèle, à chaque pas de temps, les caractéristiques physiques des matériaux (conductivité thermique et chaleur spécifique) sont variables en fonction de la variation de température mais la viscosité dynamique et la densité sont des constantes. Alors nous prenant en compte la variation dans la phase pâteuse, par le recalcule en fonction de la variation de température, ainsi que la position spatiale par la fonction couleur :

$$\mathrm{Var}_{\mathrm{i}} = \mathrm{C}.\mathrm{Var}_{\mathrm{goutte}} + (1 - \mathrm{C}).\mathrm{Var}_{\mathrm{air}}$$

Var correspond à la viscosité, la conductivité, etc.

II.4 Résolution des équations par éléments finis

II.4.1 Méthodes des éléments finis

La méthode des éléments finis est fondée sur deux idées principales : une méthode D'interpolation et une méthode vibrationnelle. Etant donnés un domaine continu et une fonction u solutions de L(u) = 0.

a) la méthode d'interpolation fournira une fonction proche de u construite `a partir d'un nombre finis de réels
b) la méthode vibrationnelle remplacera L(u) = 0 par un nombre fini d'équations.

Si l'on suppose la fonction approchée connue en un certain nombre de points de l'élément, elle est évaluée en n'importe quel point de l'élément par interpolation.

La restriction de la fonction approchée à un élément K (quadratique) du maillage, notée$\emptyset_h^k$, est de la forme [85]:

$$\emptyset_h^k(x,y) = \sum_{i=1}^{Nk} \emptyset_i N_i\,(x,y) \qquad \text{(II.30)}$$

Où $\emptyset_i$ désigne la valeur de la fonction approchée$\emptyset_h$au point $x_i$de coordonnées (x_i, y_i), N_i la fonction d'interpolation associée àx_i, N_k le nombre de fonctions utilisées pour l'élément K.
Les coefficients $\emptyset_i$de cette combinaison linéaire sont les inconnues ou degré de liberté du problème discret. Les fonctions d'interpolation sont les fonctions de base d'un espace vectoriel de dimension finie Nh dans lequel on cherche à priori la solution discrète $\emptyset_h$.

Afin de déterminer les inconnus du problème discret, une méthode de résidus pondérés est utilisée : on minimise l'erreur commise est minimisée en remplaçant dans les équations aux dérivées partielles la fonction exacte par la fonction approchée. Pour cela, on projette l'erreur sur un espace de fonction$\emptyset_h$à préciser.

La méthode de Galerkin est un cas particulier de la méthode des résidus pondérés, l'espace de projection est le même que l'espace d'approximation de la solution du problème, autrement dit $\emptyset_h = N_h$.

II.4.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis

II.4.2.1 Formulation variationnelle forte

La formulation forte d'un problème aux conditions aux limites s'écrit alors comme suit:

Trouver u(x) *u(x)* espace des solutions U_S telles que [86,87] :

$$\mathcal{L}(u) - \mathcal{F} = 0\ \forall x \in \Omega\ B(u) = u_0\ \forall x \in \Gamma_{u0} \qquad \text{(II.31)}$$

On note que l'espace Us dans lequel nous recherchons la fonction u, doit être défini judicieusement.

II.4.2.2 Formulation variationelle faible

La formulation variationnelle faible peut être obtenue par les étapes suivantes :

1. approcher la solution u, partout dans le domaine Ω, par $\tilde{u}$ tel que [85,88] :

$$\tilde{u} = \sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i \quad \text{(II.32)}$$

Où $N_i = N_i(x, y)$ désignent les fonctions de forme et $\tilde{u}_i$ des valeurs nodales indéterminées.

2. introduire (II.32) dans (II.31) il en résulte une erreur ou un résidu ε tel que :

$$\varepsilon = \mathcal{L}(\tilde{u}) - \mathcal{F} \neq 0 \quad \text{(II.33)}$$

3. obtenir une valeur nulle de ε en introduisant une fonction de point arbitraire W tel que

$$\int_{\Omega} W_k(\mathcal{L}(\tilde{u}) - \mathcal{F}) d\Omega = 0, k = 1,2,..N \quad \text{(II.34)}$$

Où N Nombre d'inconnues indépendants du système (II.31).

En formulation de Galerkine les fonctions tests sont assimilées aux fonctions de forme.

On pose

$$W_k = N_k \Longrightarrow \int_{\Omega} N_k . \mathcal{L}(\sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i) d\Omega = 0 \quad \text{(II.35)}$$

On dit que $u \in H_0^1(\Omega)$ est une solution faible de (II.34) si :

$$\forall v \in H_0^1(\Omega): a(\tilde{u}, v) = \int_{\Omega} f v \, d\Omega \quad \text{(II.36)}$$

$a(\tilde{u}, v)$ est la forme bilinéaire associée à $\mathcal{L}$ Soit Ω un ouvert borné de R^d et $\partial\Omega$ est régulier. On Considère alors le problème :

$$Lu = 0 \text{ sur } \Omega \text{ et } u = 0 \text{ sur } \partial\Omega \quad \text{(II.37)}$$

II.4.3 Forme généralisée des équations du système et discrétisation [89]

Les équations du système sont écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_{\emptyset} \emptyset) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x C_{\emptyset} \emptyset) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y C_{\emptyset} \emptyset) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) + S_{\emptyset} \quad \text{(II.38)}$$

Où :
$\emptyset$: Variable généralisée ;
$C_\emptyset$: Coefficient d'advection transitoire ;
$\Gamma_\emptyset$: Coefficient de diffusion ;
$S_\emptyset$: Terme source.
Le tableau (II.1) regroupe les expressions des différents termes dans les différentes équations du système.

Variable $\emptyset$	Coefficient d'advection $C_\emptyset$	Diffusivité $\Gamma_\emptyset$	Terme source $S_\emptyset$
V_x	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial V}{\partial y}\right)-\sigma\nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}$
V_y	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial V}{\partial y}\right)-\sigma\nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}$
T	1	$\frac{K}{\rho C^e}$	$\frac{Q}{\rho C^e}$
ρ	1	0	0

Tableau II.1 : Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables, [89].

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 procédé de discrétisation par EF consiste à écrire, après intégration, l'équation généralisée, sous forme matricielle élémentaire [90].

$$\left(\left[\mathrm{A}_\mathrm{e}^{\mathrm{transient}}\right]+\left[\mathrm{A}_\mathrm{e}^{\mathrm{advection}}\right]+\left[\mathrm{A}_\mathrm{e}^{\mathrm{diffusion}}\right]\right)\{\emptyset_\mathrm{e}\}=\left\{\mathrm{S}_\mathrm{e}^{\emptyset}\right\} \quad \text{(II.39)}$$

Pour les intégrales élémentaire, La méthode Galerkin des résiduels pesés est employé.

II.4.3.1 Terme temporelle

Le premier des contributions de la matrice élémentaire est le terme de transition. Sa forme générale est simplement [86] :

$$\left[\mathrm{A}_\mathrm{e}^{\mathrm{transient}}\right]=\int \mathrm{W}^\mathrm{e}\frac{(\partial\rho c_\emptyset\emptyset)^\mathrm{e}}{\partial \mathrm{t}}\mathrm{d(vol)} \quad \text{(II.40)}$$

Avec :
W^e : La fonction pesante pour l'élément, qui est également la fonction de forme.
Pour le nœud i:

$$\int \mathrm{W}_\mathrm{i}^\mathrm{e}\frac{(\partial\rho c_\emptyset\emptyset)^\mathrm{e}}{\partial \mathrm{t}}\mathrm{d(vol)}=\int \mathrm{W}_\mathrm{i}^\mathrm{e}\rho c_\emptyset \mathrm{W}_\mathrm{j}^\mathrm{e}\,\mathrm{d(vol)}\frac{\partial\emptyset_\mathrm{j}^\mathrm{e}}{\partial \mathrm{t}}+\int \mathrm{W}_\mathrm{i}^\mathrm{e}\frac{\partial\rho c_\emptyset\emptyset_\mathrm{j}^\mathrm{e}}{\partial \mathrm{t}}\mathrm{W}_\mathrm{j}^\mathrm{e}\,\mathrm{d(vol)}\emptyset_\mathrm{j}^\mathrm{e}$$
(II.41)

Les indices inférieurs i et j indiquent le nombre de nœud. Si la deuxième partie de l'équation II.40 est négligée, la matrice de masse peut être exprimée comme:

$$M_{ij} = \int W_i^e \rho c_\emptyset W_j^e \, d(vol) \tag{II.42}$$

Si l'approximation localisée de masse est employée.

$$M_{ij} = \delta_{ij} \int W_i^e \rho c_\emptyset \, d(vol) \tag{II.43}$$

Où :

δ_{ij} =delta de Kronecker (0 si i ≠ j, 1 si i = j)

Il y a deux méthodes d'intégration temporelles : Newmark et (backward difference) différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de Newmark ou, la formulation implicite de base nodale, exprime l'étape de temps courant comme la nième étape de fois et l'expression comporte les résultats précédents d'une étape de temps.

$$(\rho\emptyset)_n = (\rho\emptyset)_{n-1} + \Delta t \left(\delta \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} \right)_n + (1-\delta) \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} \right)_{n-1} \right) \tag{II.44}$$

Où :

δ : Coefficient d'intégration en temps pour la méthode Newmark.

L'équation II.42 est écrite comme suite:

$$\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} \right)_n = \frac{1}{\Delta t \delta} (\rho\emptyset)_n - \frac{1}{\Delta t \delta} (\rho\emptyset)_{n-1} + \left(1 - \frac{1}{\delta} \right) \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} \right)_{n-1} \tag{II.45}$$

Pour la méthode de différence en arrière, l'étape de temps courant est la nième étape de fois et l'expression comporte les deux résultats précédents d'étape de temps.

$$\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} = \frac{(\rho\emptyset)_{n-2}}{2\Delta t} - \frac{4(\rho\emptyset)_{n-1}}{2\Delta t} + \frac{3(\rho\emptyset)_n}{2\Delta t} \tag{II.46}$$

Pour la méthode (VOF) l'équation ci-dessus est modifiée lorsque les résultats à une étape précédente de temps sont nécessaires:

$$\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} = \frac{(\rho\emptyset)_n}{\Delta t} - \frac{(\rho\emptyset)_{n-1}}{\Delta t} \tag{II.47}$$

L'arrangement de premier ordre ci-dessus de différence de temps est choisi pour être conformé à l'algorithme courant d'advection de VOF. La nième étape de fois produit une contribution à la diagonale de la matrice élémentaire, alors que les dérivés de l'étape précédente de temps forment des contributions au terme source.

II.4.3.2 Terme d'advection

Il ya trois approches pour la discrétisation du terme d'advection. L'approche dite ligne de courant monotone upwind (MSU), La ligne profilée upwind/Petro-Galerkin (SUPG), et les approches colloquées de Galerkin (COLG).

II.4.3.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU)

Le terme d'advection est manipulé par une approche de ligne de courant monotone basée sur l'idée que le transport pur d'advection est le long des lignes caractéristiques. Il est utile de penser à la formulation de transport d'advection en termes de quantité étant transportée dans un domaine connu de vitesse. Voir Le Schéma II.13: " l'Aproche des ligne de courant D'Upwind ".

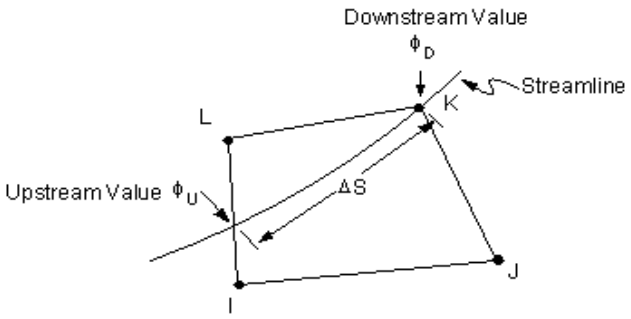


Figure II.13 : Approche de ligne de courant d'Upwind, [89].

Le champ de vitesse lui-même peut être envisagé partout comme ensemble de tangente de lignes profilées aux vecteurs de vitesse. Les limites d'advection peuvent donc être exprimées en termes de vitesses aérodynamiques.

Dans le transport pur d'advection, on suppose qu'aucun transfert ne se produit à travers les lignes caractéristiques, c'est-à-dire, tout le transfert se produit le long des lignes profilées. Par conséquent on peut supposer que le terme d'advection, s'écrit [89] :

$$\frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_x \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_y \emptyset)}{\partial y} = \frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)}{\partial s} \tag{II.48}$$

Une fois exprimé le long d'une ligne profilée, et donc constant dans tout l'élément, on peut écrire:

$$\left[A_e^{advection}\right] = \frac{d(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)}{ds} \int W^e d(vol) \tag{II.49}$$

Cette formulation est faite pour chaque élément, dont chacun aura seulement un nœud qui obtient des contributions de l'intérieur de l'élément. Le dérivé est calculé en utilisant une différence simple:

$$\frac{d(\rho C_{\emptyset} V_s)}{ds} = \frac{(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)_U - (\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)_D}{\Delta s} \quad \text{(II.50)}$$

Où:

D = Indice de la valeur au niveau du nœud aval

U = indice de la valeur prise à l'endroit où la rationalisation dans le nœud sous le vent pénètre dans l'élément.

Δs = la distance du point situé en amont à l'aval du nœud.

La valeur à l'endroit ascendant est inconnue mais peut être exprimée en termes de valeurs nodales inconnues qu'il est entre l'amont et l'aval. Voir le schéma (II.13).

Le processus consiste à cycler par tous pour l'élément et identifier les nœuds arrière. Le calcul effectué est basé sur les vitesses, pour voir d'où elle est venue la ligne profilée dans le nœud. Des facteurs pesants sont calculés, basé sur la proximité de l'endroit d'upwind aux nœuds voisins.

II.4.3.2.2 Méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin)

L'approche de SUPG se compose d'une discrétisation de Galerkin du terme d'advection et d'un additionnel de diffusion-un terme de perturbation qui agit seulement dans la direction d'advection [89] :

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int W^e \left\{\frac{\partial(\rho V_x C_{\emptyset} \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y C_{\emptyset} \emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol) + C_{2\tau} \int \frac{Zh}{2U_{max}^e} \left\{\frac{V_x^e \partial W^e}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial W^e}{\partial y}\right\} \left\{\frac{V_x^e \partial(\rho c_{\emptyset} \emptyset)}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial(\rho c_{\emptyset} \emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol) \quad \text{(II.51)}$$

Où:

C2τ = coefficient global réglé à 1,0

h = longueur d'élément le long de la direction d'advection

$$U_{max} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$$

$$Z = \begin{cases} 1 & \text{si o} \leq \text{pe} < 3 \\ \text{pe} & \\ \overline{3} & \text{si pe} \leq 3 \end{cases}$$

$$\text{pe} = \frac{\rho c_{\emptyset} U_{max} h}{2\Gamma_{\phi}} = \text{nombre de peclet}$$

Il est clair que pour l'approche de SUPG la maille est raffinée, les termes de perturbation tend à zéro et la formulation de Galerkin approche à l'exactitude du second degré.et donc le terme de perturbation fournit la stabilité nécessaire qui est absente dans la discrétisation pure de Galerkin.

II.4.3.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG)

L'approche de COLG emploie le même arrangement de discrétisation avec l'approche de SUPG avec un concept colloqué. Dans cet arrangement, un deuxième ensemble de vitesses, (les vitesses nodales élément-élément-based) qui sont faites pour satisfaire l'équation de continuité, tandis que les vitesses traditionnelles sont faites pour satisfaire les équations de quantité de mouvement [89].

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int W^e \left\{\frac{\partial(\rho V_x C_{\emptyset}\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y C_{\emptyset}\emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol) + C_{2\tau} \int \frac{Zh}{2U_{max}^e} \left\{\frac{V_x^e \partial W^e}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial W^e}{\partial y}\right\} \left\{\frac{V_x^e \partial(\rho c_{\emptyset}\emptyset)}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial(\rho c_{\emptyset}\emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol) \quad \text{(II.52)}$$

Dans cette approche, l'équation de pression est dérivée à partir des vitesses nodales (élément- element-based), et elle est généralement asymétrique. La conservation exacte soit préservée même sur les mailles brutes.

II.4.3.3 Terme de Diffusion

L'expression pour les termes de diffusion vient d'une intégration au-dessus du domaine de problème après la multiplication par la fonction pesante [89].

$$\text{Diffusion contribution} = \int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) d(vol) + \int W^e \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) d(vol) \quad \text{(II.53)}$$

Toutes les variables en x ou y sont traitées de mode semblable. Par conséquent, l'illustration est avec le terme dans la direction de x. Une intégration par partie est appliquée [89] :

$$\int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) d(vol) = \int \frac{\partial W^e}{\partial x} \Gamma_{\emptyset} \frac{\partial \emptyset}{\partial x} d(vol) \quad \text{(II.54)}$$

Une fois que la dérivé du φ est remplacé par les valeurs nodales et les dérivés de peser fonctionnent, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial x} = W_x^e \emptyset \quad \text{(II.55)}$$

$$W_x^e = \frac{\partial W^e}{\partial x} \tag{II.56}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme:

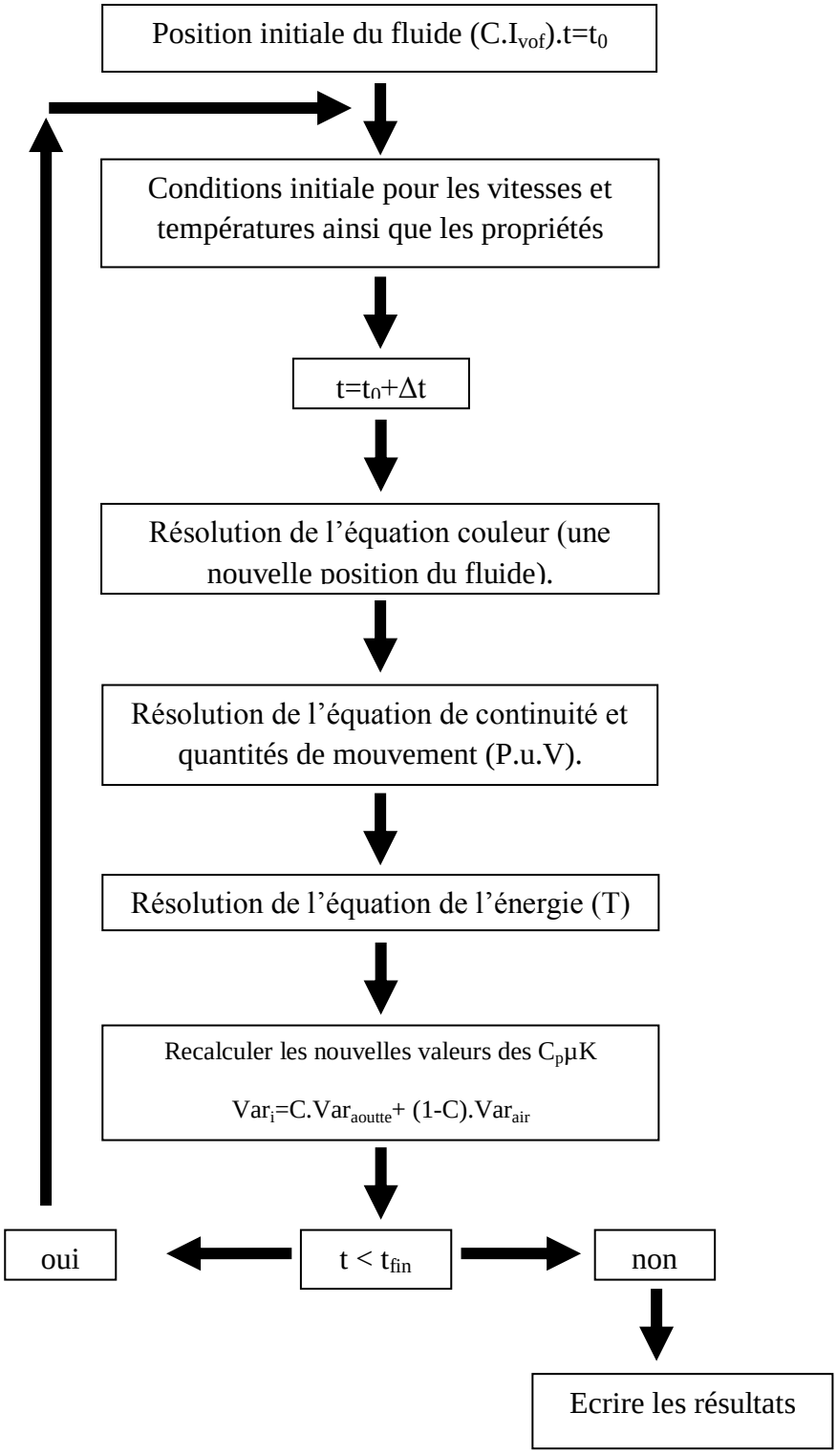
$$\left[A_e^{Diffusion}\right] = \int (W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e + W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e) d(vol) \tag{II.57}$$

II.4.3.4 Termes source

L'évaluation des termes de source se fait comme suite [89]:

$$S_\emptyset^e = \int W^e S_\emptyset d(vol) \tag{II.58}$$

Finalement la figure II.14 schématise les étapes proposées pour résoudre le système dans le temps.



Figue II.14 Stratégie de calcul pour la résolution du système d'équation dans le temps, [91].

Nous avons présenté, dans ce chapitre, tous d'abord, les formulations mathématiques du modèle dynamique et thermique utilisé dans cette étude. De plus, la résolution numérique du système d'équations. Et enfin, la discrétisation des équations est effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis.

Chapitre III :

Résultats et discussion

Introduction

L'écrasement des particules, préalablement chauffées et accélérées dans le plasma, sur le substrat ou sur le film pré-déposé provoque leur étalement et leur solidification, et forme des splats dont l'empilement conduit à la formation du dépôt. Les propriétés des couches formées sont fortement dépendantes des contacts splats-substrat et splats-splats.

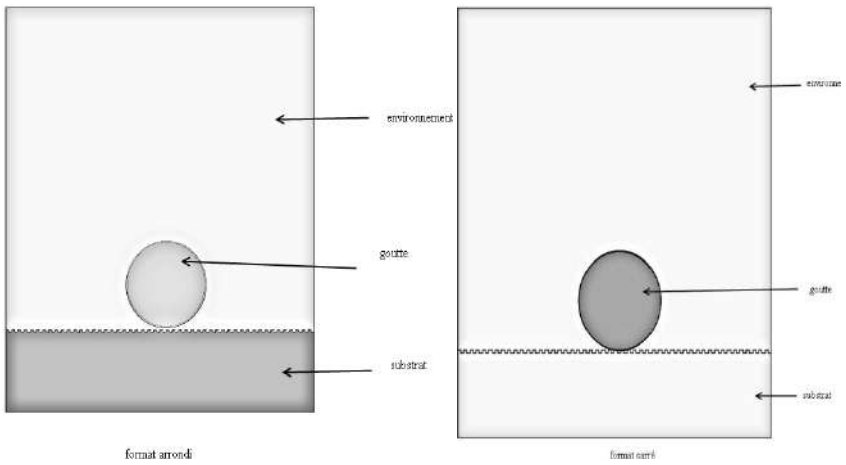
Les simulations numériques transitoires tridimensionnelles étant coûteuses en ressources informatiques, des simulations bidimensionnelles sont parfois adoptées. Ce fût notamment beaucoup le cas lors de l'émergence de la simulation du dépôt [92,93].

III.1 Description du domaine d'application

Ce travail concerne la formation des splats avec comme variable principale l'état de surface du substrat ainsi que la température, dont l'objectif de comprendre et d'optimiser le comportement et l'étalement des particules en Nickel. Le substrat utilisé est l'acier inoxydable. D'abord, nous avons validé l'impact de gouttes dont les mêmes conditions proposées par autres auteurs [94]. Par la suite nous avons redimensionné le domaine de calcule ainsi que les conditions initiales telles que la vitesse d'impact et le diamètre de la goutte, pour simplifié la simulation.

Le domaine de calcul est de 2.25mm de large, 15mm de longue dans le substrat.

Les splats ont été obtenus soit sur un substrat froid (sans préchauffage), soit sur un substrat chaud (préchauffé) à 360°C.



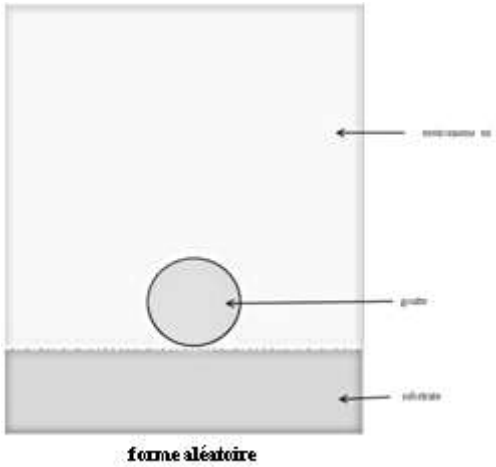


Figure III.1 Domaine physique de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat rugueux.

III.1.1 Matériaux utilisés

Dans cette étude numérique, nous nous sommes intéressés à des particules de Nickel fondues dans un jet plasma et projetées sur un substrat en acier inoxydable. Le choix du Nickel a été orienté par des nombreuses études déjà menées ou en cours dans des laboratoires, telle que les travaux simulés de Minxia Xue ,Yoav Heichal ,Sanjeev Chandra et Javad Mostaghimi [94], qui ont été consacrés à l'étude de formation d'une lamelle individuelle de Nickel sur un substrat rugueux en acier inoxydable; et qui sera l'objet l'identification de nos résultats.

III.1.1.1 Nickel

Le nickel pur est un métal gris-blanc, brillant, dur, à cassure fibreuse. Il est malléable, ductile et magnétique jusqu'à 353^{o}C environ. Ses principales caractéristiques physiques sont résumées dans le tableau ci-après :

masse volumique [kg/m^3]	9800	-
dureté Brinell à l'état recuit	85	sous une charge de 3000Kg
module d'Young à la température ordinaire [GPa]	210	-
température de fusion [°C]	1454	-
capacité thermique massique entre 0 et 100 ^{o}C [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]	460	-
conductivité thermique à la température	83.7	-

ordinaire [W. m^{-1} K^{-1}]		
résistivité [Ω · m]	Température [°C]	
	0	7.10^{-8}
	20	$9.2.10^{-8}$
coefficient de dilatation linéique entre 0 et 300 °C (α) [K^{-1}]	$(1280+0.75t+0.0035t^2).10^{-8}$	

Tableau III.1 Caractéristiques physiques du nickel. [95]

Le nickel, ainsi que nombre de ses alliages tels les aciers inoxydables, résiste à la corrosion par les halogènes, les acides et les bases. Cette propriété est utilisée dans les différents usages des alliages ainsi que dans les revêtements protecteurs par nickelage.

III.1.1.2 Acier inoxydable (le substrat)

L'acier Z2CN18-10 est un des aciers ternaires Fe-Cr-Ni, il appartient à la famille des aciers inoxydables austénitiques les plus utilisés dans l'industrie chimique. Il est désigné selon la norme américaine par AISI 304L. Ce type d'acier a des fractions massiques de chrome et de nickel comprises respectivement entre 18 et 20% (Cr) et 8 et 10% (Ni). Cet alliage est produit sous forme de tubes, de feuilles ou de plaques et il rentre principalement dans la constitution d'échangeurs de chaleur, d'évaporateurs ou dans des systèmes cryogéniques. Ses propriétés chimiques et mécaniques font de lui un acier résistant à la corrosion et à l'oxydation. Le procédé de projection plasma sollicité par des industries de hautes technologies a intégré cet alliage dans ses applications.

III.2 Propriétés des particules à l'impact

Les propriétés des matériaux utilisés dans les simulations de la projection thermique sont énumérées dans le Tableau III.1. Afin de simuler l'étalement de la goutte sur un substrat préchauffé, les conditions suivantes ont été considérées :

- La température initiale de la gouttelette est 1654°C.
- La vitesse à la surface de substrat est nulle.
- Le pas de temps est 5.10-5 s.
- Le nombre d'itérations par étape était 20.
- La solution est faite en 2D.
- Le nombre total des nœuds est 36558 nœuds.

Les propriétés thermo-physiques du Nickel et l'acier inoxydable sont énumérées dans le tableau suivant :

Température [°C]	Conductivité thermique [W. m^{-1} K^{-1}]	Chaleur spécifique [W. Kg^{-1}. K^{-1}]
127	16.6	515
327	19.8	557
527	22.6	582
727	25.4	611
927	28.0	640
1227	31.7	682
Densité [kg /$\mathbf{m^3}$**]**		7900

Tableau III.2 Propriétés Thermo physique de l'acier inoxydable. [94]

Température [°C]	527	727	927	1227
Conductivité thermique solide [W. $\boldsymbol{m^{-1}. K^{-1}}$**]**	67.6	71.8	76.2	82.6
Chaleur spécifique solide [W. $\boldsymbol{Kg^{-1}. K^{-1}}$**]**	530	562	594	661
Conductivité thermique liquide [W. $\boldsymbol{m^{-1}. K^{-1}}$**]**	90.7	-	-	-
Chaleur spécifique liquide [W. $\boldsymbol{Kg^{-1}. K^{-1}}$**]**	609	-	-	-
Densité [kg.m^{-3}]	7900	-	-	-
Point de fusion [J. $\boldsymbol{Kg^{-1}}$**.]**	1453	-	-	-
Chaleur de fusion [J. $\boldsymbol{Kg^{-1}}$**.]**	310000	-	-	-
Tension superficielle [N. $\boldsymbol{m^{-1}}$**.]**	1778	-	-	-
Viscosité [m².s]	6.10^{-7}			

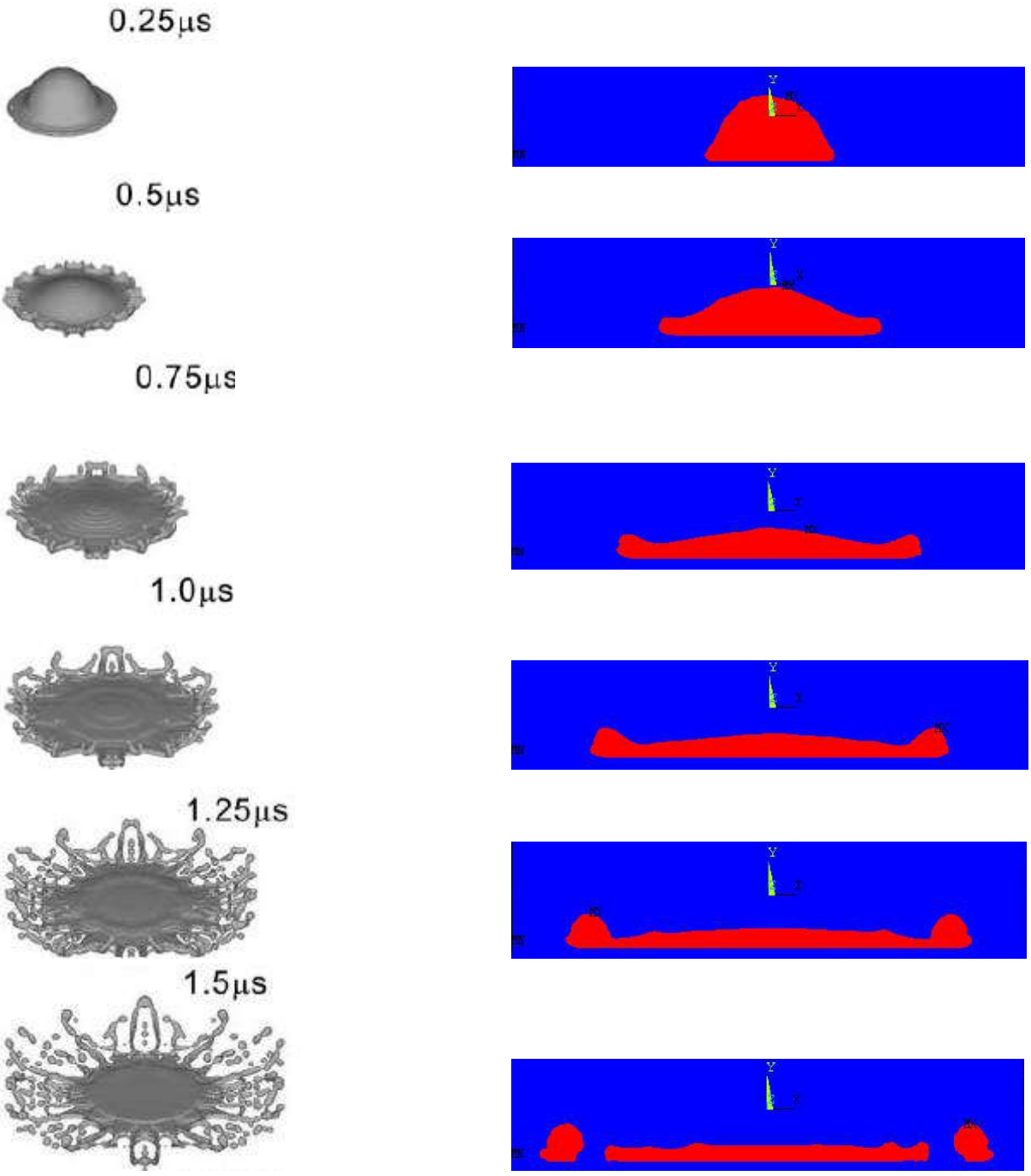
Tableau III.3 Propriétés Thermo physique de nickel. [94]

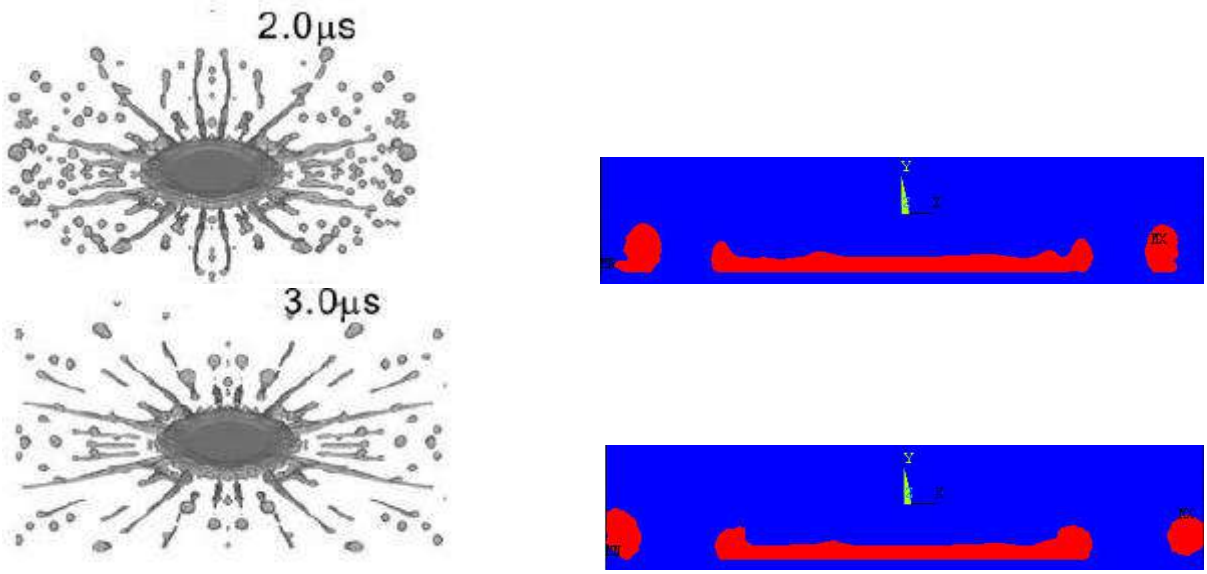
III.3 Impact d'une particule de Nickel totalement fondue

III.3.1 Validation 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 [94], qui ont le plus souvent travaillé sur des gouttes micrométriques.

La Figure III.2 a et b représente les résultats de simulation des autres auteurs et les notre respectivement, de l'impact d'une gouttelette en Nickel Sur un substrat rugueux d'acier inoxydable dont les mêmes conditions de [94]. On peut constater que le comportement dynamique de la gouttelette dans l'ensemble donne un bon accord à celui des images expérimentales, la gouttelette se propage symétriquement part rapport au point d'impact, cependant, la forme convexe abaisse la pente dans le temps en glissant lentement sur le substrat jusqu'à l'étalement totale, il faut noter que le liquide suit la topographie de la surface, et sur la surface rugueuse, l'écoulement est perturbé verticalement. C'est à dire, Lorsque le liquide s'écoule sur la surface il tend à suivre la forme de la surface.





a. simulation [94] **b. Simulation**

Figure III.2 Impact séquentielle d'une goutte de nickel dans les mêmes conditions simulées par [94].

III.3.2 Substrat froid

Les figures III.3, III.4 et III.5 représentent la distribution de température pendant l'impact d'une gouttelette dans un substrat rugueux (arrondi, carré et aléatoire) respectivement. Les splats se présentent sous forme de disque entouré d'une zone éclaboussée. Le flux latéral de matière provenant de la partie centrale et la séparation à grande vitesse du principal bord de lamelle ont formé en périphérie, des lamelles en forme de "doigt", collés à la partie centrale avant "d'exploser" en fines lamelles et petites gouttelettes pour former une couronne, est différente selon l'état de surface de substrat. La zone centrale la plus fine correspond à la zone d'impact. Houben [96] a proposé un modèle basé sur la création d'une onde de choc. L'origine serait alors l'énergie provenant de l'impact initial qui provoquerait l'expulsion du "film" en contact avec le substrat et la formation d'une couronne de type "splashée". Mostaghimi et ses collaborateurs [21, 23, 58, 97] ont suggéré que le début de solidification de la particule intervenait à la fin de l'étalement et par conséquent pouvait provoquer un phénomène d'éjection sur les zones périphériques avec formation des doigts de matière. Ces résultats sont en contradiction avec Gougeon et Moreau [98] qui ont montré que des particules s'étalent sur la plus grande surface du fait de leur énergie cinétique initiale. Lorsque cette énergie cinétique est complètement dissipée, la tension superficielle provoque un rétrécissement superficiel et l'éjection du liquide de la partie supérieure.

Les résultats numériques ont également indiqué que le temps d'étalement des splats, diffère selon l'état de surface, la plus compliquée (alétoire) t=4.6ms et que nous n'avons pas obtenue un bon étalement il est due au forces des frottements grand ; par contre on note que dans la surface rugueuse (carrée), et à cause aux angles vifs t=5ms qui retarde un peu l'étalement, mais dans (arrondi) un très bon étalement est dans un temps court t=4.1ms.

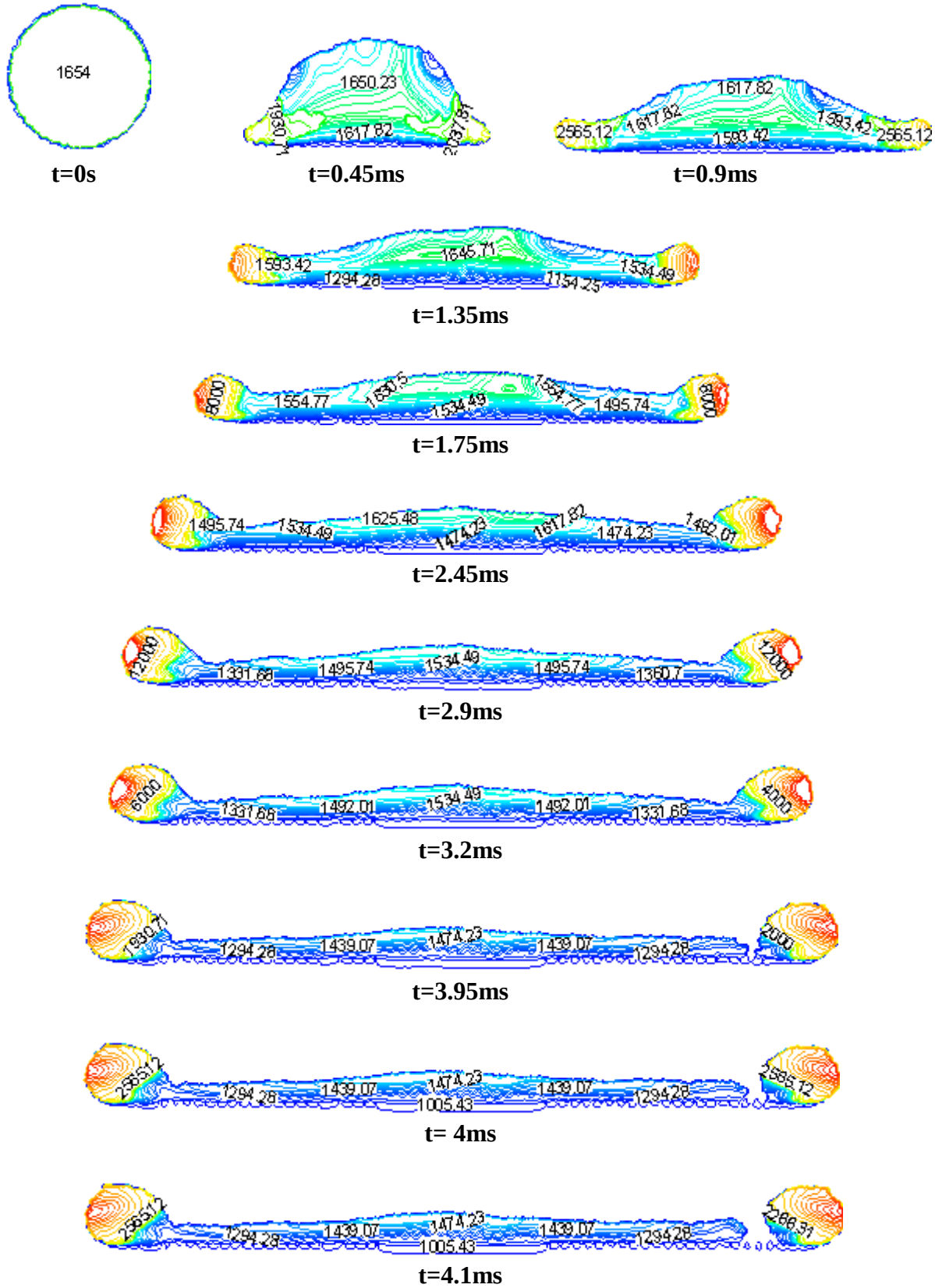


Figure III.3 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme arrondie froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s.

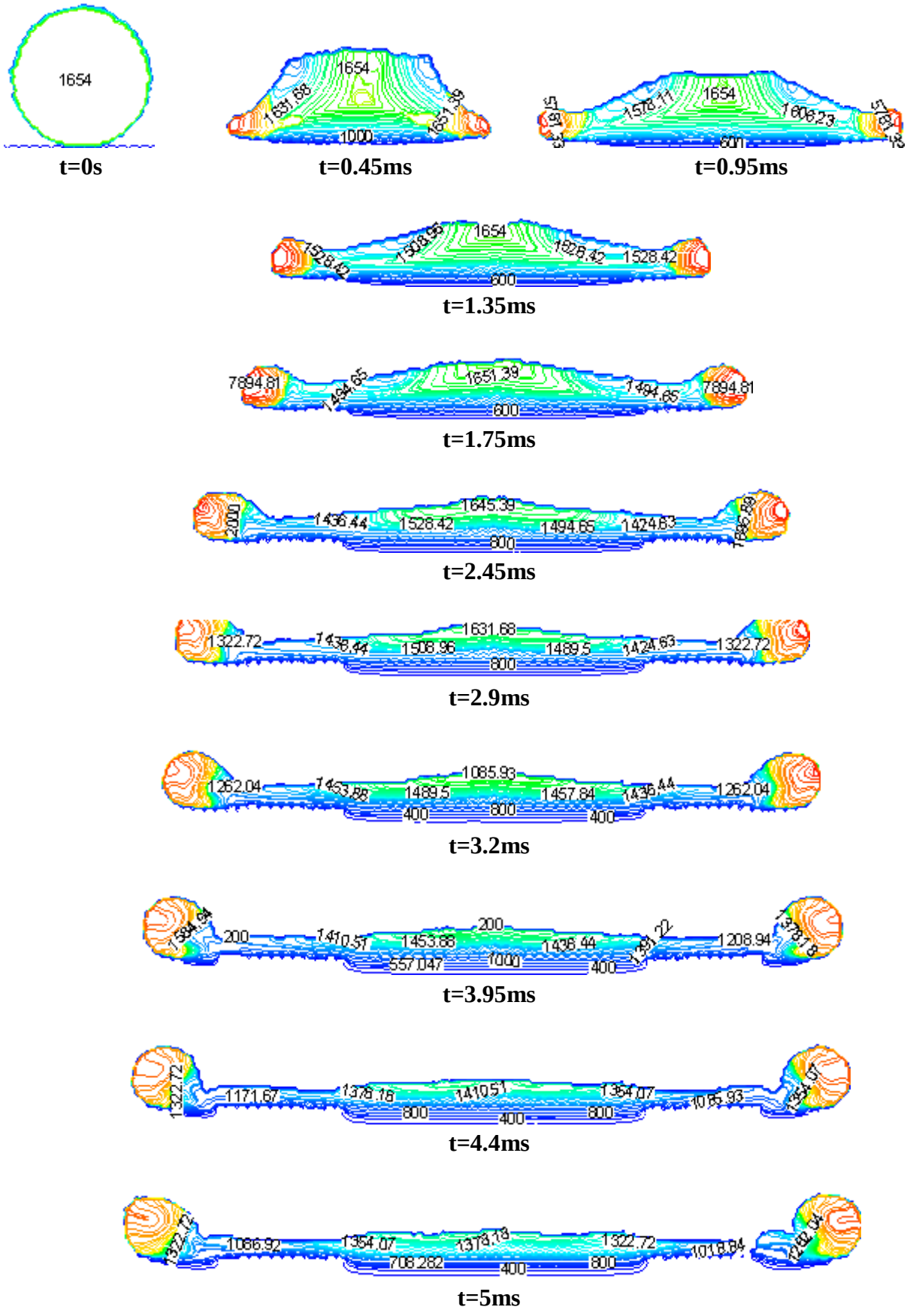
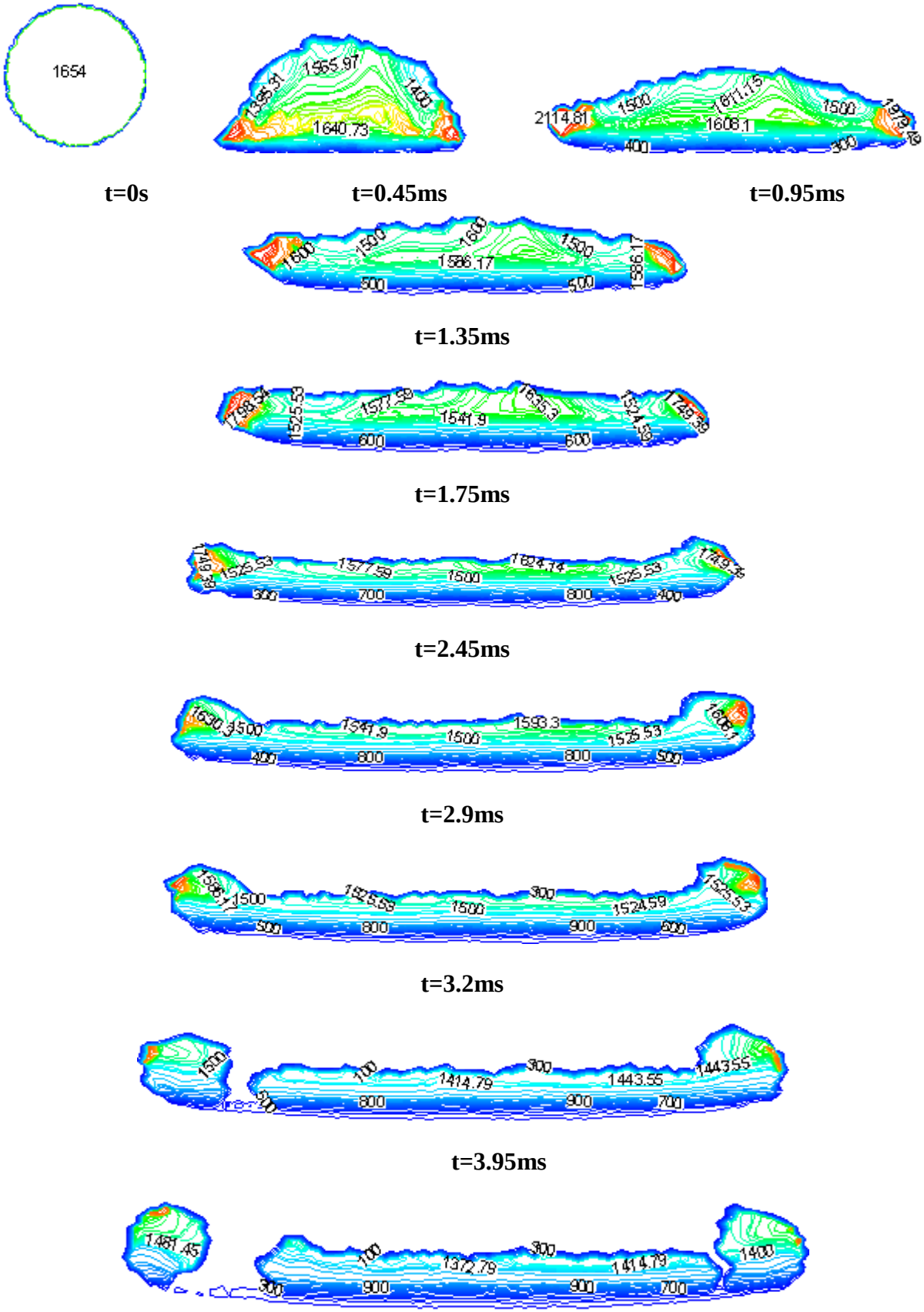


Figure III.4 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme carrée froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s



t=0s **t=0.45ms** **t=0.95ms**

t=1.35ms

t=1.75ms

t=2.45ms

t=2.9ms

t=3.2ms

t=3.95ms

t=4.6ms

Figure III.5 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux de forme aléatoire froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s

La figure III.6 montre clairement l'apparaissions des zones de bonne et de mauvaise contacte à l'interface particule/substrat, suggère un mauvais transfert de chaleur, de la particule vers le substrat, ce qui entraîne une faible vitesse de refroidissement. L'effet de "splashing" des splats de nickel est marqué ici, probablement du fait d'une viscosité plus faible.

On peut constater aussi que, aux tous premiers instants suivants le premier contact de la goutte avec la cible, la température de substrat au point d'impact augmente rapidement (figure III.7) et la Resistance thermique diminue. Après un étalement partiel, la surface de contact entre le substrat et la goutte augmente, alors que la température du substrat reste quasi-constante. La température de substrat augmente beaucoup plus lentement alors que la température de surface de la goutte s'abaisse ; donc la résistance de contact associée augmente, qui favorise la diffusion thermique radiale dans la lamelle.

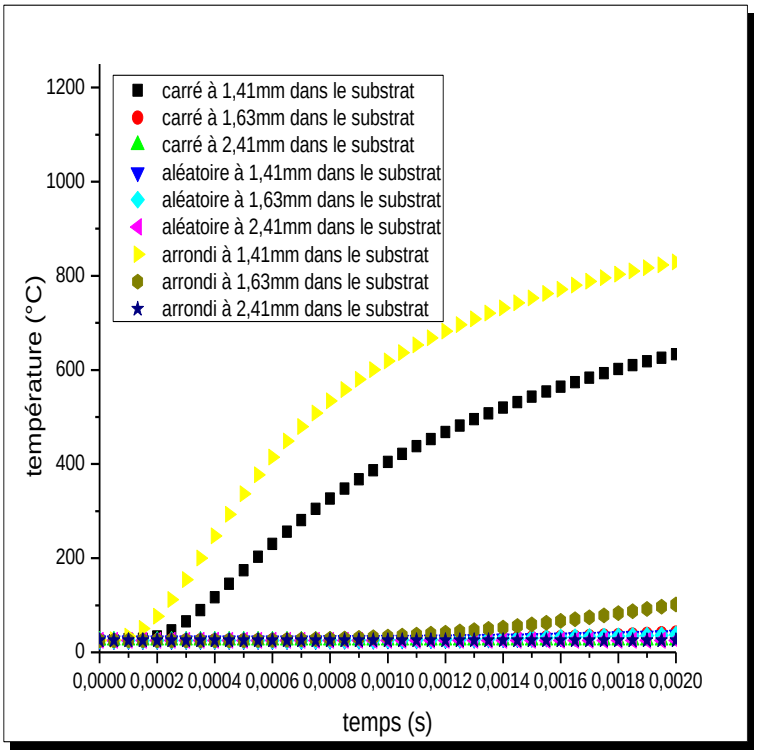


Figure III.6 Résultats de simulation pour les profiles de température dans Le temps pour trois position dans le substrat d'acier inoxydable rugueux.

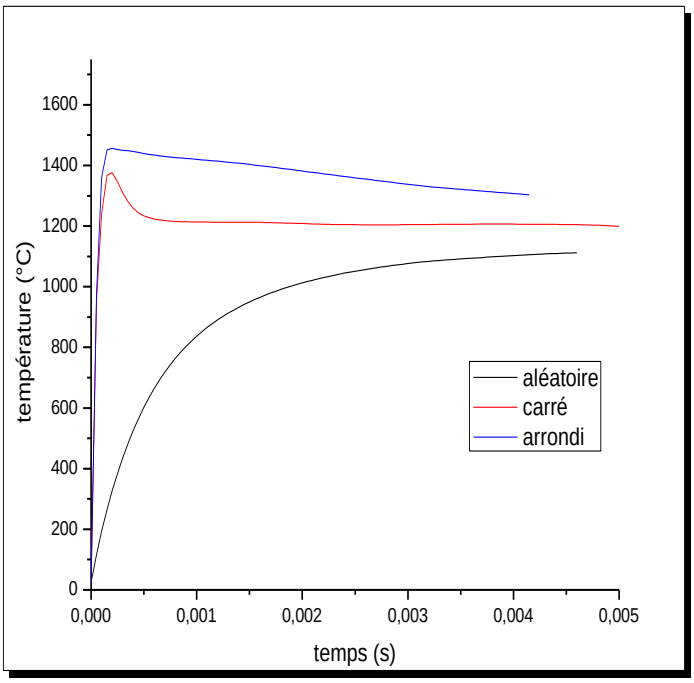


Figure III.7 Résultats de simulation pour les profiles de température au point d'impact dans les trois formes de rugosité.

La Figure III.8 compare le facteur d'étalement de la goutte de nickel dans le modèle proposé (entre les trois formes de rugosité).

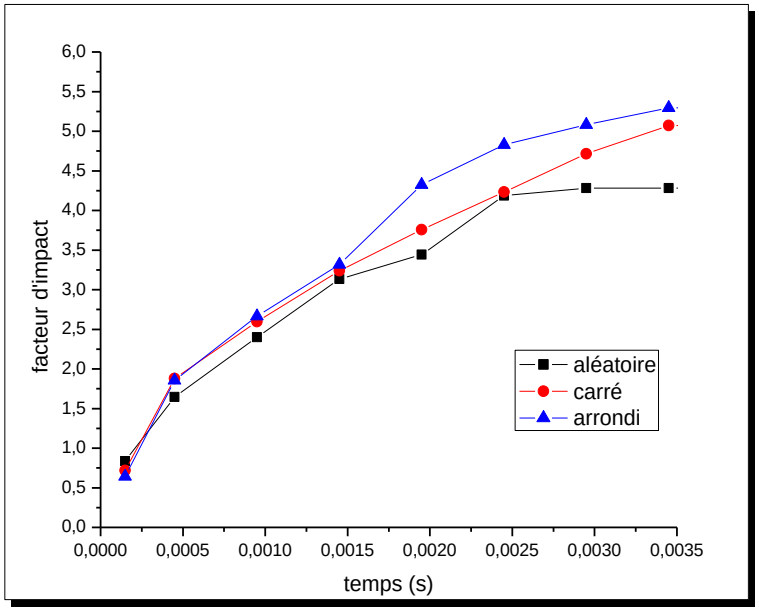


Figure III.8 Facteur d'impacte de goutte de nickel 2.5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 2.5m/s sur un substrat rugueux.

L'étalement et la forme de la goutte sont semblables au cours de l'impact pour les trois formes. Par exemple, dans la forme arrondie, à l'instant t =4.1ms, la goutte se stabilise et prend la forme de l'étalement final.

Les résultats du modèle présentés sont très proches dans les trois formes. Dans notre modèle, nous prenons en considération l'effet de la solidification sur les forces de viscosité avant l'étalement, qui sont corrigées après chaque pas de temps sous l'effet de transfert de chaleur dans la particule.

De plus, la figure III.9 illustre les distributions de la pression au point d'impact au cours d'étalement de la goutte, initialement la pression est plus élevée au point d'impact (sous la lamelle) qui produise une faible résistance de contact, d'où une bonne interaction goutte/substrat. La pression se désintègre vers zéro très rapidement. Il faut noter ici que, l'augmentation de pression à l'impact dans la forme (arrondie) est plus grande que celle dans (aléatoire et carré), se qui favorise la collision de lamelle sur le substrat dans ce cas est bonne que dans les deux autres cas.

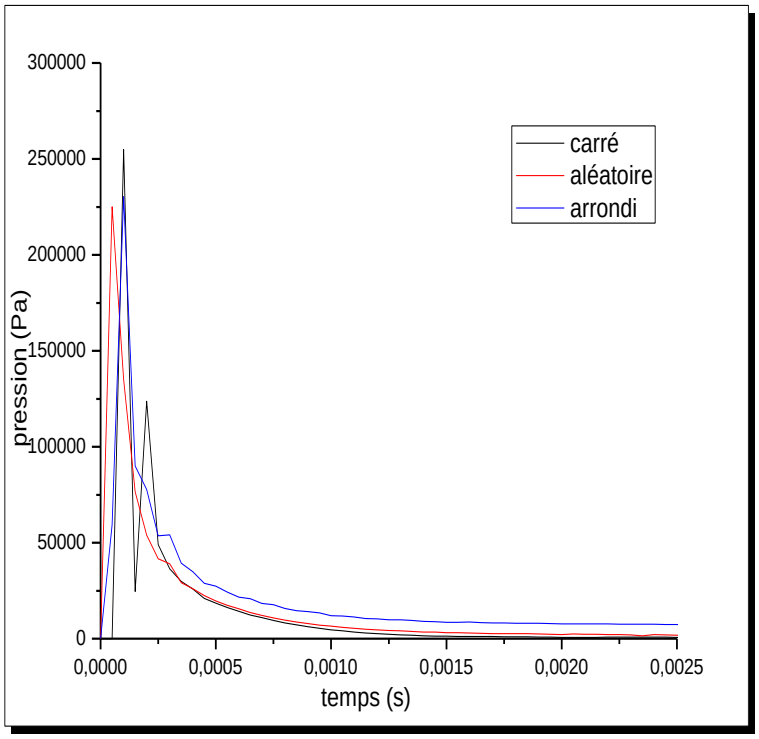


Figure III.9 Résultats de simulation pour les profiles de Pression au point d'impact dans les trois formes de rugosité.

III.3.3 Substrat chaud (préchauffé)

Les figures III.10, III.11 et III.12 représentent la distribution de température pendant l'impact d'une gouttelette dans un substrat rugueux chaud (aléatoire, arrondi et carré) respectivement. Ce préchauffage conduit à une transition dans la morphologie des splats de la forme "splashée" à une forme de disque. Dans un splat de nickel, il est possible d'observer 3 zones bien distinctes. Une première zone mince, au centre du splat, qui correspond à l'impact initial, entourée d'une zone plus épaisse en deux vagues successives.

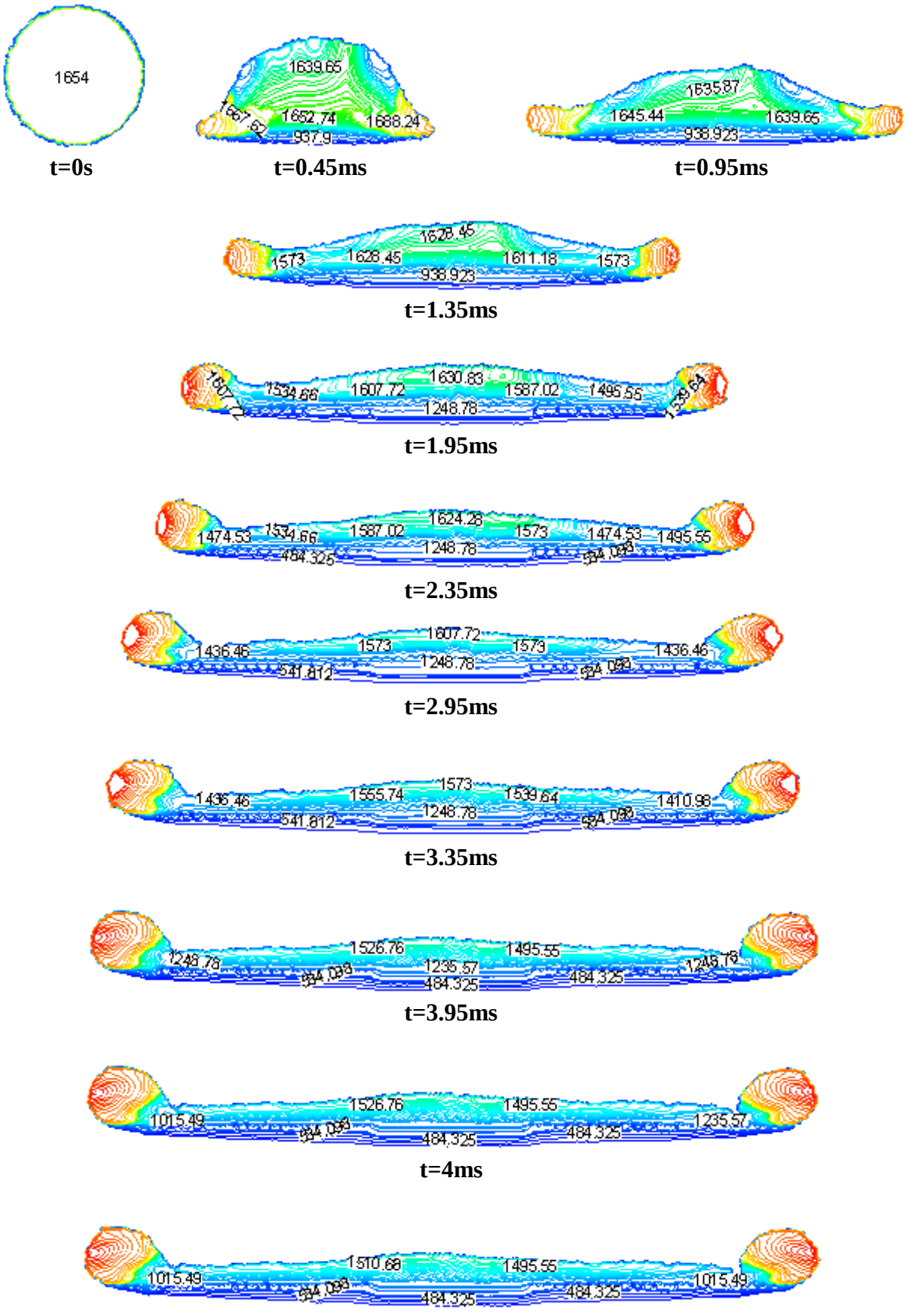
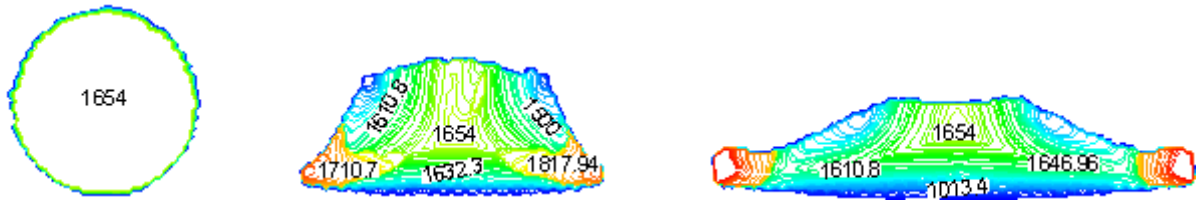


Figure III.10 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux arrondi chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s



t=0s **t=0.45ms** **t=0.95ms**



t=1.45ms



t=1.95ms



t=2.45ms



t=2.95ms



t=3.45ms



t=3.95ms



t=5ms



t=5.40ms

Figure III.11 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux carré chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s.

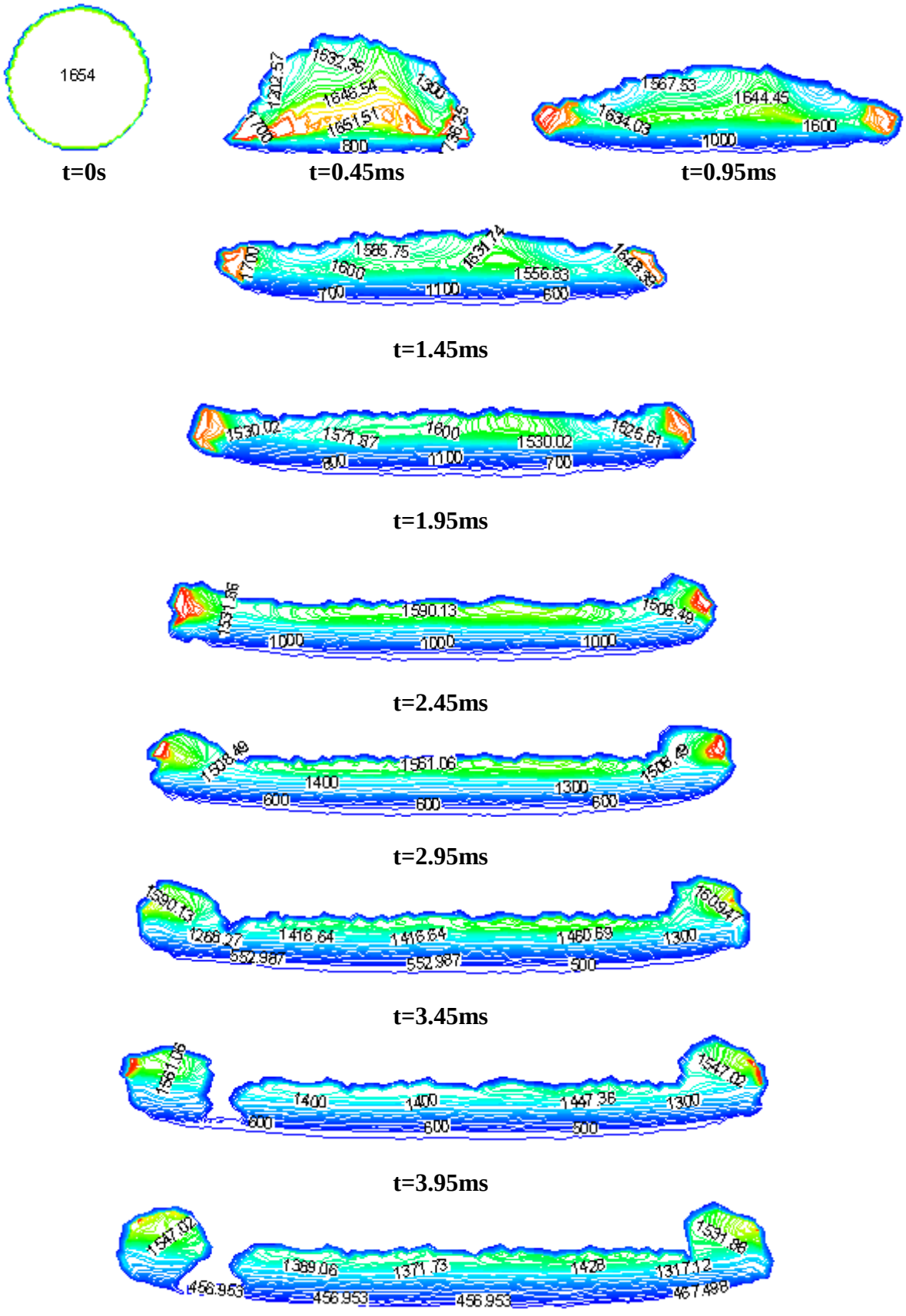


Figure III.12 Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux aléatoire chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s

Le préchauffage de substrat a retardé un peu le début de la solidification, de sorte que le centre des splats est légèrement plus grand, les éclaboussures sont un peu réduites. Toutefois, le changement a été relativement mineur. Le changement de forme des splat (figure III.10, III.11et III.12) ne peut pas être expliqué par le changement de température de surface seulement. Il a été montré par [11], que le chauffage d'une plaque en acier produit une couche d'oxyde sur sa surface, qui peut entraîner une augmentation de la résistance de contact entre les gouttelettes et le substrat.

La figure III.13 représente les résultats numérique des profiles de pression au point de cantact. Nous remarquons aussi, initialement la pression est plus élevée au point d'impact (sous la lamelle) qui produise une faible résistance de contact (bonne interaction goutte/substrat) pour l'état de surface (arrondi et carré), puis elle se désintègre vers zéro très rapidement. La pression d'impact est insuffisante en bordure du splat pour s'affranchir de la pression capillaires, de la rugosité, de la pression du gaz ; ce qui entraîne un mauvais contact sur la zone extérieure. De plus la tension superficielle, intervenant vers la fin de l'étalement de la particule [51, 99], provoque le retrait au bord du splat ce qui peut expliquer la formation de la bordure.

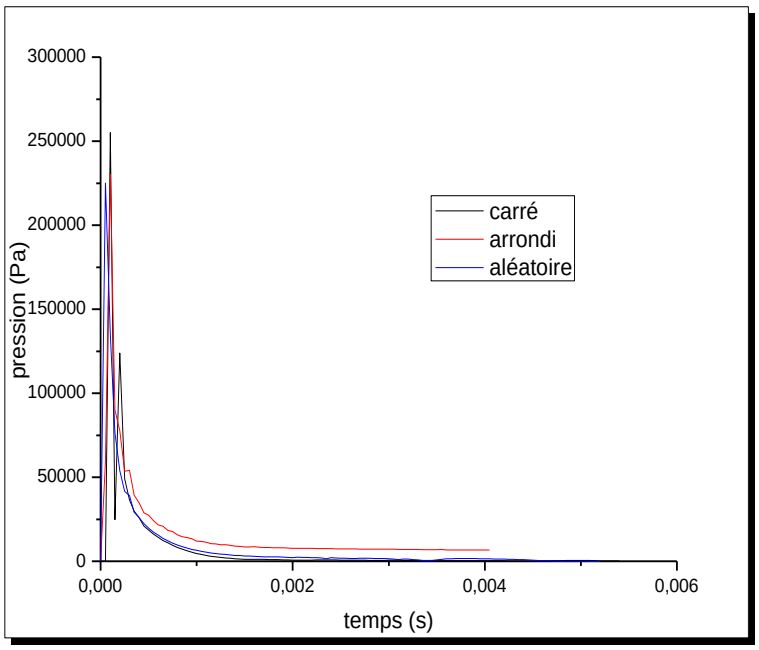


Figure III.13 Résultats de simulation pour les profiles de pression au point d'impact pour les trois forme de rugosité

La figure III.14 représente les prfiles de température au point de contact d'une goutte de nickel au cours d'étalement, on note que, dès le premier contact de la goutte avec la cible, , la température de ce point augmente rapidement, après un étalement partiel la surface d'échange augmente et la température de ce point rest quasi-constante.

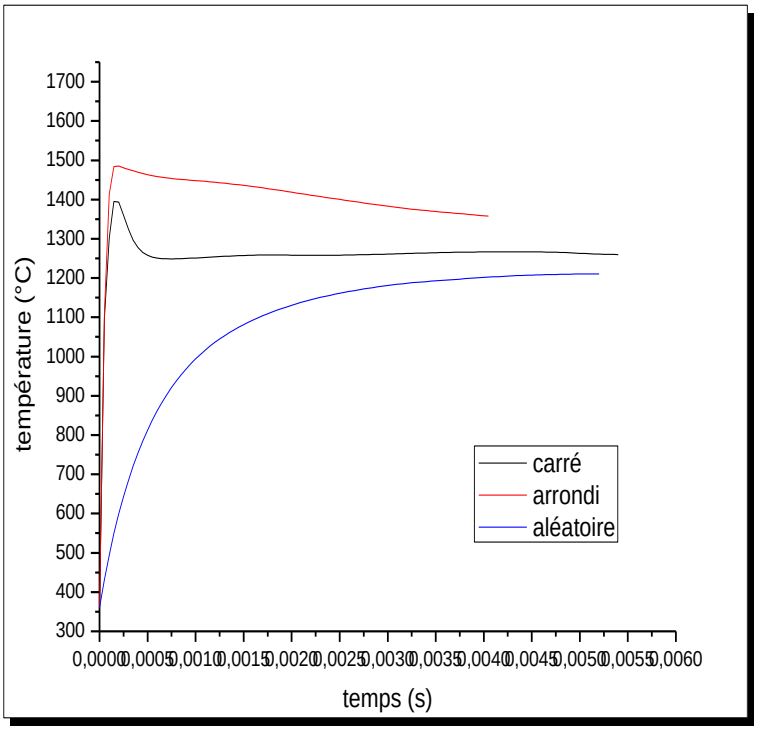


Figure III.14 Résultats de simulation pour les profiles de température au point d'impact dans les trois formes de rugosité.

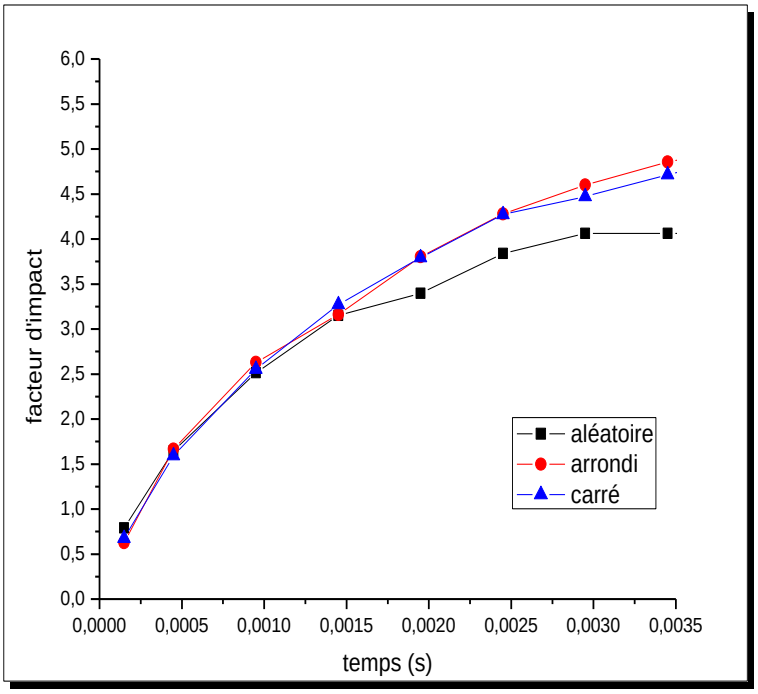


Figure III.15 Facteur d'impact dans les trois formes de rugosité.

La Figure III.15 compare le facteur d'étalement de la goutte de nickel dans le modèle proposé (entre les trois formes de rugosité). L'étalement et la forme de la goutte sont

semblables au cours de l'impact dans les trois formes. Mais le temps d'étalement est un peu plus long.

la figure III.16 représente les résultats numérique des profiles de température en trois position dans le substrat pour les trois formes, on note que:

- à 1.41mm sous la ligne d'impact, la température de substrat augmente puis elle se stabilise et rest constante.
- à 1.63mm sous la ligne d'impact, la température s'élève un peu puis elle se stabilise.
- à 2.29mm la température rest constant dès le début de l'étalement et elle est égale à sa température initiale de substrat.

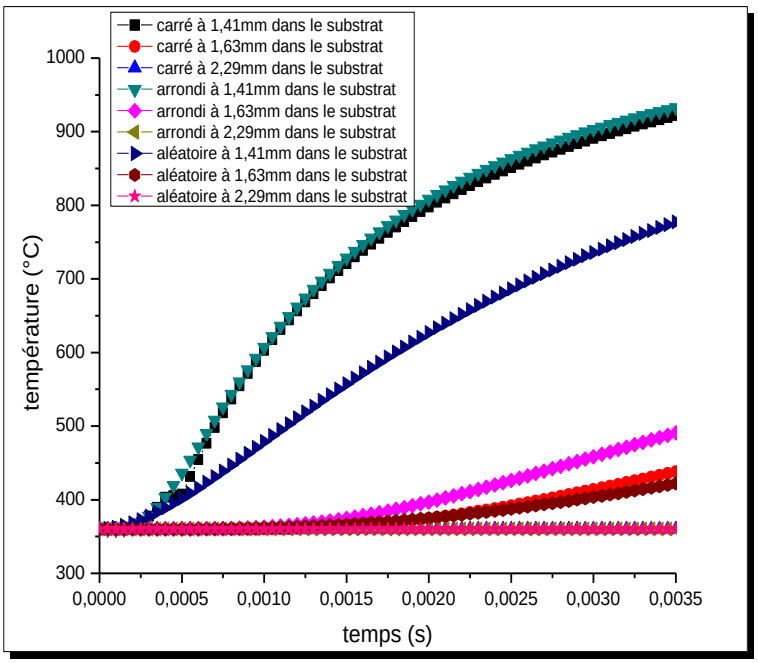


Figure III.16 Résultats de simulation pour les profiles de la température dans le substrat pour les trois formes de rugosité.

III.4 Comparaison entre les Résultats

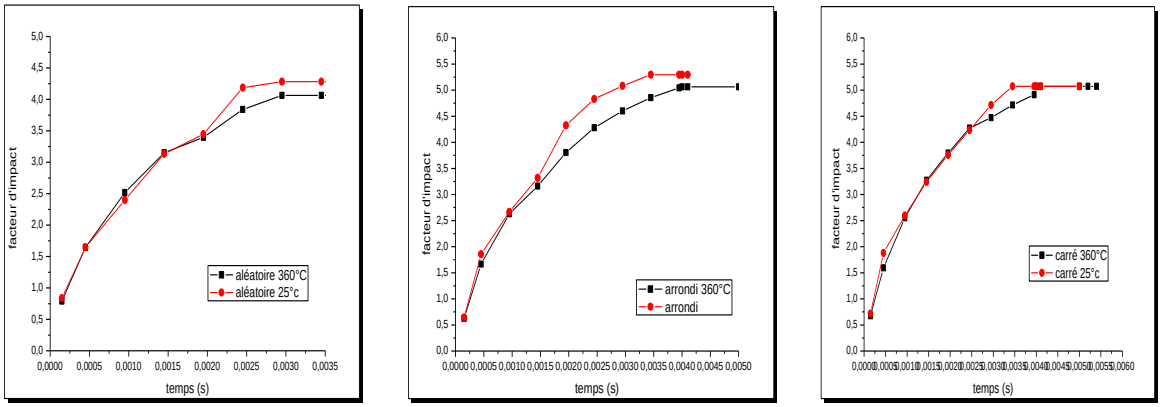


Figure III.17 Comparaison entre les facteurs d'impact dans chaque forme pour les deux cas.

Les résultats numériques ont montré que l'état de surface de substrat joue un rôle important pour l'étalement d'une goutte, 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. Comme il est indiqué dans les figures précédemment, l'étalement est difficile dans la forme aléatoire (forme compliqué) et dans la forme carré (angle vif).

Le préchauffage de substrat conduit à une transition de morphologie des splats de forme splashées à une forme de disque. De plus les centres des splats sont légèrement plus grands que ceux des splats obtenues sur un substrat froid. Il retarde un peu la solidification, et il diminua l'éclaboussure.

Conclusion

Un dépôt réalisé par projection plasma résulte d'un empilement successif de lamelles individuelles qui constituent l'élément fondamental de la construction du dépôt. Cette partie du travail expose donc l'état de l'art relativement à l'impact d'une goutte sur un substrat rugueux.
Particulièrement sur les études des phénomènes associés à l'état de fusion des particules.
L'analyse des résultats montre que :

- l'état de surface joue un rôle sur l'étalement de la lamelle et que nous avons adopté le meilleur étalement dans la forme (arrondie) pour les deux cas.
- Les valeurs de la résistance thermique d'impact des gouttelettes sur un substrat sont d'une importance cruciale dans les simulations de l'impact de métal en fusion des gouttelettes.
- Lorsque la solidification est lente en comparaison avec le temps, la diffusion sans éclaboussure se produit.

Conclusion générale

Conclusion générale

La pulvérisation de gouttelettes métalliques ou céramique sur un substrat en vu de la fabrication d'un revêtement fin et un procédé industriel largement utilisé. Mais les phénomènes qui interviennent à l'échelle des gouttes ne sont encore partiellement maîtrisés car les interactions entre ces particules fluide, la solidification ainsi que la refusions éventuelle par projection de gouttes sur les précédentes sont difficiles à analyser expérimentalement à cause des échelles de temps et d'espace de l'ordre respectivement de milliseconde et du millimètre. Il est donc nécessaire de faire appel à un outil numérique complexe pour prendre en compte les divers aspects physiques de la pulvérisation.

Ce travail a été principalement consacré à la simulation numérique par la méthode EF/VOF Des phénomènes de la projection par plasma de dépôts de nickel, à l'étude de leurs propriétés morphologiques et thermique reliées à l'impact et la solidification rapide d'une lamelle sur un substrat rugueux.

Dans le premier chapitre, nous avons étudié la projection thermique, ses paramètres et ses caractéristiques, avec un état de l'art sur le sujet de l'impact d'une goutte sur substrat et les études sur la physique associée. Les phénomènes hydrodynamiques et thermique qui interviennent dans le comportement d'une particule fluide isolée qui sont nombreux et suscitent encore de nos jours des interrogations. Outre la vitesse, le diamètre de la goutte et ses caractéristiques, l'interface entre la goutte et le substrat et avec l'air sont des propriétés intrinsèques qui définissent le comportement de déposition ou d'éclaboussure. Mais l'impact oblique des particules partiellement fondue, l'interaction thermique et dynamique entre particule, environnement du jet et le substrat, ainsi que l'impact de plusieurs gouttes et leurs état de fusion ont étés peu étudié expérimentalement et numériquement.

Dans le deuxième chapitre qui à été consacré a la description des modèles et méthodes employées pour prendre en compte le caractère le caractère diphasique de l'évolution de gouttes dans l'air, tout en résolvant l'écoulement de chaque fluide et la thermique couplée à la solidification dans la goutte .La configuration du domaine a été choisie en 2D cartésien.

Dans le dernier chapitre, les simulations sont réalisées en 2D cartésien tout d'abord sur un cas de validation afin d'assurer le bon fonctionnement de la simulation, les résultats obtenus montrent que :

- L'état de surface de substrat (rugosité) joue un rôle important sur la morphologie finale de la lamelle, l'énergie cinétique initiale est convertie plus rapidement en énergie de surface et en travail de forces visqueuses, lorsque l'énergie interne initiale est basse.
- La pression au point d'impact augmente rapidement dés le contact goutte substrat puis elle tend vers zéro au cours de l'étalement (pression de la goutte faible).
- L'angle de contact petit, la dissipation d'énergie est importante qui conduit à un bon étalement.
- Le préchauffage de substrat retarde la solidification et diminue l'éclaboussure.

Les perspectives de ce travail concernent la mise en place de la simulation en 3D de l'impact de gouttes, bien que cela nécessite une taille mémoire conséquente. Cependant, l'analyse 2D des phénomènes a permis de donner un ordre de grandeur des dimensions de maillage à respecter ainsi que de localiser les zones ou l'on devra porter notre attention.

Un étude sur l'état de diffusion de la particule avec un impact oblique combinée à l'état de surface de substrat et leur influence sur la formation d'une lamelle et par conséquent l'empilement des couches d'un revêtement.

Références bibliographiques

[1] P. Fauchais, A. Vardelle, B. Dussoubs, (2001) Quo Vadis Thermal Spraying, J. of Thermal Spray Technology 10 (1),p. 44 – 46,

[2] 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.

[3] Dussoubs B. (1998)"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.

[4] 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.

[5] P. Fauchais, A. Vardelle, B. Dussoubs, (2001) Quo Vadis Thermal Spraying, J. of Thermal Spray Technology 10 (1), p. 44 – 46.

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

[7] M. K. Fataoui "Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique.Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

[8] Y. MEBDOUA (2008)" Etude Numérique des Phénomènes Thermiques Contrôlant la Solidification d'une Lamelle en Projection Thermique : Application à la Formation du Dépôt " Thèse de doctorat, Université de Limoges.

[9] Escure C., Vardelle M., Vardelle A., and Fauchais P., (2001)"Visualization of the Impact of Drops on a Substrate in Plasma Spraying Deposition and Splashing Modes", Thermal Spray, New Surface for a New Millenium, C.C. Berndt, K.A. Khor, and E.F. Lugscheider, ed., ASM International, Materials Park, OH, pp. 805-12.

[10] P. Fauchais, M. Fukumoto, A. Vardelle, M. Vardelle (2003) "Knowledge concerning splat formation: an invited review", Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 13,(3), pp. 337-360.

[11] V. Pershin, M. Lufitha, S. Chandra, J. Mostaghimi (2003) Therm Spray Technol 12:370

[12] R. Ghafouri-Azar, J. Mostaghimi, S. Chandra, M. Charmchi (2003) J Therm Spray Technol 12:53

[13] A.M. Ahmed, R.H. Rangel, V.V. Sobolev, J.M. Guilemany, In-Flight Oxidation of Composite Powder Particles During, Thermal Spraying, Heat and Mass Transfer, 44, 2001, p. 4667-4677

[14] S. Sikalo, H.D. Wilhelm, I.V. S. Roisman, C. Jakirlić, and C.Tropea, (2005). Dynamic contact angle of spreading droplets: Experiments and simulations, Physics of fluids, 17, 6, 062103: 1-13.

[15] C.W. Kang, H.W. Ng .Splat morphology and spreading behavior due to oblique impact of droplets onto substrates in plasma spray coating process, Surface & Coatings Technology 200 (2006) 5462 – 5477.

[16] L. Xu, W. Zhang, S. Nagel. Drop splashing on a dry smooth surface. Phys Rev Lett 2005. 94 (18) No. 184505.

[17] H. Fukanuma, in: C.C. Berndt (Ed.), Thermal Spray: Practical Solutions for Engineering Problems, Cincinnati, U.S.A., October 7– 11, 1996, 9th National Thermal Spray, Conference proceeding, ASM International, 1996, p. 647.

[18] H. Zhang, X. Y. Wang, L. L. Zheng, X. Y.Jiang (2001) "Studies of splat morphology and rapid solidification during thermal spraying", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 4579-4592.

[19] Z. Zhao, D. Poulikakos, J. Fukai, Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate—I. Modeling, Int. J. Heat Mass Transfer 39 (1996) 2771–2789.

[20] M. Pasandideh-Fard, S. Chandra, J. Mostaghimi (2002) Int J Heat Mass Transfer 45:2229

[21] Bussmann M, Mostaghimi J, Chandra On a three-dimensional volume tracking model of droplets, Physics of Fluids, 11, 1999, pp 1406-1417.

[22] H. Zhang, X. Y.Wang, L. L.Zheng, X. Y. Jiang, (2001)"Studies of splat morphology and rapid solidification during thermal spraying", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, p. 4579-4592.
[23] M. Pasandideh-Fard, V. Pershin, S. Chandra, J. Mostaghimi (2002) J Therm Spray Techno11:206

[24] J.U. Brackbill, D. B. Kothe & C. Zemach. A continuum method for modeling surface tension. J. Comp. Phys, vol. 100, p.335-354, 1992.

[25] H. Wei & D.Y.S. CHEN. The gas- liquid interface tracking using level set approach for die casting application. Modeling of casting, Welding and Advanced Solidification Process VIII, San Diego, California, p. 133-140, 1998.

[26] C. Le Bot, S. Vincent & E. Arquis. Impact and solidification of indium droplets on a dry substrate. Soumis à Int. J. Thermal Sci, 2003.

[27] E. B. Dussan, V. E. Ramé & Garoff. On identifying the appropriate boundary conditions at a moving contact. lne: an experimental investigation. Journal of Fluid Mechanics, vol. 230, p. 97-116, 1991

[28] P. Haley & M. Miksis. the effect of contact line on droplet spreading. Journal of Fluid Mechanics, vol. 223, p. 57-81, 1991.

[29] C. Escure, M. Vardelle, P. Fauchais & A. Grimaud. Vizualisation of particle impact in thermal spray. Montréal, p, 743-752, 2000.

[30] J. Cedelle, M. Vardelle, B. Pateyron and P. Fauchais "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
[31] D. Brutin. Drop impingement on a deep liquid surface : study of a crater's sinking dynamics. C. R. Mécanique, vol, p. 61-67, 2003.

[32] C. Josserand & S. Zaleski. Impact de gouttes sur un film liquide mince. Congrès Français de Mécanique, 1-6, 2001.

[33] D. Gueyyffier & S. Zaleski. Formation de digitations lors de l'impact d 'une goutte sur un film liquide. C. R. Acad. Sci. Serie II b, vol, 326, p, 839_844, 1998.

[34] R.F.Allen. the mechanics of splashing. Journal of colloid and interface science, vol, 124 (1), p, 309-316, 1988.

[35] A. L. Yarin & D. A. weiss. Impact of drops on solid surfaces:selfsimilar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. Journal of Fluid Mechanics, vol, 283, p, 141-173, 1995.

[36] A.c. Leger, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, S. Sampath, C.C. Berndt& H. Herman. Plasma sprayed zirconia : relationship between particle parameters, splat formation and deposit generation. Part1: impact and solidification. Journal of Thermal Spray: Partical solutions for engeneering problems, p, 623-626, 1996.

[37] V.V .Sobolev, Formation of splat morphology during thermal spraying. Materials Letters, vol. 36, p, 123-127, 1998.

[38] Z. Zhao, D. Poulikakos, J. Fukai, Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate—I. Modeling, Int. J. Heat Mass Transfer 39 (1996) 2771–2789.

[39] L. Bianchi (1995)"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.

[40] S.T. Thorodsen & J. Sakakibara. Evolution of the fingering pattern of an impacting drop. Phys. Fluids, vol. 10, n°6, p, 1359-1374, 1998.

[41] J. M. Waldvodel, D. Poulikakos, D.B. Wallas & R. Marusak. Transport phenomena in picoliter size solder droplet dispension. Transaction of the ASME Journal of heat transfert, vol. 118, p. 148-156, 1996.

[42] D. Bonn, V. Bergeron &L. Vovelle. Quand les gouttes ne rebondissent plus. La recherche, vol. 35l, p, 40-43, 2002.

[43] C. Mundo, M. Sommerfeld & C. Tropea. Droplet- wall collision: experimental studies of the deformation and break-up process. Int. J. Multiphase Flow, vol. 21, n°2, p. 151-173,1995.

[44] M. Pasandideh-fard, J. Mostaghimi (1996) "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.

[45] S. Chandra & C.T. Avedisian. On the collision of a droplet with a solid surface. Proc. R. Soc. London, vol. A 432, n°13, p. 2771-2789, 1991.

[46] W. M. Healy & S.I. Abdel-khalik. Surface wattingeffects on the spreading of liquid droplets impacting a solid surface at low Weber numbers. Int. J. Heat Mass Trans, vol. 44, p. 235-240,2001.

[47] T. Loulou. Etude expérimentale de l'évolution des conditions thermiques de contact lors de la solidification d'une goutte tombant sur une parois métallique refroidie. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1995.

[48] M. Pasandideh-fard, R. Bhola, S. Chandra & 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.

[49] J. M. Waldvogel, D. Poulikakos, D. B. Wallas & R. Marusak. Transport phenomena in picoliter size solder droplet dispension. Transaction of the ASME Journal of heat transfert, vol. 118, p. 148-156, 1996.

[50] P. Papon, J. Leblond & P. H. E. Meijer. Physique des transitions de phases, concepts et applications. Dunod, 1999.

[51] J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface, Int. J. Heat and Mass Transfer, 19, 1976, pp 1009-1013

[52] S. Schiaffino & A.A. Sonin. Molten droplet deposition and solidification at low Weber numbers. Phys. Fluids, vol. 9 (11), p. 3172-3187, 1997.

[53] S. Sampath, X.Y. Jiang, J. Matejicek, A.C. Leger, A. Vardelle,(1999)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, pp 181-188.

[54] 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.

[55] A.c. Leger, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, S. Sampath, C.C. Berndt& H. Herman. Plasma sprayed zirconia : relationship between particle parameters, splat formation and deposit generation. Part1: impact and solidification. Journal of Thermal Spray: Partical solutions for engeneering problems, p, 623-626, 1996.

[56] S. Harfel & D. Poulikakos. Experimental investigation of the transient impact fluid dynamics of a molten microdroplet pile-up. Int. J. Heat Mass Trans, vol. 46, p.535-550, 2003.

[57] M. Vardelle, A. Vardelle, A. C. Leger, P Fauchais, D. Gobin,(1994) Influence of particle parameters at impact on splat formation and solidification in plasma spraying processes, J. Thermal Spray Technology, 4 (1), pp 50-58.
[58] S. D. Aziz, S. Chandra, Impact, recoil and splashing of molten metal droplets, Int. J. Heat and Mass Transfer, 43, 2000, 2841-2857.
[59] S. Bennaoua(2008) Thèse de l'université de Tunis
[60] K. Fataoui, B. Pateyron, N. Calvé, M. El ganaoui Modèle d'étalement d'une goutte en projection plasma : application au revêtement de matériaux thermiquement dégradables, SPCTS UMR6638 CNRS Université de Limoges
[61] Hugues masse,(2000) "couplages thermomécaniques lors de la solidification de matériaux polymères" thèse de doctorat à l'universite bordeaux i.
[62] B. Ramaswamy & M. Kawahara. Lagrangian finite element analysis applied to viscous free surface fluid flow. Int. J. Numer. Methods fluids, vol.7, p. 953-984, 1987.
[63] Ghafouri-Azar R., Shakeri S., Chandra S., and Mostaghimi J., (2002) "Numerical Simulation of Offset Deposition for Sequential Tin Droplets", Proc. of Int. Thermal Spray Conference Essen, E. Lugscheider (ed.), DVS Düsseldorf, Germany, pp. 972-978.
[64] B .J. Daly. A technique for incuding surface tension eects in hydro_dynamic calculations. J. Comput. Phys, vol. 4, p. 97-117, 1969

[65] X. Nocholas, P. Traore, A. Mojtabi & J. P. Clatigirone. Augmented Lagrangian method and open boundary conditions in 2D simulation of poiseille-Bénnard channel flow. Int. J. Numer. Methodes Fluids, vol. 25, n°2, p265-283,1997.

[66] 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.
[67] D. Gueyfrer " Etude de l'impact de gouttes sur un film liquide mince. Développement de la corolle et formation de projections", thèse à paris, 2000.
[68] F. H. Harlow AND J. E. Welsh. " Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow with free surface". Phys. Fluids, 8 :2182-2189, 1965.
[69] F. H. Harlow AND J. P. Shannon. " The splash of a liquid drop". J. Appl. Phys, 38 (10) :3855-3866, 1967.
[70] S. Zaleski, J. LI, and S. Succi. Two-dimensional Navier-Stokes simulation of deformation and breakup of liquid patches. Phys. Rev. Lett., 75 :244-247, 1995. 184
[71] 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.
[72] 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.

[73] S. Vincent. Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1999.

[74] D.L. Youngs, Time-dependent multimaterial flow with large fluid distortion, in: K.W Morton, M.J. Baines (Eds.), Numer. Methods Fluid Dynamics, Academic Press, New York, 1982.
[75] D.L. Youngs, K.W. Morton, and M.J. Baines. (1982) Time-dependant multimaterial flow with large fluid distorsion. In Numerical Method for Fluid Dynamics, Academic Press, New York,

[76] http://thetis.enscbp.fr/sites/default/files/theses/these_j_breil.pdf.; 2012

[77] F. Ben ettouil(2008)" Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc" thèse de doctorat à Université de Limoges.
[78] H. Makhlouf (2008) "Modélisation numérique du soudage à l'arc des aciers" thèse de doctorat à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
[79] F. Ben Ettouil, B. Pateyron, H. Ageorges, M. El Ganaoui, P. Fauchais, O. Mazhorova Fast modeling of phase change in a particle injected within a d.c. plasma jet J. Thermal Spray Technology, 16, 2007, 744-750.
[80] M.Rappaz,M.Bellet ,and M.Deville.(2003) Numerical Modeling in Materials science and

Engineering. Springer series in Computational Mathematics,Springer-verlag edition.
[81] M.Lacroix. (1989) Computation of heat transfer during melting of a pure substance from an isothermal wall. Numerical Heat transfer,15:191-210.
[82] V.R.Voller,C.R.Swaminathan,and B.G.Thomas.(1990)Fixed grid techniques for phase change problems :Areview.Numerical Heat transfer Part B,17 :155-169 .

[83] V.R.Voller.(1990)Fast implicit finite difference method for the analysis of phase change problems.IMA Journal of Numerical Analysis ,30:875-898.

[84] R. Ghafouri-Azar, S. Shakeri, S. Chandra, and J. Mostaghimi, (2002) "Numerical Simulation of Offset Deposition for Sequential Tin Droplets", Proc. of Int. Thermal Spray Conference Essen, E. Lugscheider (ed.), DVS Düsseldorf, Germany, pp. 972-978.

[85] L. Ait moudid (2007)"Couplage Fluide-Structure pour la simulation numérique des écoulements fluides dans une conduite `a parois rigides ou élastiques, en présence d'obstacles ou non". thèse de doctorat à L'Université d'Artois.
[86] D.Vincent (2007) "Contribution à l'Etude des Propriétés Optiques de Dépôts Plasma de Zircone Yttriée : Influences de leurs Caractéristiques Microstructurales et Physico-chimiques" Thèse de doctorat, Université de Limoges.
[87] J. Patru(2005)"Modélisation du Développement des Contraintes Résiduelles au Sein de Dépôts Plasma de Zircone et d'Acier" Thèse de doctorat, Université de Limoges.
[88] O. Pironneau: "Méthodes des éléments finis pour les fluides", Masson (1988).

[89] Manual of Ansys ver 11, Ansys.inc, USA

[90] P. Diez et R. W. Smith (1993)"The Influence of Powder Agglomeration Methods on Plasma Sprayed Yttria Coatings", Journal of Thermal Spray Technology, 2, (2), pp.165-178.
[91] M. Zirari (2011) "Modélisation de la construction d'un dépôt par projection thermique : De la formation d'une lamelle à l'empilement des couches, thèse de doctorat

[92] R. W. Lewis, K. Morgan, H. R. Thomas, and K. N. Seetharamu. The fi,ni,te element method in heat transfer analys'is. Wiley, 1996.
[93] W. Donald Rolph and K.J. Bathe. An efficient algorithm for analysis of nonlinear heat transfer with phase changes. Internat'ional Journal for Numerical Methods in Engineering, 18 :119-134, 1982.

[94] M. Xue , Y. Heichal , S. Chandra , J. Mostaghimi.(2006)" Modeling the impact of a molten metal droplet on a solid surface using variable interfacial thermal contact resistance" J Mater Sci (2007) 42:9–18, DOI 10.1007/s10853-006-1129-x, Springer Science+Business Media, LLC 2006
[95] http://www.techniques-ingenieur.fr

[96] J. M. Houben, Relation of the adhesion of plasma sprayed coatings to the process parameters: size, velocity and heat content of the spray particles, Ph.D. Thesis, Technische Universiteit, Eindhoven, The Netherlands, 1988.
[97] V. Pershin, I. Thomson, S. Chandra, J. Mostaghimi, Splashing of nickel droplets during plasma spraying, in Thermal Spray: Surface Engineering via Applied Research, (ed.) C.C. Brendt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 2000, 721-727.

[98] P. Gougeon, C. Moreau, Simultaneous independent measurement of splat diameter and cooling time during impact on a substrate of plasma sprayed molybdenum particles, J. Thermal Spray Technology, 10 (1), 2001, pp 76-82.
[99] 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.