

UNIVERSITE DE BLIDA 1

INSTITUT D'AERONAUTIQUE ET DES ETUDES SPATIALES

MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Aéronautique

**ETUDE NUMERIQUE DE LA SOLIDIFICATION D'UNE
LAMELLE METALIQUE SUR UN SUBSTRAT CERAMIQUE**

Par

BOUBEKEUR Salim

Devant le jury d'examen composé de

| | | | |
|------------|------------------------|---------------|--------------|
| S.BOUKRAA | Professeur, | U. de Blida 1 | Président |
| Y.MEBDOUA | maitre de recherche A, | CDTA, Alger | Examinatrice |
| S.BERGHEUL | professeur, | U. de Blida 1 | Examineur |
| T.REZOUG | Professeur, | U. de Blida 1 | Rapporteur |

Blida, Octobre 2014

أثناء تكوين الأغشية باستعمال تقنيات الإسقاط الحراري تتداخل عدة عوامل فيما بينها. تصلب طبقة ذائبة على سطح صلب يعتمد على خاصيات الحبيبات قبل و بعد الاصطدام. دراسة هذه العملية تظهر عدة صعوبات نظرا لترابط الظواهر الديناميكية مع الظواهر الحرارية مما يؤثر على شكل و نوعية الغشاء. هذا العمل يهتم بدراسة التبادل الحراري طبقة ذائبة و سطح صلب. النموذج يعتمد على اعتبار الانتقال الحراري لا يبدأ الا مع انتهاء تمدد الحبيبة. النموذج ذو معلم واحد و يعتمد على الطريقة الانتالبية لاخذ التغير في الطور بعين الاعتبار في كل من المادتين الموجودتين. قمنا بدراسة تأثير عدة عوامل على عملية التبادل الحراري ك سمك الطبقة المقاومة الحرارية نوع المواد الحرارة الابتدائية للطبقة. ذوبان السطح و اعادة تصلبه اخذ بالاعتبار

كلمات المفاتيح: الإسقاط بالبلازما, الانتقال الحراري, التصلب, المقاوم الحرارية

RESUME

Lors de l'élaboration des revêtements par la technique de projections thermiques plusieurs phénomènes entre en jeu et interagissent entre eux. La solidification d'une lamelle fondue sur un substrat solide dépend des paramètres de la particule avant et après l'impact. L'étude d'un tel procédé présentent plusieurs difficultés parce que l'aspect dynamique et celui thermique sont couples et influent sur la forme et les propriétés du dépôt. Ce travail s'intéresse à l'étude de l'échange thermique entre une lamelle liquide et un substrat solide. Le modèle est basé sur l'hypothèse que le transfert thermique ne commence qu'après l'étalement totale de la particule. Ce modèle monodimensionnel est basé sur une approche enthalpique pour le traitement du problème de changement de phase dans chacun des matériaux en présence. L'influence de certains paramètres sur le processus d'échange thermique a été examiné tel que l'épaisseur de la lamelle, la résistance thermique de contact, la nature des matériaux et leurs températures initiales. La fusion et la resolidification du substrat a été aussi envisagé.

Mots clés: Projection Plasma, Modélisation numérique, Transfert thermique, solidification, résistance thermique de contact

Abstract

During coating elaboration with the technique of thermal spraying, several phenomena occur and interact between them. Splat solidification on solid substrate depends on the parameters of the particle before and after the impact. Difficulties occur when studying such process since dynamic and thermal aspect are coupled and influence the final shape and bonding properties. This work deals with the heat exchange between liquid splat and a solid substrate. the model is based on the supposition that heat transfer start after the particle spreading is finished. this one dimensional model is based on an enthalpy approach to handle the problem of phase change in each material in presence. The effect of several parameters on the thermal exchange was investigated such splat thickness, thermal resistance of contact, type of materials and there initial temperature. Substrate melting and resolidification was also considered.

Keys words: Plasma spraying, Numerical modelling, Heat transfer, Solidification, Thermal contact resistance.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier infiniment mon dieu tout puissant pour l'aide qu'il m'a apporté pour la réalisation de ce modeste travail. Je remercie mes très chers parents pour leurs soutient durant cette période de réalisation de ce travail.

Toute mon infinie gratitude à monsieur **T. REZOUG**, Professeur à l'institut d'Aéronautique de l'université SAAD Dahleb de Blida pour m'avoir témoigné de sa confiance et d'avoir suivi minutieusement ce travail.

J'exprime mes remerciements à monsieur **S. BOUKRAA**, Professeur à l'institut d'Aéronautique de l'université SAAD Dahleb de Blida, il m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de jury.

Je remercie vivement Monsieur **S.BEURGHEUL**, Professeur à l'institut d'Aéronautique de l'université SAAD Dahleb de Blida, pour avoir accepté de critiquer mon travail et d'avoir bien voulu participer au jury.

Mes remerciements s'adressent aussi à madame **Y.MEBDOUA**, maître de recherche au sein du centre de développement des technologies avancées (CDTA) pour son aide et d'avoir accepté être examinatrice de mon travail.

Mes sincères remerciements s'adressent à monsieur **L.AMTOUT**, Maître assistant à l'institut d'Aéronautique de l'université SAAD Dahleb de Blida, pour son aide concernant les méthodes numériques et analytiques. Discuter avec lui est un bonheur.

Je remercie vivement Messieurs **R. BENNACER** et **Mohammed El Ganaoui**, respectivement professeur à ENS CACHAN et professeur à université de Nancy, pour leurs contributions et de l'intérêt qu'ils ont témoigné pour ce mémoire.

Finalement je remercie tout ce que j'ai contacté et qui m'ont contacté, leurs rôles étaient décisives pour la finalisation de ce travail.

TABLE DES MATIERES

| | |
|---|----|
| RESUME | 1 |
| REMERCIEMENTS | 2 |
| TABLE DES MATIERES | 4 |
| | |
| Introduction générale | 10 |
| I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE | 13 |
| I.1. Techniques de projection thermique | 13 |
| I-1-1 Énergie calorifique | 14 |
| I-1-1-1 Projection par flamme | 14 |
| I-1-1-2 HVOF ou Flamme supersonique | 14 |
| I-1-1-3 Canon à détonation | 15 |
| I-1-2 Énergie électrique | 16 |
| I-1-2-1 Arc fil | 16 |
| I.1.2.2 Plasma thermique | 16 |
| I-1-3 Énergie cinétique | 17 |
| I.1.4 Récapitulatif des caractéristiques des différentes techniques | 17 |
| I.2. Formation des dépôts par projection thermique | 19 |
| I.3 Impact des particules sur le substrat | 19 |
| I.3.1 Types d'impact de la particule | 20 |
| I.3.2 Études expérimentales de la formation de lamelle | 21 |
| I.4 Solidification des particules sur le substrat | 23 |
| I.5 Empilement des lamelles et construction des dépôts | 24 |
| I.6 Modélisation de la construction des dépôts plasma | 25 |
| I.6.1 Modèles analytiques | 26 |
| I.6.2. Modèles numériques | 29 |
| I.7 Nature des matériaux projetés | 31 |
| I.7.1 Les dépôts de céramique | 31 |

| | |
|--|----|
| I.7.2 Les autres dépôts | 32 |
| Conclusion | 32 |
| II. MODELES PHYSIQUES | 34 |
| Introduction | 34 |
| II.1 Géométries du domaine physique | 35 |
| II.2 Hypothèses | 35 |
| II.3 Formulation mathématique | 36 |
| II.4 Conditions initiale et aux limites | 38 |
| II.5 Méthodes pour traiter les problèmes de changement de phase | 39 |
| II.5-1 Méthodes analytiques | 39 |
| II.5-2 Méthodes numériques | 43 |
| II.6 Présentation de la méthode enthalpique | 43 |
| II.6-1 Formulation enthalpique de l'équation de la conservation d'énergie | 43 |
| Conclusion | 45 |
| III. METHODES NUMERIQUES | 46 |
| Introduction | 46 |
| III.1 La méthode de discrétisation spatiale | 46 |
| III.2 Mise en œuvre de la méthode enthalpique | 48 |
| III.3 Discrétisation temporelle | 50 |
| III.4 Validations | 52 |
| III.4.1 Contact parfait de deux milieux finis en régime stationnaire | 52 |
| III.4.2 Contact imparfait de deux milieux finis en régime stationnaire | 54 |
| III.4.3 Solidification d'un milieu semi infini | 54 |
| III.4.4 Contact brusque entre deux milieux semi infinis | 55 |
| III.4.5 Le contact parfait de deux milieux semi infinis dont l'un d'eux change de phase | 56 |
| Conclusion | 58 |

| | |
|---|----|
| IV. RESULTATS ET DISCUSSION | 59 |
| Introduction | 59 |
| IV.1 Paramètres physiques | 60 |
| IV.2 Choix des paramètres de discrétisation | 61 |
| IV.3 Influence de la résistance thermique de contact | 61 |
| IV.4 Influence de la température initiale du substrat | 63 |
| IV.5 Influence de la température initiale du splat | 65 |
| IV.6 Influence de l'épaisseur du splat | 67 |
| IV.7 Influence de la nature du matériau du splat | 68 |
| IV.8 Cas d'un splat en céramique | 70 |
| IV.9 Fusion et resolidification du substrat | 74 |
| Conclusion | 74 |
| CONCLUSION GENERALE | 76 |
| APPENDICE | 78 |
| REFERENCES | 83 |

Liste des figures

| | | |
|--------------|--|----|
| Figure. 1 | Représentation des éléments d'un turboréacteur d'avion qui a reçu un traitement de surface par déposition plasma | 11 |
| Figure I-1 | Organigramme de la projection thermique | 13 |
| Figure I-2 | Schéma du procédé HVOF | 14 |
| Figure I-3 | Schéma du procédé de canon à détonation | 15 |
| Figure I-4 | Schéma du procédé arc fil | 16 |
| Figure I-5 | Schéma du procédé plasma soufflé | 17 |
| Figure I-6 | Températures et vitesses de particules en projection thermique | 18 |
| Figure I.7 | Les différents types d'impact | 19 |
| Figure I-8 | Représentation schématique des lamelles obtenues par projection plasma de particules d'alumine sur un substrat froid | 21 |
| Figure I-8 | Définition de la température de transition | 22 |
| Figure I-9 | Schéma de principe du refroidissement d'un liquide avec surfusion | 24 |
| Figure I-10 | Schéma d'un dépôt en croissance | 25 |
| Figure I-11 | Schéma d'étalement de la goutte | 28 |
| Figure I-12 | Simulation de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat SS à 563 K | 30 |
| Figure II-1 | Echelle temporelle de la formation du dépôt | 35 |
| Figure II-2 | Vue représentation du domaine physique (splat et substrat) | 35 |
| Figure II-3 | Distributions de température dans une bicouche en contact thermique imparfait | 37 |
| Figure II-4 | Résistance thermique de contact avec constriction des lignes de flux | 38 |
| Figure. II-5 | Problème de Stefan (cas d'une solidification) | 40 |
| Figure. II-6 | Le déplacement du front de changement phase | 41 |
| Figure II.7 | Relation enthalpie-température pour un matériau pur (a) | |

| | |
|--|----|
| et alliage (b). | 44 |
| Figure. III.1 Maillage unidimensionnel | 47 |
| Figure III.2 Pratique A en géométrie 1D | 47 |
| Figure III.3 Pratique B en géométrie 1D | 48 |
| Figure III.4 Volume de contrôle | 49 |
| Figure. III-5 Schéma de la discrétisation à l'interface du contact | 50 |
| Figure. III-6 Configuration géométrique | 52 |
| Figure. III-6 Profil de température cas du contact parfait (température imposée à gauche et à droite) | 53 |
| Figure. III-7 Profil de température cas du contact imparfait | 54 |
| Figure III-8 Position du front de solidification au cours du temps | 55 |
| Figure III-9 Température de part et d'autre l'interface de deux milieux en contact imparfait | 56 |
| Fig III-10 Température de part et d'autre l'interface du contact | 57 |
| Figure IV.1 Schéma de la fusion et la resolidification du substrat | 60 |
| Figure. IV.2 Effet du pas d'espace sur l'avancement du front de solidification | 61 |
| Figure.IV.3 Saut de température à l'interface pour différentes valeurs de résistance thermique de contact | 62 |
| Figure.IV.4 La position du front de solidification en fonction du temps pour différentes valeurs de résistances de contact | 63 |
| Figure.IV.5 Le profil de température dans le splat à $t = 0.42 \mu s$ pour différentes valeurs de T_{ini} substrat | 64 |
| Figure.IV.6 Le front de solidification en fonction du temps pour différentes valeurs de T_{ini} substrat | 65 |
| Figure.IV.7 Le front de solidification en fonction du temps pour différentes valeurs de T_{ini} splat | 66 |
| Figure.IV.8 La température de part et d'autre l'interface en fonction du temps | |

| | |
|---|----|
| pour différents valeurs de Tini splat | 66 |
| Figure.IV.9 La température de part et d'autre l'interface en fonction du temps | |
| pour différents valeurs de l'épaisseur du splat | 67 |
| Figure.IV.10 Le front de solidification en fonction du temps pour différents | |
| épaisseurs du splat | 68 |
| Figure.IV.11 Le profil de température dans le splat pour différents matériaux | |
| à $t = 0.1 \mu s$ | 68 |
| Figure.IV.12 Température de part et d'autre l'interface de contact pour al-SS | 69 |
| Figure.IV.13 Température de part et d'autre l'interface de contact pour cu-SS | 69 |
| Figure.IV.14 Température de part et d'autre l'interface de contact pour Ni-SS | 70 |
| Figure.IV.15 Le front de solidification en fonction du temps pour différents | |
| épaisseurs du splat | 71 |
| Figure.IV.16 Température de part et d'autre l'interface de contact pour zirco-SS | 71 |
| Figure.IV.17 Température de part et d'autre l'interface de contact pour zirco-zirco | |
| pour $R_{th}=10^{-7} W/m^2K$ | 72 |
| Figure.IV.18 Le front de solidification en fonction du temps pour zirco-zirco | 73 |
| Figure.IV.19 Profil de température dans le splat pour zirco-zirco à différents | |
| instants | 73 |
| Figure.IV.20 Température de part et d'autre l'interface de contact dans le cas de | |
| fusion et la resolidification du substrat | 74 |

Liste des tableaux

| | |
|---|----|
| Tableau 1–1 : Caractéristiques des différentes techniques de projection | 18 |
| Tableau 1-2 : Compilation de quelques corrélations du degré d'étalement | 31 |
| Tableau 2-1 Echelle temporelle – Echelle spatiale | 34 |
| Tableau 3-1 Propriétés thermophysiques de l'eau | 55 |
| Tableau 3-2 Propriétés thermophysiques du nickel et l'acier | 56 |
| Tableau 3-3 Propriétés thermophysiques de l'indium et l'acier | 57 |
| Tableau 4.1 : Propriétés thermophysiques des matériaux utilisés. | 60 |

INTRODUCTION GENERALE

Depuis son invention la technologie de la projection thermique a fait plusieurs progrès scientifiques, techniques et économiques.

Les procédés de déposition par projection thermique sont des techniques développées afin de d'améliorer les propriétés d'usage de divers composants industriels par recouvrement avec des couches de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur. Ces revêtements sont utilisés pour leur résistance à la corrosion, à l'oxydation et à l'usure mais aussi pour leurs propriétés fonctionnelles (électriques, magnétiques et thermiques) et leurs propriétés catalytiques.

De tels dépôts dont le vecteur thermique est une flamme, le plus souvent plasma, sont aujourd'hui couramment utilisés dans l'industrie. En effet les torches à plasma permettent de déposer une large gamme de matériaux très spécifiques : des superalliages et composés intermétalliques réfractaires aux céramiques. Le nombre d'applications commerciales est en constante augmentation. Ainsi la projection plasma représente un marché global d'environ 4.8 milliards d'euros en 2004 dont 30% en Europe. Parmi les secteurs d'activités, l'aéronautique représente une part importante du marché avec des revêtements qui sont réalisées sur des pièces à fortes valeurs ajoutées. Le nombre des composants d'un moteur d'avion (exemple Figure1) qui utilisent un dépôt par projection thermique est impressionnant.

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

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

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

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

- la première s'intéresse aux échanges plasma-particules avant impact sur un substrat [1,2].

- la seconde étudie l'impact, le refroidissement des lamelles résultantes et la construction du dépôt [3, 4, 5, 6,7].

Ce travail s'intéresse au problème de transfert thermique dans les matériaux bicouche en régime transitoire. Plus précisément c'est une étude numérique qui traite la solidification d'une lamelle céramique liquide, sur un substrat lisse et solide. Le modèle numérique utilisé est basé sur une approche enthalpique pour résoudre le problème de changement de phase dans chacun des matériaux en présence.

Le modèle est basé sur la résolution de l'équation de diffusion dans la lamelle et dans le substrat. Il repose essentiellement sur l'hypothèse que la solidification d'une lamelle ne commence que lorsqu'étalement est terminé.

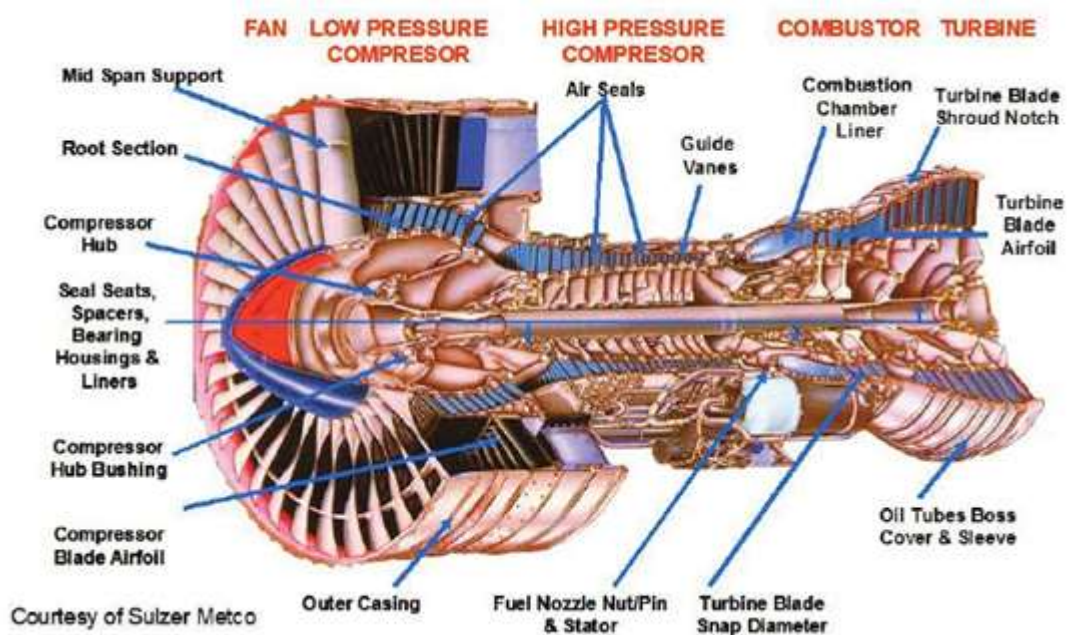


Fig. 1 représentation des éléments d'un turboréacteur d'avion qui a reçu un traitement de surface par déposition plasma [8]

Due aux rapides vitesses de refroidissement plusieurs phénomènes physiques interviennent lors de la solidification : surfusion, nucléation et croissance cristalline (solidification hors équilibre). Or, notre étude ne prend pas en compte ces phénomènes (solidification en équilibre).

Donc, l'objectif de notre étude numérique est d'examiner l'influence de quelques paramètres agissant sur la solidification d'une lamelle dans des conditions de projection plasma : épaisseur de la lamelle, température initiale du substrat, fusion et resolidification du substrat, qualité du contact lamelle-substrat ainsi que la nature des matériaux utilisés.

Faute de manque d'une partie expérimentale on s'est contenté de valider nos résultats à l'aide de solutions analytiques présentés dans la littérature ainsi de solutions développées pour des cas simples.

Le premier chapitre de ce mémoire est dédié aux différentes techniques de projection thermique et leurs principes de base en présentant les propriétés de chaque technique. Nous présenterons aussi les résultats des travaux expérimentaux et numériques.

Au chapitre deux on présente le modèle physique du problème étudié. Après l'établissement des hypothèses, on a formulé les équations mathématiques décrivant les phénomènes étudiés. Ensuite on donne une petite bibliographie sur les solutions analytiques et numériques existantes sur les problèmes de changement de phase ou on se concentre sur la solution de Neumann pour le problème de Stefan. A la fin de ce chapitre on présente la formulation enthalpique qui a été choisie comme approche numérique simulant le phénomène de changement de phase.

Dans le chapitre trois on présente la mise en œuvre des méthodes numériques pour la résolution du modèle mathématiques du chapitre deux. On a opté pour la méthode des volumes finis [9] pour la discrétisation des équations différentielles qui assurent une bonne conservation des équations de continuités. On présente aussi la manière dont on a traité les non linéarités comme le contact thermique imparfait et le terme source décrivant le changement de phase. Enfin on fait la validation de notre modèle en comparant nos résultats avec ceux analytiques existant pour des géométries finis(en régime permanent) et infinis (en régime transitoire).

Le dernier chapitre est consacré à étude de l'influence de quelques paramètres sur le processus de solidification, on fait une discussion sur les résultats obtenus. Finalement, on présente une conclusion générale de nos travaux de simulation numérique. Des recommandations pour le futur sont formulées en vue d'améliorer les résultats obtenus.

CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Techniques de projection thermique

D'après sa définition, la projection thermique est un processus où des particules fondues ou semi fondues s'écrasent sur un substrat (la surface à revêtir), s'étalent ou éclatent, se refroidissent à son contact et se solidifient au cours d'une durée plus ou moins longue en fonction de la fréquence et des conditions d'impact. L'accumulation des particules sur le substrat permet de réaliser le revêtement. Le revêtement est généré seulement si avant l'impact sur le substrat, les particules sont accélérées et/ou portées à l'état plastique grâce à une source de chaleur.

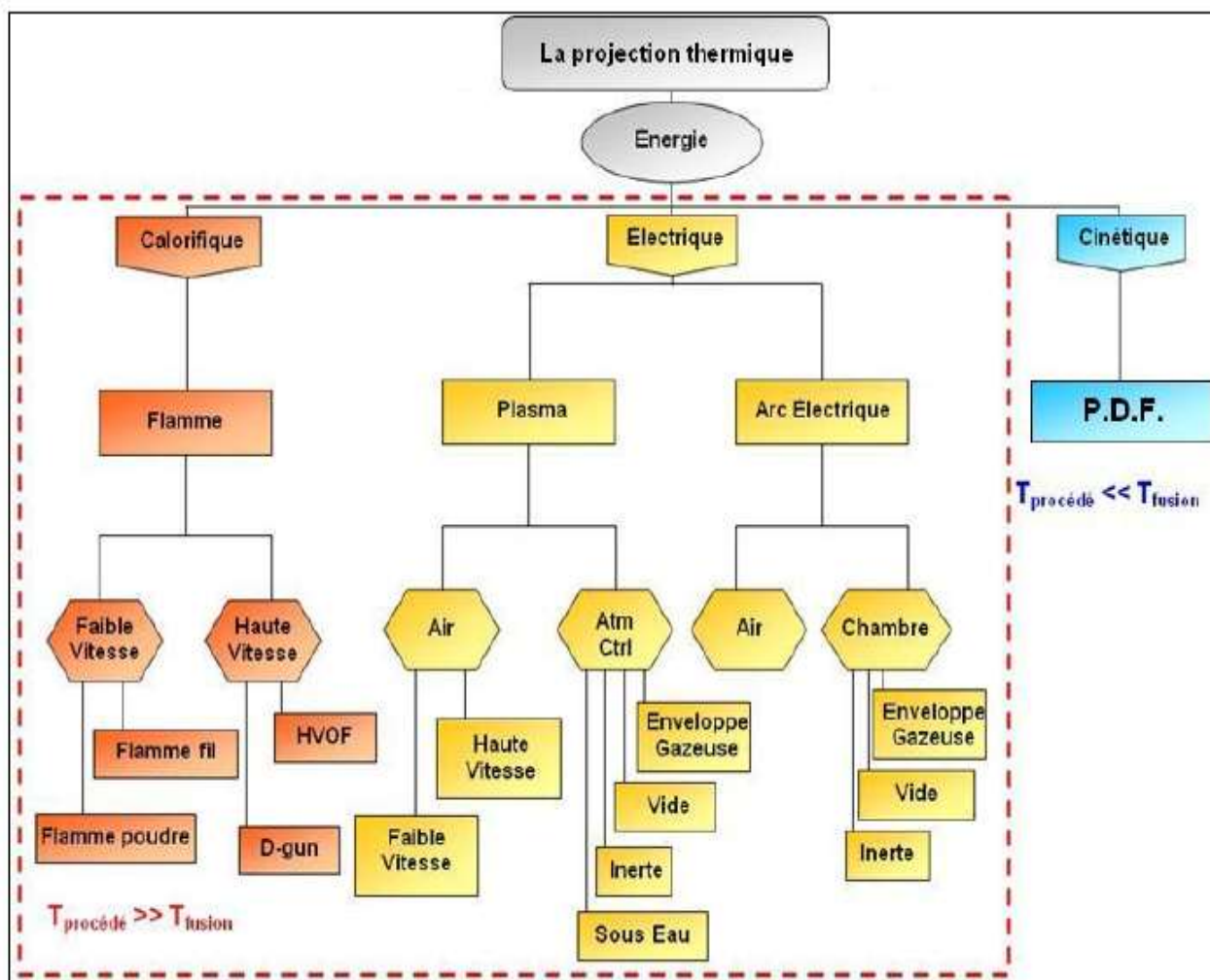


Figure I-1 : Organigramme de la projection thermique [10]

Les procédés de projections thermiques peuvent être divisés en trois grandes catégories selon le type d'énergie qu'ils utilisent (Figure I-1) :

I-1-1 Énergie calorifique :

Techniques où les matériaux à projeter sont fondus en les introduisant, sous forme de poudre (si leur température de fusion est inférieure à 2573 K) ou de fil (si leur température de fusion est inférieure à 3173 K), dans une flamme (HVOF, flamme, canon à détonation).

I-1-1-1 projection par flamme

Dans ce premier cas, la poudre tombe par gravité et est entraînée par un des gaz de combustion jusque dans la flamme. La vitesse des particules est faible (environ 30 m/s). Dans le cas de l'utilisation de fil comme matériau d'apport, la flamme sert alors simplement à fondre la matière qui est dispersée et propulsée par un courant d'air comprimé. La vitesse est alors supérieure et atteint 150 m/s. L'adhérence est souvent supérieure à 80 MPa [11]. La température de la flamme varie de 2640°C (oxypropane) à 3150°C (oxyacétylène). 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 : Zn, Al, Cu, Sn, Ni, Mo, des alliages à base de Zn, Cu et de Ni et certaines céramiques : Al_2O_3 , $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiO}_2$, ZrO_2 avec stabilisants) peuvent être projetés si leur température de fusion est inférieure à 3173 K.

I-1-1-2 HVOF ou Flamme supersonique

Le système HVOF (High Velocity Oxy-Fuel ou Projection par Flamme Supersonique) est une amélioration de la projection au chalumeau. Elle utilise le principe des moteurs fusée (la combustion de gaz) pour créer une flamme avec une vitesse d'éjection des gaz très importante.

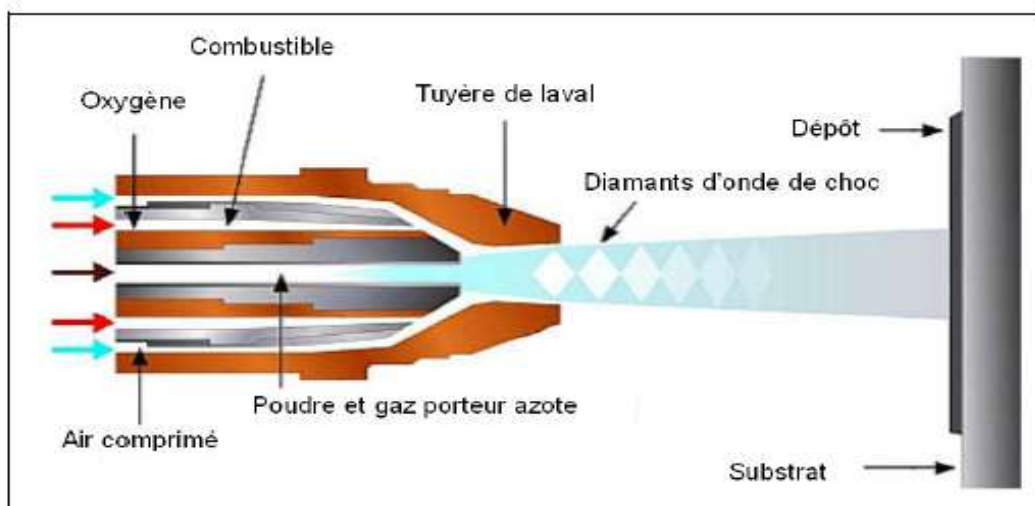


Figure I-2 : Schéma du procédé HVOF

La flamme générée est accélérée dans une tuyère adéquate. 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%). La température de flamme HVOF varie de 2300 à 3000°C. Les matériaux projetés sont essentiellement des cermets (WC-Co, Cr3C7-NiCr), des métaux, des alliages métalliques [3].

Une évolution du procédé HVOF, pour réduire son coût d'utilisation, est la technique HVAF qui utilise l'air comprimé comme comburant. Cette technologie réduit la température de flamme (1350°C) et sa vitesse (1400 m/s) ce qui limite son utilisation aux matériaux à plus bas point de fusion et aux particules de petits diamètres. Il en résulte une faible oxydation du matériau, et peu de variation de sa composition chimique.

I-1-1-3 canon à détonation

Contrairement aux procédés à flamme, le procédé n'utilise pas une combustion diffusante et continue, mais se sert de la détonation comme source de chaleur et vecteur de transport de la poudre. Il en résulte une forte accélération (env. 600 m/s) et une température élevée (env. 3 000 °C) des particules. C'est un procédé discontinu, il fonctionne à quelques hertz.

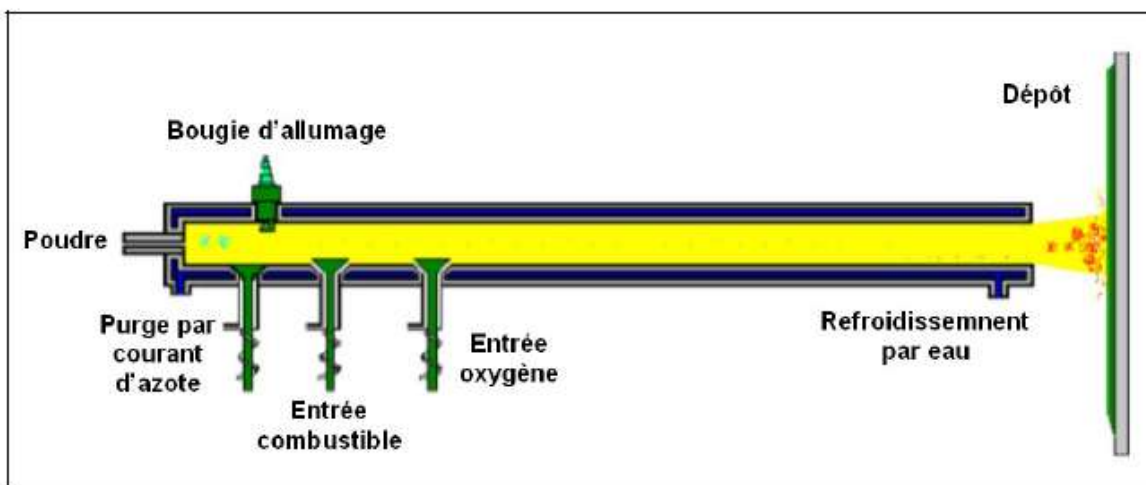


Figure I-3 : Schéma du procédé de canon à détonation

Dans le canon (qui dépasse généralement un mètre de longueur), le produit de la détonation est accéléré à une vitesse de plus de 800 m/s par l'onde de choc mais, à sa sortie, la vitesse des particules n'est « que » de l'ordre de 700 m/s. La température de flamme est environ de 4000°C. Un balayage par un gaz neutre (azote) est effectué entre chaque détonation pour nettoyer le canon ; cette opération est délicate car elle

doit être la plus brève possible alors que la présence de résidus d'azote fait baisser la cinétique de réaction.

Il s'agit d'un procédé peu répandu du fait de la difficulté à obtenir une bonne répétabilité de la qualité des dépôts, de l'encombrement du canon (automatisation des mouvements pièce-canon difficile) et de la nuisance sonore engendrée (150 dB).

I-1-2 Énergie électrique

Un arc électrique sert soit à exciter ou à ioniser un gaz pour créer un plasma thermique (haute densité énergétique), soit directement à fondre le matériau à projeter (arc fil).

I-1-2-1 arc fil

Cette technique utilise un gaz vecteur froid (typiquement l'air) et une source de courant créant un arc électrique (environ 6000°K) entre 2 fils de la matière à apporter (qui doit donc être conducteur). La matière ainsi fondue est atomisée par le gaz vecteur. Le fil est entraîné régulièrement afin d'obtenir un arc aussi continu que possible. Le taux de porosité est de 5 à 10 %, la force d'accrochage de 20 à 40 MPa. Cette technique est la plus ancienne, celle qui donne la plus grande productivité et au coût le plus faible.

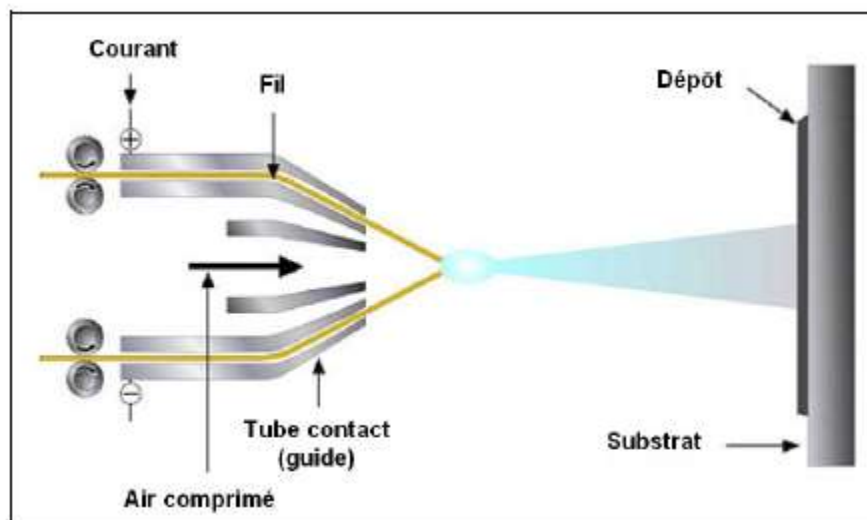


Figure I-4 : Schéma du procédé arc fil

I.1.2.2 Plasma thermique

Les torches à plasma d'arc soufflé utilisent le confinement d'un arc électrique pour augmenter fortement sa température (Le cœur du dard plasma se situe généralement entre 6000°K et 14000°K, il ne faut pas oublier qu'une grande partie du jet est à température bien moindre) de façon à générer un plasma à partir d'un gaz plasmagène. Ce plasma sert ensuite à fondre et à accélérer le matériau à projeter.

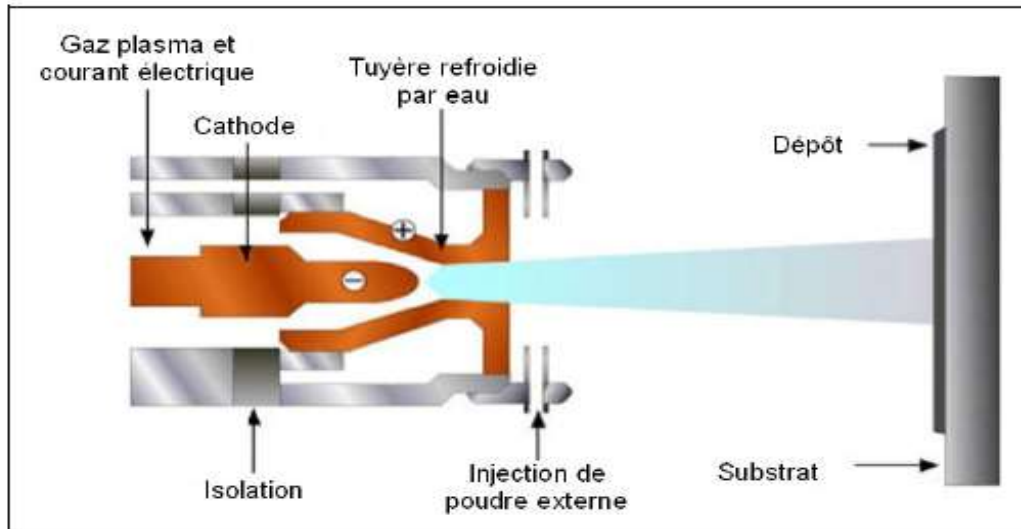


Figure I-5 : Schéma du procédé plasma soufflé

Selon le mélange de gaz utilisé les propriétés du plasma varient permettant de modifier la conductivité thermique (transfert de la température au matériau - il ne faut pas oublier que le temps de séjour reste très faible et que si la conductivité est insuffisante le temps de séjour ne suffira pas à fondre le matériau) ou de modifier la viscosité du jet (vitesse des particules). Ainsi les gaz les plus couramment utilisés en projection thermique plasma sont l'argon, l'hydrogène, l'hélium et l'azote. L'argon et l'hélium sont recherchés pour leur viscosité tandis que l'hydrogène, l'hélium et l'azote sont recherchés pour la conductivité. Ainsi un plasma d'argon est très peu efficace pour chauffer un matériau sauf pour les très bas points de fusion comme le zinc, il lui est alors généralement ajouté de l'hydrogène pour permettre de fondre la plupart des matériaux.

I-1-3 Énergie cinétique

Elle permet la déformation plastique des particules lors de l'impact et la création de liaisons entre elles (procédé « P.D.F. »).

La technique P.D.F. se différencie surtout des autres techniques par l'absence de changement d'état physique du matériau projeté (températures très basses). En projection thermique « classique » le matériau est toujours fondu (ou semi fondu) avant de venir s'écraser sur le substrat.

Selon ses inventeurs, il permet de réaliser des dépôts en exposant un substrat diélectrique ou métallique à un jet de fines particules (1-50 μm) à très haute vitesse (300-1200 m/s) entraînées par un gaz comprimé supersonique.

I.1.3 Conclusion : Récapitulatif des caractéristiques des différentes techniques

Les techniques de projection flammes (subsoniques) présentent l'avantage d'être économiques à la mise en œuvre mais induisent une oxydation du matériau et un haut niveau d'oxydes. La projection arc fil est également très économique mais elle

nécessite de pouvoir utiliser le matériau sous forme de fils. Cette contrainte limite la technique à l'utilisation de certains métaux comme l'aluminium, le cuivre, l'acier, le zinc... Les techniques supersoniques (HVOF, canon à détonation), du fait de la haute vitesse des particules sont principalement utilisées pour la projection de carbures ($\text{Cr}_2\text{C}_3/\text{NiCr}$, WCo).

Tableau I-1 : Caractéristiques des différentes techniques de projection [10].

| Caractéristiques | 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 | 2400-3100 | 3300 |
| Vitesse des particules (m/s) | 40 | 150 | 200 | 50-300 | 400-600 | 600-122 |
| Adhérence (mpa) | 20-40 | 20-40 | 40 | 40-70 | 50-80 | 5-80 |

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. La très haute température des jets plasma favorise, quant à elle, la projection de matériaux réfractaires comme des céramiques telles que l'alumine ou la zircone.

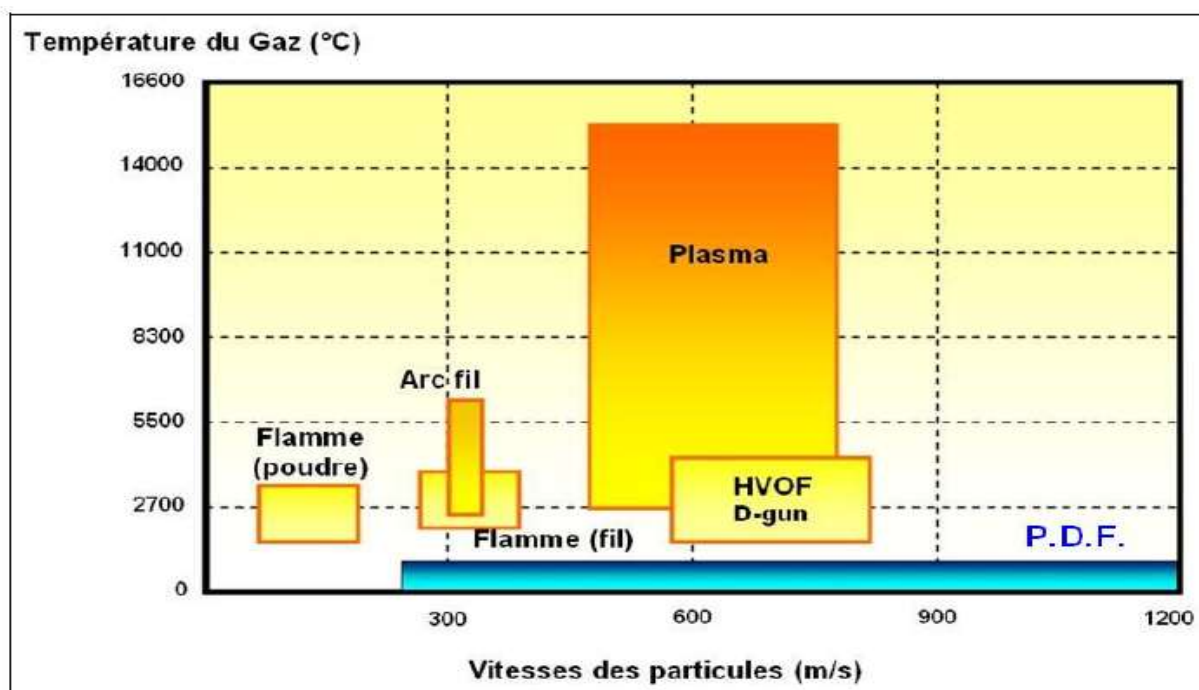


Figure I-6 : Températures et vitesses de particules en projection thermique

I.2. Formation des dépôts par projection thermique

Un dépôt réalisé par projection plasma, est formé par l'étalement, la solidification et la superposition de particules sur un substrat préalablement préparé. Le dépôt, ainsi constitué, peut se représenter par une structure lamellaire hétérogène [12] (une particule est déjà solidifiée lorsque la suivante arrive au même point). La qualité des dépôts projetés dépend essentiellement de la morphologie des lamelles et de la nature du contact entre elles [13]. Une bonne compréhension des mécanismes gouvernant l'étalement des particules est donc indispensable.

Nous détaillons dans les paragraphes suivants les mécanismes qui contrôlent la formation des lamelles impact de la particule, sa solidification, empilement des lamelles et construction des dépôts.

1.3 Impact des particules sur le substrat

Lorsqu'une particule fondue s'écrase sur le substrat, elle prend une forme lamellaire grâce à l'étalement latéral du liquide sous les pressions présentes dans la particule (Figure I-7). L'énergie cinétique de la particule se transforme en déformation visqueuse et en énergie de surface à la fin de l'écrasement. L'écrasement de la particule fondue peut avoir trois types de comportement : soit elle rebondit soit elle s'étale avec ou sans éjection de matière.

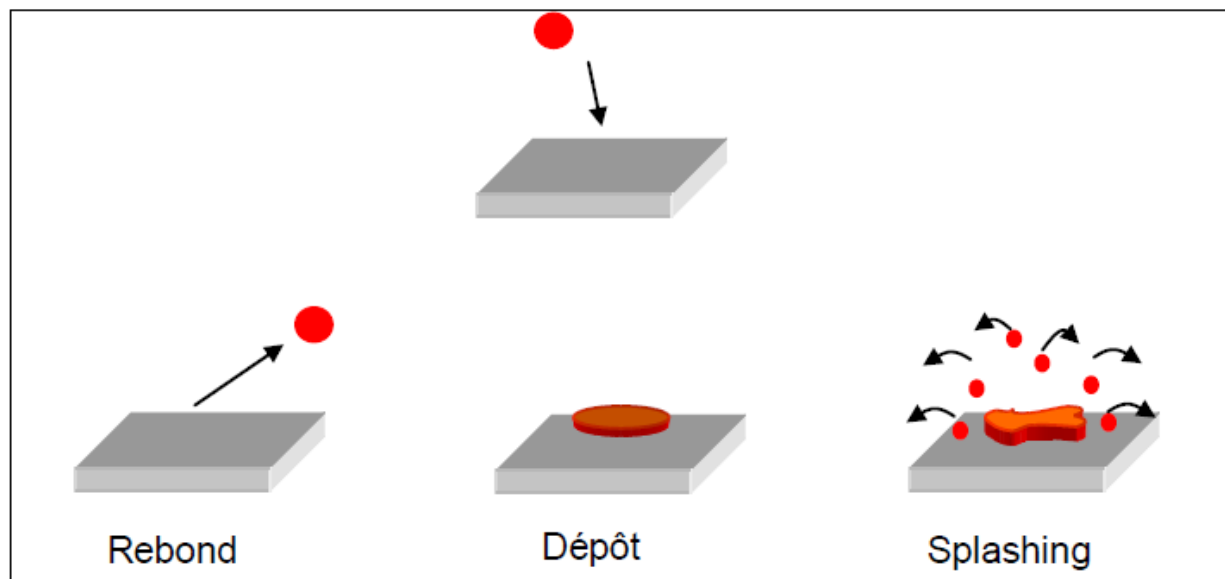


Figure I.7 : Les différents types d'impact

Ce comportement peut être caractérisé par le paramètre de Sommerfeld K .

- Nombres adimensionnel

Lorsque la particule s'écrase sur le substrat, de nombreux paramètres physiques jouent un rôle dans le comportement de la particule. Afin de quantifier leur influence, des nombres adimensionnels sont introduits sous la forme d'un rapport 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 particule 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 : $Re = \frac{\rho L u_0}{\mu}$

Avec ρ : masse volumique,

L : échelle de longueur caractéristique,

u_0 : vitesse caractéristique,

μ : viscosité

.Re 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 particule, laminaire, inertielle voire turbulent.

Nombre de Weber ; $We = \frac{\rho L u_0^2}{\sigma}$

Avec σ : tension superficielle.

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

Nombre de Sommerfeld : $K = We^{1/2} Re^{1/4}$

Par son écriture, K permet de définir le type d'impact de la particule.

1.3.1 Types d'impact de la particule

Les expériences de MUNDO C [14] ont montré que pour des gouttes d'eau et d'éthanol on a :

- Pour $K < 3$ rebond

Lorsque les effets de la tension superficielle sont prépondérants dans la dynamique, la goutte commence à s'étaler puis se rétracte avec une telle intensité qu'elle décolle en reprenant sa forme sphérique grâce à l'énergie cinétique résiduelle.

- $3 < K < 57.7$ le dépôt

Dans ce type d'impact, les effets inertiels et ceux de la tension superficielle sont de même ordre de grandeur. La goutte s'écrase contre la surface et s'étale largement la plus part de temps sous forme d'un disque (splat) sous l'influence de l'énergie des forces d'inertie. Ainsi l'énergie de surface devienne prépondérante et l'étalement fait place à la rétraction de la goutte jusqu'à la position d'équilibre. Beaucoup d'études ont porté sur ce genre d'impact afin de déterminer les conditions seuils ou la déposition fait place au phénomène de splash, en fonction de la température de substrat [15,16] ou encore de la rugosité du substrat [17].

- $K > 57.7$ l'éclaboussure (Splashing)

Lorsque les effets inertiels sont prépondérants devant les effets de la tension superficielle, caractérisés par une faible viscosité ou une forte vitesse d'impact, la particule fluide injectée se déstabilise et se fragmente. Une partie de la matière reste au

point d'impact alors que des digitations apparaissent à la périphérie de la goutte : c'est le phénomène de splash, traduisant l'existence d'instabilités générant des digitations et des gouttes secondaires.

1.3.2 Études expérimentales de la formation de lamelle

Dans le passé, beaucoup de travaux (98% sur les surfaces lisses) ont été consacrés à la compréhension de la formation de couche [12,18,19]. Ces premières études reposaient sur l'observation des lamelles formées après impact et sur les modifications morphologiques engendrées par des modifications de paramètres expérimentaux (paramètres de projection ou paramètres du substrat).

Les résultats obtenus avec des particules céramiques entièrement ou partiellement fondues ont été décrits par Kudinov [18] : il a rassemblé les différents splat pour faire une cartographie des formes obtenues en fonction des paramètres de fonctionnement de la torche sans se préoccuper de la température du substrat (cf. figure I- 8). Il a montré beaucoup de formes différentes pour les lamelles résultantes : forme déchiquetée si la vitesse des particules à l'impact augmente et /ou si leur température augmente, forme circulaire si la vitesse d'impact des particules est faible. Cela s'explique par l'augmentation de leur énergie cinétique et/ou la diminution de leur viscosité.

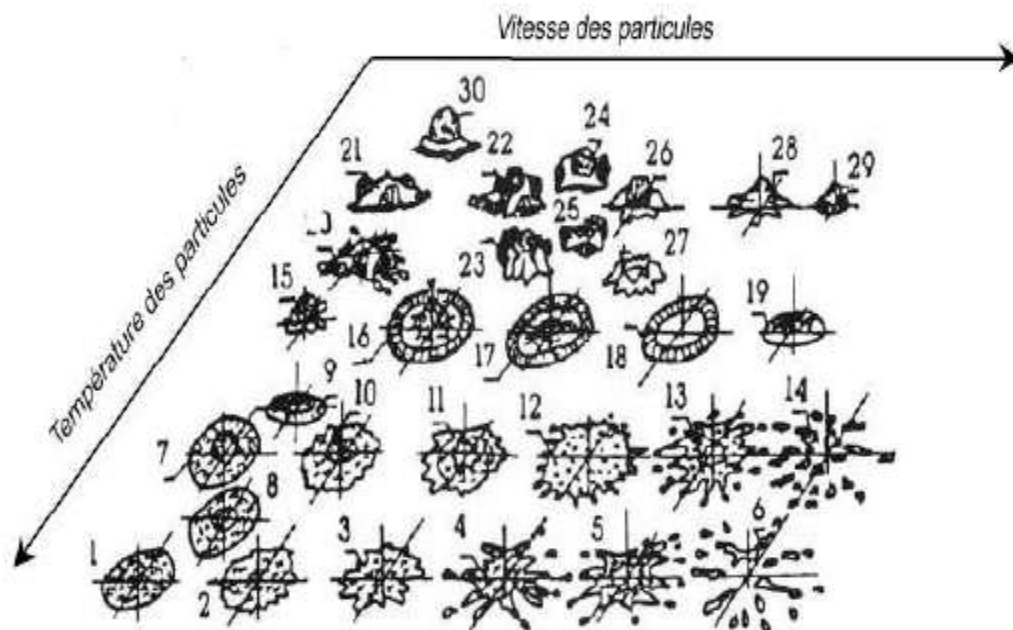


Fig I-8.représentation schématique des lamelles obtenues par projection plasma de particules d'alumine sur un substrat froid [18]

Des études expérimentales ont montré que la rugosité du substrat influence l'apparition du splash [20] puisque le relief du substrat redirige le fluide après impact dans une direction désordonnée. L'énergie de surface est également un paramètre influant, car l'augmentation de la tension superficielle de la particule diminue les risques

de splash. La température du substrat peut également influencer ce comportement [13], puisque la viscosité et la tension superficielle de la particule diminuent lorsque la température augmente ce qui accentue les instabilités lors de l'impact.

- **Température de transition**

La température du substrat pour laquelle on obtient une morphologie de lamelle correspondant à un pourcentage de 50 % de disque circulaire s'appelle la température de transition. La figure I-8 ci-dessous illustre cette définition pour le couple Nickel /AISI 304 L et nous indique une température de transition égale à 550 K.

Fukumoto et al [21] ont identifié la température de transition pour différents métaux (Ni,Cu,Cr,Mo et Cu-Zn) et différents oxydes(Al_2O_3 ,YSZ) projetés sur un substrat d'acier inoxydable AISI 304 dans une gamme de température comprise entre 318 et 610 K.

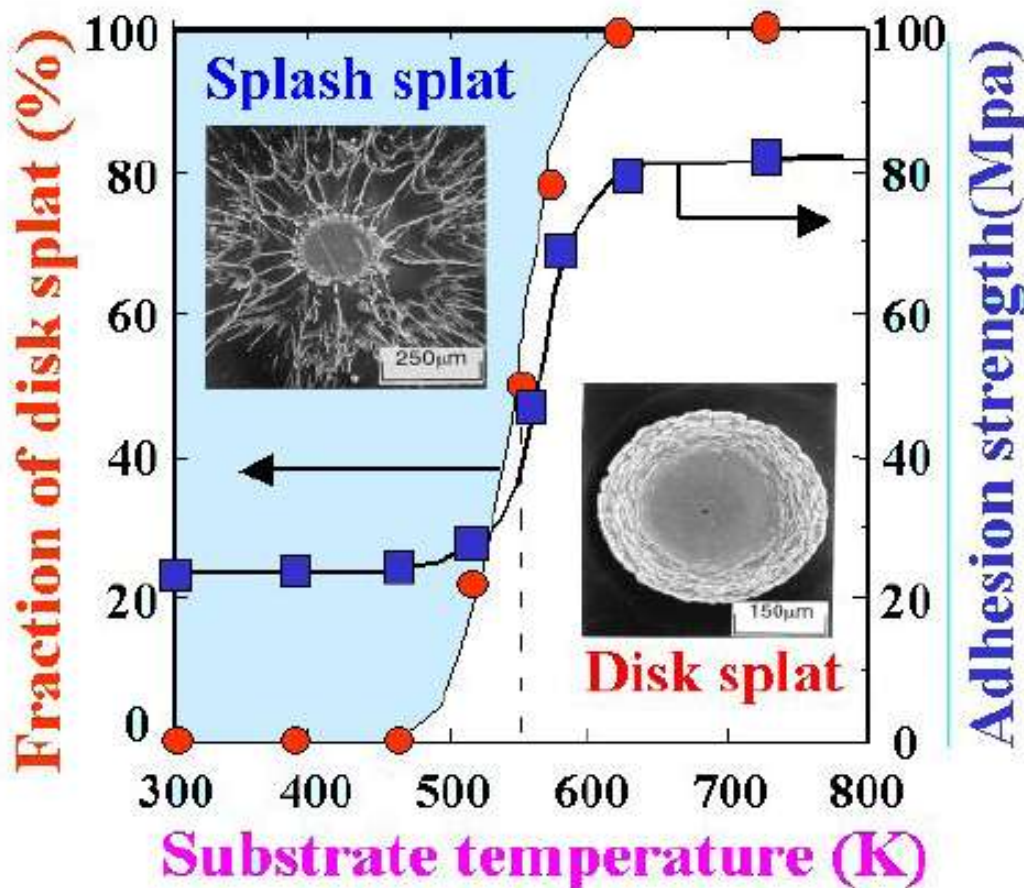


Figure I-8 : Définition de la température de transition

Pendant le préchauffage du substrat, le contrôle de la température ainsi que la durée du préchauffage est important pour la formation d'une couche d'oxyde à la surface du substrat. McDonald et al [22] ont montré que le préchauffage d'un acier inoxydable à 650 °C favorise le splashing, alors qu'avec une température de surface du substrat à 350 °C les lamelles obtenues ont la forme d'un disque.

1.4 Solidification des particules sur le substrat

La solidification des lamelles (une étape de l'ordre de quelques microsecondes) dépend du flux de chaleur des particules évacué vers le substrat ou les lamelles déjà déposées. Ce dernier est lié au contact ou à la résistance de contact entre la lamelle et le substrat [23]. Il dépend également des propriétés thermiques du substrat et de la particule étalée [14].

Suivant le transfert thermique à l'interface, on peut considérer trois modes de refroidissement, que l'on peut classer à partir du nombre de Biot :

$$Bi = h.e / k$$

avec : h : coefficient d'échange à l'interface (W/m².K) ($h = 1/R_{th}$)

e : épaisseur de la lamelle (m)

k : conductivité thermique du substrat (W/m.K)

Dans le cas où $Bi > 30$: Le contact est considéré parfait à l'interface car h est grand, le refroidissement est dit idéal. Il y a un fort gradient de température dans l'épaisseur de la lamelle et il n'y a pas de discontinuité de température à l'interface.

Dans le cas où $Bi < 0.015$: Le refroidissement est contrôlé par la résistance thermique à l'interface solide-liquide, il y a une discontinuité de température à l'interface et le gradient de la température est limitée à l'intérieur de la lamelle, le refroidissement est dit newtonien.

Lorsque $30 < Bi < 0.015$, le refroidissement est dit intermédiaire.

Le calcul des vitesses de refroidissement a été largement développé et utilise le plus souvent des modèles de transfert de chaleur à une dimension : l'épaisseur de la lamelle ($\sim 1 \mu\text{m}$) est très faible comparée à son diamètre ($\sim 100 \mu\text{m}$). La vitesse de refroidissement est fonction de quatre grands facteurs. Un modèle simple propose l'expression suivante pour le calcul de la vitesse de solidification :

$$V_s = \frac{hT_p}{L_p\rho} \quad \text{I-1}$$

Où L_p est la chaleur latente de solidification (J/kg), T_p la température de la particule (K), ρ la masse spécifique du matériau (kg/m³) et h le coefficient de transfert à l'interface (W/mK).

Cette expression montre l'effet non négligeable de h sur le phénomène de solidification.

Pour un contact uniforme, h peut être exprimé en termes d'angle de contact :

$$h = 0.5h_c (1 + \cos\theta) \quad \text{I-2}$$

Où h_c représente le coefficient de transfert pour un mouillage parfait ($\theta = 0$). La notion de résistance thermique de contact $R_{th} = 1/h$ est plus fréquemment utilisée pour qualifier la qualité du contact entre la lamelle et le matériau sous-jacent. Actuellement il n'existe pas de relation générale qui permette de prédire la valeur de la résistance thermique de contact, cependant des mesures expérimentales permettent de l'estimer. Il est généralement admis que dans les conditions de projection plasma, des valeurs de la résistance thermique de contact de l'ordre de 10^{-8} à $10^{-7} \text{ m}^2.\text{K/W}$ caractérisent un bon

contact entre la lamelle et le substrat, alors qu'un mauvais contact correspond à des valeurs de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} $m^2.K/W$ [10].

Lors de l'étalement, l'augmentation de la surface de contact entre la lamelle et le substrat entraîne un refroidissement très rapide du fluide en dessous de sa température de fusion, c'est le phénomène de surfusion, jusqu'à une température critique en dessous de laquelle le matériau ne peut être que solide. La solidification du liquide commence et est accompagnée d'un dégagement de chaleur latente qui entraîne généralement une augmentation de température du liquide, c'est le phénomène de recalescence. La solidification est alors contrôlée par l'extraction de la chaleur à travers l'interface [5].

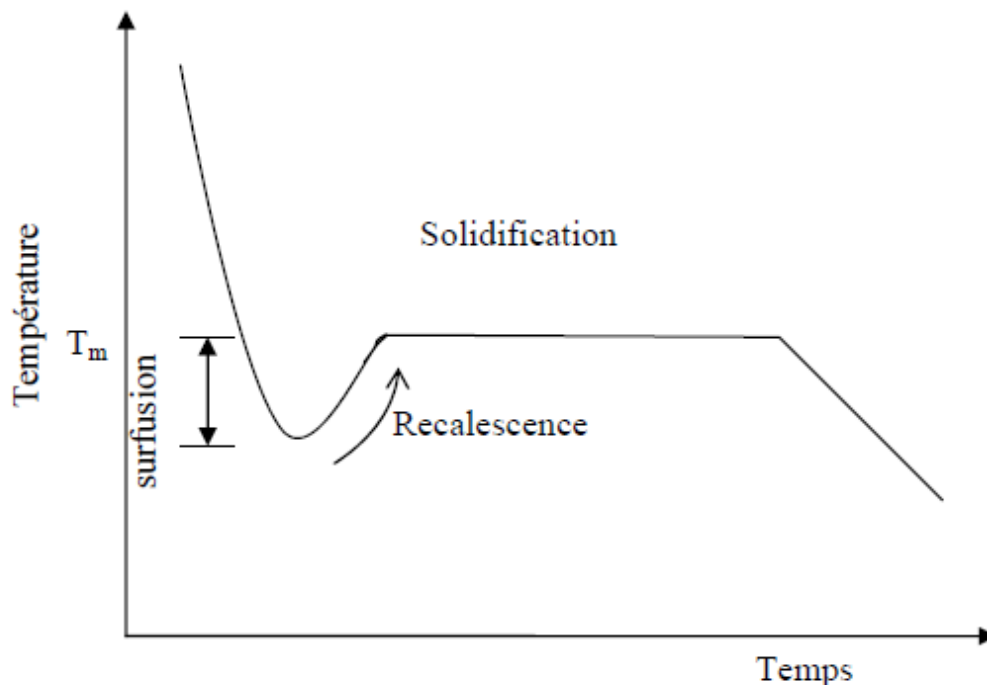


Figure I-9 : Schéma de principe du refroidissement d'un liquide avec surfusion

1.5 Empilement des lamelles et construction des dépôts

Un dépôt réalisé par projection plasma croit par empilement des particules écrasées d'abord sur le substrat et puis sur les lamelles déjà solidifiées. Les particules écrasées subissent un refroidissement très rapide (entre 10^6 et $10^8 K.s^{-1}$) [24], suivi par un chauffage induit par l'écrasement de la particule suivante au même endroit. La chaleur est diffusée rapidement dans le substrat ou les couches déjà déposées pour obtenir la température moyenne du dépôt dépendant de la température de préchauffage du substrat, du système de refroidissement et de l'épaisseur du cordon de projection [6].

L'épaisseur de passe déposée lors de chaque passage dépend de la vitesse relative torche/substrat ainsi que du débit et du rendement massique de la poudre projetée [25].

Le refroidissement, souvent par air comprimé ou parfois par CO₂ liquide ou Ar liquide pour des matériaux très sensibles à la décomposition thermique comme les polymères [51], est nécessaire lors de l'élaboration des dépôts pour garder la température au minimum afin de limiter les contraintes [6,25]. Ce mode de construction génère des microporosités, des fissurations inter et intralamellaires ainsi que de zones de contacts imparfaits au niveau des empilements lamelle-lamelle et lamelle-substrat dont les conséquences peuvent être préjudiciables aux propriétés d'usage. Cette microstructure lamellaire est représentée schématiquement sur la Figure 1-10.

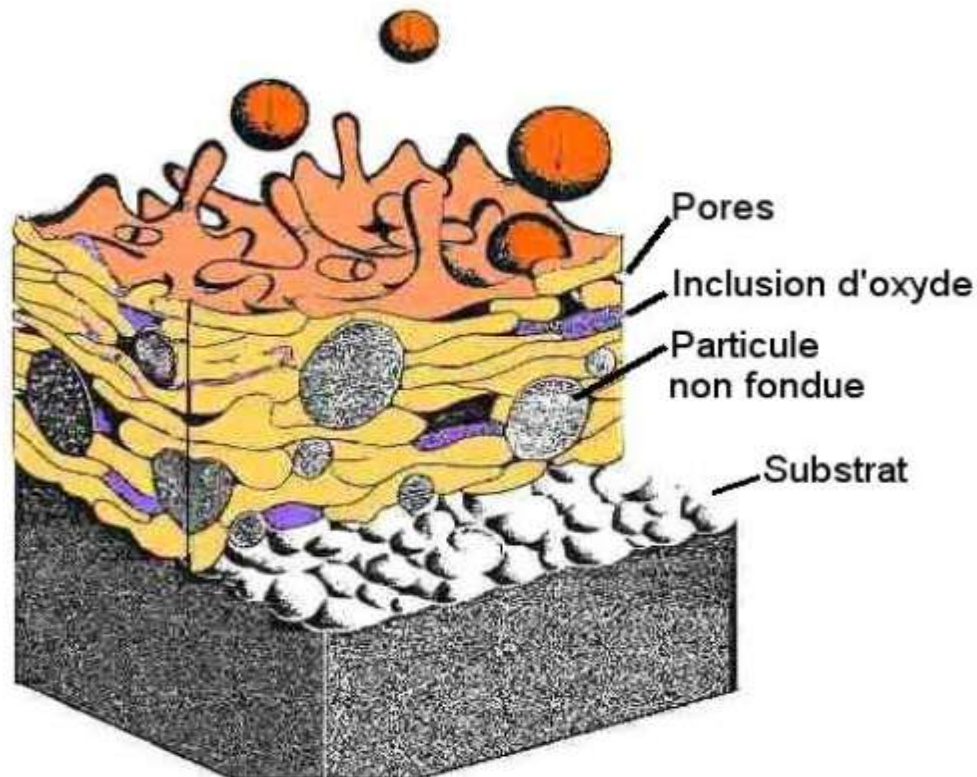


Figure I-10 : Schéma d'un dépôt en croissance

1.6 Modélisation de la construction des dépôts plasma

La formation des lamelles est un phénomène complexe notamment quand la solidification de lamelles commence avant l'étalement complet. Les phénomènes intervenant dans cette étape sont gouvernés par plusieurs facteurs qui peuvent être classés en 2 groupes : les propriétés des particules à l'impact (le diamètre, la morphologie, la vitesse, la température, l'état physico-chimique etc...) et l'état de la surface du substrat où des particules sont déjà étalées (la rugosité, la température, les propriétés thermiques, l'oxydation etc...) [10].

Différentes études analytiques, numériques et expérimentales ont été entreprises pour étudier l'influence de ces paramètres sur les modes d'étalement et de solidification des particules.

Ces études conduisent généralement à la détermination d'une corrélation de ξ qui représente le degré d'étalement de la goutte (le rapport du diamètre de la lamelle étalée

D, supposée cylindrique, au diamètre de la particule avant l'impact d) en fonction des nombres de Reynolds Re et Weber We.

$$\xi = D/d = a.Re^\alpha.We^\beta \quad I-3$$

1.6.1 Modèles analytiques

La plupart des recherches entre les années 1960 et les débuts des années 1970 se concentraient sur l'aspect métallurgique seul. Ils supposaient que la solidification ne commence que lorsque l'étalement est terminé. En négligeant dans son modèle l'énergie de surface et l'effet de la solidification de la lamelle, Jones H [26] a déterminé le degré d'étalement maximum ξ d'une particule fondue projetée sur un substrat solide comme :

$$\xi = D/d = 1.16.Re^{0.125} \quad I-4$$

L'un des premiers modèles phénoménologiques fut celui de Madejski à 1976 [27]. Ce modèle repose sur la conservation des énergies cinétique, potentielle et forces visqueuses durant tout le processus pour un modèle d'écoulement radial bidimensionnel. Ainsi, le bilan énergétique s'écrit :

$$E_k = E_v + E_s \quad I-5$$

Avec E_k énergie cinétique de la particule en vol, E_v énergie d'écoulement visqueux et E_s énergie de surface.

L'hypothèse la plus forte de l'auteur est de considérer que les échanges thermiques et la solidification, qui est supposé être un problème de Stefan, n'ont lieu qu'une fois l'étalement achevé.

En découplant le phénomène de solidification de l'étalement (la solidification ne commence que lorsque l'étalement de la lamelle est terminé) et en supposant que l'énergie cinétique de la particule se transforme principalement en travail de dissipation visqueuse Madejski [27] obtenait alors la corrélation suivante :

$$\frac{3\xi^2}{We} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\xi}{1.2941} \right)^5 = 1 \quad I-6$$

En projection plasma, We varie généralement entre 1000 et 10000, ce qui conduit à négliger le terme d'énergie de surface $3\xi^2/We$ devant celui d'écoulement visqueux pendant la phase d'écrasement, Dans ce cas, l'équation précédente s'écrit :

$$\frac{1}{Re} \left(\frac{\xi}{1.2941} \right)^5 = 1 \quad I-7$$

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

- si $Re = \infty$ et $We > 100$ alors

$$\frac{d_{\max}}{D} = \left(\frac{We}{3} \right)^{0.5} \quad I-8$$

- si $We = \infty$

$$\frac{d_{\max}}{D} = 1.2941(R_e + 0.9517)^{0.2} \quad \text{I-9}$$

- si $Re > 100$ et $We > 100$ alors

$$\frac{3\xi^2}{We} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\xi}{1.2941} \right)^5 = 1 \quad \text{I-10}$$

Ainsi, en considérant la mouillabilité et en reprenant l'équation I-10, l'expression devient [28]

$$\frac{(\xi/1.2941)^5}{Re} + \frac{3(\xi^2-4)}{We} = 1 \quad \text{I-11}$$

En supposant que la goutte s'étale sous forme d'une "barre" (fig IV-9), et en se basant sur la conservation des énergies, Pasandideh-fard et al [29] ont évalué le degré d'étalement maximum de la particule par voie analytique comme suit :

$$\xi = \sqrt{\frac{We+12}{3(1-\cos\theta)+4\left(\frac{We}{\sqrt{Re}}\right)+We\sqrt{\frac{3Ste}{4RePr}}} } \quad \text{I-12}$$

Ou $Pr = Pe/Re$ est le nombre de Prantdl

$Ste = \frac{C_p \Delta T}{L_f}$: est le nombre de Stefan

D'après pasandideh-fard [29] l'équation I-12 donne une estimation sur l'influence de la solidification sur l'étalement de la particule. La valeur du terme $We\sqrt{\frac{3Ste}{4RePr}}$ en comparaison avec les deux autres termes du dénominateur montre que l'étalement de la lamelle n'est pas affecté par la solidification peut être négligé si

$$\sqrt{\frac{Ste}{Pr}} \ll 1 \quad \text{I-13}$$

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

$$\xi = \frac{d_{\max}}{D} = 0.5Re^{0.25} \quad \text{I-14}$$

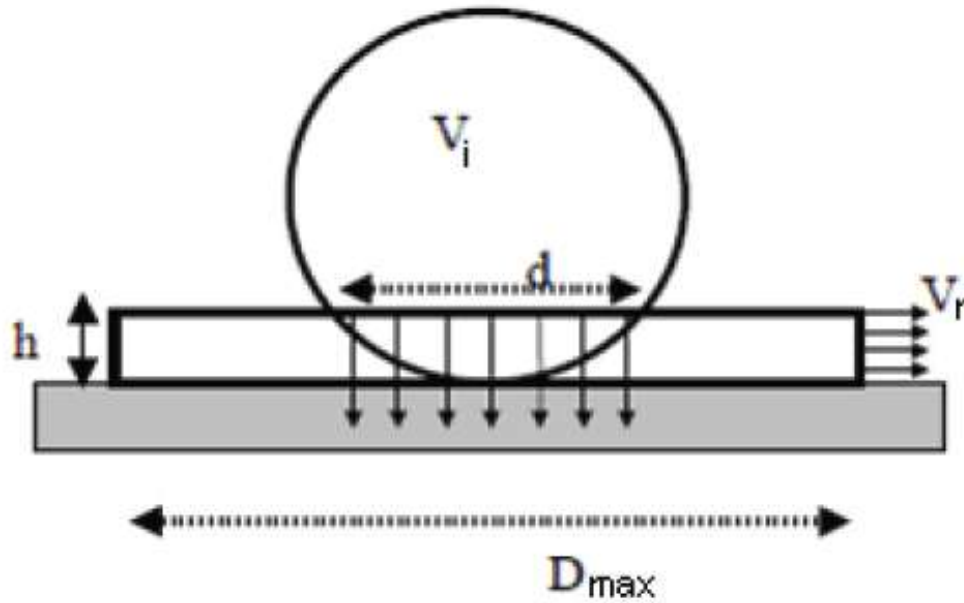


Figure I-11 : Schéma d'étalement de la goutte [29]

Pour les mêmes considérations que pasandideh [29], et en se basant sur la conservation de l'énergie C. le bot [7] a trouvé la relation suivante

$$\xi = \frac{d_{\max}}{D} = \frac{\pi + \frac{\pi}{8} W_e}{(1 - \cos \theta) + \frac{\pi W_e}{4 \sqrt{Re}}} \quad \text{I-15}$$

Si de plus $W_e \gg \sqrt{Re}$ alors l'angle de contact n'a plus d'influence sur l'étalement maximum et

$$\xi = \frac{d_{\max}}{D} = 0.5 Re^{0.5} \quad \text{I-16}$$

Lors de l'impact de gouttes sur différents types de substrats (verre et acier), Aziz [64] vérifie que la solidification des particules fluides diminue leur degré d'étalement. Il exprime le degré d'étalement en fonction du nombre Stefan Ste et le nombre de Peclet Pe

$$\xi = \sqrt{\frac{W_e + 12}{3(1 - \cos \theta) + 4 \left(\frac{W_e}{\sqrt{Re}} \right) + W_e Ste \sqrt{\frac{3b_{\text{substrat}}}{2\pi Pe b_{\text{goutte}}}}} \quad \text{I-17}$$

Où $b = \sqrt{k\rho c_p}$ est l'effusivité du matériau
Ils définissent le nombre de solidification Φ par :

$$\Phi = \frac{Ste \ b_{\text{substrat}}}{\sqrt{Pr} \ b_{\text{goutte}}} \quad \text{I-18}$$

Ils montrent que la solidification a peu d'influence sur l'étalement lorsque $\Phi < 1$.

1.6.2. Modèles Numériques:

Le modèle de l'impact d'une goutte sur un substrat fait appel à la résolution de nombreuses équations (dynamiques et thermiques). Le caractère aléatoire de l'impact est difficile à contrôler (vitesse d'impact, température, ...). C'est pourquoi l'outil numérique devient rapidement indispensable afin de mieux comprendre ce phénomène. De nombreux modèles existent, et prennent généralement en compte les hypothèses suivantes :

- étalement terminé avant le début de la solidification
- impact perpendiculaire à la surface
- morphologie cylindrique de la lamelle
- contact parfait à l'interface
- flux thermique par conduction à travers l'interface
- substrat lisse

Les premières simulations réalisées sur l'impact de gouttes liquides furent réalisées par Harlow et Shanonn [30]. Il ont considéré une forme sphérique pour la goutte liquide, les équations de Navier-Stokes sont exprimées en coordonnées cylindrique avec symétrie axiale, les équations sont discrétisées par la méthode des différences finies avec une méthode de suivi de front par des marqueurs MAC [31] pour suivre les déformations de la surface libre de la goutte. Leurs résultats sont appliqués aux instants où les effets d'inertie dominent (c'est-à-dire les premiers instants après l'impact), mais la tension de surface n'était pas prise en compte dans le modèle.

Trapaga et al [32] ont présenté un modèle qui étudie l'impact des gouttes dans les conditions de la projection thermique en considérant l'effet de la tension de surface et sans considérer la solidification. Un lissage de leurs résultats numériques de l'étalement du liquide conduit à une expression du degré d'étalement maximum de forme similaire à celle prédite par le modèle de Madjeski :

$$\xi = Re^{0.2} \quad \text{I-19}$$

Plus tard, ils complètent leur travail en tenant la solidification en compte [33]. Les équations sont discrétisées par la méthode de différences finies en adoptant une approche Eulérienne pour décrire le mouvement du liquide.

Fukai et al [34] ont utilisé la méthode des éléments finis avec suivi de front pour résoudre un modèle théorique de la déformation d'une goutte métallique sphérique impactant sur une surface en tenant compte de la tension de surface. Les simulations réalisées sur les processus d'étalement de gouttes d'eau et d'étain montrent que l'effet de la tension de surface intervient à la fin de ce processus et il est beaucoup plus faible

pour une goutte d'étain compare à une goutte d'eau. Il faut noter que la solidification n'est pas pris en compte dans ce modèle.

Bertagnolli et al [35] ont présenté une étude numérique de l'étalement d'une goutte liquide de zircon impactant sur un substrat solide dans des conditions de projection plasma. Leur modèle tiens en compte de la viscosité du liquide, de la tension de surface et de la convection. Ils ont abouti à une formule du degré d'étalement de la forme

$$\xi = 0.925 \text{ Re}^{0.2}$$

I-20

La résistance thermique de contact entre la goutte et le substrat, bien qu'elle soit importante, a été souvent négligée dans les modèles numériques [33, 34,35]. Mostaghimi et son équipe [36] ont introduit la résistance de contact entre la goutte et le substrat et ont montré son importance durant les phases d'étalement et de solidification. Leur modèle 3 D prévoit la forme des lamelles et les éclaboussures éventuelles. Ce modèle est mis en application dans un code numérique commercial simulent drop. Le modèle a été utilisé pour simuler l'impact de particules de nickel sur un substrat en acier inoxydable dans les conditions classiques de projection plasma (figure 1-12).

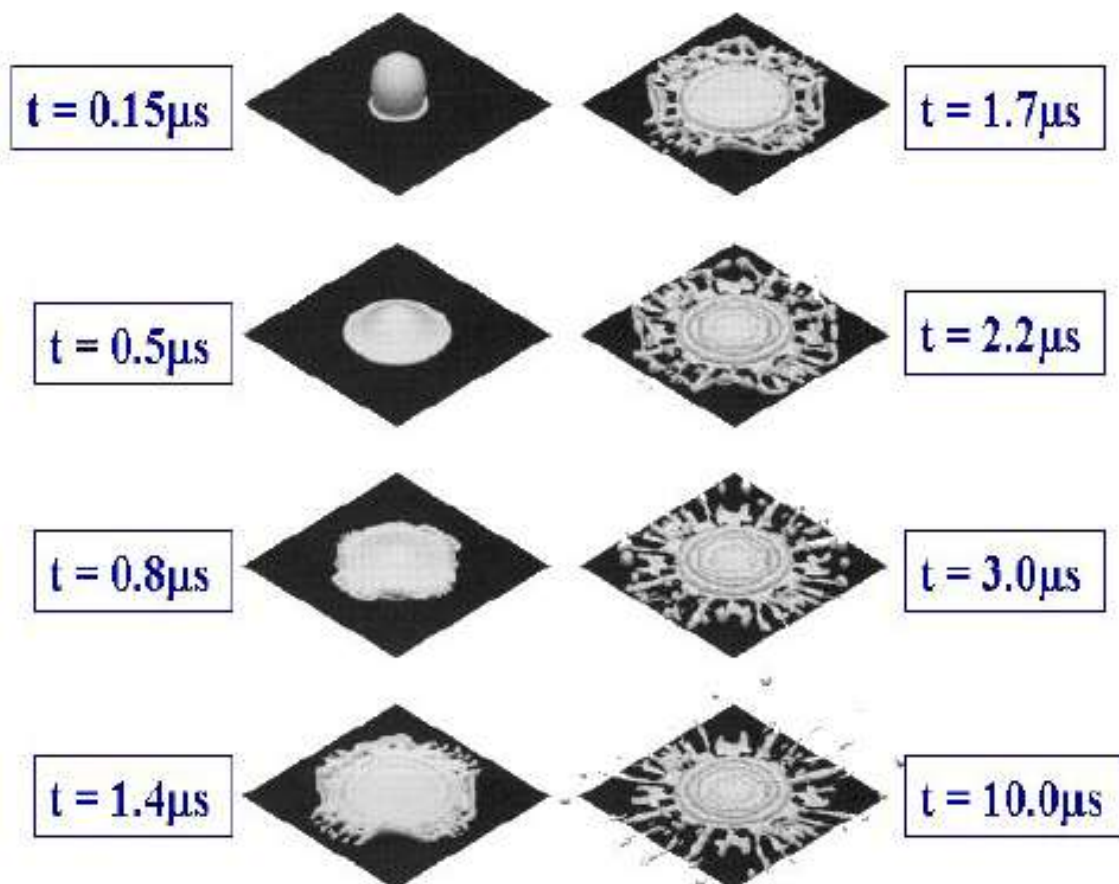


Figure 1-12 : Simulation de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat SUS à 563 K

Pasandideh et al [23] estiment qu'un substrat chaud correspond à une grande résistance de contact ce qui est contradictoire avec les résultats expérimentales de Bianchi [37].

Tableau I-2 : Compilation de quelques corrélations d'estimation de la goutte étalée selon la relation $\xi = D/d = a.Re^\alpha.We^\beta$

| Auteurs | a | α | B |
|------------------------------|-------|----------|-----|
| Jones [26] | 1.16 | 0.125 | 0 |
| Madejski [27] | 1.29 | 0.2 | 0 |
| Pasandideh - Fard et al [29] | 0.5 | 0.25 | 0 |
| Trapaga, Szekely [32] | 1.0 | 0.2 | 0 |
| Bertagnoli et al. [35] | 0.925 | 0.2 | 0 |
| Yoshida [38] | 0.83 | 0.2 | 0 |
| Watanabe et al. [39] | 0.82 | 0.2 | 0 |
| Montavon, Coddet [40] | 0.1 | 0.2 | 0 |
| Collings et al. [41] | 0.408 | 0 | 0.5 |
| Chandra, Avedisian [42] | 0.687 | 0.25 | 0 |

1.7 Nature des matériaux projetés

La projection par plasma permet de projeter divers matériaux adaptés à de nombreuses applications industrielles. Nous présentons quelques types de dépôts.

1.7.1 Les dépôts de céramiques

Les céramiques ne sont ni organiques, ni métalliques. Elles possèdent une excellente tenue aux températures élevées, aux abrasifs et aux produits chimiques [4]. Elles sont rigides et de densités basses ce qui augmente leur résistance à la corrosion. Les céramiques sont usuellement classées en quatre rubriques en fonction de leur composition chimique [5] : borures, carbures, nitrures et oxydes. Les oxydes les plus utilisés en projection plasma sont :

□ L'alumine (Al_2O_3) :

Comme tous les céramiques, il est caractérisé par ses propriétés (dureté, réfractivité, résistance à la corrosion, abrasivité), sa température de fusion de l'ordre de 1750 °C et son étanchéité aux gaz jusqu'à 1300°C [24]. En plus de ses propriétés physiques, son faible coût est l'un des facteurs favorisant son utilisation à grande échelle dans l'industrie (creuset dans les fours, tubes et gaines thermocouples et revêtement de rouleau d'imprimerie).

□ La Zirconie (ZrO_2)

Sa principale caractéristique est sa résistance aux températures élevées. Sa température de fusion est en effet de l'ordre de 2710°C ce qui assure une utilisation continue à une température maximale d'environ 2200°C [6]. Le dépôt de zirconie réalisé

par projection plasma est très utilisé dans les chambres de combustion des moteurs à réaction.

1.7.2 Les autres dépôts

La projection par plasma n'est pas limitée aux dépôts de céramiques. Elle est également utilisée pour les métaux dont les plus utilisés sont l'aluminium, le molybdène, le cobalt, le fer, le cuivre, le silicium et le titane. Il est également possible de réaliser des dépôts de métaux précieux tels que l'or, l'argent ou le platine.

1.8 Conclusion

L'élaboration du dépôt par projection plasma présente un bon compromis vitesse température par rapport aux autres techniques de projections thermique existantes. D'après cette étude bibliographique, on constate que plusieurs paramètres interviennent lors de la formation du dépôt. On peut les diviser en deux grandes parties :

- les paramètres d'impact de la particule : son diamètres vitesse et sa température.
- les paramètres du substrat : ces propriétés thermophysiques, sa température et son état de surface qui est définie par la rugosité et le développement d'une petite couche d'oxyde.

On a vu aussi que le processus de formation du revêtement en projection plasma se déroule en plusieurs étapes essentielles qui sont :

- début d'impact : la pression générée lors de l'impact favorise un bon contact particule-substrat au point d'impact ;
- étalement de la particule fondu : trois comportements sont envisages : soit la particule s'étale sous forme de disque, soit elle forme un disque déchiqueté (phénomène d'éclaboussure ou splashing), soit elle rebondit du substrat.
- refroidissement et solidification : cela dépend de certains paramètres comme la résistance thermique de contact, le rapport des effusivités thermiques substrat-lamelle...etc.
- impact d'une autre goutte au même point : la nouvelle goutte impacte sur une lamelle déjà solidifiée ;
- formation des passes successives.

Comme la bibliographie le montre, le problème de l'étalement et de la solidification d'une goutte est d'autant plus complexe que les mesures expérimentales sont difficiles à réaliser (les temps caractéristiques des phénomènes dynamiques et thermiques sont de l'ordre de la microseconde et la taille des particules n'est que de quelques dizaines de micromètres). Pour cela plusieurs modèles analytiques et numériques ont été développés chacune d'elle repose sur des hypothèses simplificatrices pour résoudre le système d'équations obtenu.

Par la suite on va développer le modèle physique nécessaire à l'étude du transfert thermique entre une lamelle chaude en contact imparfait avec un substrat solide.

CHAPITRE II

MODELE PHYSIQUE

Introduction

Dans ce chapitre on va développer les modèles physiques nécessaires à l'étude du transfert thermique avec changement de phase dans un milieu bicouche caractérisé par une résistance thermique de contact.

La formation du dépôt par la projection plasma mis en jeu plusieurs phénomènes physiques très complexes dont l'impact et l'étalement de la particule sur le substrat, la qualité du contact entre le substrat et la lamelle formé par étalement, le mode de l'échange thermique entre le substrat et la lamelle, sans oublier les conditions de l'expérience par exemple le flux plasma imposé sur la lamelle. On remarque que ces phénomènes passent dans un temps très court et dans une échelle d'espace de l'ordre des micromètres.

Notre étude se limitera aux échanges thermiques entre le splat et le substrat, sans prendre en considération le mode d'impact et l'étalement de la particule sur le substrat.

La particule déposé sur le substrat est initialement liquide, d'abord elle s'étale rapidement formant un disque fin, après elle commence à se solidifie due aux transferts de chaleur avec le substrat initialement froid. Le processus de solidification prend un temps de l'ordre de 8 microsecondes alors que l'étalement se fait au moins de 5 microsecondes de l'impact.

Tableau 2-1 Echelle temporelle – Echelle spatiale [43]

| | Echelle temporelle | Echelle spatiale |
|--|--------------------|---------------------|
| Formation du splat (étalement+solidification) | ~ 10 μ s | 0.5 à 5 μ m |
| Intervalle de temps entre deux impacts sur la même place | 10 à 100 μ s | |
| Formation d'une couche | quelques ms | quelques 10 μ m |
| Intervalle de temps entre deux passes de la torche | quelquess | |

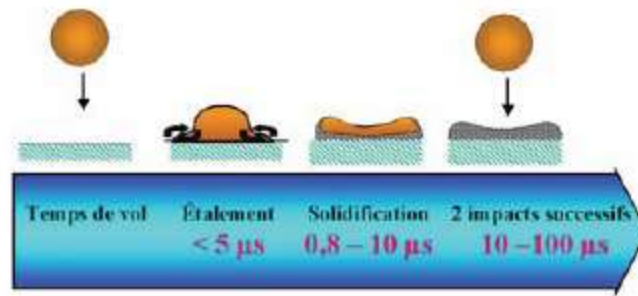


Fig II-1 échelle temporelle de la formation du dépôt [10]

De même, deux impacts successifs se font dans un temps entre 10 et 100 microsecondes, ce qui nous permet de supposer que chaque particule impacte sur une autre particule déposée déjà solidifiée [43,44]. Le contact lamelle-substrat et lamelle –lamelle est imparfait, et est caractérisé par une résistance thermique de contact.

2-1 géométries du domaine physique

Le domaine de calcul est composé de deux sous domaines en contact (voir fig II.2), le premier correspond au substrat (au dessous), sur lequel les gouttes s'étalent pour former le splat. Le second situé au dessus représente le splat dans lequel passe le phénomène du changement de phase (solidification).

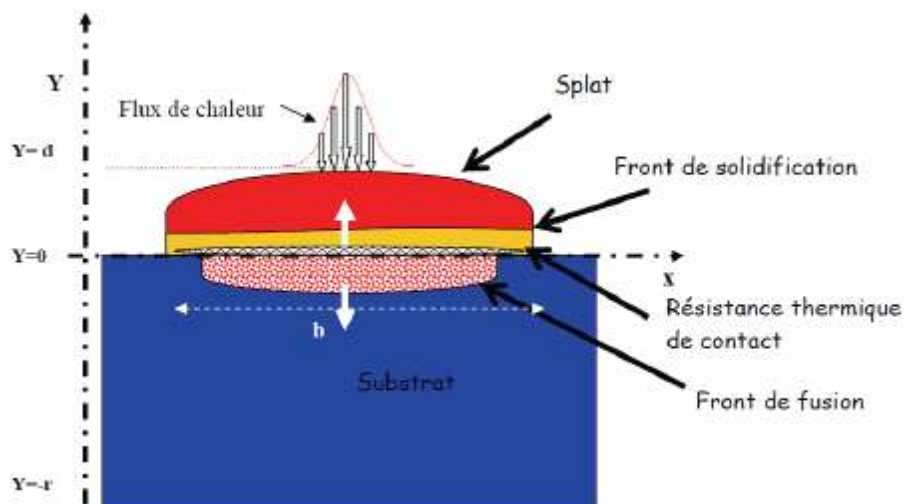


Figure II-2 vue représentation du domaine physique (splat et substrat)

2-2 Hypothèses

Afin d'établir un modèle de transfert de chaleur pour le cas d'un milieu bicouches, en présence du changement de phase, nous considérons les hypothèses suivantes :

- Le transfert de chaleur commence dès la fin de l'étalement de la particule sur le substrat.
- La lamelle formée par étalement à une forme de disque dont l'épaisseur est plus faible de deux ordres de grandeurs que son diamètre et les pertes de chaleur latérales sont négligeables. Le transfert de la chaleur vers le substrat est donc supposé monodimensionnel dans la direction normale à la surface du substrat.
- Le modèle d'échange de chaleur 1D est purement diffusif (problème de Stefan) sans convection et en absence du rayonnement sur la surface supérieure de la lamelle.
- Le changement de phase (la solidification) se fait à l'équilibre thermodynamique (sans surfusion)
- L'oxydation et les réactions chimiques sont négligées.

2-3 Formulation mathématique

Compte tenu de ces hypothèses, l'évolution du champ de température dans le domaine physique est régit par l'équation de conservation d'énergie monodimensionnel dans une bicouche (substrat+splat).

- Dans la lamelle :

Dans le splat, cela revient à résoudre l'équation de la chaleur dans les deux phases liquide et solide simultanément

$$\rho_{1,L} C_{p1,L} \frac{\partial T}{\partial t} = k_{1,L} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad 0 < x < x_c(t) \quad \text{II-1}$$

$$\rho_{1,S} C_{p1,S} \frac{\partial T}{\partial t} = k_{1,S} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad x_c(t) < x < L_{\text{splat}} \quad \text{II-2}$$

A l'interface liquide solide dans la lamelle on a

- la continuité de la température

$$T(x_c(t), t) = T_F \quad \text{II-3}$$

- la continuité des flux (condition de Stefan)

$$\rho L_f \frac{\partial x_c(t)}{\partial t} = k_{1,S} \frac{\partial T}{\partial x}(x_c^-(t), t) - k_{1,L} \frac{\partial T}{\partial x}(x_c^+(t), t) \quad t > 0 \quad \text{II-4}$$

- Dans le substrat :

Le transfert de chaleur dans le substrat se produit uniquement par conduction classique (sans changement de phase) parcequ'on suppose que le substrat reste solide (sa température reste inférieure à sa température de fusion) le long de la simulation.

$$\rho_2 C p_2 \frac{\partial T}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad L_{\text{splat}} < x < L_{\text{substrat}} \quad \text{II-5}$$

- A l'interface lamelle substrat

Le contact thermique à l'interface lamelle -substrat est supposé soit parfait ou imparfait selon l'hypothèse imposée (voir fig II-3).

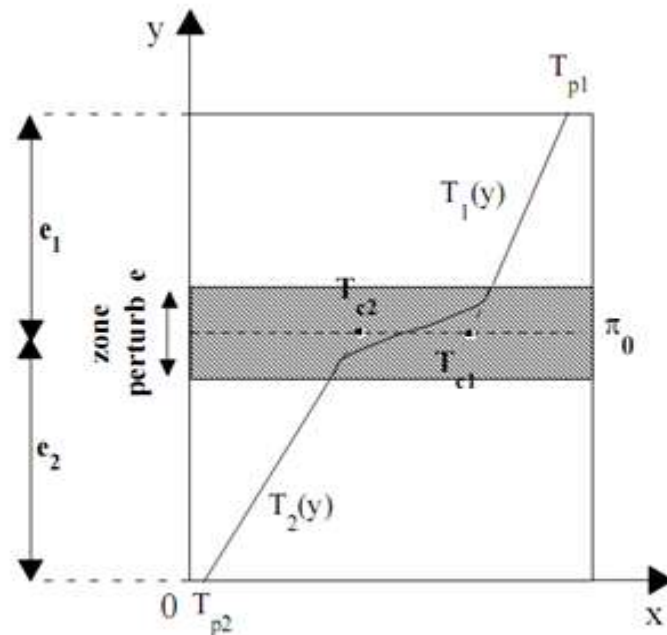


Figure II-3 : Distributions de température dans une bicouche en contact thermique imparfait

- Cas d'un contact thermique parfait

Le contact parfait de deux matériaux impose à la fois l'égalité des températures et celle des flux de chaleur à l'interface (conditions de Hugoniot). Soient T_a et T_b respectivement les profils de températures des matériaux a et b,

les conditions de contact sont :

$$T_a(x, t)_{\Sigma} = T_b(x, t)_{\Sigma} \quad \text{II-6}$$

$$k_a \left. \frac{\partial T_a}{\partial x} \right|_{\Sigma} = k_b \left. \frac{\partial T_b}{\partial x} \right|_{\Sigma} \quad \text{II-7}$$

- Cas d'un contact thermique imparfait

Le contact entre les deux surfaces n'est pas parfait, du fait de leurs rugosités, qui génèrent des interstices, ou la conduction se fait en général peu, du fait que le fluide interstitiel, l'air est peu conducteur. Ce phénomène est contrôlé par la résistance thermique de contact (RTC).

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 conduction par contact s'effectue au niveau des pics du substrat, les lignes de flux convergent vers les zones de contact où le passage de la chaleur est plus facile appelée effet de constriction (figure II .3). Les espaces interstitiels jouent le rôle d'isolant thermique non parfait.

Pour un flux de chaleur sortant du matériau b et entrant dans le matériau a on a :

$$k_a \frac{\partial T_a}{\partial x} \Big|_{\Sigma} = k_b \frac{\partial T_b}{\partial x} \Big|_{\Sigma} = \frac{T_{\Sigma}^+ - T_{\Sigma}^-}{RTC} \quad \text{II-8}$$

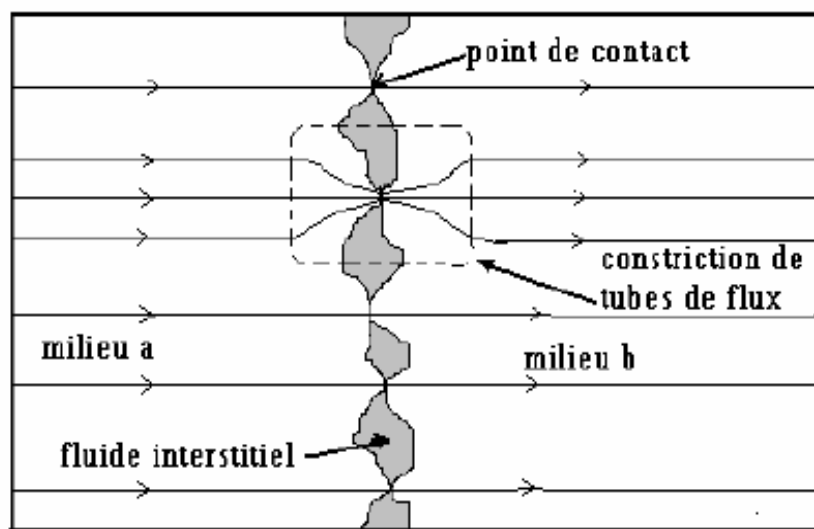


Fig II-4 Résistance thermique de contact avec constriction des lignes de flux

2-4 Conditions initiale et aux limites

Initialement, chaque couche est à sa propre température initiale uniforme :le substrat est à une température inférieure à sa propre température de fusion . En revanche, le splat est à l'état liquide donc sa température initiale est supérieure à sa propre température de fusion.

$$T (0 < x < L_{\text{substrat}}, t=0) = T_{\text{ambient}} = T_{\text{initial substrat}} < T_{\text{fusion substrat}} \quad \text{II-9}$$

$$T (L_1 < x < L_{\text{substrat}} + L_{\text{splat}}, t=0) = T_{\text{initial splat}} < T_{\text{fusion splat}} \quad \text{II-10}$$

les conditions aux limites sont comme suit :

on suppose que les frontières du domaine sont isolé(adiabatique) :on a un flux nulle dans la face extérieur du substrat. Le meme chose pour La face externe du splat qui est aussi isolée. En effet cette face est imposé à un flux plasma périodique. Pour cette dernière ,cette hypothèse (flux nulle) est justifiée par le fait que notre

étude se concentre sur l'interaction entre le substrat et le splat, qui est un phénomène locale situant loin de la face externe du splat ,et le taux de transfert de chaleur entre le substrat et le splat est plus grand que celle entre le splat et le milieu environnement à cause de la rapidité de la vitesse d'impact [45] .

$$k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad \text{II-11}$$

$$k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L_{\text{sub}}+L_{\text{splat}}} = 0 \quad \text{II-12}$$

Le contact thermique entre le substrat et la lamelle est modélisé par une résistance thermique de contact qui permet le couplage thermique entre les deux milieux

$$k_a \frac{\partial T_a}{\partial x} \Big|_{\Sigma} = k_b \frac{\partial T_b}{\partial x} \Big|_{\Sigma} = \frac{T_{\Sigma}^+ - T_{\Sigma}^-}{RTC} \quad \text{II-13}$$

2-5 Méthodes pour traiter les problèmes de changement de phase

On trouve dans la littérature [44,46,47,48] plusieurs méthodes permettant le traiter des problèmes de transfert thermique en présence du changement de phase (moving boundary problem). La résolution des problèmes de changement de phase se caractérise par le fait qu'en plus de la détermination des champs des températures, il faut aussi déterminer la position du front de changement de phase, front qui sépare la phase liquide de la phase solide. Aussi de part et d'autre de ce front, les propriétés thermophysiques du matériau changent-elles brusquement, ce qui introduit dans les équations décrivant ce phénomène, des discontinuités qui rendent le problème non linéaire .On peut les classer en deux grandes familles : méthodes analytiques et celles numériques.

2-5-1 méthodes analytiques

Jusqu'à maintenant, ils existent différents méthodes analytique pour la modélisation mathématique des problèmes de solidification et de fusion, et restent comme des références standard pour la validation des modèles numériques. Bien que ces méthodes offre une solution exact, mais elles sont limite à des modèles monodimensionnels, et des géométries infini ou semi infini avec des conditions initiales et aux limites simples et des propriétés thermophysiques constantes [46].

Comme exemples de ces methodes on peut citer la solution de Neumann, les quasi-statiques, la méthode de Megerlin, la méthode de bilan thermique intégral (HBIM)et les méthodes de perturbation [44,46].

La solution analytique la plus connues est celle de Neumann.

- La solution de Neumann

L'un des solutions spécifiques qui est particulièrement efficace pour la définition de la distribution des températures se trouve pour le problème de transfert de chaleur monodimensionnel est la solution de Neumann [49]. Dans ce problème qui

est appelé problème de Stefan, on suppose la région à analyser est à partir de $x > 0$ ou la température initiale est T_i et la surface $x = 0$ est maintenue à T_0 pour $t > 0$ (voir fig.II-4). Dans cette solution on définit les conditions aux limites suivantes

$$T(x \rightarrow \infty, t) = T_i \quad \text{II-14}$$

$$T(x = 0, t) = T_0 \quad \text{II-15}$$

Si $T_i \geq T_F$ et $T_0 < T_F$ on a face à un problème de solidification

Si $T_i \leq T_F$ et $T_0 > T_F$ on a face à un problème de fusion

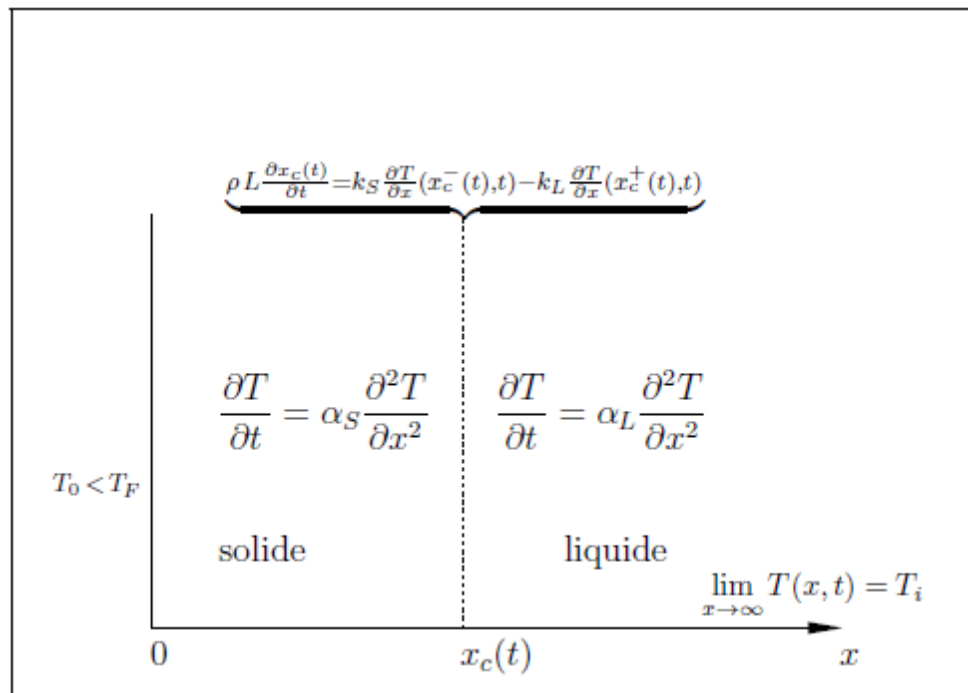


Fig. II-5 problème de Stefan (cas d'une solidification)

De plus si la température initiale $T_i = T_F$ le problème est appelé problème de Stefan à une phase parce que le gradient de température existe seulement dans une phase, l'autre phase reste à T_F . Dans le cas contraire, c'est-à-dire la température initiale est différente de la température de changement de phase ($T_i > T_F$ ou $T_i < T_F$) alors le gradient de température existe dans les deux phases en présence.

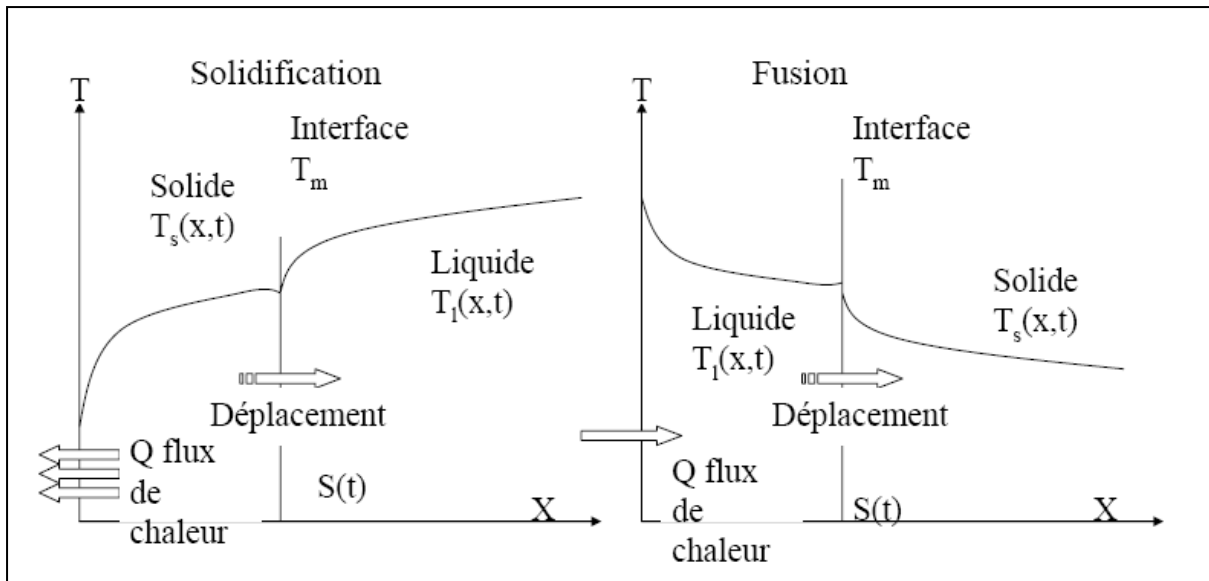


Fig. II-6 le déplacement du front de changement phase

Dans le cas de solidification (Fig. II-4) les équations à appliquer sont :

Dans le solide $x < S(t)$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad \text{II-16}$$

Dans le liquide $x > S(t)$

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha_l \frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} \quad \text{II-17}$$

Avec les condition aux limites

$$T_s(0, t) = T_0 < T_F \quad \text{II-18}$$

Et

$$T_l(x \rightarrow \infty, t) = T_i \quad \text{II-19}$$

Sur l'interface $x = S(t)$ on a :

$$\underbrace{k_s \frac{\partial T_s}{\partial x}}_{\text{flux diffusif dans le solide}} - \underbrace{k_l \frac{\partial T_l}{\partial x}}_{\text{flux diffusif dans le liquide}} = \underbrace{\rho L_f \frac{dS(t)}{dt}}_{\text{flux lié au déplacement de l'interface}} \quad \text{II-20}$$

$$\text{Et} \quad \underbrace{T_l = T_s = T_F}_{\text{continuité de la température}} \quad \text{II-21}$$

$$\text{Initialement} \quad T_l(x, t = 0) = T_i > T_F \quad \text{II-22}$$

La solution de Neumann repose sur l'introduction de la variable de similarité ξ

Avec $\xi = \frac{x}{\sqrt{t}}$ II-23

Et à la recherche d'une solution sous la forme

$$T(x, t) = F(\xi) \quad \text{II-24}$$

Tel que F est une fonction inconnue.

Cette méthode suppose la position du front de cristallisation $X(t)$ est proportionnelle à \sqrt{t} .

Tels que

$$X(t) = A \sqrt{t} \quad \text{II-25}$$

En résolvant l'équation de conduction de la chaleur dans les deux phases liquide et solide (équation II-1 et II-2) avec la condition de Stefan imposée à l'interface entre les deux phases (équation II-4). Ces trois équations conduisent à l'équation transcendante suivante

$$\frac{e^{-\lambda^2}}{\text{erf}(\lambda)} - \frac{k_l \alpha_s^{1/2} (T_i - T_F) e^{-\frac{\alpha_s \lambda^2}{\alpha_l}}}{k_s \alpha_l^{1/2} (T_F - T_0) \text{erf}(\lambda (\alpha_s / \alpha_l)^{1/2})} = \frac{\lambda L_f \pi^{1/2}}{c_{p_s} (T_F - T_0)} \quad \text{II-26}$$

Avec erf(x) est la fonction d'erreur

Pour la constante de solidification λ . Par convenance la position de l'interface solide – liquide est simplement donnée par :

$$X = 2 \lambda (\alpha_s)^{1/2} \quad \text{II-27}$$

En plus de l'équation donnant la position de l'interface solide-liquide, il est possible d'obtenir les expressions définissant la distribution des températures dans les deux phases en présence en fonction de la position et le temps

Pour la phase solide

$$T_s = T_0 + \frac{T_F - T_0}{\text{erf}(\lambda)} \cdot \text{erf}\left(\frac{x}{2(\alpha_s t)^{1/2}}\right) \quad \text{II-28}$$

Pour la phase liquide

$$T_l = T_i + \frac{T_i - T_F}{\text{erfc}(\lambda (\alpha_s / \alpha_l)^{1/2})} \cdot \text{erfc}\left(\frac{x}{2(\alpha_l t)^{1/2}}\right) \quad \text{II-29}$$

Avec erfc(x) est la fonction d'erreur complémentaire

Nombre de Stefan :

C'est le rapport des enthalpies sensibles et de changement d'état (chaleur latente) mises en jeu dans le processus de solidification avec ΔT l'écart de température de référence associé au problème (généralement $T_0 - T_F$)

$$Ste = \frac{c_{p_l} \Delta T}{L_f} \quad \text{II-30}$$

La capacité calorifique à prendre en compte dans le problème est celle du matériau placé du côté de l'apport/extraction de chaleur.

2-5-2 méthodes numériques

Depuis une trentaine d'années, de multiples méthodes numériques ont été proposées dans la littérature pour résoudre des problèmes mettant en cause des conditions aux limites en mouvement (moving boundary problem), comme celles qu'on rencontre pendant la résolution des problèmes de changement de phase solide-liquide [46,50,51]. En général, ces méthodes cherchent à approcher la position du front de changement de phase au cours du temps, et se divisent en deux catégories principales :

- Les méthodes à maillage spatiale fixe,
- Les méthodes à maillage mobile ou déformable.

Les méthodes à grille (maillage) fixe sont fondées sur une formulation enthalpique de l'équation de conservation de l'énergie, et utilisent la fraction liquide locale pour suivre le déplacement du front de cristallisation à travers le maillage statique. En revanche, les méthodes à maillage déformable se fondent, sur la formulation classique de Stefan (équations II-1 et II-2), ou le bilan thermique (condition de Stefan : équation II-4) au front de cristallisation (ou de fusion) détermine la position de celui-ci ; le maillage est régénère à chaque instant afin qu'une de ses lignes se superpose à ce front. Parmi ces méthodes, on citera celles qui utilisent des transformations de coordonnées [52] pour résoudre le problème dans un espace de coordonnées à maillage régulier.

La méthode à maillage déformable est plus précise pour calculer la position du front de cristallisation, elle est en revanche plus lourde à mettre en place, et demande plus de moyens de calcul. La méthode à maillage fixe est certainement moins gourmande en calculs, mais il reste que la position exacte de l'interface liquide-solide ne peut être déterminée qu'à l'intérieur d'un pas du maillage utilisé.

En ce qui nous concerne, pour la suite de notre étude, nous avons préféré opter pour la méthode enthalpique à maillage fixe. En effet, il nous a semblé que pour un résultat final relativement équivalent, cette dernière méthode présentait l'avantage d'être plus simple à mettre en place.

2-6 Présentation de la méthode enthalpique

La méthode enthalpique à maillage fixe est devenue un standard des modélisations des changements de phase solide-liquide. Elle a toujours fait l'objet de travaux et d'améliorations [53,54]. Elle a été décrite en détails, entre autres, par Voller et al. [55] sous ses différentes formes. Voller a, en outre, écrit cette méthode dans sa forme la plus utilisée jusqu'à aujourd'hui [56].

2-6-1 Formulation enthalpique de l'équation de la conservation locale de l'énergie

Dans cette formulation, l'équation d'énergie est écrite en termes de l'enthalpie totale [46].

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad \text{II-31}$$

Où ΔH (J/m³) est la différence d'enthalpie volumique totale du corps considéré par définition de l'enthalpie, elle peut se décomposer en une partie sensible et une autre latente :

$$\Delta H = h + \rho f L_f \quad \text{II-32}$$

Où L_f (J/kg) la chaleur latente du matériau et f est la fraction liquide l'équation de la conservation locale de l'énergie peut se réécrire en termes de température comme [57] :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) - \rho L_f \frac{\partial f}{\partial t} \quad \text{II-33}$$

Cette formulation isole le phénomène de changement de phase dans un terme source

$$S_h = -\rho L_f \frac{\partial f}{\partial t} \quad \text{II-34}$$

Pour compléter la fermeture du problème mathématique, Il faut encore se donner la relation liant la température avec la fraction liquide.

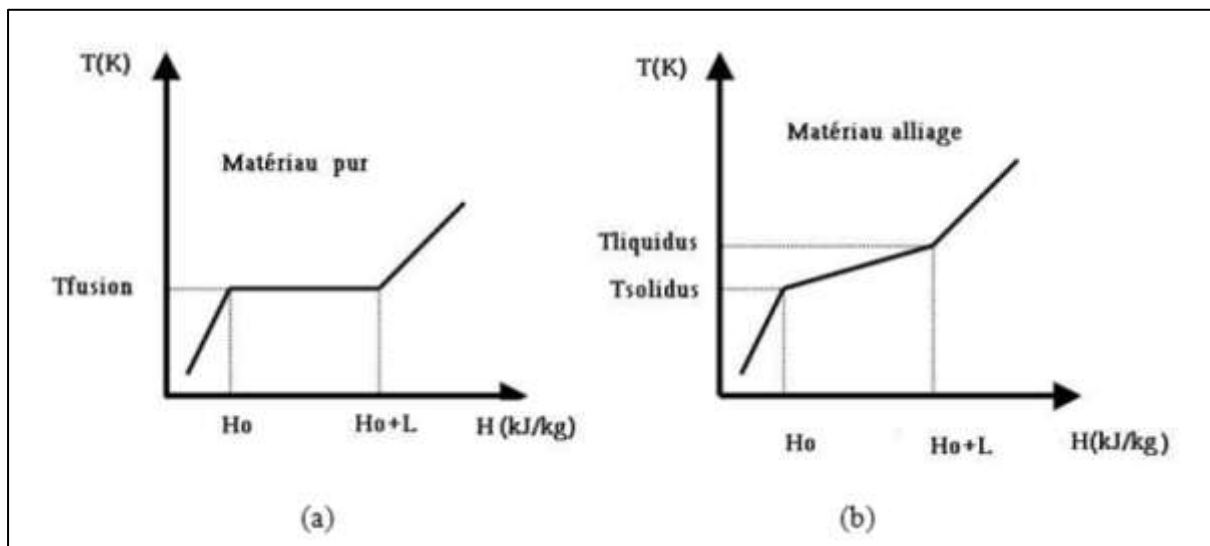


Figure II.7 : Relation enthalpie-température pour un matériau pur (a) et alliage (b).

Dans le cas d'un changement de phase isotherme, la relation enthalpie température d'un matériau pur est représentée schématiquement sur la figure II.6 a.

En revanche pour un alliage, représenté sur la figure (II.6 b), le changement de phase est non isotherme et à lieu sur une plage de température (2ε) comprise entre

CHAPITRE III

METHODES NUMERIQUES ET VALIDATIONS

Introduction

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

Dans le cas général, le système d'équations décrit dans le chapitre précédent ne fait pas intervenir de solution analytique. L'outil numérique devient alors indispensable pour fournir des résultats approchés mais précis sur un domaine discrétisé à la fois en temps et en espace. Il existe de multiples façons pour la discrétisation spatiale des équations différentielles aux dérivés partielles, Ioan C. POPA [57] a décrit les techniques de discrétisation les plus usuelles concernant les écoulements et les échanges thermiques tels que : différences finies, volumes finis, éléments finis.

Nous avons choisi la méthode des volumes finis [9,60] vue qu'elle présente plusieurs avantages dont : la conservation exacte des grandeurs physiques après l'intégration des équations différentielles sur un volume de contrôle. Sa mise en œuvre est simple au contraire de la méthode des éléments finis qui nécessite un formalisme mathématique plus compliqué et plus difficile à mettre en œuvre. De plus la méthode des éléments finis est coûteuse en stockage mémoire (matrices pleines) et en temps de calcul (inversion), et le caractère conservatif des équations n'est pas assuré. Pour la méthode des différences finies le principe de conservation n'est pas assuré après la discrétisation et il y a un risque d'apparition d'instabilités numériques malgré le fait qu'elle est facile à mettre en œuvre et l'encombrement mémoire est raisonnable (matrice de type bande) et le temps de calcul est raisonnable.

Vue les avantages cités avant, nous avons choisi la méthode des volumes finis. En plus elle est mieux adaptée aux problèmes qui présentent des discontinuités (interface de contact).

Pour prendre en compte le phénomène de changement de phase, nous avons opté pour la méthode enthalpique car elle est robuste, facilement extensible aux problèmes multidimensionnels et ne nécessite pas un suivi de front. Le maillage du domaine physique est fixe, non déformable et la capture des fronts se fait a posteriori.

III.1 la méthode de discrétisation spatiale

La méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar [9]. Cette méthode repose sur la division du domaine d'analyse (de calcul) en volumes finis (génération du maillage). Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation des grandeurs physiques par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré,

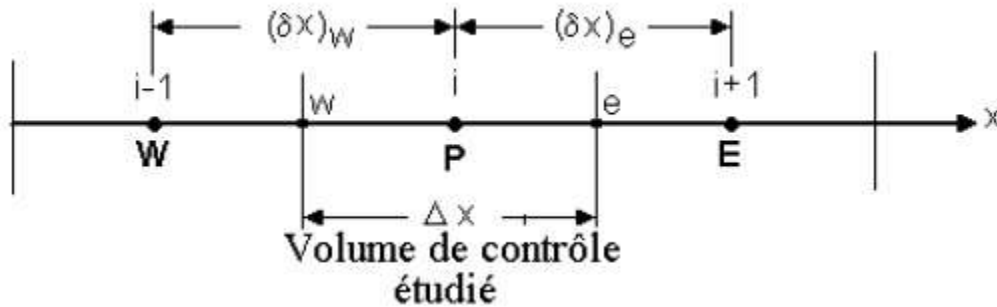


Fig. 3.1 Maillage unidimensionnel.

Le résultat est la conversion des intégrales dans un système d'équations algébriques.

Où :

P: Nœud considéré;

W: Nœud "West";

E : Nœud "East";

w : interface "West" du volume de contrôle (VC) ;

e : interface "East" du volume de contrôle VC ;

Δx : largeur du VC étudié.

Selon la position des faces du volume de contrôle on a de type de maillage en volume finis

- Le maillage de type A (vertex centered),

Dans ce type de maillage on définit les nœuds d'abords, après on place les faces des volumes de contrôle à mi-distance de deux nœuds consécutifs (fig3-2). Ceci donne des volumes de contrôles réguliers avec des faces se situant exactement à mi-chemin de deux nœuds consécutifs et des demi volumes près des frontières. Pour un maillage non uniforme, tandis que chaque face d'un volume de contrôle est placée au milieu de deux nœuds du maillage, chaque nœud n'est pas forcément au centre du volume de contrôle qui l'entoure.

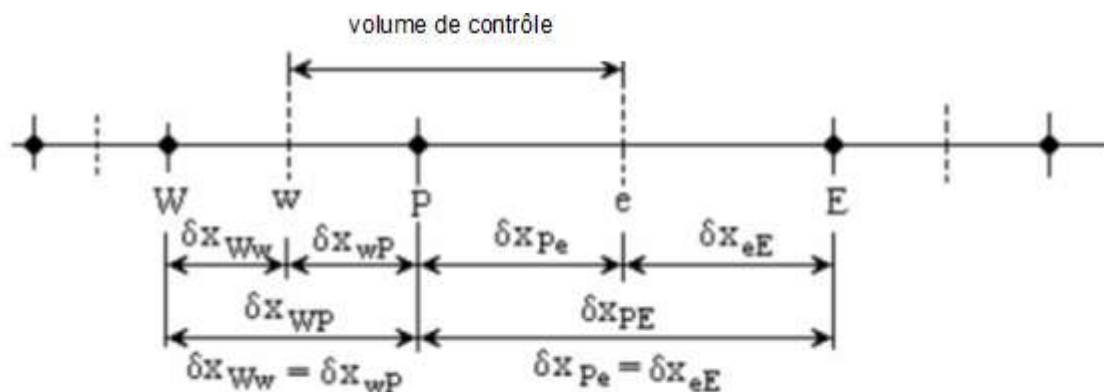


Figure III.2 Pratique A en géométrie 1D

- Le maillage de type B (cell centered).

Dans cette pratique, nous commençons d'abord par définir les volumes de contrôles de façon adéquate et placer ensuite les nœuds associés au centre des volumes de contrôles; dans ce cas nous aurons aux frontières des demi-volumes nuls.

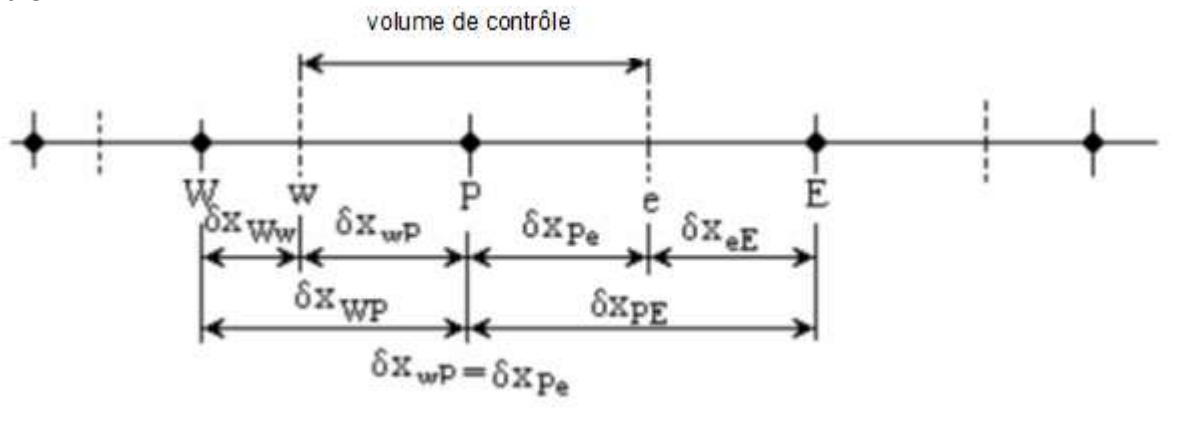


Figure III.3 Pratique B en géométrie 1D

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

En configuration bicouche c'est la pratique B qui est la plus appropriée.

III.2 Mise en œuvre de la méthode enthalpique

Nous avons choisi la méthode enthalpique à grille fixe pour la modélisation du changement de phase dans la bicouche. Pour cela, dans chaque couche matérielle, on intègre l'équation d'énergie formule dans le chapitre précédant (II-22) sur l'élément de volume de la figure III.4, centre sur le point P, et délimité par les deux face w et e en utilisant la méthode des volumes de contrôles (volumes finies) présentée par Patankar [9] :

$$\int_{CV} \underbrace{\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}}_I dV = \int_{CV} \left[\underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right)}_{I1} - \underbrace{\rho L_f \frac{\partial f}{\partial t}}_{I2} \right] dV \quad \text{III-1}$$

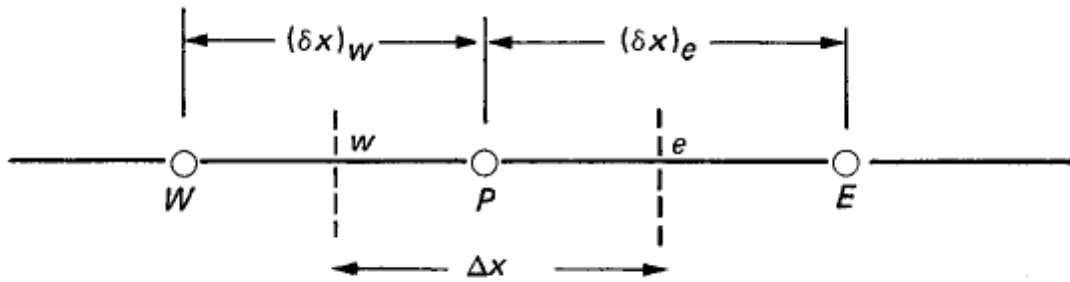


Figure III.4: volume de contrôle

Le développement de l'intégrale I1 sur l'élément de volume $dv=dx$ donne :

$$I_1 = \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) = k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_e - k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_w \quad \text{III-2}$$

En exprimant les flux thermiques aux différentes surfaces du volume de contrôle en fonction des températures aux nœuds, on peut écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_e = \frac{T_E - T_P}{(\delta x)_e} \quad \text{et} \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_w = \frac{T_P - T_W}{(\delta x)_w} \quad \text{III-3}$$

L'intégrale I_1 devient alors

$$I_1 = k_e \frac{T_E - T_P}{(\delta x)_e} - k_w \frac{T_P - T_W}{(\delta x)_w} \quad \text{III-4}$$

Les propriétés thermophysiques sont définies pour chaque volume de contrôle ; de ce fait, nous les prenons aux faces comme moyenne harmonique des valeurs des deux cellules adjacentes :

$$k_w = \frac{2(k_P k_W)}{k_P + k_W} \quad \text{et} \quad k_e = \frac{2(k_P k_E)}{k_P + k_E} \quad \text{III-5}$$

L'utilisation d'une moyenne harmonique est plus adaptée aux domaines composites que la moyenne arithmétique [3].

- Prise en charge de la résistance thermique de contact

Afin de prendre en compte la résistance thermique de contact entre le substrat et la lamelle, une modification est effectuée à la fois sur le maillage et sur la conductivité localement. Lorsque le nœud i fait partie de la couche 1 et le nœud $i+1$ fait partie de la couche 2, la conductivité au nœud $i+1/2$ sur la face commune des deux volumes de contrôle est modifiée en fonction de la résistance thermique de contact (Fig. III-5) [61] :

$$k_{int} = \frac{x_1 + x_2}{\frac{x_1}{k_1} + RTC + \frac{x_2}{k_2}} \quad \text{III-6}$$

Où x_i et x_{i+1} sont respectivement les distances du nœud i au nœud $i+1/2$ et du nœud $i+1/2$ au nœud $i+1$, λ_1, λ_2 et λ_i sont respectivement les conductivités du milieu 1, du milieu 2 et la conductivité modifiée à l'interface.

Le modèle de résistance thermique de contact suppose que l'interface est d'épaisseur nulle.

Afin de se rapprocher au mieux de cette définition, le pas d'espace qui sépare les nœuds i et $i+1$ est fixe à :

$$\Delta x_{RTC} = \frac{x_1 + x_2}{1000} \quad \text{III-7}$$

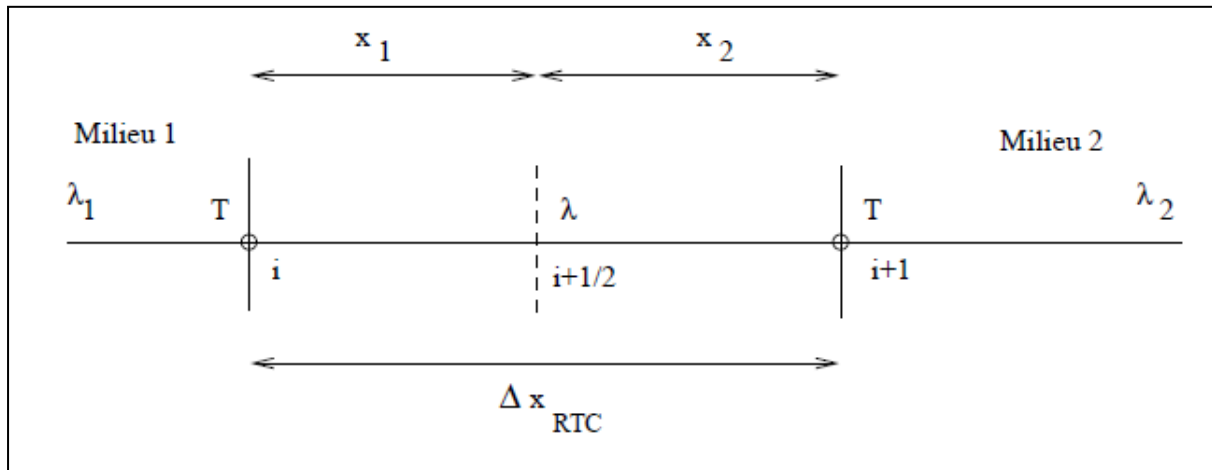


Fig. III-5 schéma de la discrétisation à l'interface du contact

III.3 Discrétisation temporelle

Notre problème étant instationnaire (intégrales I et I2), les équations sont discrétisés implicitement en temps par un schéma d'Euler du premier ordre $\mathbf{O}(\Delta t)$, nous prenons donc deux niveaux de pas de temps t_n et t_{n+1} :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \rho c_p \left(\frac{T_p^{n+1} - T_p^n}{t^{n+1} - t^n} \right) = \rho c_p \left(\frac{T_p^{n+1} - T_p^n}{\Delta t} \right) \quad \text{III-8}$$

Même chose pour

$$\rho L_f \frac{\partial f}{\partial t} = \rho L_f \left(\frac{f_p^{n+1} - f_p^n}{t^{n+1} - t^n} \right) = \rho L_f \left(\frac{f_p^{n+1} - f_p^n}{\Delta t} \right) \quad \text{III-9}$$

En arrangeant l'ensemble de ces termes, nous obtenons pour un nœud \mathbf{P} , le système non linéaire implicite suivant :

$$a_W T_W^{n+1} + a_P T_P^{n+1} + a_E T_E^{n+1} = T_P^n - \frac{L_f}{c_p} (f_p^{n+1} - f_p^n) \quad \text{III-10}$$

Avec

$$a_P = 1 - a_E - a_W$$

Et

$$a_E = \frac{k_e \Delta t}{\rho c_p \Delta x (\delta x)_e} ; \quad a_W = \frac{k_w \Delta t}{\rho c_p \Delta x (\delta x)_w} \quad \text{III-11}$$

L'équation III-10 est non linéaire parce que le terme source dépend de la variable dépendant principale qui est la température T . Donc il faut un traitement spécial de ce terme source pour la résolution de cette équation.

- Traitement du terme source (linéarisation)

La pierre angulaire de la présente méthode enthalpique pour traiter le problème de changement de phase avec un maillage fixe est le terme source de l'équation d'énergie.

Ce terme reflète l'évolution de la chaleur latente et dépend de la fraction liquide ξ . Cette fraction est égale à 1 dans les volumes de contrôle totalement liquide, égale à 0 dans les volumes de contrôle entièrement solide et comprise dans l'intervalle $[0,1]$ dans les volumes de contrôle se trouvant au voisinage du front de fusion. Lorsqu'un volume de contrôle change de phase, l'énergie échangée ne doit plus se traduire par une variation de l'enthalpie (chaleur sensible), mais par une variation de la fraction liquide (chaleur latente). Cette fraction doit donc être corrigée afin que l'enthalpie à ce point tende vers zéro. Pour ces points, il est facile de montrer [61,62] que

$$f^{n+1,k+1} = f^k + \frac{a_p(T_p^{n+1,k+1} - T_f)}{L_f/c_p} \quad \text{III-12}$$

En pratique, cette mise à jour de la fraction liquide est appliquée dans chacun des volumes de contrôle du domaine après la résolution du système matriciel pour l'équation d'énergie. Pour les volumes de contrôle qui ne changent pas ou qui ont fini leur changement de phase, la fraction liquide est préservée à l'aide de la correction additionnelle:

$$\begin{cases} f^{n+1,k+1} = 1 & \text{si } f^{n+1,k+1} > 1 \\ f^{n+1,k+1} = 0 & \text{si } f^{n+1,k+1} < 0 \end{cases} \quad \text{III-13}$$

La valeur de la fraction liquide est donc déterminée itérativement à partir de la solution courante du champ des températures.

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

$$\begin{cases} k_p = f_p k_l + (1 - f_p) k_s \\ C_p = f_p C_{p_l} + (1 - f_p) C_{p_s} \end{cases} \quad \text{III-14}$$

À partir de la solution du champ de fractions liquides à un temps donné, la position de l'interface solide-liquide est obtenue avec l'interpolation suivante :

$$\text{Si } 0 < \xi_i < 1 \quad X_i = \sum_j^{j < i} \Delta x_j + (1 - f_i) \Delta x_i \quad \text{III-15}$$

Puisqu'il s'agit d'une méthode enthalpique à maillage fixe, la position de l'interface est donc obtenue à posteriori.

Il est à noter qu'il n'existe qu'une seule maille ou $0 < f_i < 1$; elle correspond au front de changement de phase. Dans le cas d'une cristallisation, la fraction liquide de cette maille va diminuer avec le temps, jusqu'à sa cristallisation complète. A ce moment-là, le front de cristallisation passe à la maille voisine. Si tout le domaine a cristallise, alors on revient a un problème de conduction pure classique (sans changement de phase).

La convergence au sein d'un pas de temps est estime atteinte lorsque

$$\sum_{i,j} \frac{|T_i^{k+1} - T_i^k|}{T_i^{k+1}} < \varepsilon \quad \text{III-16}$$

Une fois les conditions aux limites introduites, le système d'équation $\mathbf{A.T} = \mathbf{B}$ est résolu itérativement et à chaque itération de la fraction liquide par l'algorithme de Thomas(TDMA) [9].

III.4 Validations

Notre stratégie de validation s'est portée sur la considération de phénomène prépondérant pris isolément et leur validation vis-à-vis de la littérature. En premier lieu, nous sommes concentrés sur le contact parfait entre deux milieux finis. Nous avons comparé les résultats numériques avec celles analytiques en régime permanent [annexe 1]. Ensuite on a traité le même problème précédent mais le contact est imparfait.

Après, on a passé a traité le problème de changement de phase, pour cela, le problème de Stefan est considéré pour la méthode enthalpique utilisé. Le quatrième test de validation est le contact imparfait de milieu semi infini sans changement de phase [13]. Finalement, le contact parfait de milieu semi infini l'un d'eux change de phase est pris en considération. Il est à noter que ces modèles test possèdent des solutions analytiques, que l'on va comparer nos résultats avec.

III.4.1 contact parfait de deux milieux finis en régime stationnaire

Dans ce problème on a deux milieux finis en contact thermique parfait (voir fig. III-6) en régime permanent. La difficulté de ce type de problème réside à l'interface ou il faut assurer deux conditions à la fois : l'égalité des flux et des températures

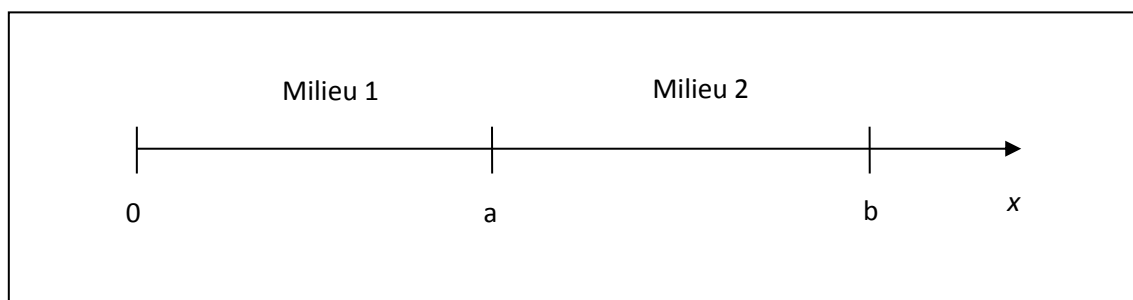


Fig. III-6 configuration géométrique

On distingue deux cas pour ce problème selon les conditions aux limites : le premier consiste à des conditions aux limites du premier type (température imposé). Le deuxième suppose une température imposé à gauche et un flux nul à droite. La solution analytique pour le premier cas est:

$$T_1(x) = Ax + B \quad \text{III-17}$$

$$T_2(x) = Cx + D \quad \text{III-18}$$

Tels que :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = k_2\gamma \\ B = \alpha \\ C = k_1\gamma \\ D = \beta - bk_1\gamma \end{array} \right. \quad \text{III-19}$$

Avec

$$\gamma = \frac{(\beta - \alpha)}{a(k_2 - k_1) + bk_1} \quad \text{III-20}$$

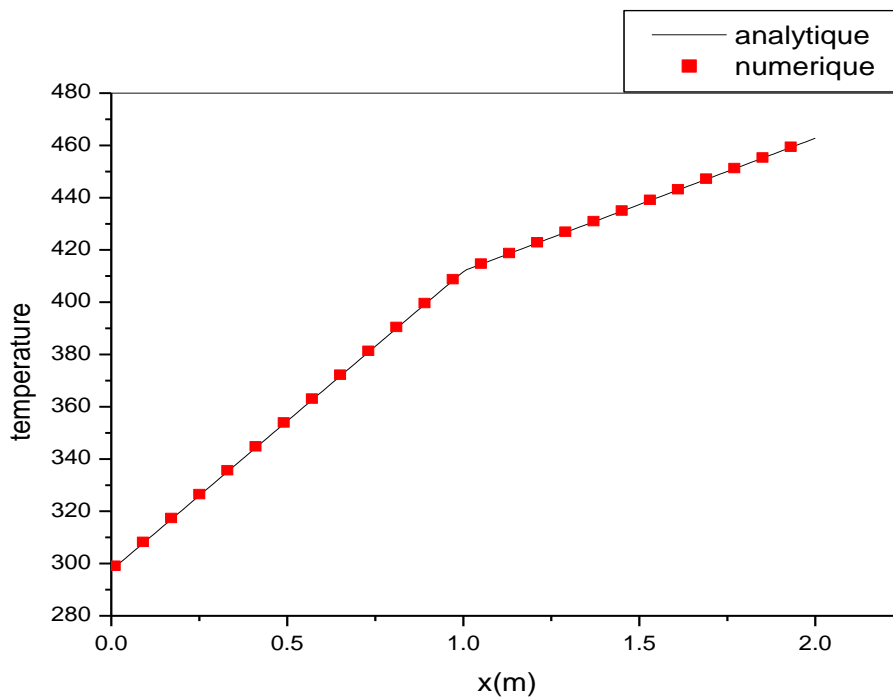


Fig. III-6 profil de température cas du contact parfait (température imposé à gauche et à droite)

Pour le deuxième cas on a

$$T_1(x) = T_2(x) = \beta \quad \text{III-21}$$

III.4.2 contact imparfait de deux milieux finis en régime stationnaire

Dans ce problème on ne considère que les conditions aux limites du premier type. La solution exacte est [annexe 1]

$$T_1(x) = Ax + B \quad \text{III-22}$$

$$T_2(x) = Cx + D \quad \text{III-23}$$

$$\begin{cases} B = \alpha \\ C = \frac{\beta - \alpha}{\gamma} \\ D = \beta - Cb \\ A = \frac{k_2}{k_1} C \end{cases} \quad \text{III-24}$$

$$\text{Avec} \quad \gamma = \frac{k_2}{k_1} a + b - a + \frac{k_2}{h} \quad \text{III-25}$$

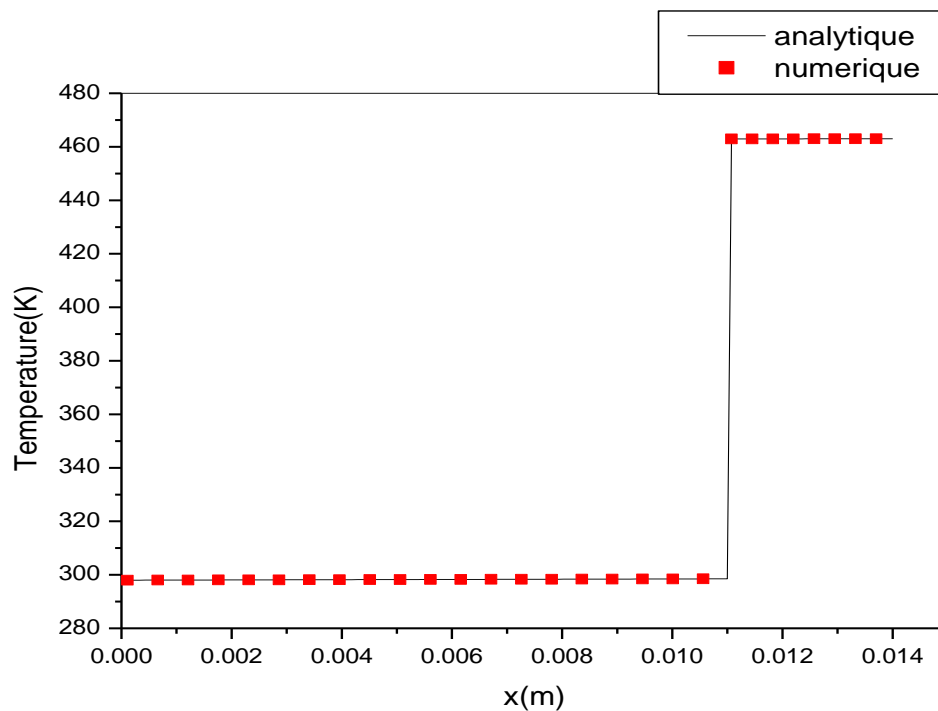


Fig. III-7 profil de température cas du contact imparfait

III.4.3 Solidification d'un milieu semi infini (problème de Stefan à deux phases)

La solidification d'un milieu semi infini (par exemple l'eau) de profondeur 1 mm, initialement à l'état liquide et à la température $T_{ini} = 5^\circ\text{C}$. A partir de l'instant $t = 0$ s, son côté gauche sera maintenu à $T = -1^\circ\text{C}$.

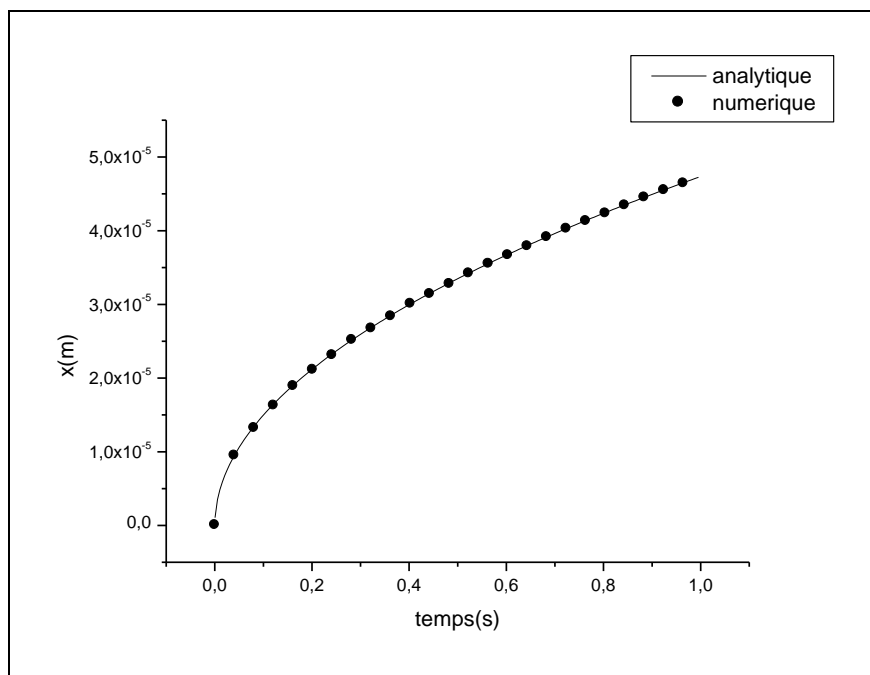
Tableau 3-1 propriétés thermophysiques de l'eau

| | solide | Liquide |
|--------------------------------------|--------|---------|
| Conductivité thermique (W/m C) | 0.598 | 0.598 |
| chaleur spécifique (J/kg C) | 4183.0 | 4183.0 |
| masse volumique (kg/m ³) | 1000.0 | 1000.0 |

Avec $T_F = 0.0$ ° C Température de solidification

$L_f = 3.3e5$ (J/kg) Chaleur latente de solidification

On présente sur la figure III-6, quelques résultats numériques comparés à la solution analytique de Neumann correspondante (équation II-20).



figIII-8 position du front de solidification au cours du temps

On remarque une bonne concordance entre nos résultats et celle analytique de Neumann [49]

III.4.4 Contact brusque entre deux milieux semi infini

Ce problème étudie le transfert de chaleur dans deux milieux semi-infinis en contact imparfait et en absence du changement de phase. Initialement on a le substrat(SS) est à la température $T_{sub}^i = 300$ K, et la lamelle (Ni) est à la température $T_l^i = 1840$ K alors la température de part et d'autre l'interface de contact au cours du temps est donnée par [64] :

$$T_{sub,int} = T_{sub}^i + (T_l^i - T_{sub}^i) \frac{b_l}{b_l + b_{sub}} (-\exp(\hbar^2 t) \operatorname{erfc}(\hbar \sqrt{t}) + 1) \quad \text{III-26}$$

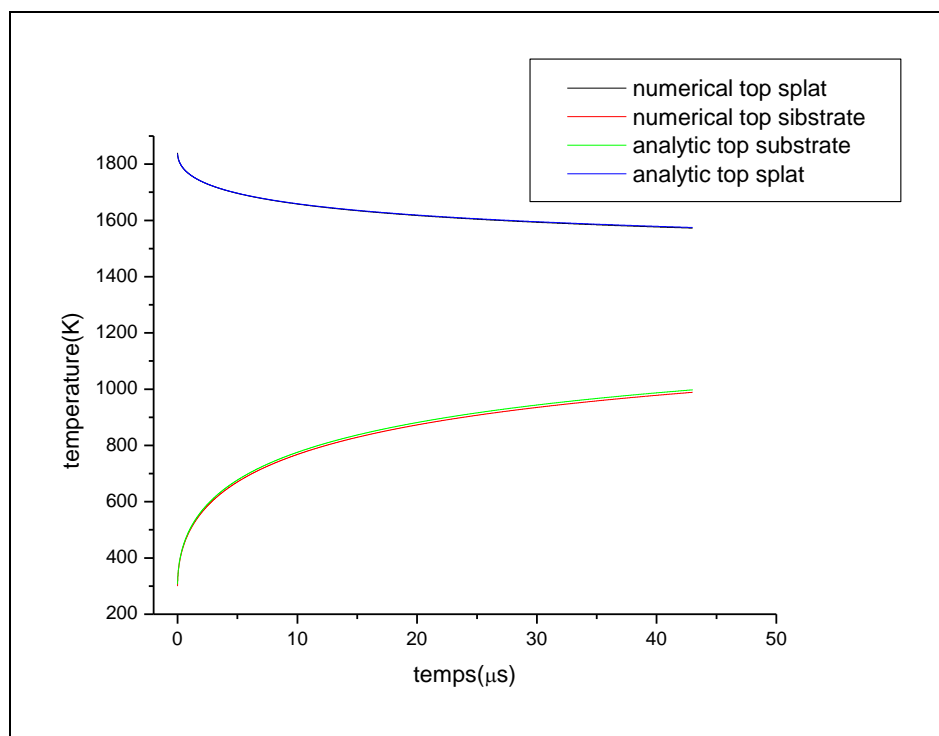
$$T_{l,int} = T_l^i - (T_l^i - T_{sub}^i) \frac{b_{sub}}{b_l + b_{sub}} (-\exp(\hbar^2 t) \operatorname{erfc}(\hbar \sqrt{t}) + 1) \quad \text{III-27}$$

Avec $h = \frac{b_l + b_{sub}}{R_{th} b_l b_{sub}}$ et R_{th} est la résistance thermique de contact

Tableau 3-2 propriétés thermophysiques du Nickel et l'acier

| | Nickel (Ni) | Acier inoxydable(SS) |
|--------------------------------------|-------------|----------------------|
| Conductivité thermique (W/m K) | 74 | 14.6 |
| chaleur spécifique (J/kg K) | 595 | 500 |
| masse volumique (kg/m ³) | 8700 | 7900 |

On présente sur la figure 3, l'évolution de la température de part et d'autre l'interface des deux modèles : analytique (équation III-26 et III-27) et numérique.



FigIII-9 .Température de part et d'autre l'interface de deux milieux en contact imparfait

III.4.5 Le contact parfait de milieu semi infini l'un d'eux change de phase

On a deux milieux semi-infinis en contact parfait l'un d'eux change de phase. T.Loulou [65] a proposé une solution analytique à ce problème :

$$T_{int} = \frac{T_f b_l + T_{sub}^i b_{sub} \operatorname{erf}(\xi)}{b_l + b_{sub} \operatorname{erf}(\xi)} \quad \text{III-28}$$

Tels que ξ est la solution de l'équation transcendante suivante :

$$\frac{\exp(-\xi^2)}{\exp(\xi)} + \frac{T_F - T_l^i}{T_F - T_{int}} \frac{\exp(-\xi^2)}{\operatorname{erfc}(\xi)} = \frac{\xi L_f \sqrt{\pi}}{c_p (T_F - T_{int})} \quad \text{III-29}$$

T_f : la température de fusion

T_{sub}^i : La température initiale du substrat

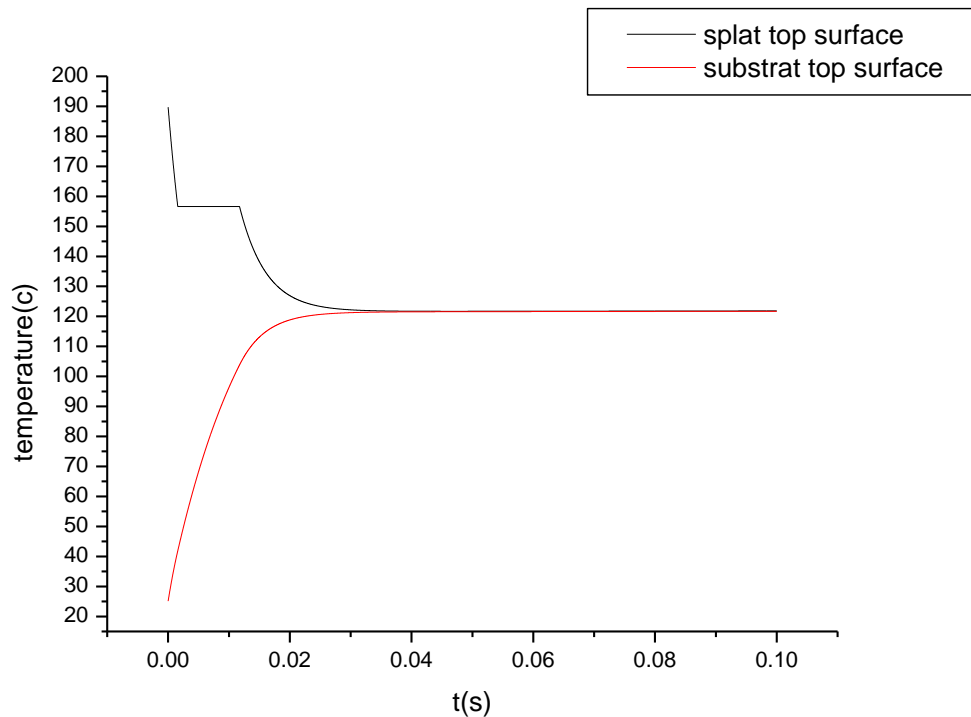
T_l^i : La température initiale de la lamelle

$b_{sub} = \sqrt{k_{sub} \rho_{sub} c_{p_{sub}}}$: L'effusivité du substrat

$b_l = \sqrt{k_l \rho_l c_{p_l}}$: L'effusivité de la lamelle

L_f : La chaleur latente

Comme test de validation on a : c'est le contact parfait entre une couche d'indium (1m d'épaisseur et température initiale de 190 °C) avec une couche d'acier (1m d'épaisseur et température initiale de 25 °C). Théoriquement (équation III-20) on a trouvé la valeur 130.27 °C comme température à interface. La température à l'interface obtenue numériquement est 121.8 °C (fig. III-8).



FigIII-10 .Température de part et d'autre l'interface du contact

Tableau 3-3 propriétés thermophysiques de l'indium et l'acier

| | indium | acier |
|--------------------------------------|--------|-------|
| Conductivité thermique (W/m K) | 81 | 36.5 |
| chaleur spécifique (J/kg K) | 233 | 465 |
| masse volumique (kg/m ³) | 7050 | 7000 |

Avec $T_F = 156$ ° C Température de solidification

$L_f = 28600$ (J/kg) Chaleur latente de solidification

La différence entre la température théorique (solution analytique) et celle numérique est due au fait que la solution analytique suppose le milieu semi infini or dans la solution numérique on a des dimensions finis.

Conclusion

Dans ce chapitre on a explicité les méthodes numériques choisis pour résoudre le modèle décrit au chapitre précédant. Une attention particulière était sur la mise en œuvre de la méthode des volumes finis (cell centred) dans le cas d'une configuration bicouche (présence de discontinuité à l'interface entre le splat et le substrat). De même pour l'implémentation de la méthode enthalpique choisis pour prendre en compte le changement de phase. Le traitement du terme source était bien expliqué due à la non linéarité de l'équation de l'énergie. En plus de la discrétisation spatiale a cité le choix du schéma d'Euler du premier ordre pour la discrétisation temporelle.

Après la description détaillée des méthodes numériques, on est passé à la validation de notre modèle. Pour cela on a commencé par des cas les plus simples (sans changement de phase et avec une résistance thermique de contact nulle) ou on a développé des solutions analytiques en régime permanent. Ensuite, on a pris le problème de changement de phase ou on a la solution de Neumann comme référence pour valider la méthode enthalpique avec terme source [57]. Après on s'est retourné sur la configuration bicouche mais cette fois on a pris le phénomène de changement de phase en compte mais sans résistance thermique de contact entre deux milieux semi-infinis ou T. Loulou[65] a trouvé une solution analytique. Pour ce cas-là on n'a pas obtenu une bonne concordance avec la solution analytique parce cette solution suppose deux milieux semi-infinis or pour la modèle numérique on a été obligé de prendre deux milieux finis avec des dimensions gigantesques.

Au chapitre suivant on va appliquer notre code numérique pour la résolution du problème de la solidification d'une lamelle fondue en contact avec un substrat solide. Les résultats obtenus seront présentés et discutés.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSION

Introduction

Des efforts de recherche soutenus ont été déployés depuis déjà plusieurs années afin d'approfondir nos connaissances sur l'élaboration des dépôts par projection plasma ainsi les paramètres influençant ce processus [3,66]. Dans la plupart de ces études, les auteurs ont fait le choix judicieux de ne traiter qu'une seule particule, et suivre leur comportement dynamique et thermique. Dans notre étude, en plus de ce choix, on a découplé l'aspect thermique de celui dynamique en supposant que le transfert de chaleur ne commence que lorsque l'étalement est terminé. De même on va s'intéresser uniquement au problème thermique.

Dans ce chapitre, on va utiliser le modèle numérique décrit au chapitre précédent pour étudier la solidification d'une lamelle fondue en contact imparfait avec un substrat solide.

Notre modèle est basé à la résolution de l'équation de conduction de la chaleur de la lamelle en cours de solidification couplée à l'équation de la chaleur dans le substrat (voir chapitre II).

Des simulations numériques ont été menées pour étudier l'influence de certains paramètres tels que la résistance thermique de contact, la nature des matériaux et leurs températures à l'impact et l'épaisseur de la lamelle sur le refroidissement et la solidification de la lamelle. Pour chacune des simulations faites, seul le paramètre à l'étude a été varié, les autres paramètres ont été gardés constantes afin de ne pas brouiller l'effet de ce paramètre sur les résultats.

Il faut noter que la solidification se fait à l'équilibre. A noter également que la fusion et la re-solidification éventuelles du substrat sont prises en considération. En effet, au cours du refroidissement de la lamelle, une quantité de chaleur est dégagée vers le substrat au cours de sa solidification et dans certaines conditions la température du substrat du côté de la lamelle dépasse sa température de fusion, ainsi on peut avoir deux fronts de changement de phase (fig.IV.1).

Ce cas particulier a été déjà envisagé par Sampath et al [67] qui ont développé ce type de modèle pour prédire la solidification d'une lamelle de molybdène projetée sur un substrat d'acier inoxydable ou de verre ; ils concluent que ce phénomène est due à l'effusivité élevée du molybdène comparée à celle du substrat.

On rappelle que notre modèle est monodimensionnel due à l'épaisseur faible de la lamelle par rapport à son diamètre. En négligeant la convection et la radiation, le seul mode de transfert est la conduction pure. Le contact thermique entre la lamelle et le substrat est supposé imparfait et il est caractérisé par une résistance thermique de contact (chapitre II).

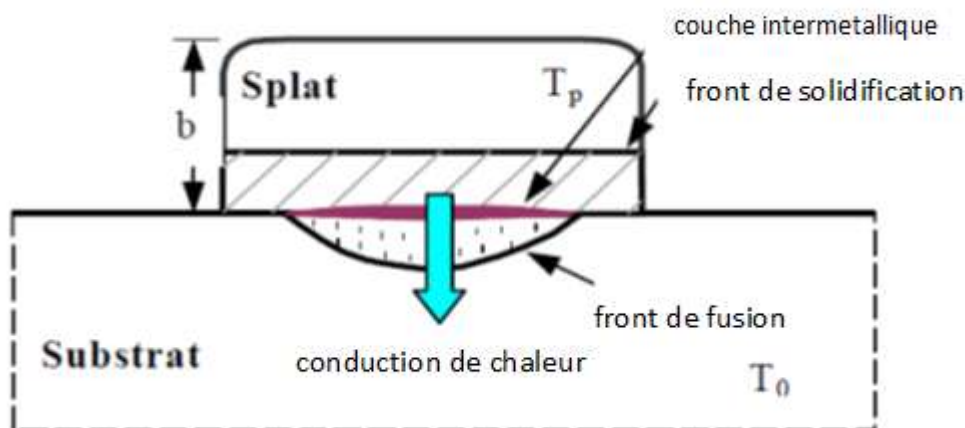


Figure 4.1 Schéma de la fusion et de la resolidification du substrat

Certain auteur [5] ont montré que cette résistance évoluait au cours de la formation de la lamelle, d'autres n'ont pas pris en compte cette variation et ils l'ont a considéré constante [68]. Dans notre étude pour raison de simplification on a choisi une résistance thermique de contact constante.

IV.1 Paramètres physiques

Dans nos simulations, l'intérêt est porté au refroidissement et à la solidification d'une lamelle (en ZrO₂, Al, Ni ou Cu) déposée sur un substrat en acier inoxydable 316L (SS).

Les propriétés de ces matériaux sont résumées dans le tableau (4.1).

Tableau 4.1 : Propriétés thermophysiques des matériaux utilisés.

| | ZrO ₂ | SS | Ni | Cu |
|---|----------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| K (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) | 2.3 | 14.6 | 74 | 244 |
| C _p (J.Kg ⁻¹ .K ⁻¹) | 604 | 500 | 595 | 473 |
| ρ (Kg.m ⁻³) | 5900 | 7900 | 8700 | 8900 |
| T _f (K) | 2350 | 1700 | 1788 | 1356 |
| L _f (J.Kg ⁻¹) | 7.07 10 ⁵ | 2.7 10 ⁵ | 2.72 10 ⁵ | 2.05 10 ⁵ |

Les données d'entrée des calculs sont :

- La température initiale de la lamelle supposée uniforme dans toute la lamelle,
- L'épaisseur de la lamelle L (de l'ordre de micromètres),
- La température initiale du substrat,
- L'épaisseur du substrat supposée uniforme dans tout le substrat (égale à 1mm pour toutes les simulations),
- les propriétés thermophysiques du substrat et de la lamelle,
- la résistance thermique de contact R_{th}.

IV.2 Choix des paramètres de discrétisation

Le choix des paramètres de discrétisation est illustré sur un cas test. Pour cela, nous considérons une lamelle de nickel $1\ \mu\text{m}$ de d'épaisseur initialement à $1840\ \text{K}$, en contact parfait (résistance thermique de contact nulle) avec un substrat en acier inoxydable initialement à $298\ \text{K}$.

Les simulations ont été réalisées pour des maillages allant de 50×30 à 200×40 volumes de contrôle distribué respectivement dans le substrat et le splat. De plus, on a fait un raffinement du maillage près l'interface de contact coté (coefficient de dilatation du maillage entre 0.96 et 0.84) substrat pour capter le gradient fort.

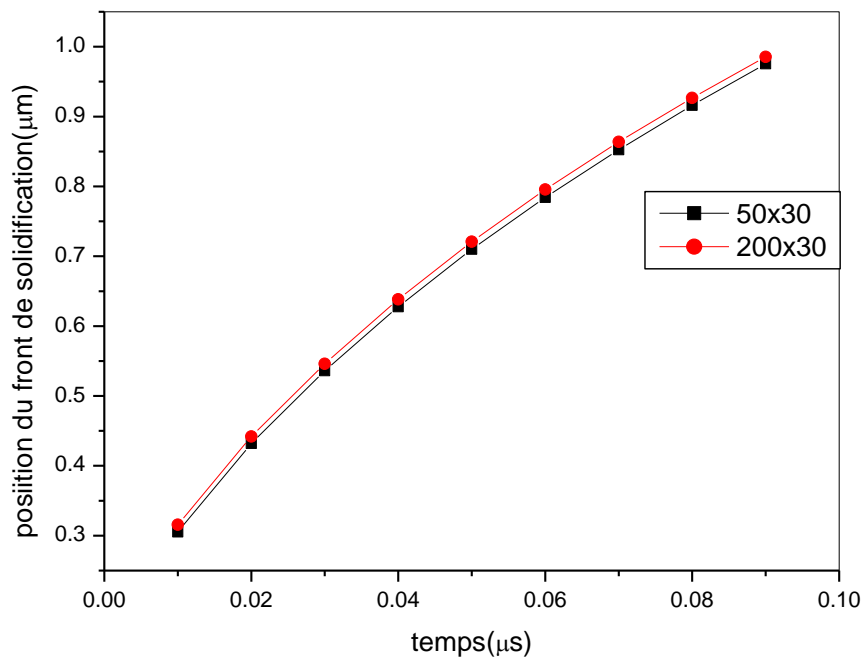


Fig.IV.2 effet du pas d'espace sur l'avancement du front de solidification

Des pas de temps variant de $1\text{E}-11\text{s}$ à $1\text{E}-13\text{s}$ ont été utilisés pour cette étude. Les simulations réalisées avec des pas de temps plus petits et des maillages plus fins n'ont pas montré de variations notables sur les prédictions.

IV.3 Influence de la résistance thermique de contact

La résistance thermique de contact est un paramètre important dans l'analyse thermique d'un matériau bicouche. En effet le contact entre deux matériaux n'est jamais parfait, et un saut de température existe à l'interface de contact. L'origine de cette discontinuité réside aux irrégularités de surface qui causent l'apparition d'interstices (l'air par exemple) entre les deux matériaux en contact. Ces interstices jouent le rôle d'un isolant thermique.

De plus cette résistance varie au cours du processus de solidification. Pour notre étude on a choisi de supposer qu'elle est constante durant tout le processus de transfert thermique.

D'abord on a étudié la solidification d'une lamelle de Ni dont l'épaisseur est 1 μm initialement à 1840 K en contact avec un substrat en acier inoxydable d'épaisseur 1 mm initialement à 298 K. Les propriétés de ces matériaux sont résumées dans le tableau (4.1). Vu que la gamme des résistances thermiques rencontrée en projection varie généralement entre 10^{-8} à 10^{-6} $\text{m}^2\text{K/W}$ on va utiliser des valeurs de la résistance thermique de contact compris entre ces deux valeurs. La figure 4.3 montre l'évolution du saut de la température à l'interface de contact au cours du temps pour différents valeurs de la résistance thermique de contact.

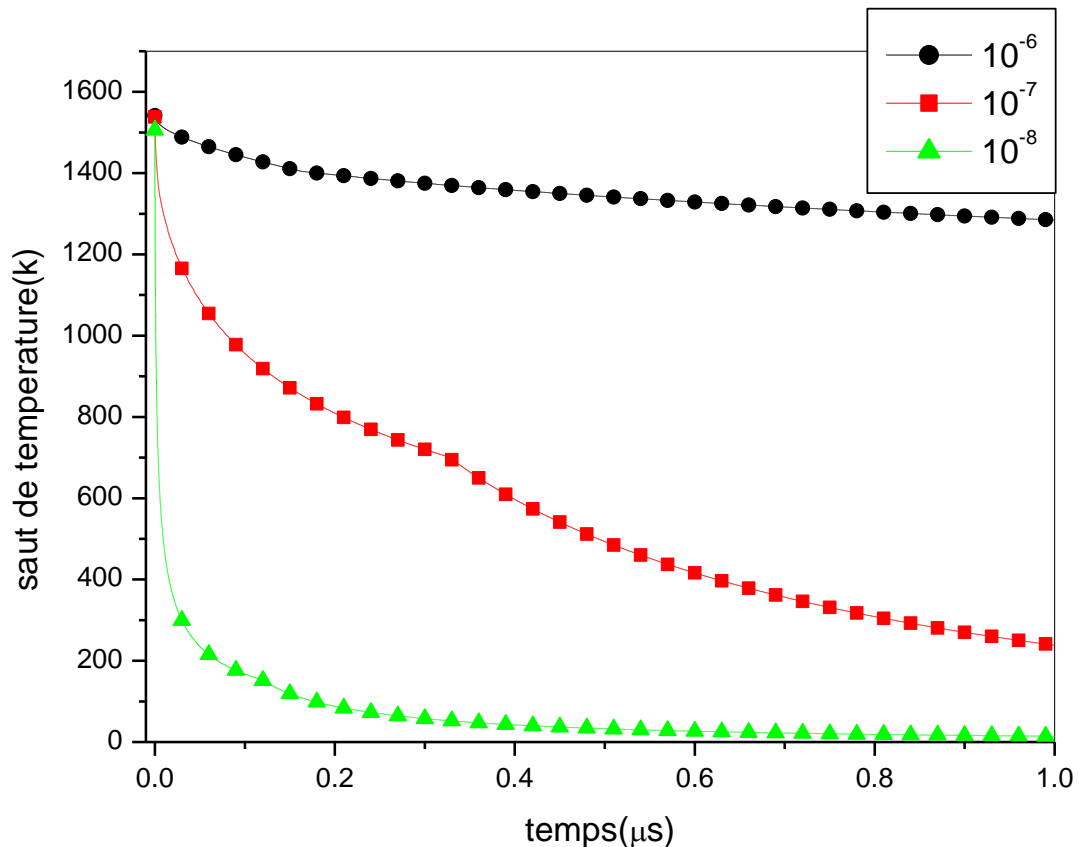


Fig.IV.3 saut de température à l'interface pour différentes valeurs de résistance thermique de contact

D'après les résultats on voit que le saut de la température pour une résistance thermique de contact 10^{-8} $\text{m}^2\text{K/W}$, diminue rapidement jusqu'à une valeur proche de 0. Dans ce cas on peut dire que pour une résistance thermique inférieure ou égale à 10^{-8} $\text{m}^2\text{K/W}$ le contact est parfait. Pour une résistance thermique de contact égale à 10^{-7} $\text{m}^2\text{K/W}$ le saut diminue mais avec une vitesse inférieure à celle dont la résistance thermique de contact égale à 10^{-8} $\text{m}^2\text{K/W}$ pour la résistance thermique de contact 10^{-6} $\text{m}^2\text{K/W}$ le saut de température diminue avec une vitesse faible, ce qui est traduit par un mauvais contact.

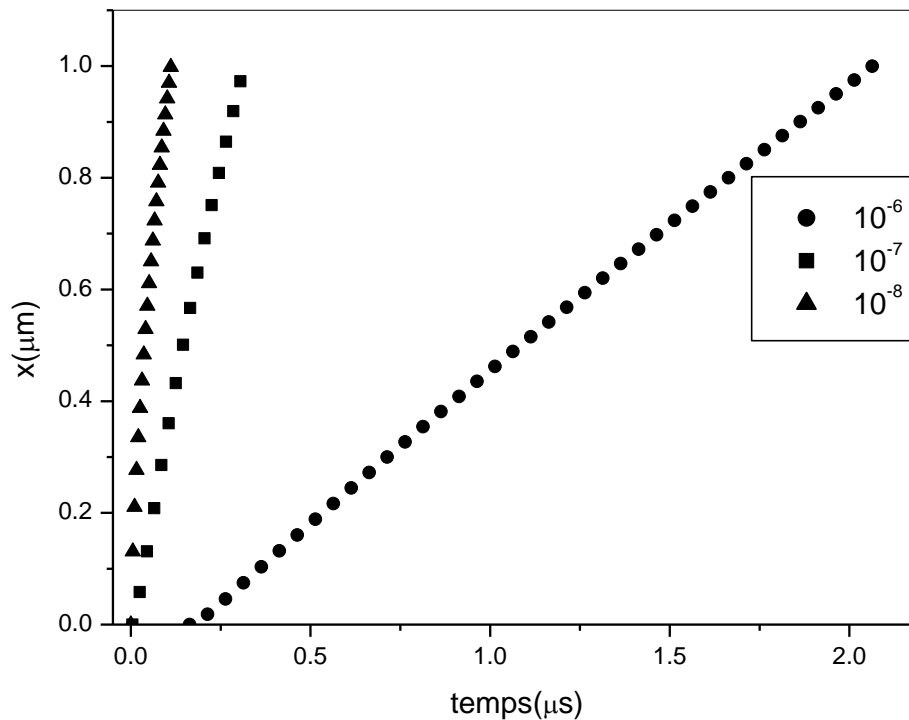


Fig.IV.4 la position du front de solidification en fonction du temps pour différentes valeurs de résistances de contact

La figure 4.4 montre l'évolution du front de solidification en fonction du temps. On remarque que la vitesse du front de solidification est inversement proportionnelle à la résistance thermique de contact. Ces résultats montrent que la résistance thermique de contact joue un rôle très important dans le transfert de la chaleur du splat au substrat.

IV.4 Influence de la température initiale du substrat

Plusieurs études expérimentales et numériques ont étudié l'influence de la température initiale du substrat, ils montrent qu'il existe une température appelé température de transition au-dessous de cette température le splat prend une forme décheté (phénomène de splashing) [5]. Pour notre cas, notre modèle ne prévoit pas le phénomène de splashing.

Pour étudier l'influence de cet paramètre, on a choisi les mêmes matériaux que précédemment c'est-à-dire le nickel comme splat et l'acier inoxydable comme substrat, mais cette fois-ci on a gardé la résistance thermique de contact constante est égale à $10^{-7} \text{m}^2\text{K/W}$, et on a fait varier la température initiale du substrat entre 400 K et 800 K. Il faut noter que la température de transition pour ce couple de matériaux est estimée à 650 K.

La figure 4.5 montre le profil de température dans la lamelle pour différentes valeurs de température initiales du substrat à $t = 0.42 \mu\text{s}$. À cet instant, on voit qu'une partie du splat reste à la température de changement de phase dans le cas

où la température initiale du substrat égale à 800 K. En revanche, pour des températures initiales de 600 K et 400 K, la température du splat est inférieure à la température de changement de phase 1788 K. En plus le profil dans le cas d'une température initiale du substrat égale à 400 K est inférieur à celle égale à 600 K donc le splat prend un temps assez long pour ce refroidir au fur et à mesure la température initiale du substrat croit.

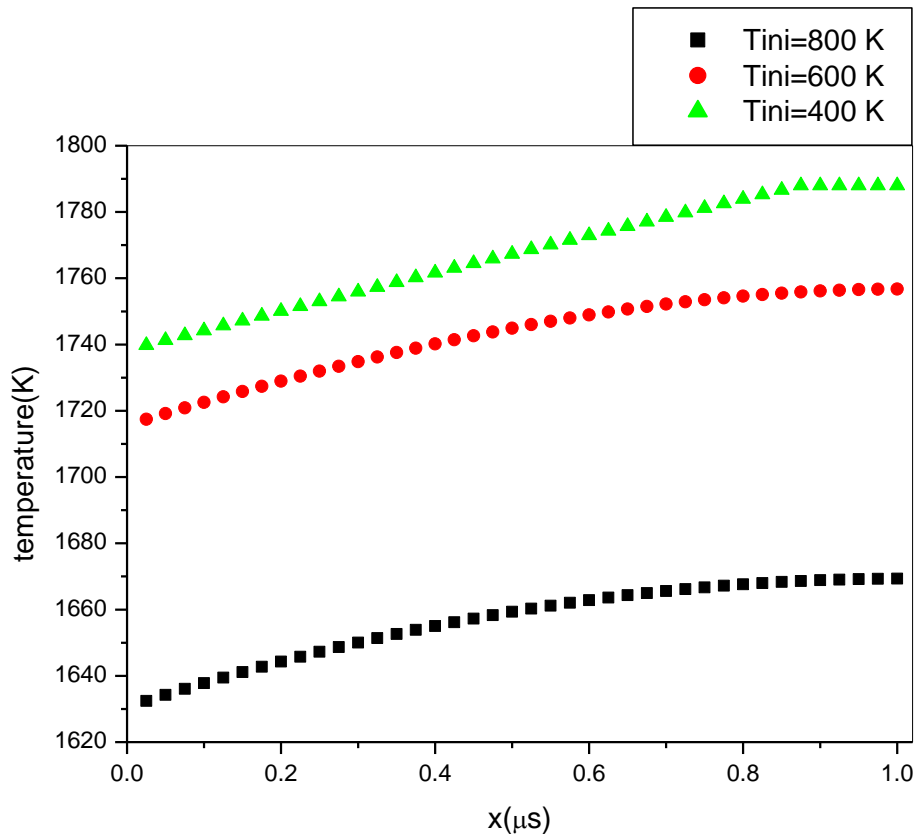


Fig.IV.5 le profil de température dans le splat a $t = 0.42 \mu\text{s}$ pour différents valeur de T_{ini} substrat

L'allure de l'avancement du front de solidification dans la lamelle (fig.IV.6) renforce notre conclusion. On remarque que plus la température initiale du substrat augmente le temps nécessaire pour que le front de solidification arrive à la face extérieure de la lamelle, augmente lui aussi ($0.34 \mu\text{s}$ pour une température initiale égale à 400 K en revanche $0.41 \mu\text{s}$ et $0.5 \mu\text{s}$ pour des températures initiales égales à 600 K et 800 K respectivement). Cela peut être dû à l'augmentation du nombre de Stefan qui est définie comme :

$$Ste = \frac{c_{pl}\Delta T}{L_f} \quad 4.1$$

Avec $\Delta T = T_f - T_{inisub}$

Plus la température initiale du substrat diminue, plus le l'écart de température ΔT augmente, plus le nombre de Stefan croit, et la vitesse de solidification augmente. Cependant, l'augmentation de la température du splat peut créer une résistance thermique supplémentaire, due à la formation d'une couche d'oxyde à

l'interface entre le substrat et la lamelle. Certains auteurs [4] ont pris ce phénomène en considération en ajoutant une résistance additionnelle en série.

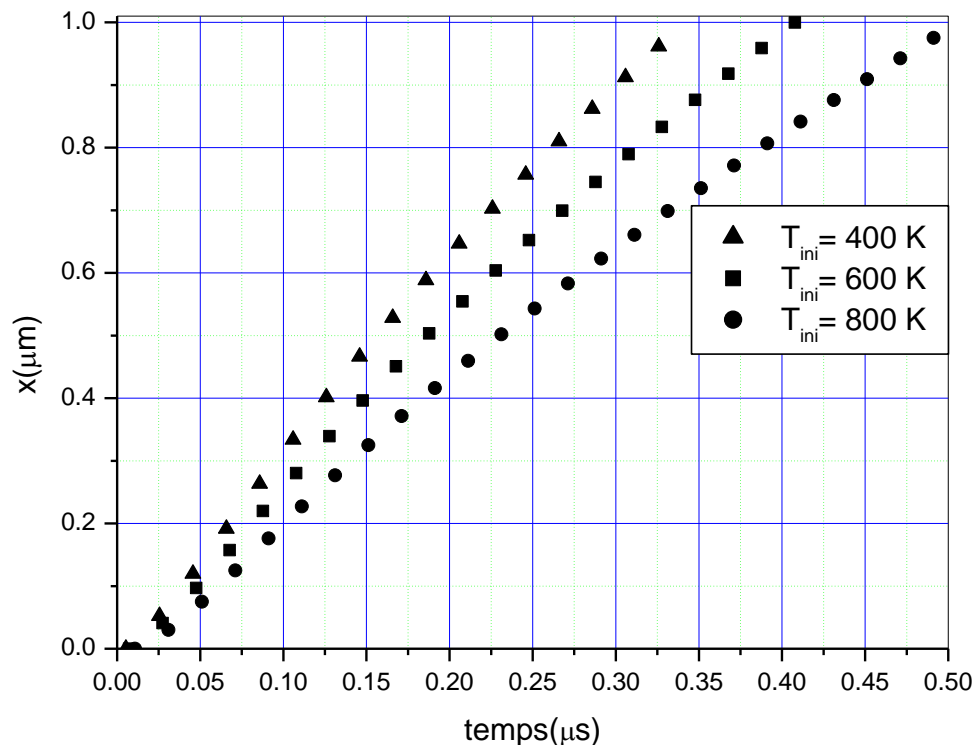


Fig.IV.6 le front de solidification en fonction du temps pour différents valeurs de T_{ini} substrat

IV.5 Influence de la température initiale du splat

Pour envisager l'influence de la température initiale du splat, on a pris le problème de solidification d'une lamelle en Nickel en contact imparfait ($R_{\text{th}} = 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ K/W}$) avec un substrat en acier inoxydable initialement à 400 K. Cette fois on a varié la température initiale du splat (de 1900 K à 2200 K) tout en gardant les autres paramètres fixes. D'après l'allure de l'avancement du front de solidification au cours du temps (fig 4.7), on remarque que plus la température initiale du splat augmente plus le front de solidification prend un temps assez grand pour arriver au bout du splat. De même que l'augmentation de la température du splat, l'élévation de la température initiale du splat peut provoquer le phénomène d'oxydation et on a recours à l'ajout d'une résistance thermique de contact additionnelle.

La figure 4.8 qui montre l'évolution de la température de part et d'autre de l'interface de contact soutient ce que l'on constatait auparavant, on voit que la température d'interface du côté splat diminue au cours du temps, ce temps est proportionnel à la température initiale du splat. Pour la température d'interface du côté substrat, elle augmente jusqu'à un seuil puis elle diminue, ce seuil lui aussi est proportionnel à la température initiale du splat (1200 K pour une température initiale du splat 2200 K). À la fin on remarque que les deux températures d'interface

convergent vers une valeur finie. Le temps nécessaire pour atteindre cette valeur croit au fur et à mesure la température initiale du splat augmente.

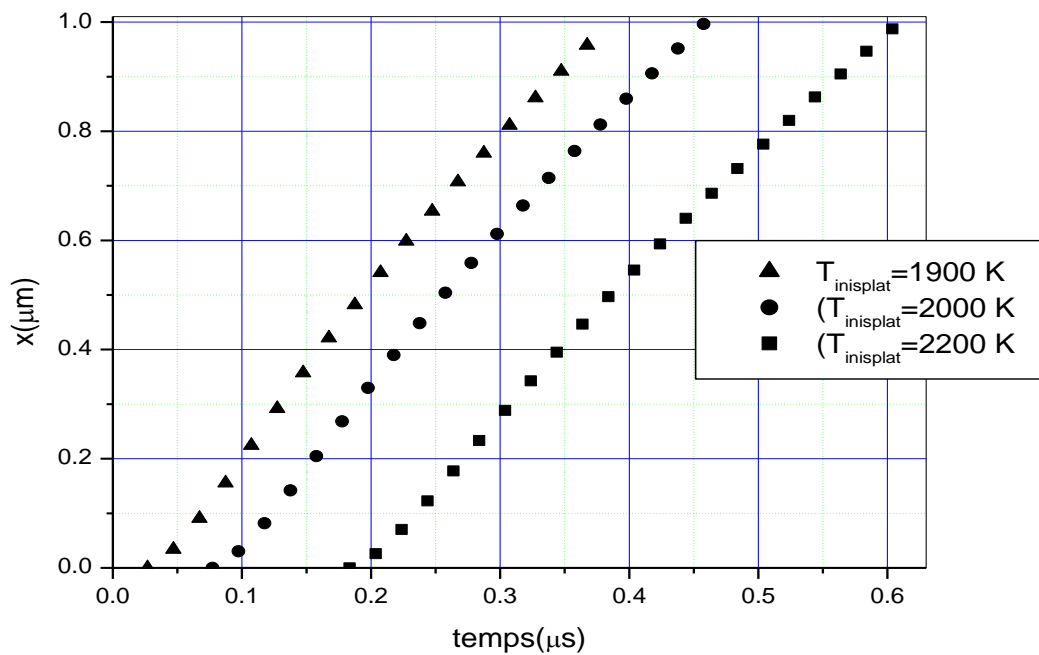


Fig.IV.7 le front de solidification en fonction du temps pour différents valeurs de $T_{\text{ini splat}}$

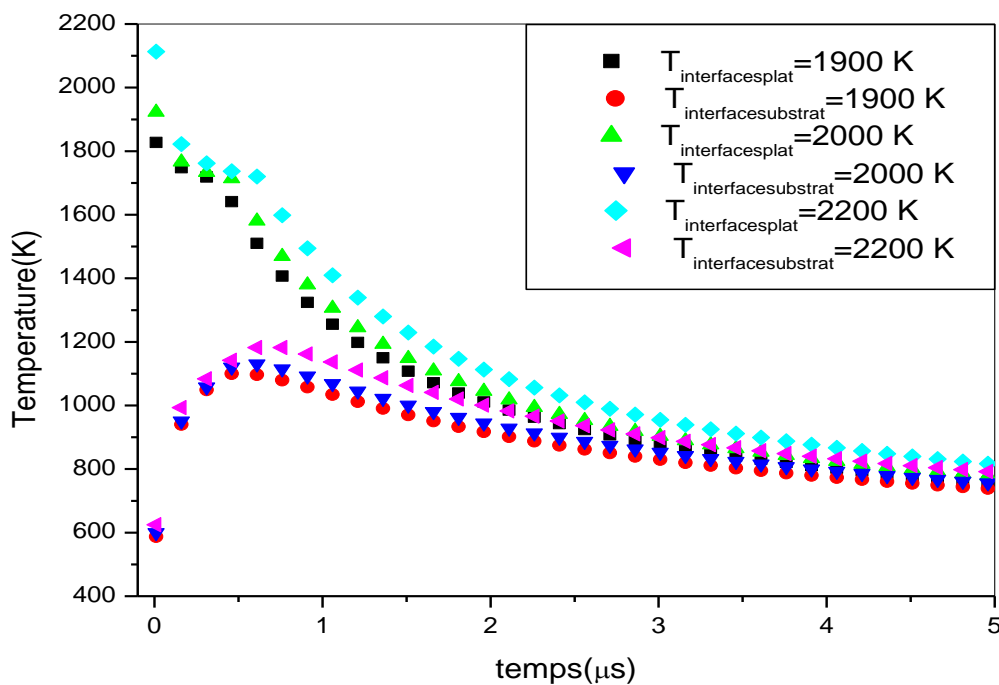


Fig.IV.8 la température de part et d'autre l'interface en fonction du temps pour différents valeurs de $T_{\text{ini splat}}$

IV.6 Influence de l'épaisseur du splat

Pour étudier l'effet de l'épaisseur du splat, on a traité la solidification d'une lamelle en nickel initialement à 1840 K, en contact avec un substrat en acier inoxydable initialement à 298 K. Le contact étant imparfait et il est caractérisé par une résistance thermique de contact $R_{th}=10^{-7} \text{ m}^2\text{K/W}$. Cette fois, on a pris trois épaisseurs du splat $1\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$, tout en gardant l'épaisseur du substrat fixe à 1 mm.

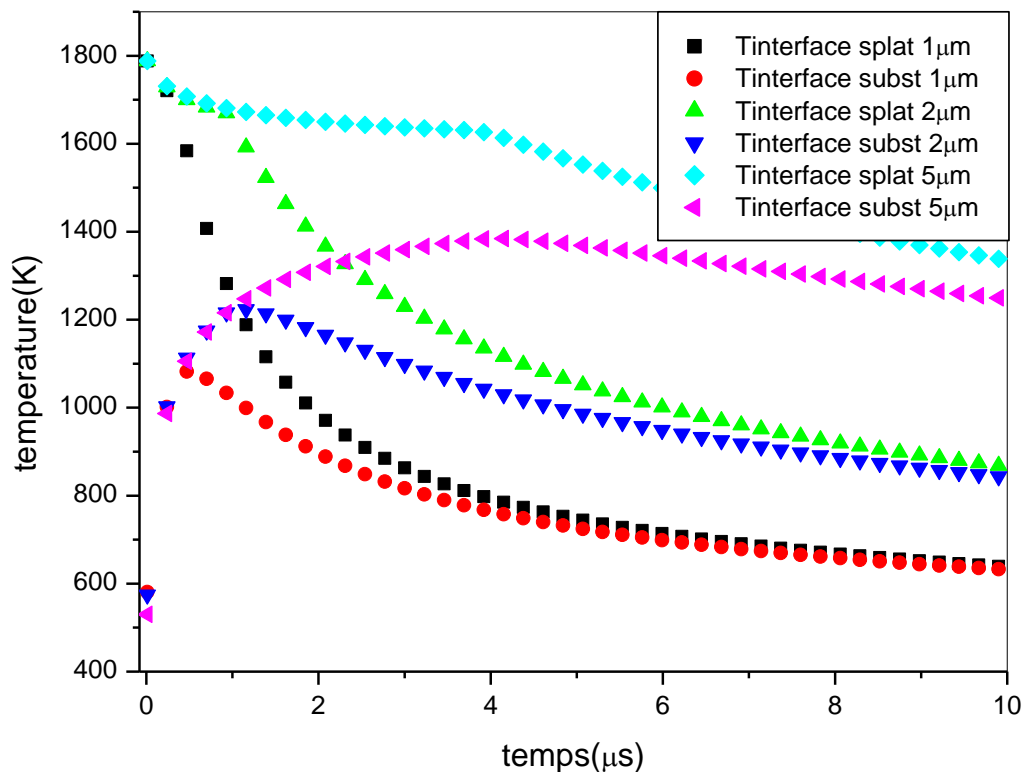


Fig.IV.9 la température de part et d'autre l'interface en fonction du temps pour différents valeurs de l'épaisseur du splat

Les résultats de la figure 4.9 montrent que plus l'épaisseur du splat augmente, plus la température à l'interface cote substrat atteint un seuil supérieur (1400 K pour une épaisseur de $5\mu\text{m}$ tandis que le seuil est 1100K et 1200 K pour des épaisseurs de $1\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$ respectivement). Puis elle décroît pour atteindre une valeur finie au régime permanent ($t \rightarrow \infty$), le temps nécessaire pour atteindre cette valeur croît avec l'épaisseur de la lamelle.

L'avancement du front de solidification au cours du temps pour les trois valeurs de l'épaisseur du splat (fig 4.10) montre aussi que plus l'épaisseur augmente plus la vitesse d'avancement du front devient lent (le temps nécessaire pour que le front arrive au bout du splat est : $0.35 \mu\text{s}$ pour une épaisseur de $1\mu\text{m}$, $0.88 \mu\text{s}$ pour une épaisseur de $2 \mu\text{m}$, $3.61 \mu\text{s}$ pour une épaisseur de $5 \mu\text{m}$).

Ceci peut être exploité pour l'amélioration de la qualité du revêtement à travers du contrôle du temps d'une passe de la torche plasma connaissant le temps de solidification de la lamelle en fonction de l'épaisseur des couches déposées.

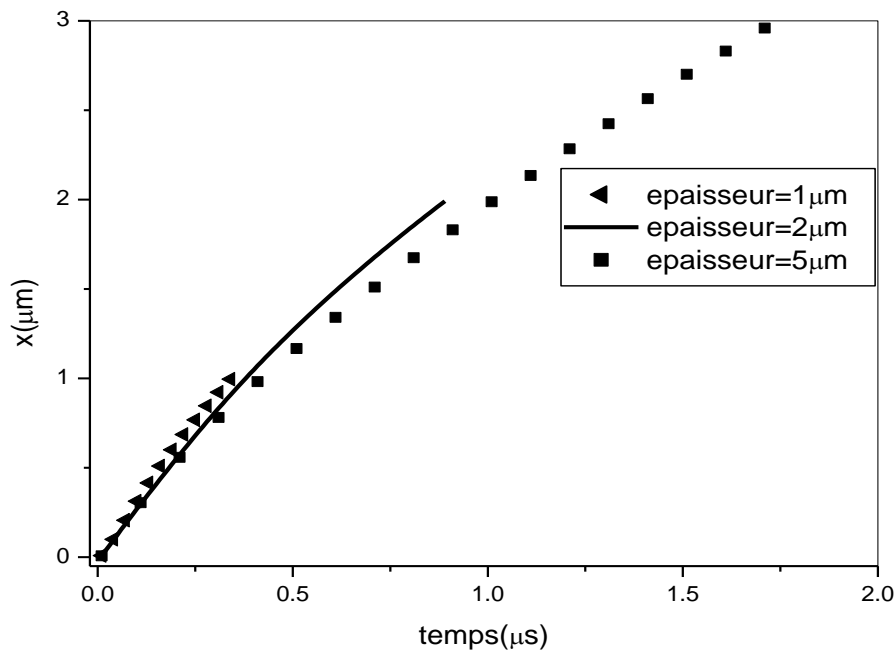


Fig.IV.10 le front de solidification en fonction du temps pour différents épaisseurs du splat

IV.7 Influence de la nature du matériau du splat

Afin de déterminer l'effet de la nature du matériau déposé, on a choisi trois types de splat : le nickel, l'aluminium et le cuivre.

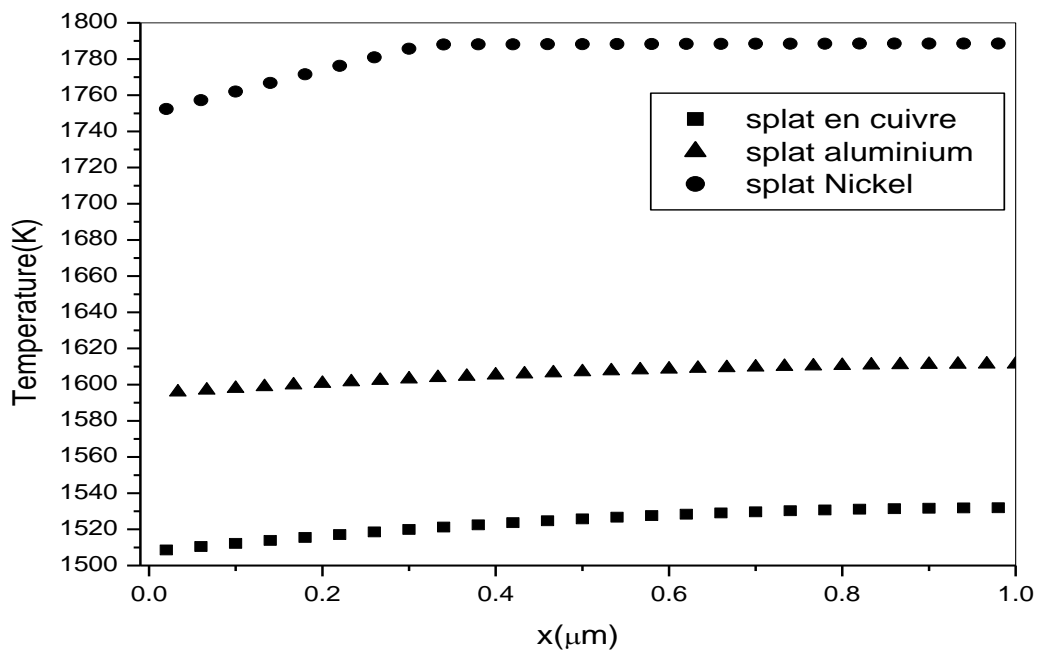


Fig.IV.11 le profil de température dans le splat pour différents matériaux a $t = 0.1 \mu\text{s}$

D'après les profils de température dans la lamelle, on voit que le nickel se refroidit lentement par rapport au cuivre et l'aluminium. En revanche le cuivre est la vitesse de refroidissement la plus rapide parmi les trois matériaux qu'on a choisi.

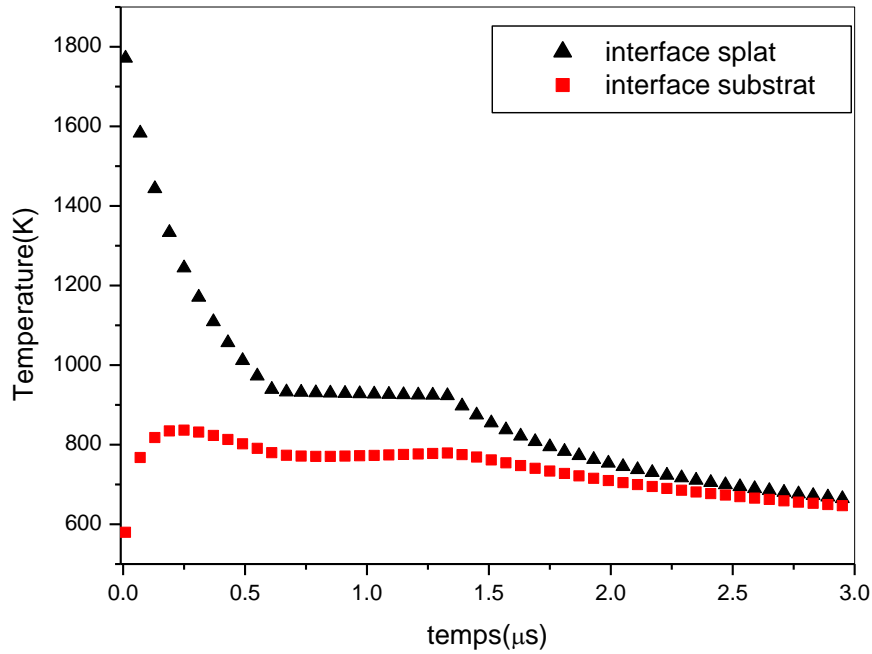


Fig.IV.12 température de part et d'autre l'interface de contact pour aluminium-SS

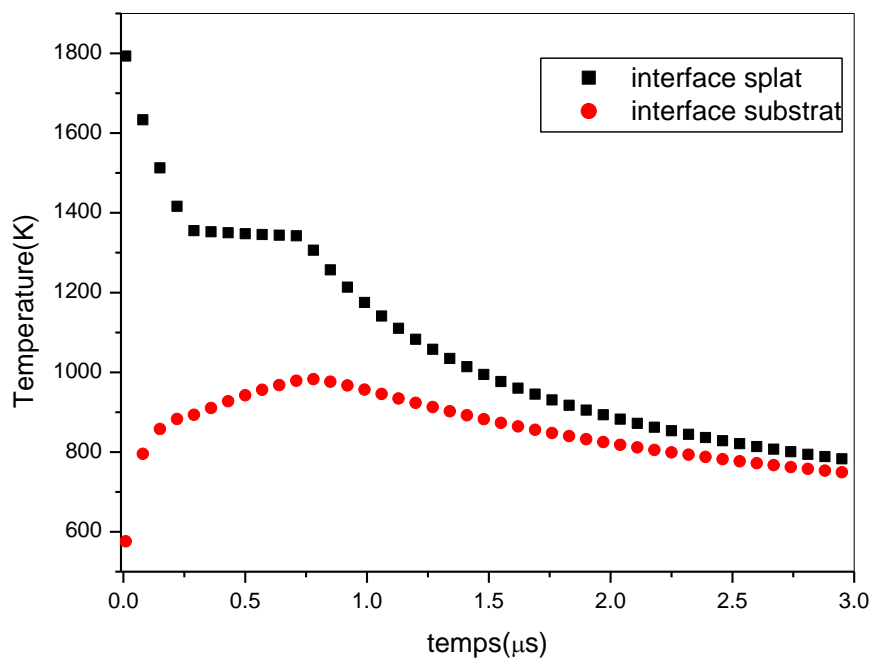


Fig.IV.13 température de part et d'autre l'interface de contact pour cuivre-SS

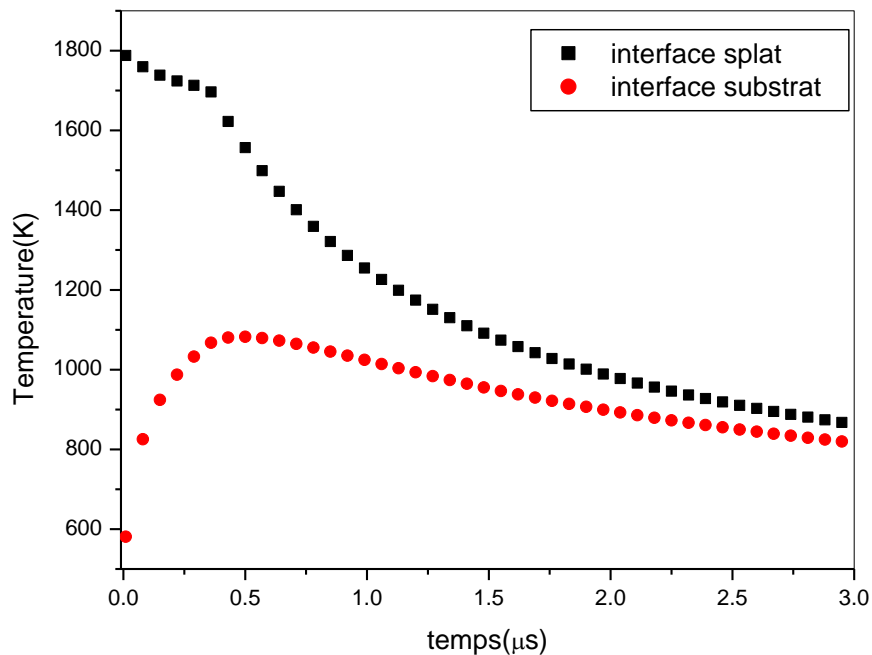


Fig.IV.14 température de part et d'autre l'interface de contact pour nickel-SS

Pour l'évolution de la température de part et d'autre l'interface de contact pour les trois cas envisagés, on remarque aussi le temps nécessaire pour le refroidissement du nickel est plus long en comparaison avec l'aluminium et le cuivre respectivement. Ce dernier a le temps le plus court pour le refroidissement.

IV.8 Cas d'un splat en céramique

Jusqu'à maintenant on n'a étudié que les splat métalliques, or en projection plasma les céramiques sont souvent utilisées due à leur température de fusion relativement supérieure aux métaux. Les céramiques les plus utilisés dans la projection plasma sont zircone et alumine.

La figure 4.15 présente l'avancement du front de solidification dans une lamelle en zircone initialement à 3000 K en contact avec un substrat en acier inoxydable initialement à 400 K. le contact étant imparfait et il est caractérisé par une résistance thermique de l'ordre de 10^{-7} WK/m². On remarque que le front de solidification atteint l'extrémité du splat au bout d'un temps égale à 1 μs. Selon l'évolution des températures de part et d'autre l'interface de contact (fig.IV.16) au début la température du substrat augmente jusqu'à une température de l'ordre de 1260 K puis elle décroît jusqu'à ce qu'elle atteinte une asymptote avec la température du splat après 5 μs. De même on remarque que la température à l'interface cote splat diminue de 3000 K jusqu'à 1800 K en mois de 0.5 μs .

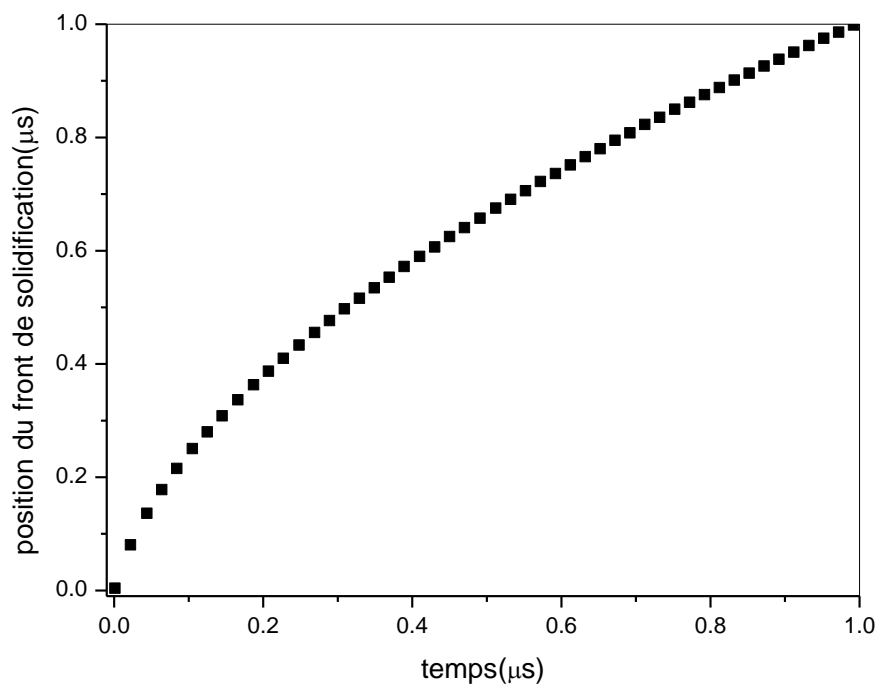


Fig.IV.15 le front de solidification en fonction du temps pour différents épaisseurs du splat

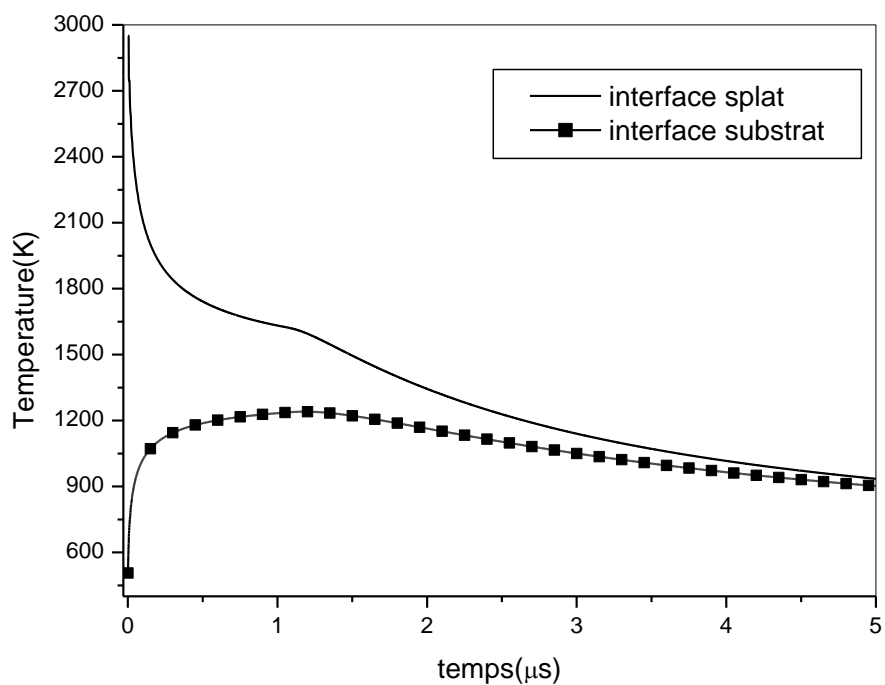


Fig.IV.16 température de part et d'autre l'interface de contact pour zircone-SS

Pour un substrat en zircone (l'étalement d'un splat sur une lamelle déjà déposé et solidifiée) la figure 4.17 montre l'évolution de la température de part et d'autre l'interface de contact.

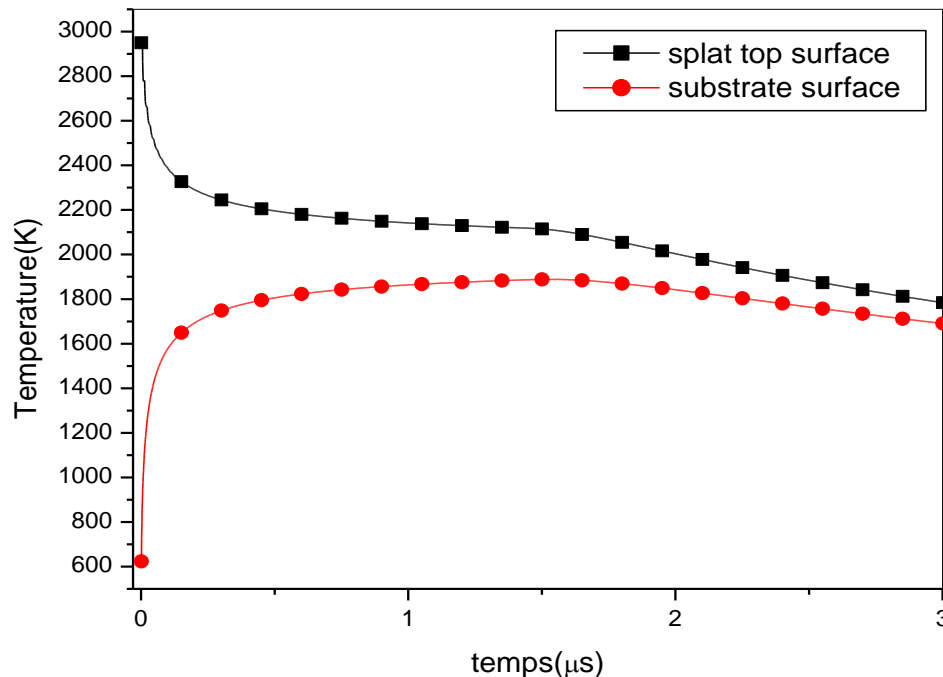


Fig.IV.17 température de part et d'autre l'interface de contact pour zircone-zircone pour $R_{th}=10^{-7} \text{ W/m}^2\text{K}$

On remarque que le substrat atteint rapidement ($t = 0.45 \mu\text{s}$) une température maximale de 1800 K, au contraire a un substrat en acier inoxydable (1200 K).

Pour l'effet de la résistance thermique de contact on a pris trois valeurs de résistances thermiques de contact $10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}$, $10^{-7} \text{ W/m}^2\text{K}$ et $10^{-6} \text{ W/m}^2\text{K}$. D'après l'avancement du front de solidification (fig.IV.18) on constate que le cas d'une résistance thermique de l'ordre de $10^{-6} \text{ W/m}^2\text{K}$ présente un mauvais contact, au contraire d'une résistance thermique de l'ordre de $10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}$ qui traduit un contact quasi parfait et cela du fait du temps nécessaire pour que le front de solidification atteigne le bout du splat ($3.32 \mu\text{s}$ pour $R_{th}=10^{-6} \text{ W/m}^2\text{K}$ et $1.13 \mu\text{s}$ pour $R_{th}=10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}$).

En plus on remarque que les trois graphes ont le même point de départ, puis les deux graphes de $R_{th}=10^{-7} \text{ W/m}^2\text{K}$ et $R_{th}=10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}$ convergent rapidement à l'extrémité du splat (profil parabolique), mais pour $R_{th}=10^{-6} \text{ W/m}^2\text{K}$ la convergence est plus lente et le profil est presque linéaire.

D'après le profil de température dans le splat pour différents instants que la température commence à diminuer de la partie voisine au substrat puis le front de solidification avance vers l'extrémité du splat. On remarque aussi qu'un gradient de température positif faible existe toujours dans la partie fondue du splat en avant de l'interface liquide / solide.

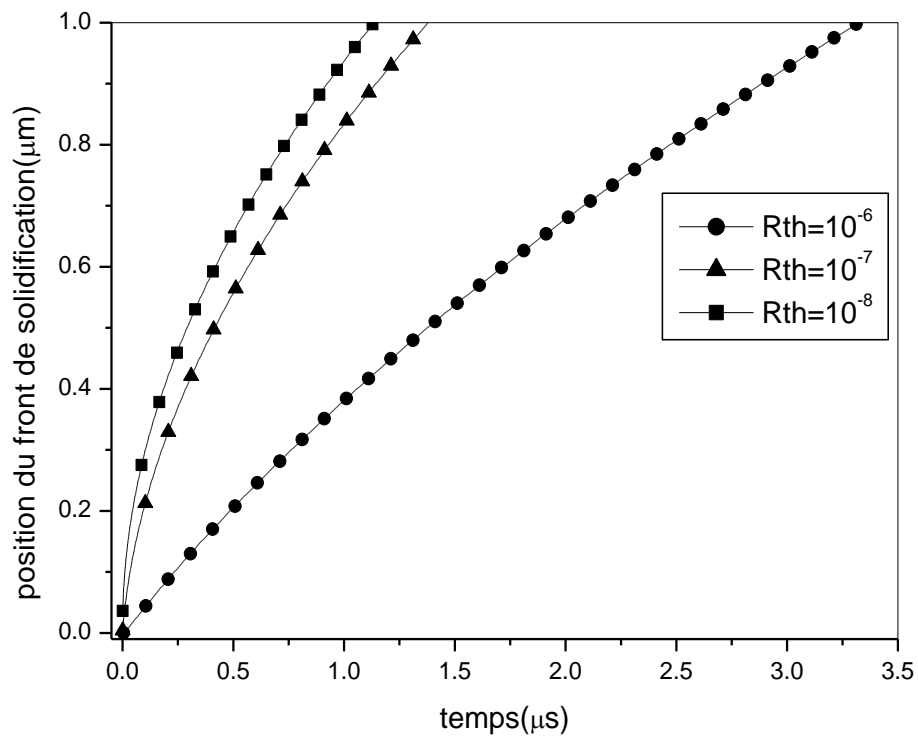


Fig.IV.18 le front de solidification en fonction du temps pour zircone-zircone

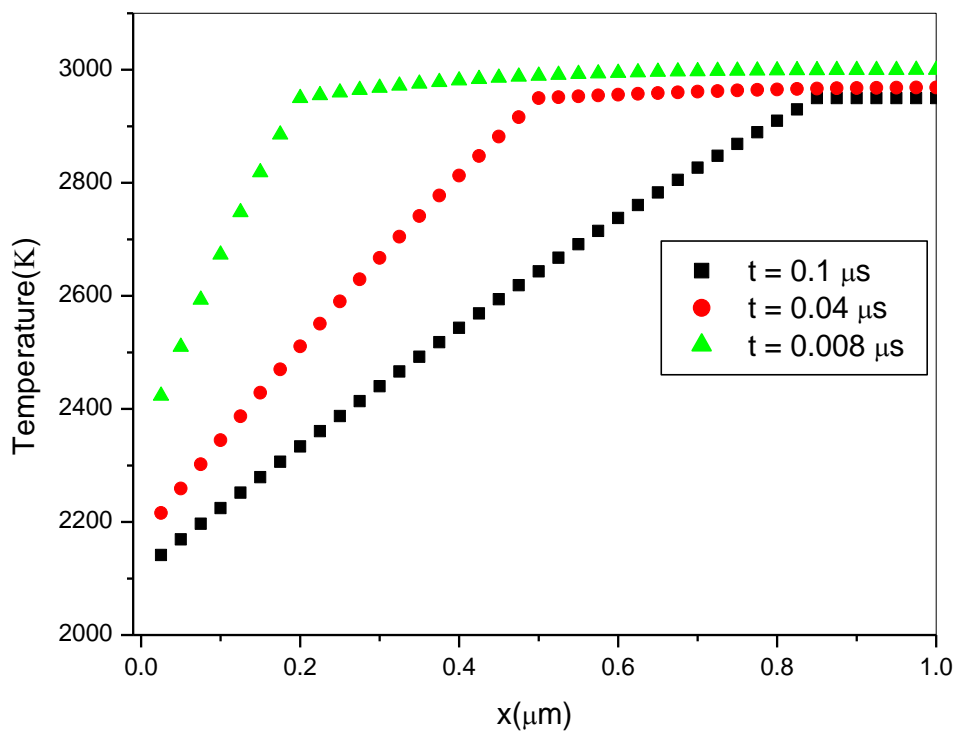


Fig.IV.19 profil de température dans le splat pour zircone-zircone a différents instants

IV.9 Fusion et resolidification du substrat

On peut rencontrer ce cas en cas où la température initiale du substrat est élevée. Pour envisager ce phénomène on a pris le cas de la solidification d'une lamelle en zircone initialement à 3600 K en contact imparfait ($R_{th}=10^{-7} \text{ W/m}^2\text{K}$) avec un substrat en acier inoxydable initialement porté à 1000 K.

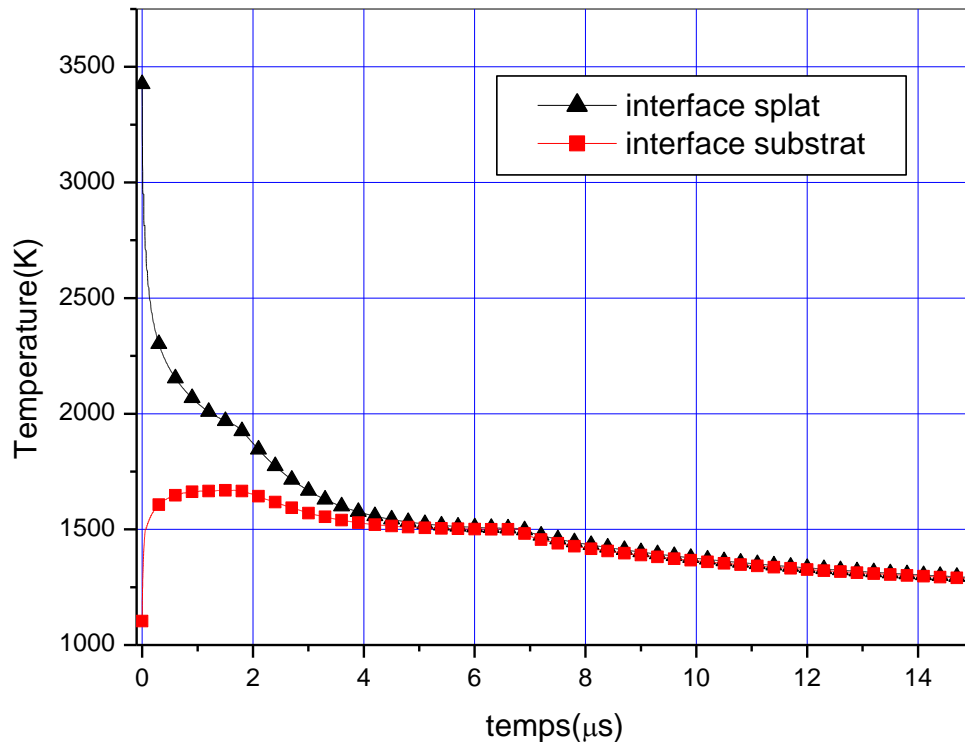


Fig.IV.20 température de part et d'autre l'interface de contact dans le cas de fusion et la resolidification du substrat

D'après l'évolution de la température de part et d'autre interface de contact on remarque que la température à l'interface cote substrat augmente et dépasse la température de fusion du substrat (1500 K) puis elle atteint un extremum de 1660 K ensuite elle commence à chuter jusqu'à la température de fusion ou elle se stabilise pour une durée de 2 μs, après elle recommence à diminuer.

Conclusion :

Dans ce chapitre on a examiné l'effet de quelques paramètres sur le processus thermique d'une lamelle initialement au-dessus de sa température de fusion en contact imparfait avec un substrat à son état solide (froid). D'abord on a vu l'influence de la résistance thermique de contact, d'où on a constaté que pour une résistance thermique de contact égale à $10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}$ le contact peut être considéré comme parfait, en revanche une résistance thermique de contact de l'ordre de $10^{-6} \text{ W/m}^2\text{K}$ représente un mauvais contact thermique. Le deuxième test était sur l'effet de la température initiale du substrat, on a conclu que plus la température initiale du substrat est petite plus l'écart la vitesse de solidification augmente et vice versa. On

a aussi étudié l'influence de la température initiale du splat et on a trouvé que plus la température initiale du splat augmente plus le front de solidification prend un temps supérieure pour arriver au bout du splat et plus la température du substrat a interface de contact atteint un seuil élevé. L'épaisseur du splat a été aussi mise en examen en testant plusieurs épaisseurs du splat. Même que la température initiale du splat, l'épaisseur a des conséquences similaire sur la cinétique de la solidification (l'avancement du front de solidification) : plus l'épaisseur augmente plus le front de solidification prend un temps assez grand pour arriver au bout du splat, et plus le seuil que la face intérieure du substrat atteint est élevé.

L'influence de la nature du matériau du splat a été aussi examiné, ou on a choisi trois splat métalliques en occurrence : le nickel, le cuivre et l'aluminium. On a conclu que le temps de solidification le plus court était dans le cas d'un splat en cuivre. En revanche le nickel au temps le plus long parmi les trois matériaux testés.

Enfin, on a choisi un splat en céramique, et on a pris la zircone comme test. En effet les céramiques sont connues de leurs propriétés thermiques comme la température de fusion élevée par rapport aux métaux. On a trouvé que la face intérieure du substrat atteint une température supérieure à celle ou on a un splat métallique et elle peut même atteindre et dépasser la température de la fusion du substrat si la température initiale du substrat est relativement élevée. Dans ces là, deux fronts de changement de phase peuvent coexister : le premier est un front de fusion dans le substrat, et le deuxième de solidification dans le splat. Après la température de la face intérieure du substrat commence à chuter et la partie fondue du substrat se resolidifie une deuxième fois.

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire a pour but l'investigation du transfert thermique avec changement de phase entre une particule fondue déposée sur un substrat solide. En effet, la microstructure d'un dépôt élaboré par projection plasma est en grande part contrôlée par le processus de solidification des lamelles individuelles qui le constituent.

Un modèle numérique a été développé pour quantifier l'influence de certains paramètres sur le processus de solidification des lamelles. Ce modèle a été utilisé pour calculer l'histoire thermique, la position et la vitesse d'avancement du front de solidification à travers l'épaisseur de la lamelle pour un pair de matériaux donné. La fusion et la resolidification éventuelle du substrat a été aussi envisagée.

Notre approche était basée sur l'étude de chaque paramètre séparément en variant le paramètre examiné tout en gardant les autres paramètres constants. Cette approche n'est pas toujours valide parce que la variation de certains paramètres agit sur les autres : par exemple il a été démontré que pour une température initiale du substrat égale à 573K correspond à une résistance thermique de contact entre 10^{-7} w/m²K et 10^{-8} w/m²K. Et une température de substrat de 323K correspond à une résistance thermique de 10^{-6} m².KW.

Les résultats des simulations réalisées ont montré que la température initiale du splat et celle du substrat, jouent un rôle important dans la fusion du substrat.

Les résultats confirment aussi que le contact thermique imparfait caractérisé par la résistance thermique de contact a une grande influence sur l'échange thermique entre le substrat et le splat. Cette résistance a été considérée constante tout le long du processus d'échange thermique. Une valeur de 10^{-6} w/m²K traduit un mauvais contact or pour une valeur de 10^{-8} w/m²K correspond à un contact quasi parfait. Il faut noter que la résistance thermique de contact varie au cours du phénomène de transfert thermique.

Les propriétés thermophysiques des matériaux influent de leur part sur la vitesse de solidification. Pour une lamelle en cuivre la vitesse est plus rapide de celle en nickel. Cette différence est due à la conductivité élevée du cuivre par rapport à celle du nickel. L'utilisation d'un dépôt en céramique a été examinée par l'étude d'un splat en zircone.

Pour le futur, on peut proposer les extensions suivantes :

- D'abord considérer le couplage entre la thermique et la dynamique, c'est-à-dire supposer l'échange thermique commence avant l'étalement de la particule.
- Augmenter le nombre de dimension de la géométrie et considérer des géométries cylindriques ou sphériques. Pour la face extérieure du splat.

- Prendre en compte les conditions plasma (perte par rayonnement et convection).
- Prendre en compte des phénomènes de surfusion et nucléation.
- On a étudié une particule isolé, il est intéressant de voir l'influence de la superposition de plusieurs couches.
- Les propriétés thermophysiques ont été constantes et ne changent pas d'une phase a l'autre, il serait intéressant de voir l'influence du changement de ces paramètres avec la température.
- Etudier le cas où une couche d'oxyde se forme entre le splat et le substrat.
- Choisir une résistance thermique de contact variable.
- Pour les méthodes numériques, utiliser d'autres techniques de discrétisation spatiale et augmenter l'ordre du schéma de discrétisation temporelle (plus de deux niveaux en temps).
- Utiliser une autre approche pour prendre en compte le changement de phase.
- Enfin résoudre le système matriciel obtenu après discrétisation avec une autre méthode à la place de l'algorithme de Thomas.

APPENDICE A LISTE DES SYMBOLES

Bi : nombre de Biot

D : diamètre de la lamelle

d : diamètre de la goutte

H : enthalpie totale

K : Nombre de Sommerfeld

L : échelle de longueur caractéristique,

L_f : la chaleur latente de solidification

Pr : le nombre de Prantdl

R_e : Nombre de Reynolds

R_{th} : résistance thermique de contact

Ste : est le nombre de Stefan

T_p : température de la particule

V_s : vitesse de solidification

W_e : Nombre de Weber

b : Effusivité thermique

c_p : chaleur spécifique

e : épaisseur de la lamelle

f : fraction liquide

h : coefficient d'échange à l'interface

k : conductivité thermique

u₀ : vitesse caractéristique,

t : temps

α : diffusivité thermique

θ : angle de contact

μ : viscosité dynamique

ξ : le degré d'étalement de la goutte

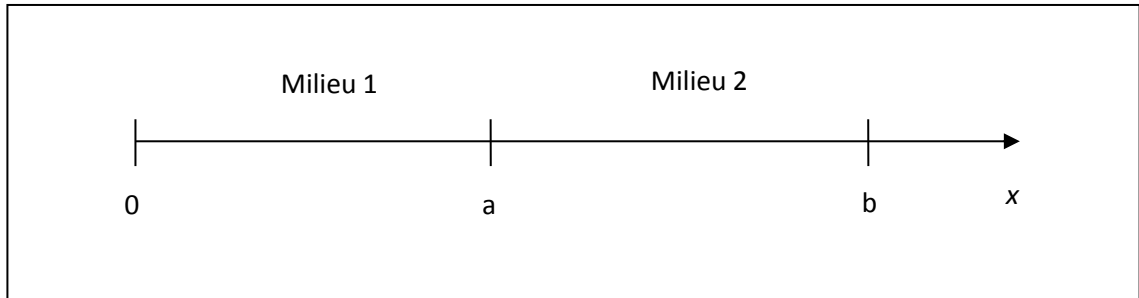
ρ : masse volumique

σ : tension superficielle.

Φ : le nombre de solidification

APPENDICE B

Contact entre deux milieux finis en régime permanent : Solution analytique



1- Contact parfait avec des conditions aux limites du 1 er type

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = 0 \quad 0 < x < a$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = 0 \quad a < x < b$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1(0) = \alpha \\ T_2(b) = \beta \\ T_1|_{x=a} = T_2|_{x=a} \\ k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} \end{array} \right.$$

$$T_1(x) = Ax + B$$

$$T_2(x) = Cx + D$$

$$T_1(0) = \alpha = B$$

$$T_2(b) = Cb + D = \beta$$

$$T_1|_{x=a} = T_2|_{x=a} \quad \Rightarrow \quad Aa + B = Ca + D$$

$$k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} \quad \Rightarrow \quad k_1 A = k_2 C$$

Le système d'équation est

$$\begin{cases} Cb + D = \beta \dots\dots\dots(1) \\ A - \frac{k_2}{k_1}C = 0 \dots\dots\dots(2) \\ Aa - Ca - D = -\alpha \dots\dots\dots(3) \end{cases}$$

$$(1)+(3) \rightarrow aA + bC - aC = \beta - \alpha$$

$$\begin{cases} aA + (b - a)C = \beta - \alpha \\ A - \frac{k_2}{k_1}C = 0 \end{cases}$$

$$a \frac{k_2}{k_1}C + (b - a)C = \beta - \alpha$$

$$C = \frac{\beta - \alpha}{a \frac{k_2}{k_1} + b - a} = \frac{k_1(\beta - \alpha)}{a(k_2 - k_1) + bk_1}$$

$$(2) \Rightarrow A = \frac{k_2}{k_1}C = \frac{k_2(\beta - \alpha)}{a(k_2 - k_1) + bk_1}$$

$$(1) \Rightarrow D = \beta - Cb = \beta - b \frac{k_1(\beta - \alpha)}{a(k_2 - k_1) + bk_1}$$

Si on pose

$$\gamma = \frac{(\beta - \alpha)}{a(k_2 - k_1) + bk_1}$$

Alors

$$\begin{cases} A = k_2\gamma \\ B = \alpha \\ C = k_1\gamma \\ D = \beta - bk_1\gamma \end{cases}$$

Enfin

$$T_1(x) = Ax + B$$

$$T_2(x) = Cx + D$$

2- Contact parfait avec une température imposé à gauche et flux nul à droite

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = 0 \quad 0 < x < a$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = 0 \quad a < x < b$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \\ T_2(b) = \beta \\ T_1|_{x=a} = T_2|_{x=a} \\ k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} \end{array} \right.$$

$$T_1(x) = Ax + B$$

$$T_2(x) = Cx + D$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = A = 0 \Rightarrow T_1(x) = B$$

$$T_2(b) = Cb + D = \beta$$

$$T_1(a) = B = Ca + D$$

$$k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = 0 = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} \Rightarrow C = 0$$

Le système devient alors

$$\left\{ \begin{array}{l} bC + D = \beta \\ aC + D - B = 0 \\ C = 0 \end{array} \right.$$

$$D = \beta = B$$

Finalement

$$T_1(x) = T_2(x) = \beta$$

3- Contact imparfait avec température imposé à gauche et à droite

$$T_1(x) = Ax + B$$

$$T_2(x) = Cx + D$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1(0) = \alpha \\ T_2(b) = \beta \\ T_1|_{x=a} = T_2|_{x=a} \\ k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} = h(T_2(a) - T_1(a)) \end{array} \right.$$

$$T_1(0) = \alpha = B$$

$$k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = h(T_2(a) - T_1(a)) \rightarrow k_1 A = h(Ca + D - Aa - B)$$

$$\text{Or } k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} \rightarrow k_1 A = k_2 C$$

$$\begin{aligned} k_1 A = h(Ca + D - Aa - \alpha) &\rightarrow k_1 \frac{k_2}{k_1} C = h \left(Ca + D - \frac{k_2}{k_1} Ca - \alpha \right) \\ &\rightarrow \left[k_2 - ah + h \frac{k_2}{k_1} a \right] C = hD - h\alpha \quad (1) \end{aligned}$$

$$\text{On a aussi} \quad T_2(b) = Cb + D = \beta \quad (2)$$

$$\begin{aligned} (2) \rightarrow D = \beta - Cb &\Rightarrow \left[k_2 - ah + h \frac{k_2}{k_1} a \right] C = h(\beta - Cb) - h\alpha \\ &\rightarrow \left[k_2 - ah + \frac{k_2}{k_1} ah + hb \right] C = -h\alpha + hb \\ &\rightarrow h \left[\frac{k_2}{k_1} a + b - a + \frac{k_2}{h} \right] C = h(\beta - \alpha) \\ &\rightarrow C = \frac{(\beta - \alpha)}{\left[\frac{k_2}{k_1} a + b - a + \frac{k_2}{h} \right]} \end{aligned}$$

$$\text{Si on pose } \gamma = \frac{k_2}{k_1} a + b - a + \frac{k_2}{h} \quad \text{alors}$$

$$\begin{cases} B = \alpha \\ C = \frac{\beta - \alpha}{\gamma} \\ D = \beta - Cb \\ A = \frac{k_2}{k_1} C \end{cases}$$

$$T_1(x) = Ax + B$$

$$T_2(x) = Cx + D$$

REFERENCES

- [1] Bouneder M., "Etude des transferts de chaleur et de masse dans des domaines circulaires et sphériques : Applications à la projection plasma", Thèse doctorat de l'Université de Limoges, (2006).
- [2] Bouneder.M, El Ganaoui M., Pateyron B., Fauchais P., "Coupled heat transfer modelling in composite (metal/ceramic) particle immersed in a plasma pool. Part II: Phase change", High Temp. Mat. Processes, 9, (2005), 607-617.
- [3] Mebdoua Y, "Etude Numérique des Phénomènes Thermiques Contrôlant la Solidification d'une Lamelle en Projection Thermique : Application à la Formation du Dépôt ", Thèse doctorat, Université de Limoges, (2008).
- [4] Ferguen N., "contribution à la modélisation de l'étalement et de la solidification de gouttes millimétriques en chute libre et microscopiques en projection plasma" Thèse doctorat, Université de Limoges, (2009).
- [5] Cedelle J., "Etude de la formation de lamelles résultant de l'impact de gouttes millimétriques et micrométriques : Application à la réalisation d'un dépôt par projection plasma", Thèse doctorat, Université de Limoges, (2005).
- [6] Fataoui K., "développement de modèle thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette", Thèse doctorat, Université de Limoges, (2007).
- [7] Le Bot C., "impact et solidification de gouttes métalliques sur un substrat solide", Thèse doctorat, Université de Bordeaux, (2003).
- [8] Rigot D., "Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par suivi en ligne des signaux de tension et de son", Thèse doctorat, Université de Limoges, (2003).
- [9] Patankar S.V., "Numerical heat transfer and fluid flow", Hem. Pub., (1980).
- [10] Fauchais P., "Understanding plasma spraying". J. Phys. D: Appl. Phys.37, (2004), 86-108.
- [11] Proner A., "Revêtements par projection thermique", Techniques de l'ingénieur, Traité matériaux métalliques, M 1 645, (1997), 1-20.
- [12] Fauchais P., Vardelle A., Dussoub B., "Quo vadis thermal spraying?", J. Thermal Spray Technology, 10 (1), (2001), pp 44-66.
- [13] Sobolev V. V., Guilemany J. M., Flattening droplets and formation of splats in thermal spraying: A review of recent work – Part 1, J. Thermal Spray Technology, 8 (1), (1998), 87-101.

- [14] Mundo C., Sommerfeld. M. and Tropea. C. "Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and break-up process", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 21(2), (1995), 151-173.
- [15] Fukumoto M., Nishioka E., and Matsubara T., "Flattening and Solidification Behavior of Metal Droplet on Flat Substrate Surface Held at Various Temperatures" *Surf. Coat. Technol.*, Vol. 120, (1999), 131-37.
- [16] Sampath S., Jiang X.Y., Matejcek J., Leger A.C., Vardelle A., "Substrate temperature effects on splat formation, microstructure development and properties of plasma sprayed coatings Part I: Case study for partially stabilized zirconia", *Material Science and Engineering A*, 272, (1999), 181-188.
- [17] Bianchi L., "Projection par Plasma d'arc et plasma inductif de dépôts Céramiques : Mécanismes de formation de la première couche et relation avec les propriétés mécaniques des dépôts", Thèse doctorat, Université de Limoges, (1995).
- [18] Kudinov V.V., Pekshev Yu. P., Saffiulin V.A., "Forming of the structure of plasma- sprayed materials", *High Temp, Dust Laden Jets*, O.P. Solonenko and Fedorchenko, Ed., VSP, NL, (1989), pp. 381-418.
- [19] Bianchi L., L. A. C., Vardelle M., Vardelle A., Fauchais, P. "Splat formation and cooling of plasma-sprayed zirconia", *Thin Solid Films*, 305, (1997), 35-47.
- [20] Leger A. C., Vardelle. M., Vardelle A., Fauchais P., Sampath S., Berndt. C.C., Herman H., "Plasma sprayed zirconia: Relationships between particles parameters, splat formation and deposit generation. Part I: Impact and solidification", *Thermal Spray: Practical solutions for engineering problems*, C.C. Berndt (Ed.), ASM International, (1996), 623-628.
- [21] Fukumoto M., T. Y., "Investigation of dominating factors on flattening behaviour of plasma sprayed ceramic particles", *Surface and Coatings Technology*, (1997), 120–121: 124–130
- [22] McDonald A., Moreau C., and Chandra S.. Effect of substrate oxidation on spreading of plasma-sprayed nickel on stainless steel. *Surface Coatings Technology*, 202 :23-33,(2007)
- [23] Mostaghimi J., Pasandideh-Fard M. and Chandra S., "Dynamics of Splat Formation in Plasma Spray Coating Process", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 22, N°. 1, (1997), 59-84.
- [24] Fauchais P. and Vardelle A., "Heat, mass and momentum transfer in coating formation by plasma spraying", *Int. J. Therm. sci.*, (2000), 852-870.
- [25] Ansar Syed Asif, "Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc", Thèse doctorat, Université de Limoges, (2004).
- [26] Jones H., "Cooling, freezing and substrate impact of droplets formed by rotary atomization", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 4, (1971), 1657-1660.

- [27] Madejski J., "Solidification of droplets on a cold surface", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, (1976), 1009-1013.
- [28] Bennett T. and Poulikakos D., "Splat-quench solidification: estimating the maximum spreading of a droplet impacting a solid surface", *J. mater. sc.*, 28(4), (1993), 963-970.
- [29] Pasandideh-Fard M., Qiao Y.M., Chandra S., Mostaghimi J., "Capillary effects during droplet impact on a solid surface", *Physics of Fluids* 8, (1996), 650±659.
- [30] Harlow F. H. And Shannon J. P., "The splash of a liquid drop", *J. Appl. Phys.*, 38 (10), (1967), 3855-3866.
- [31] Welch J.E., Harlow J.P,a, Shannon H,and .Daly.J. *The MAC Method*.Los Alamos Scientific Laboratory,LA-3425, (1966).
- [32] Trapaga G., Szekley J., "Mathematical modelling of the isothermal impingement of liquid droplets in spraying processes", *Metall. Transaction B*, Vol. 22, (1991), 901-914.
- [33] Trapaga G., Mathys E. F., Valencia J. J. and Szekely J., "Fluid Flow, Heat transfer and solidification of molten metal Droplets impinging on substrates: comparaisn of numerical and experimental results", *Metall. Trans. B*, Vol. 23, (1992), 701-718.
- [34] Fukai J., Zhao Z., Poulikakos D., Megaridis C. M., and Miyatake O., "Modeling of the deformation of a liquid droplet impinging upon a flat surface", *Phys. Fluids A*, vol. 5, pp. 2588 -2599. (1993).
- [35] Bertagnolli M., Marchese, M., Jacucci, G., Doltsinis, I. St., Noelting S., "Thermomechanical simulation of the splashing of ceramic droplets on a rigid substrate", *Journal of Computational Physics*, Vol. 133, (1997), 205-221.
- [36] Aziz S. D. and Chandra S., "Impact, Recoil and Splashing of molten metal droplets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 43, (2000), 2841-2857.
- [37] Bianchi L., L. A. C., Vardelle M., Vardelle A., Fauchais, P. "Splat formation and cooling of plasma-sprayed zirconia", *Thin Solid Films* 305, (1997)., 35-47.
- [38] Yoshida T. "Development of an Integrated Fabrication Process for Solid Oxide Fuel Cells by Using Novel Plasma Spraying", *Energy Conversation and Utilization with High Efficiency*, C: Science and Technology for Energy Conversation, (1990), 99-104.
- [39] Watanabe, T., Kuribayashi, I., Honda, T., Kanzawa, A. "Deformation and solidification of a droplet on a cold substrate" *Chemical Engineering Science*, 47 (12), (1992). 3059-3065.

- [40] Montavon, G., Coddet, C. "Heuristic Modelling of Thermally Sprayed Powder Splat Characteristics" Proc. of the 8th National Thermal Spray Conf., (1995), 225-230.
- [41] Collings, E.W., Markworth, A.J., McCoy, J.K., Saunders, J.H. "Splat-quench solidification of freely falling liquid-metal drops by impact on a planar substrate" Journal of Materials Science, 25 (8), (1990), 3677-3682.
- [42] Chandra S., Avedisian, C.T. "On the Collision of a Droplet with a Solid Surface", Proc. R. Soc., 432, (1991), p 13.
- [43] Gobin.D, "Modelling Transport Phenomena during Spreading and Solidification of Droplets in Plasma Projection", NGU Seminar Nova Gorica, (November, 2009)
- [44] Alexiades J.V. and Solomon A.D., "Mathematical modeling of melting and freezing processes", Hem. Pub.Corp, (1993).
- [45] Wang S-P, Wang G.-X, Matthys E.F., "Melting and resolidification of a substrate in contact with a molten metal: operational maps", Int .Heat Mass Transfer Vol 41, No10, (1998), p1177-1188.
- [46] Crank J. "Free and Moving Boundary Problems", Clarendon Press, Oxford U.K., (1984).
- [47] Hu H, and Argyropoulos S.A., "Mathematical Modeling of solidification and melting: a review", Modeling Simul.Mater. Sci. Eng. 4, (1996), 371–396.
- [48] Sadoun.S., "contribution à l'étude du problème De solidification Approche semi-analytique", Thèse magister, Université Houari Boumediene, (2006).
- [49] Carslaw H.S. and Jaeger J.C., "Conduction of heat in solid", Oxford University Press (1959).
- [50] Goodrich L. E. "Efficient numerical technique for one-dimensional thermal problems with phase change", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 21, (1978), 615–621.
- [51] White R. E. "A numerical solution of the enthalpy formulation of the Stefan problem", SIAM Journal of Numerical Analysis, 19(6), (1982), 1158–1172.
- [52] Lacroix M. And Voller V.R. "Finite difference solutions of solidification phase change problems: Transformed versus fixed grids", Numerical Heat Transfer, Vol.17, (1990), 25– 41.
- [53] Voller V. R. And Prakash C., "A fixed grid numerical modeling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems", International Journal of Heat and Mass Transfer, 30(8), 1987, 1709–1719.
- [54] Voller V. R. "Implicit finite-difference solutions of the enthalpy formulation of Stefan problems", IMA Journal of Numerical Analysis, Vol.5, (1985), 201–214.

- [55] Voller V. R., Swaminathan C. R., And Thomas B. G. "Fixed grid techniques for phase change problems: A review", International Journal for Numerical Methods in Engineering, 30:875–898, (1990).
- [56] Voller V.R. "Fast implicit finite-difference method for the analysis of phase change problems". Numerical Heat Transfer Part B, Vol.17, (1990), 155–169.
- [57] Voller V.R. and Swaminathan C. R., "General source-based method for solidification phase change". Numer.Heat Trans. Part B, vol.19, (1991), 175-189.
- [58] Kurz W. and Fisher D., "Fundamentals of solidification", Trans. Tech.Publications, Aedermansdorf, Switzerland, (1998).
- [59] Bennon W. D.and Incropera F. P., "A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid-liquid phase change systems-I. Model formulation", Int. J. of Heat and Mass Trans., Vol. 30 (1987), 2161-2170.
- [60] Popa Ioan C., "modélisation numérique du Transfert thermique Méthode des volumes finis", Madison edition UNIVERSITARIA Craiova, (2002).
- [61] Le Bot C., Arquis E., "Numerical study of the solidification of successive thick metal layers", International Journal of Thermal Sciences 48, (2009), 412–420.
- [62] Brent, A.D., Voller, V.R. et Reid, K.J, "Enthalpy - porosity technique for modeling convection-diffusion phase change: application to the melting of a pure metal", Numerical Heat Transfer, vol. 13, (1988), p. 297-318.
- [63] Voller, V.R., "An overview of numerical methods for solving phase change problems", Advances in Numerical Heat Transfer, Vol.1, (1997).
- [64] <http://www.thermique55.com/principal/thermique.pdf>
- [65] Loulou T., Delaunay D., "The interface temperature of two suddenly contacting bodies, one of them undergoing phase change", Technical note, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.40, (1997), 1713–1716.
- [66] Bennaoua S., "Etude des transferts de chaleur dans les systèmes multiphasiques et multi constituants : Application à la projection thermique ", Thèse de l'université de Tunis, (2008).
- [67] Zhang H., Wang X.Y., Zheng L. L., Sampath S., (2004) "*Numerical simulation of nucleation, solidification, and microstructure formation in thermal spraying*", Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, pp. 2191–2203.
- [68] Bennaoua S, El Ganaoui M., Sammouda H., Fauchais P., Belghit A., "Etude de la solidification rapide d'une lamelle mince projetée par plasma", 12èmes Journées Internationales de Thermique, (2005), 109-112.