HAL
open science

Interaction laser/matière en régime de perçage par percussionanalyse expérimentale, modélisation et simulation numérique

Jérémie Girardot

To cite this version:

Jérémie Girardot. Interaction laser/matière en régime de perçage par percussionanalyse expérimentale, modélisation et simulation numérique. Génie mécanique [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2014. Français. NNT : 2014ENAM0001 . pastel-01068269

HAL Id: pastel-01068269

https://pastel.hal.science/pastel-01068269

Submitted on 25 Sep 2014

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

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

2014-ENAM-0001

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Génie Mécanique & Procédés de Fabrication "

présentée et soutenue publiquement par

Jérémie GIRARDOT

le 21 Janvier 2014

Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion

Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique

Directeur de thèse : **Véronique FAVIER**
Co-encadrement de la thèse : **Nicolas RANC** & **Matthieu SCHNEIDER**

Jury

M.	**P. VILLON**	Professeur	Lab. Roberval	UTC	Président
M.	**J. M. DREZET**	Maître d'Ens. & de Rech.	Lab. SMX	EPFL (Lausanne, Suisse)	Rapporteur
M.	**M. SENTIS**	DR CNRS	Lab. LP3	Aix-Marseille Univ.	Rapporteur
M.	**B. MORTAIGNE**	Docteur-Ingénieur	DGA	DS/MRIS	Examinateur
M.	**P. LORONG**	Professeur	Lab. PIMM	Arts et Métiers ParisTech	Examinateur
Mme	**V. FAVIER**	Professeur	Lab. PIMM	Arts et Métiers ParisTech	Directeur
M.	**N. RANC**	Maître de Conférences	Lab. PIMM	Arts et Métiers ParisTech	Co-directeur
M.	**M. SCHNEIDER**	Maître de Conférences	Lab. PIMM	Arts et Métiers ParisTech	Co-directeur
M.	**A. MARTIN**	Ingénieur	CRMA (Air France)		Invité

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Centre de Paris
Laboratoire PIMM – Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

L'homme le plus heureux est celui qui fait le bonheur d'un plus grand nombre d'autres.

Duc de la Rochefoucauld Liancourt.

Remerciements

Voici un moment bien agréable dans la rédaction du manuscrit puisqu'il s'agit de sa touche finale, écrite après la soutenance orale.

C'est au cours de cette soutenance que j'ai pu discuter pour la première fois en profondeur de mes travaux avec des personnes extérieures à mon cadre de travail et à cet effet je remercie chaleureusement les membres rapporteurs et examinateurs : Mr Pierre Villon qui m'a fait l'honneur de présider ce jury, Mr Marc Sentis et Mr Jean-Marie Drezet qui ont rapporté ces travaux de thèse avec beaucoup d'attention et de rigueur, Mr Bruno Mortaigne pour son soutien via la DGA et Mr Antoine Martin qui m'a apporté la vision industrielle de ce projet.

Le travail présenté dans ce manuscrit se positionne au croisement de plusieurs groupes de recherche au sein du laboratoire PIMM et les personnes qui m'ont encadré illustrent bien sa pluridisciplinarité. J'adresse mes plus sincères remerciements à ma directrice de thèse, le professeur Véronique Favier, ainsi qu'à mes deux co-directeurs, Nicolas Ranc et Matthieu Schneider, qui ont su me guider tout au long de ces trois années dans ce travail. Ils m'ont appris énormément sur leurs domaines respectifs mais aussi sur le monde de la recherche et des sciences en général.

En plus de cet encadrement officiel déjà bien fourni, j'ai eu l'occasion et la chance de bénéficier de l'aide de plusieurs personnes (on pourra parler de « l'amicale du perçage laser ») qui, avec une grande générosité, m'ont aussi suivi tout au long de mes péripéties de thèse. Je remercie donc chaleureusement Laurent Berthe, Rémy Fabbro, Philippe Lorong et Patrice Peyre. Je n'oublie pas bien sur les nombreuses heures de travail que j'ai passées dans les tranchées du développement numérique avec Lounès Illoul qui m'a appris énormément sur la CNEM et les méthodes numériques en général.

Je remercie aussi les membres du consortium ULTRA : Janvier Leconte, Antoine Martin, Caroline Guinard, Vincent Guipont, Marc Soscia et Noémie Dury. Travailler autour d'un projet commun avec cette équipe a été très enrichissant, et toujours dans une ambiance chaleureuse.

Ces remerciements ont jusqu'à maintenant portés sur l'aspect « professionnel » de mon expérience. L'aspect « humain » est pour moi une part au moins aussi importante de ces trois dernières années. Les contacts que j'ai pu avoir avec toutes les personnes citées précédemment ainsi que les autres membres du laboratoire PIMM et notamment le groupe Laser (Fred, Cyril, Corinne, Sebastien, ce bon vieux Rezak à qui je souhaite aussi une belle fin de thèse, Pascal, Kevin, Thierry, Maryse, Yann et Damien) sont pour moi des souvenirs très forts. Une liste exhaustive de toutes les personnes que j'aimerais citer dans ces pages n'est pas possible mais je souhaite qu'elles sachent qu'elles ont toutes une place dans ma mémoire et que grâce à elles, je suis allé au travail tous les matins avec le sourire.

Mes parents, mon petit frère et ma petite sœur ainsi que tous mes amis ont aussi leur place dans ces remerciements. Ils m'ont accompagné depuis le tout début avec beaucoup de générosité et de bonne humeur.

Enfin, merci à toi Caroline, qui m'apportent tous les jours l'envie de croquer la vie à pleines dents, je te dédie ce manuscrit, si j'ai pu en venir à bout, c'est grâce à ton soutien inconditionnel.

MERCI A TOUS.

Résumé

Le perçage par laser est le procédé majoritairement utilisé pour la fabrication des trous de refroidissement des chambres à combustion des moteurs d'avion. La maîtrise de ce procédé, afin de limiter les écarts de géométrie des trous ainsi que les défauts microstructuraux induits, est une problématique qui a un fort enjeu industriel.

L'interaction entre un faisceau laser et une matière métallique absorbante dans les régimes de perçage laser implique des phénomènes thermiques et hydrodynamiques dont le rôle sur le perçage n'est pas encore complétement expliqué. Ces travaux de thèse apportent des éléments de réponse par une approche de simulation numérique.

Une investigation expérimentale couvrant une large gamme de paramètres opératoires a permis de quantifier la vitesse d'éjection liquide, la pression de recul et la température de surface en cours de procédé et d'analyser l'influence de la puissance crête du faisceau laser et de propriétés physiques matériau sur le perçage. Plusieurs méthodes expérimentales originales d'observations in situ et post-procédé ont été mises en œuvre dans cette investigation.

Le modèle physique du perçage laser qui a été retenu pour la simulation intègre les changements de phase solide/liquide et liquide/vapeur, la mobilité des interfaces, l'éjection de la phase liquide et les échanges de chaleur par conduction et convection. Il est résolu en 2D axisymétrique via un code de calcul développé entièrement durant la thèse. Ce développement se base sur une méthode numérique récente, appelée méthode des éléments naturels contraints (CNEM en anglais), qui permet une description lagrangienne des interfaces mobiles et de l'écoulement du liquide. Cette description facilite l'application des conditions aux frontières. Les paramètres et données d'entrée du modèle sont tous issus de la littérature et/ou de mesures.

Les simulations réalisées ont permis de prédire la plupart des mesures sans aucun ajustement de paramètres. Les écarts observés ont donné des informations inédites sur la contribution de la répartition spatiale du faisceau laser et de la phase vapeur sur la géométrie des trous. L'étude des cycles thermiques a permis de mieux comprendre les transformations métallurgiques induites au cours du perçage laser.

Abstract

The laser drilling process is the main process used in machining procedures on aeronautic engines, especially in the cooling parts of the engine. The industrial stake is to reduce geometrical deviations of the holes and defects during production.

The interaction between a laser beam and an absorbent metallic matter in the laser drilling regime involve thermal and hydrodynamical phenomenon. Their role on the drilling is not yet completely understood. This thesis work is attached to give some responses to these questions with a simulation approach.

An experimental investigation was first set up in order to estimate the velocity of the liquid, the vapor pressure and the temperature of the surface and to characterize the influence of the laser power and some material properties on the drilling.

The physical model of the laser drilling used for simulations include solid/liquid and liquid/vapor phase transformations, the liquid ejection and the convective and conductive thermal exchanges. It is solved using a homemade calculation code and 2D axisymmetric formulation, developed during the thesis. The development is based on a recent numerical method called CNEM (Constrained Natural Element Method). This method allows us to use a lagrangian representation of the moving boundaries and the liquid flow and so facilitates the application of the boundary conditions. The model parameters were taken from literature or from measures.

Simulations results predicted most of measurements without identifying any parameters. The deviations between experiments and simulations gave new discussions on the influence of the laser beam space repartition and on the contribution of the metallic vapor phase on the hole geometry. The thermal cycles were studied clarifying the metallurgical transformations induced by laser drilling.

Table des matières

REMERCIEMENTS ..... **V**

RÉSUMÉ ..... **IX**

ABSTRACT ..... **XI**

TABLE DES MATIÈRES ..... **XIII**

NOMENCLATURE ..... **XXI**

Symboles ..... **XXII**
Opérateurs ..... **XXV**
Tenseurs et matrices ..... **XXVI**

INTRODUCTION **1**

1 **ÉTAT DE L'ART** **5**

1.1 Contexte **6**
1.1.1 Historique 6
1.1.2 Contexte industriel de la thèse 7
1.1.2.1 Application aux moteurs aéronautiques 7
1.1.2.2 Problématique industrielle 9
1.1.3 Définitions 9
1.1.3.1 Régime d'interaction du procédé 9
1.1.3.2 Configuration de perçage 11

1.2 Phénomènes physiques associés au procédé **11**

1.2.1 Principe physique 11
1.2.2 Absorption du faisceau laser 12
1.2.3 Echanges thermiques pendant le procédé 14
1.2.4 Ecoulements des fluides 14
1.2.4.1 Phase liquide 14
1.2.4.2 Phase gazeuse 15
Hydrodynamique de la vapeur métallique *15*
Influence du gaz de protection *15*

1.3 Modélisation analytique du procédé 15
1.3.1 Modèle du « piston » 16
1.3.2 Front de vaporisation 17
1.3.2.1 Mise en équation de la pression de recul 18
1.3.2.2 Mise en équation de l'énergie perdue par vaporisation 18

1.4 Modélisation numérique du procédé 19
1.4.1 Travaux antérieurs 19
1.4.2 Gestion de la surface libre 21
1.4.2.1 Méthodes "eulériennes" ou "front-capturing" 21
1.4.2.2 Méthodes ‘‘lagrangiennes’’ ou ‘‘front-tracking’’ 22
1.4.3 Gestion du changement de phase solide/liquide 23
1.4.3.1 Gestion du contraste de phase 23
1.4.3.2 Gestion du contraste mécanique entre solide et liquide 24
1.4.4 Verrous scientifiques sur la modélisation 25

1.5 La méthode CNEM 26
1.5.1 Principe de la NEM 26
1.5.2 L'extension CNEM 28

1.6 Conclusions du chapitre 1 30

2 INVESTIGATION EXPÉRIMENTALE 31

2.1 La machine de perçage 32
2.2 Matériaux homogènes 32
2.2.1 Procédure expérimentale 33
2.2.1.1 Matériaux percés 33
2.2.1.2 Microscopie optique 34

2.2.2 Mesure des diamètres de trous 35
2.2.3 Observation des profils de trous percés 36
2.2.4 Mesure de la vitesse de perçage 37
2.2.5 Discussion 39
2.2.5.1 Paramètre procédé influant sur le perçage laser : la puissance crête 39
2.2.5.2 Paramètres matériau influant sur le perçage laser 39
Comparaison des grandeurs thermophysiques pour les matériaux considérés 39
Utilisation du modèle du piston 40
Résultats sur la vitesse de perçage 44

2.3 Estimation des pressions de recul 46
2.3.1 Mesures de la vitesse d'éjection liquide 47
2.3.1.1 Visualisation par caméra rapide 47
2.3.1.2 Procédure de mesures 47
2.3.1.3 Résultats 49
2.3.2 Mesure de l'expansion de la phase vapeur 50
2.3.3 Calcul des pressions de recul 51
2.3.3.1 Calcul de la pression dynamique du liquide via la vitesse d'éjection liquide 52
2.3.3.2 Calcul de la pression dynamique du gaz via l'angle d'expansion 53
2.3.3.3 Comparaison des résultats sur la pression 55

2.4 Estimation des températures à la surface de la phase liquide 56
2.5 Délaminage dans le cas d'un perçage sur matériau industriel 57
2.5.1 Procédure expérimentale 58
2.5.1.1 Matériau industriel étudié 58
2.5.1.2 Microscopie optique et visualisation par caméra rapide 59
2.5.2 Influence du nombre d'impulsion sur le mécanisme de délaminage 60
2.5.3 Influence du revêtement sur le mécanisme de délaminage 62
2.5.4 Discussion sur le mécanisme de délaminage 64

2.6 Conclusions du chapitre 2 68

***3* TRAVAUX DE MODÉLISATION 69**

3.1 Modèle Physique 70

3.1.1 Hypothèses du modèle de perçage 70
3.1.2 Mise en équation du problème thermique 72
3.1.2.1 Equation volumique 72
Loi enthalpie/température *72*
Conductivité thermique dépendante de la température *74*
3.1.2.2 Conditions limites sur les frontières $\partial\Omega_a$ et $\partial\Omega_p$ 76
3.1.2.3 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$, flux d'apport 76
Profil spatial du faisceau laser *77*
Evolution temporelle de l'impulsion laser *78*
Coefficient d'absorption en incidence normale *79*
3.1.2.4 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$, flux de perte 80
3.1.2.5 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_e$ 81
3.1.3 Mise en équation du problème fluide 83
3.1.3.1 Régime de l'écoulement 83
Calcul du nombre de Reynolds *83*
Discussion sur l'hypothèse d'une lubrification hydrodynamique *84*
3.1.3.2 Equations volumiques de la mécanique des fluides 85
3.1.3.3 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_a$ 86
3.1.3.4 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_f$ 87
3.1.3.5 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$ 87
Pression de recul *87*
Tension de surface *88*
3.1.3.6 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_e$ 89

3.2 Traitement numérique 91
3.2.1 Préliminaires 91
3.2.1.1 Discrétisation spatiale 91
3.2.1.2 Discrétisation temporelle 92
3.2.1.3 Application d'une condition limites de Dirichlet 92
3.2.2 Traitement numérique du problème thermique 93
3.2.2.1 Mise en place du système d'équations 93
3.2.2.2 Conditions limites 94
3.2.2.3 Linéarisation du problème thermique 96
3.2.3 Traitement numérique du problème fluide 97
3.2.4 Actualisation de la géométrie 99
3.2.4.1 Description lagrangienne 99

3.2.4.2 Actualisation 100
3.2.5 Schéma incrémental 101
3.2.5.1 Extraction de la zone liquide 102
3.2.5.2 Choix du pas de temps 104
Pas de temps global Δt *104*
Pas de temps local δt *105*
3.2.5.3 Raffinement adaptatif 105
3.2.5.4 Lissage de la surface libre 106
3.2.6 Détails d'implémentation 107
3.2.6.1 Remarques sur l'axisymétrie avec la CNEM 107
Intégration volumique *107*
Cas particulier de la mécanique des fluides *108*
3.2.6.2 Choix du solveur 108

3.3 Validation du code de calcul à l'aide de cas tests 110
3.3.1 Transfert de chaleur au sein d'un fluide en mouvement 110
3.3.1.1 Solution analytique stationnaire du problème 111
3.3.1.2 Détails de la simulation numérique 112
3.3.1.3 Comparaison des résultats des calculs 112
3.3.2 Suivi d'un front de fusion par une formulation enthalpique 113
3.3.2.1 Solution analytique du problème 114
3.3.2.2 Détail de la simulation numérique 115
3.3.2.3 Comparaison des résultats des calculs 115
3.3.3 Evaporation d'un barreau soumis à un flux de chaleur 117
3.3.3.1 Solution analytique stationnaire du problème 117
3.3.3.2 Détail de la simulation numérique 118
3.3.3.3 Comparaison des résultats des calculs 118
3.3.4 Cas test de l'écroulement d'un barrage 119
3.3.4.1 Détail de la simulation numérique 120
3.3.4.2 Comparaison entre les résultats du calcul et les mesures 121
3.3.4.3 Comparaison dans le cas d'une coupure de fluide 124
3.3.5 Ecoulement à surface libre soumis à une pression surfacique 126
3.3.5.1 Détail de la simulation numérique 126
3.3.5.2 Comparaison des résultats des calculs 127

3.4 Conclusions du chapitre 3 128

4 Résultats et Discussions **129**

4.1 Résultats des simulations **130**
4.1.1 Préliminaires 130
4.1.1.1 Paramètres matériau du modèle 130
4.1.1.2 Paramètres procédés des simulations 130
4.1.2 Calcul à 7 kW de puissance crête 132
4.1.2.1 Résultats sur les profils de perçage 132
4.1.2.2 Résultats sur les champs de température 134
4.1.2.3 Résultats sur l'écoulement du liquide 134
4.1.2.4 Résumé des observations pour un perçage à 7 kW de puissance 136
4.1.3 Influence de la puissance crête sur le perçage laser 136
4.1.4 Comparaison 138
4.1.5 Résumé des résultats de simulation 141

4.2 Discussions **142**
4.2.1 Influence de la répartition spatiale sur la géométrie du fond de perçage 142
4.2.1.1 Description du « ménisque » 142
4.2.1.2 Calcul avec la nouvelle répartition spatiale du faisceau 144
4.2.2 Rôle du gaz dans le processus physique 146
4.2.2.1 Théorie 146
Le rôle de la vapeur dans le bilan énergétique du procédé *146*
Le rôle de la vapeur dans l'écoulement du liquide *147*
4.2.2.2 Calcul pour des perçages à faibles rapports d'aspect 148
4.2.2.3 Prise en compte du rayonnement du gaz 150
Modification de la condition en flux *150*
Résultats *151*

4.3 Cycles thermiques dans la matière liquide et solide **154**
4.3.1 Cycles thermiques dans la phase liquide 156
4.3.2 Cycles thermiques dans la phase solide 157

4.4 Conclusions du chapitre 4 ..... **159**

Conclusions générales et Perspectives **161**

Conclusions générales **162**
Perspectives **163**

RÉFÉRENCES **165**

TABLE DES ILLUSTRATIONS **173**

Figures du chapitre 1 ..... **174**
Figures du chapitre 2 ..... **174**
Figures du chapitre 3 ..... **176**
Figures du chapitre 4 ..... **178**

PUBLICATIONS **181**

Publications dans des revues internationales **182**
Congrès internationaux avec actes **182**
Congrès nationaux avec actes **182**

Nomenclature

Symboles

A		coefficient d'absorption
α		proportion d'énergie récupérée sur les parois
β	(°)	angle d'inclinaison du faisceau
β_r		coefficient de rétrodiffusion
C_p	(J/(kg.K))	capacité calorifique
C_p^l	(J/(kg.K))	capacité calorifique de la phase liquide
C_p^s	(J/(kg.K))	capacité calorifique de la phase solide
D_c	(m)	diamètre dans le revêtement
D_s	(m)	diamètre dans le substrat
D_0	(m²/s)	coefficient de diffusion du carbone à température ambiante
$\tilde{D}$	(m²/s)	coefficient moyen de diffusion
δ	(m)	épaisseur du film fluide
δ_m	(m)	épaisseur de cellule
δt	(s)	pas de temps local
δT	(K)	pas de découpage des températures
Δt	(s)	pas de temps global
e	(m)	épaisseur du revêtement
E_d	(J/mol)	énergie d'activation de diffusion de carbone
$f(r)$		fonction de répartition spatiale
$\vec{F}_\sigma$	(N)	effort des tensions de surface
F_y	(N)	effort résultant sur le revêtement
ϕ		fonction de forme Sibson
$\vec{g}$	(m/s²)	accélération de la pesanteur
$g(t)$		fonction de répartition temporelle
γ	(N/m)	coefficient de capillarité
γ		rapport des capacités calorifiques
γ_v		coefficient d'adiabaticité
h	(m)	taille de maille
H	(J/m³)	enthalpie volumique
η	(W/(m².K))	coefficient d'échange par rayonnement

I_{abs}	(W/m²)	intensité absorbée
φ	(W/m²)	flux thermique
$\vec{\varphi}_{laser}$	(W/m²)	flux laser orienté
k	(W/(m.K))	conductivité thermique
k_B	(= 1,381.10^{-23} J/K)	constante de Boltzmann
k_l	(W/(m.K))	conductivité thermique en phase liquide
k_s	(W/(m.K))	conductivité thermique en phase solide
κ	(m²/s)	diffusivité thermique
κ_l	(m²/s)	diffusivité thermique en phase liquide
κ_s	(m²/s)	diffusivité thermique en phase solide
L	(m)	distance caractéristique
L_m	(J/kg)	chaleur latente de fusion
L_v	(J/kg)	chaleur latente de vaporisation
λ	(m)	longueur d'onde du faisceau laser
m	(kg)	masse atomique
M	(N.m)	moment issue de l'effort résultant sur le revêtement
M_a	(kg/mol)	masse molaire
M_v		nombre de Mach de la phase vapeur
$\dot{M}_{vap}$	(kg/(s.m²))	débit de masse vaporisé
μ	(Pa.s)	viscosité
$\vec{n}_e$		normal à la surface de coupure
$\vec{n}_s$		normal à la surface libre
p	(Pa)	pression
P_{atm}	(= 1,013.10^5 Pa)	pression atmosphérique
$P_{crête}$	(W)	puissance crête du faisceau
Pe		nombre de Péclet
P_G	(Pa)	pression dynamique dans le gaz
P_{laser}	(W)	puissance issue de l'absorption laser
P_L	(Pa)	pression dynamique dans le liquide
P_m	(W)	puissance dissipée dans le liquide
P_μ	(Pa)	pression dissipée par viscosité
P_{perte}	(W)	puissance perdue par conduction dans le solide

P_{recul}	(Pa)	pression de recul
P_{sat}	(Pa)	pression de vapeur saturante
P_v	(W)	puissance nécessaire pour vaporiser
θ	(°)	angle d'expansion
r	(m)	coordonnée radiale en 2Daxi
r_l	(m)	rayon de cellule
r_{laser}	(m)	rayon du faisceau laser focalisé
r_s	(m)	longueur curviligne du film
R	(= 8,314 J/mol/K)	constante des gaz parfaits
R_e		nombre de Reynolds
R_f	(m)	paramètre de rayon du faisceau
R_1	(m)	rayon de courbure principal
R_2	(m)	rayon de courbure normal
ρ	(kg/m^3)	masse volumique
ρ_l	(kg/m^3)	masse volumique en phase liquide
ρ_s	(kg/m^3)	masse volumique en phase solide
$\vec{s}$		direction curviligne
S_c	(m^2)	surface des cellules de Voronoï
t_{pulse}	(s)	durée d'impulsion
t	(s)	temps
T	(K)	température
T_{amb}	(= 293,15 K)	température ambiante
T_c	(K)	température imposée
T_e	(K)	température sur la surface de coupure
T_{liq}	(K)	température du liquidus
T_m	(K)	température de fusion
T_s	(K)	température sur la surface libre
T_{sol}	(K)	température du solidus
T_v	(K)	température de vaporisation
T_0	(K)	température initiale
$\tau_{descente}$	(s)	temps caractéristique du front de descente de la cavité
$\tau_{montée}$	(s)	temps caractéristique du front de montée de la cavité

u	(m/s)	vitesse suivant $\vec{x}$ ou $\vec{r}$
$\vec{u}$	(m/s)	vecteur vitesse
U	(m/s)	vitesse caractéristique
v	(m/s)	vitesse suivant $\vec{y}$ ou $\vec{z}$
V_d	(m/s)	vitesse de perçage
V_m	(m/s)	vitesse d'éjection liquide
V_v	(m/s)	vitesse d'avance du front de vaporisation
x	(m)	abscisse en 2D
X_f	(m)	position du front de fusion
y	(m)	ordonnée en 2D
ψ		fonction de Heaviside
z	(m)	coordonnée axiale en 2Daxi

Opérateurs

∇	opérateur gradient
∇^2	opérateur laplacien
div	opérateur divergence
$\| \ \|$	norme euclidienne
$\mathbf{X}^{\mathrm{T}}$	transposée du vecteur $\mathbf{X}$

Tenseurs et matrices

$\bar{\bar{\delta}}$	symbole de Kronecker
$\bar{\bar{D}}$	tenseur déviatorique
$\bar{\bar{\sigma}}_e$	tenseur des contraintes sur la surface de coupure
$\bar{\bar{\sigma}}$	tenseur des contraintes
$\left[D\right]$	matrice de rigidité modifiée
$\left[K\right]$	matrice de rigidité
$\left[M\right]$	matrice de masse
$\mathbf{F}$	efforts et flux nodaux
$\mathbf{G}$	gravités nodales
$\mathbf{H}$	enthalpies volumiques nodales
$\mathbf{T}$	températures nodales
$\mathbf{U}$	vitesses et pressions nodales

Introduction

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire PIMM (Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux, UMR CNRS 8006) de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers ParisTech à Paris au sein des groupes de recherche LASER, DYSCO et COMET. Il a été cofinancé par le CNRS et la DGA.

Ce travail a bénéficié d'un environnement industriel via un projet ANR MatetPro qui réunit plusieurs entreprises : SNECMA (Safran), CRMA (Air France), Laser Métrologie et LASAG (Rofin). Ce projet, intitulé « ULTRA » pour « Usinage par Laser des sysTèmes de Refroidissements en Aéronautique », vise à réaliser une avancée significative dans la maitrise du procédé de perçage par laser par deux approches :

- une approche technologique avec d'une part la conception et le développement de dispositifs optiques pour le contrôle en production de la qualité géométrique des trous et d'autre part l'optimisation des revêtements pour améliorer leur adhérence au cours du perçage ;
- une approche fondamentale afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu au cours du perçage laser et d'envisager à long terme un outil prédictif d'aide à l'optimisation des paramètres procédés.

C'est dans cette deuxième approche que s'inscrivent les travaux présentés dans ce manuscrit. Le procédé de perçage laser est alors étudié sous l'angle d'une interaction laser/matière engendrant des transferts thermiques et hydrodynamiques.

L'objectif global de la thèse est de construire un outil de simulation numérique du perçage laser pour :

- mieux comprendre l'interaction laser/matière au niveau local de l'interface solide/liquide/vapeur en régime semi-confiné, notamment sur des matériaux revêtus de barrière thermique ;
- exploiter les résultats du calcul pour estimer les endommagements induits par le procédé sur la matière et leur nocivité sur la tenue en service des structures.

Le **chapitre 1** présente un état de l'art autour du procédé de perçage laser. Il définit le régime d'interaction considéré et donne un état de la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu en perçage laser. Les travaux de la communauté sur la modélisation des procédés laser sont ensuite évoqués avec comme objectif de mettre en avant le manque significatif de travaux pertinent autour du perçage laser en régime de percussion. Ce manque de travaux est lié à plusieurs difficultés d'ordre numérique que ne peuvent résoudre les outils de calcul standards. Ces difficultés sont mises en évidence et justifient le choix de la méthode CNEM (Constraint Natural Element Method), utilisée dans ce travail pour résoudre les équations spatio-temporelles associées au perçage.

Le **chapitre 2** propose une investigation expérimentale du perçage laser. Cette étude permet de mieux comprendre les paramètres matériau et procédés influant sur la géométrie du trou et manière plus général sur le perçage. Des mesures originales sont présentées pour obtenir des valeurs fiables des grandeurs caractéristiques du perçage laser comme la température, la pression de recul ou la vitesse d'éjection du liquide pour les comparer aux résultats des simulations (chapitre 4).

Le **chapitre 3** présente tout d'abord le modèle physique de perçage à résoudre. Il détaille les hypothèses prises pour le calcul. Les équations de conservation ainsi que les lois de comportement sont données. Ensuite, le traitement numérique de ce modèle via l'utilisation de la méthode CNEM est explicité. Enfin, plusieurs cas tests sont proposés pour s'assurer de la bonne implémentation du modèle dans le code de calcul créé.

Le **chapitre 4** présente tout d'abord les résultats obtenus par des simulations de perçage laser en régime de percussion. Ces résultats sont ensuite comparés aux observations et mesures afin de valider le code de calcul. Plusieurs écarts entre simulation et expérience sont observés et discutés en critiquant le modèle physique initial et en proposant des améliorations. Enfin, une exploitation des résultats est réalisée pour mieux appréhender les possibles transformations microstructurales issus des effets thermiques sur la matière et ainsi prédire son état final.

A la suite de la conclusion générale du travail, plusieurs perspectives sont proposées.

1 État de l'art

1.1 Contexte **6**

1.1.1 Historique 6

1.1.2 Contexte industriel de la thèse 7

1.1.3 Définitions 9

1.2 Phénomènes physiques associés au procédé **11**

1.2.1 Principe physique 11

1.2.2 Absorption du faisceau laser 12

1.2.3 Echanges thermiques pendant le procédé 14

1.2.4 Ecoulements des fluides 14

1.3 Modélisation analytique du procédé **15**

1.3.1 Modèle du « piston » 16

1.3.2 Front de vaporisation 17

1.4 Modélisation numérique du procédé **19**

1.4.1 Travaux antérieurs 19

1.4.2 Gestion de la surface libre 21

1.4.3 Gestion du changement de phase solide/liquide 23

1.4.4 Verrous scientifiques sur la modélisation 25

1.5 La méthode CNEM **26**

1.5.1 Principe de la NEM 26

1.5.2 L'extension CNEM 28

1.6 Conclusions du chapitre 1 ..... **30**

1.1 Contexte

1.1.1 Historique

La première moitié du XXème siècle voit l'émergence de nouvelles théories autour de la photonique. Une chronologie des évènements marquants de la naissance du laser peut être donnée comme suit :

- 1897 : C. Fabry et A. Pérot construisent l'interféromètre partiellement réfléchissant ;
- 1900 : Max Planck discrétise les niveaux d'énergie ;
- 1917 : Einstein calcule une probabilité d'émission stimulée ;
- 1949 : Kastler et Brossel inventent le pompage optique et l'inversion de population ;
- 1952 : Basov et Prokhorov décrivent le principe théorique du MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) au Lebedev Institute of Physics.

Au cours des années suivantes, à partir de ces descriptions théoriques, le développement des premières sources laser expérimentales voit le jour :

- 1954 : Charles Townes conçoit le premier MASER (λ =1,25 cm, NH^3) à Columbia University, NY ;
- 1958 : G. Gould propose le terme LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ;
- 1960 : T. Maiman construit le premier LASER visible à rubis impulsionnel (λ =694 nm, Cr^{3+} Al2O3) (figure 1.1) au Hughes Laboratories à Malibu (MAIMANN, T., 1960).

Les premières applications utilisant la technologie laser sont apparues à partir des années 1960 :

- 1961 : première application médicale ophtalmologique (KOESTER, J. C. et al., 1962) ;
- 1963 : premier choc laser qui génère une pression de 1 GPa dans un métal ;
- 1965 : première application industrielle : un perçage laser de filière de diamant de 2 mm d'épaisseur ;

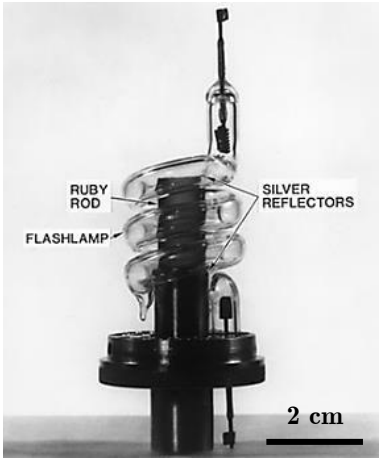

Figure 1.1. 1960 : première source laser, réalisée par T. Maiman.

En 2013, les sources laser sont multiples et utilisent la stimulation de milieu divers et variés. On citera les milieux gazeux, et notamment les sources CO_2, couramment utilisées pour la découpe et le soudage laser, et les milieux solides comme celui dopé au néodyme, le Nd:YAG, lui aussi utilisé dans la découpe, le soudage mais aussi le perçage laser. Ces sources permettent d'apporter des puissances crête de plusieurs dizaines de kilowatts (figure 1.2).

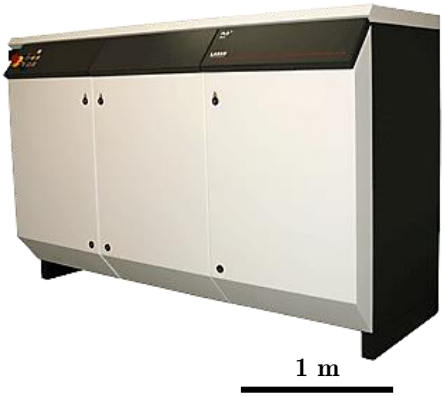

Figure 1.2. 2013 : Source laser pulsée Nd:YAG FLS A de chez LASAG (Rofin) pouvant délivrer plusieurs dizaines de kilowatts de puissance crête pendant 20 ms à 500 Hz.

1.1.2 Contexte industriel de la thèse

1.1.2.1 Application aux moteurs aéronautiques

Les pièces présentes dans la chambre de combustion d'un moteur aéronautique* subissent des sollicitations thermomécaniques issues des fortes températures de combustion, qui sont de

* C'est dans cette partie que se passe la combustion de l'air précédemment comprimée.

l'ordre de la température de fusion des matériaux composants les pièces. La structure doit alors être refroidie le plus efficacement possible. Le système de refroidissement consiste en deux protections :

- la première protection est un revêtement céramique faiblement conducteur, utilisé comme barrière thermique ;
- la seconde protection est l'application d'un film d'air froid sur toute la surface des pièces en contact avec la combustion. Ce film d'air est réalisé au moyen de trous millimétriques (figure 1.3).

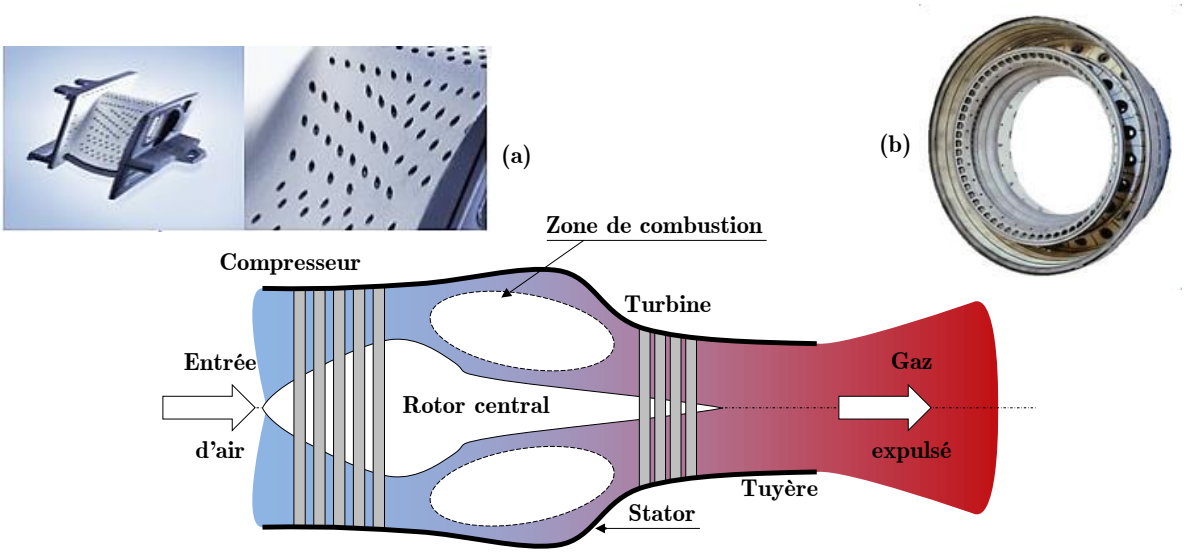

Figure 1.3. Schéma de principe d'une turbine de moteur d'avion et détails d'une aube de turbine (a) et d'un chambre de combustion (b).

Pour réaliser ces trous, le procédé de perçage par électro-érosion généralement utilisé pour les perçages des aubes de turbine non-revêtues n'est plus possible, la couche de céramique n'étant pas conductrice. L'utilisation d'une source laser est alors nécessaire lorsque les pièces sont revêtues de la barrière thermique.

En 2010, l'usinage de ces pièces de moteur aéronautique et notamment les pièces présentes dans la partie « haute-pression » est l'application majeure du procédé de perçage laser. Les principaux constructeurs de moteurs aéronautiques sont : General Electric, Rolls Royce, Prat et Whitney, Safran, et MTU. Le marché généré par cette opération représente en 2010 à peu près 30 milliard d'euros. Les enjeux sont économiques puisqu'un remplacement massif et une croissance de 20 % de la flotte internationale sont prévus dans les quinze prochaines années. Ces enjeux sont aussi environnementaux car une augmentation de la température de combustion de 50 K augmente le rendement global d'un moteur de 1,5 %. La qualité des perçages réalisés impacte directement l'efficacité du refroidissement et est donc la clé de la performance des moteurs actuels.

1.1.2.2 Problématique industrielle

La problématique industrielle autour du procédé de perçage laser est donc de réaliser des trous sur un matériau revêtu d'au moins une couche céramique (celle-ci correspond à la barrière thermique). Ces trous sont fortement inclinés et d'un diamètre de l'ordre du millimètre.

Plusieurs type de défauts doivent être maîtrisés afin d'assurer à la pièce finale une bonne tenue mécanique. En effet, le cycle thermique imposé par le procédé de perçage laser crée des endommagements récurrents en production. Ils se présentent sous forme de porosités, de zones fondues resolidifiées, de variations dans les dimensions d'usinage, de fissurations au sein de matériaux homogènes mais également de délaminages aux interfaces dépôt/substrat pour les matériaux revêtus de la barrière céramique protectrice (figure 1.4). Ces endommagements sont responsables d'effets induits sur les propriétés mécaniques de la structure percée, et sur leur tenue en service (KAMINSKI, M., 2007).

D'un point de vue efficacité du refroidissement, il faut que le trou soit le plus rasant possible afin d'assurer une protection par film d'air optimale. L'intensité laser incidente décroit lorsque l'angle d'inclinaison augmente (la surface de la tâche laser augmente d'autant) ce qui entraîne une augmentation de la puissance utilisé et donc des risques d'endommagement. Pour l'instant, les angles d'inclinaison des perçages ne dépassent pas les 20° (angle β sur la figure 1.4).

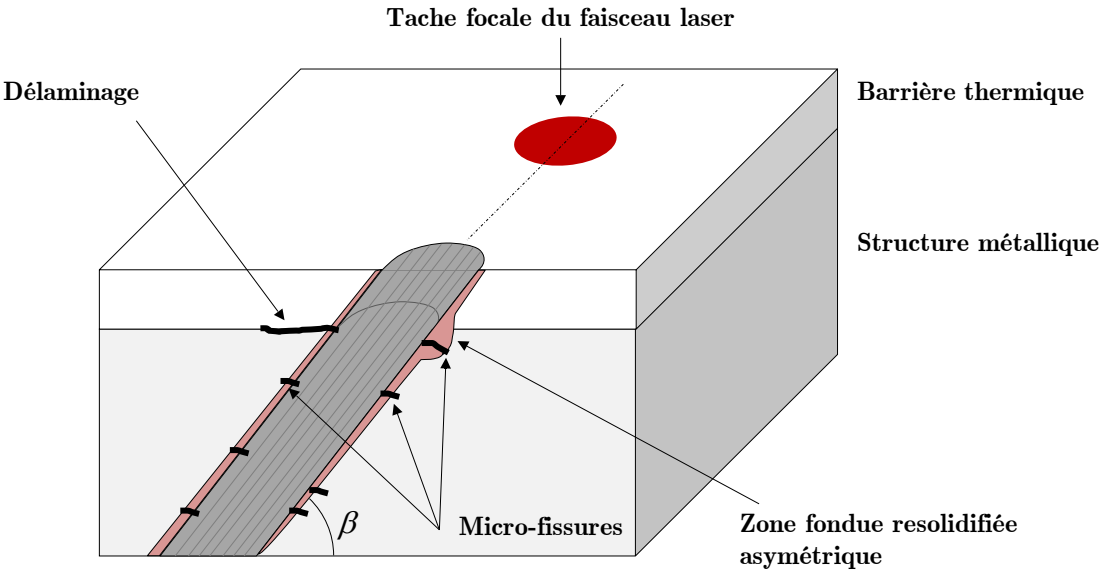

Figure 1.4. Schéma de principe d'un perçage incliné d'un angle β sur un matériau revêtu.

1.1.3 Définitions

1.1.3.1 Régime d'interaction du procédé

Il est important de définir le régime d'interaction étudié dans ces travaux car le terme « perçage laser » regroupe différents procédés et stratégies de déplacement sur différentes gammes d'intensité incidente et de durée d'impulsion. La figure 1.5 place dans un diagramme

durée d'impulsion/intensité incidente les procédés d'usinage et d'assemblage utilisant les lasers de puissance. Le procédé étudié dans ces travaux de thèse, à savoir le perçage laser en régime de percussion, est souligné. Les durées d'interaction pour la percussion vont de la dizaine de microseconde à quelques millisecondes. Les diamètres de trous finaux sont de l'ordre du millimètre au plus et les profondeurs percées peuvent atteindre plusieurs dizaines de millimètres pour plusieurs impulsions.

Les procédés proches de ce régime d'interaction utilisent aussi le terme « perçage » :

- le perçage par ablation, ou micro-usinage, utilise des densités de puissance et des durées d'impulsion respectivement de l'ordre de la dizaine de GW/cm² et de quelques dizaines de nanosecondes. Les dimensions usinables sont de l'ordre du millimètre dans l'épaisseur et peuvent concerner le perçage classique d'un trou d'une dizaine de micromètre de diamètre comme l'usinage d'une géométrie de dimension plus importante en déplaçant la source laser. La matière soumise à ces densités de puissance est principalement enlevée par vaporisation ;
- le soudage forte épaisseur utilisent des densités de puissance plus faibles que le régime de percussion (de l'ordre de quelques MW/cm²) et des durées d'impulsion plus longues (supérieures à la dizaine de millisecondes). Le terme « perçage » définit ici la première étape du soudage à savoir la création du capillaire de vapeur (« keyhole en anglais »). Néanmoins, il ne s'agit pas d'un procédé d'enlèvement de matière car le bain liquide n'est pas éjecté.

Dans la suite de ces travaux, le terme « perçage laser » définira uniquement le régime de percussion.

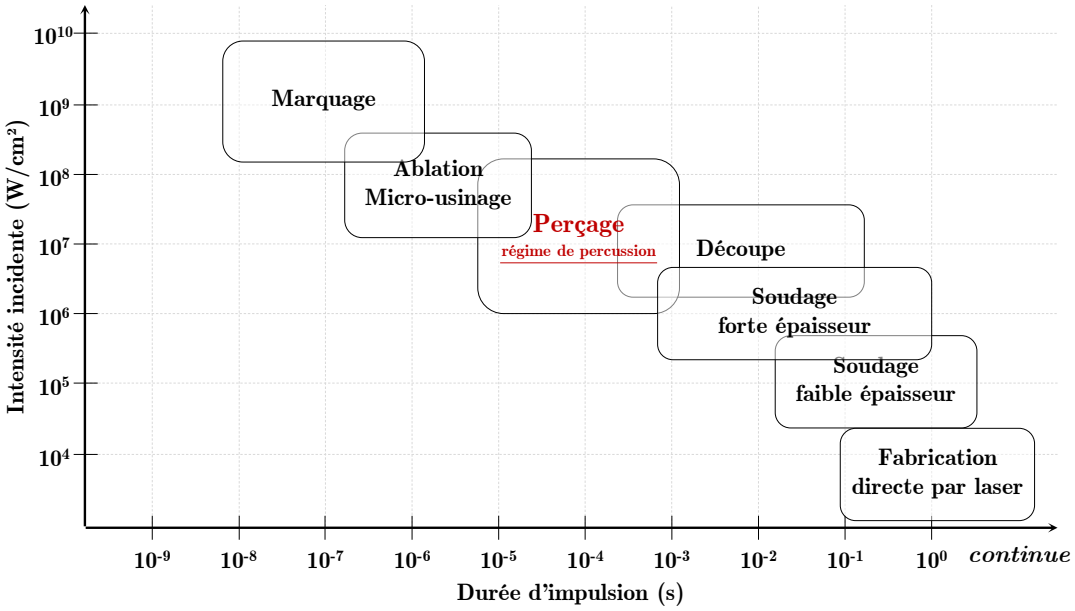

Figure 1.5. Positionnement des principaux procédés utilisant les lasers de puissance.

1.1.3.2 Configuration de perçage

Le terme « percussion » définit aussi une configuration de perçage, en plus d'un régime d'interaction. La configuration de perçage dite « par percussion » est un faisceau laser statique et une ou plusieurs impulsions laser (figure 1.6 (a)). Ce terme est utilisé pour se différencier de la configuration de perçage dite « par trépanation » (figure 1.6 (b)). La trépanation réalise un perçage par découpe. La pièce et la tête laser se déplacent l'une par rapport à l'autre.

La méthode de trépanation est intrinsèquement plus lente. Le grand nombre d'impulsions utilisées par perçage (plusieurs centaines contre moins d'une dizaine en percussion) lisse les fluctuations pouvant provenir du laser. Il permet aussi de mieux contrôler le diamètre et le profil final des trous percés. Cependant, les temps d'usinage augmentent jusqu'à un facteur quatre (SEZER, H. K. et al., 2006).

Dans la suite de ces travaux, la seule configuration étudiée sera la configuration de perçage laser par percussion.

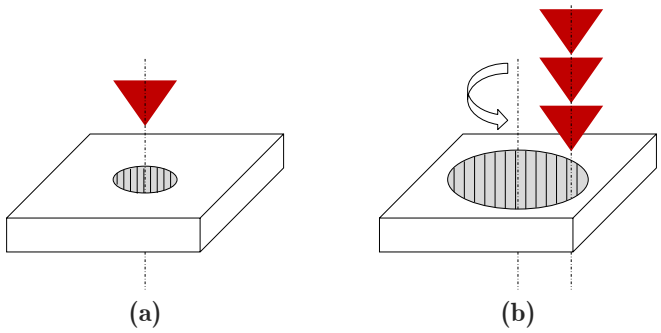

Figure 1.6. Schéma des configurations de perçage en percussion (a) et en trépanation (b).

1.2 Phénomènes physiques associés au procédé

Cette partie décrit les phénomènes physiques associés au procédé de perçage laser en régime de percussion. Elle s'appuie sur la connaissance expérimentale et les observations faites sur cette interaction laser/matière. Il est à noter que la description qui suit concerne l'interaction entre un faisceau laser et un substrat uniquement métallique.

1.2.1 Principe physique

Le faisceau laser focalisé sur la surface de la cible est absorbé par la matière. La température de cette surface augmente rapidement jusqu'à atteindre la température de fusion du substrat. Un bain liquide immobile se forme alors et la température de surface continue d'augmenter jusqu'à atteindre la température de vaporisation à pression ambiante. Une vapeur métallique s'échappe vers l'extérieur et contribue à augmenter la pression locale ce qui rehausse le seuil de vaporisation.

La vaporisation de la matière entraine une pression dite « de recul » qui éjecte le bain liquide sur les côtés à une vitesse de plusieurs dizaines de m/s (SCHNEIDER, M. et al., 2007). La vitesse d'enfoncement devient constante au bout de quelques dizaine de microsecondes et le régime dit « quasi-stationnaire de percussion » est atteint La figure 1.7 représente le schéma de ce processus de perçage.

Au cours du perçage, l'enlèvement de matière est donc réalisé de deux façons :

- par éjection de la phase liquide ;
- par vaporisation au niveau de la surface irradiée.

Les mesures effectuées dans les travaux de Voisey et al. (2000) ont montré que la proportion de matière enlevée par éjection liquide est comprise entre 50 % et 70 % et varie en fonction de la puissance crête du faisceau laser. Il n'est pas observé de distinction sur cette valeur entre un perçage sur un acier et sur un alliage d'aluminium.

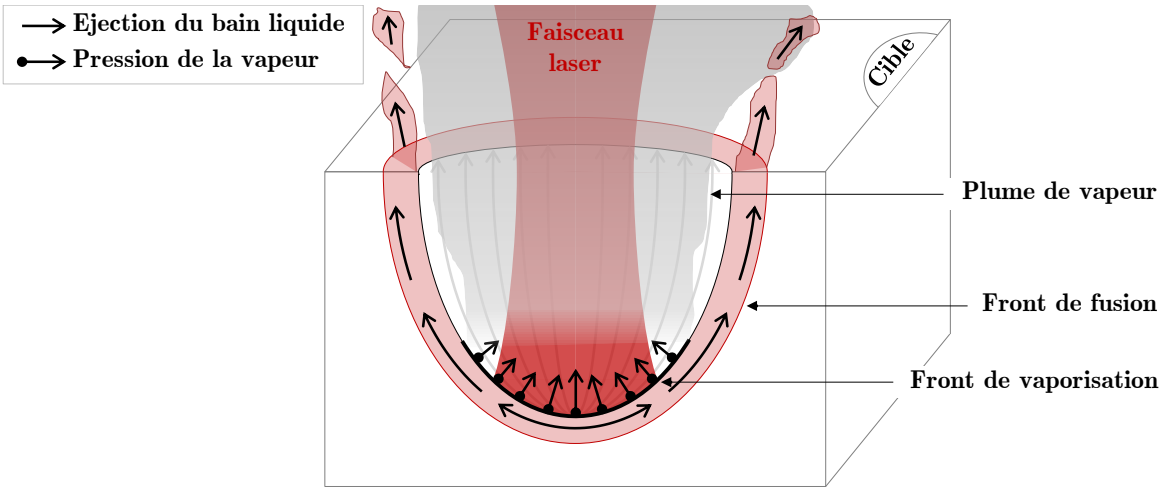

Figure 1.7. Schéma de principe du processus physique de perçage laser.

1.2.2 Absorption du faisceau laser

De manière générale, un faisceau laser est absorbé en surface sur un matériau métallique. Cette absorption surfacique est partielle et une partie de l'intensité incidente est réfléchie et ne contribue pas à l'échauffement de la matière. L'intensité absorbée correspond donc à l'énergie répartie sur la surface d'absorption pendant la durée d'interaction, et disponible pour engendrer les phénomènes physiques décrits plus haut. Il est donc nécessaire de quantifier cette absorption, ce qui est généralement fait via un coefficient compris entre 0 et 1.

Les coefficients d'absorption généralement admis sont ceux correspondant à une cible dont la surface est polie miroir et à l'état solide. On mesure la réflectivité du faisceau laser et l'absorption est déduite. Le tableau 1.1 donne les valeurs d'absorption à température ambiante d'un faisceau de longueur d'onde 1064 nm pour quelques métaux purs, polis et dont la surface

est plane. Le coefficient d'absorption d'un acier est ainsi de l'ordre de 35 % et celui d'un alliage d'aluminium de l'ordre de 10 %.

Tableau 1.1. Absorption de quelques métaux purs à 1064 nm (SCHNEIDER, M., 2006).

Elément	Fe	Al	Co	Ni
Absorption (%)	35	6	33	28

Un travail réalisé dans (SCHNEIDER, M. et al., 2008) a permis de mesurer l'absorptivité globale au cours d'un perçage laser. Les valeurs d'absorption se révèlent être beaucoup plus grande que les données matériaux usuelles et dépendent de l'intensité du faisceau et donc de la puissance crête (figure 1.8). Elles atteignent près de 80 % pour une puissance de 18 kW.

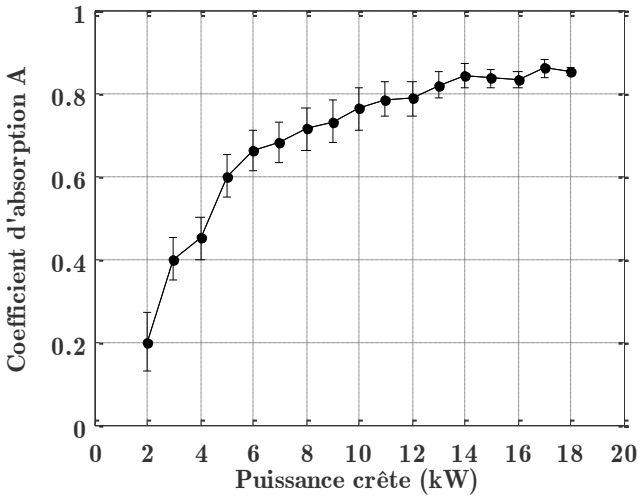

Figure 1.8. Valeurs d'absorption issues des mesures sur un acier E20 (SCHNEIDER, M. et al., 2008).

Plusieurs effets physiques contribuent à augmenter ce coefficient :

- l'absorption intrinsèque du faisceau dépend de la température de la surface absorbante (DAUSINGER, F. et Shen, J., 1993). Il n'existe cependant pas de modèle pouvant prédire cette dépendance qui reste à être vérifiée ;
- des instabilités hydrodynamiques dues à l'écoulement du liquide au cours du perçage peuvent dégrader l'état de surface et augmenter l'absorption en emprisonnant le faisceau ;
- la surface libre du perçage n'est pas plane. Des multi-réflexions micro et macroscopiques peuvent alors avoir lieu et contribuer à augmenter l'absorption globale. Cependant, les mesures de Schneider et al. (2008) ont été réalisées sur des perçages peu profonds. Il a été montré qu'aucune réflexion sur les parois du trou n'a lieu au cours du perçage jusqu'à environ 1 cm. De récentes études prennent pourtant cette hypothèse pour discuter des profils de perçage (MATTEÏ, S. et al., 2012).

La contribution de tous ces effets sur l'augmentation significative de l'absorption reste encore inexpliquée. La compréhension de ces phénomènes est néanmoins fondamentale pour déterminer

l'énergie fournie au système pour percer et l'utilisation de la simulation se révèle ici nécessaire. Ce point n'est cependant pas abordé dans la suite de ces travaux et les valeurs d'absorption considérées seront directement issues des mesures de la figure 1.8.

1.2.3 Echanges thermiques pendant le procédé

Les échanges thermiques pendant le procédé interviennent lorsque le faisceau laser est absorbé en surface et se font sous trois formes :

- un échange par conduction dans la phase liquide et dans la phase solide ;
- un échange par convection dans la phase liquide qui est en mouvement. Elle déplace alors une quantité de chaleur vers les bords extérieurs du trou ;
- une perte énergétique correspondant à l'enthalpie de changement de phase (liquéfaction et vaporisation).

A ce jour, aucune mesure de la température en surface ou dans la masse n'a été réalisée pendant un perçage laser. Cette donnée est pourtant fondamentale pour quantifier les cycles thermiques subis par la matière et ainsi prévoir les endommagements mécaniques et métallurgiques induits. De plus, les grandeurs thermophysiques comme la diffusivité, la viscosité et le coefficient d'absorption en surface dépendent de cette température. Un travail de modélisation permettrait d'estimer ces températures.

1.2.4 Ecoulements des fluides

1.2.4.1 Phase liquide

Dans les procédés laser engendrant la liquéfaction du matériau, l'étude et la description de l'écoulement du bain liquide sont importantes pour la compréhension des phénomènes physique. Les observations peuvent être basées soit sur la dissémination de traceurs métallurgiques dans le bain liquide en cours de procédé, pour une observation post-mortem par micrographie (LE GUEN, E. et al., 2011), soit sur la visualisation en temps réel par caméra rapide (HIRANO, K. et al., 2011).

Dans le cas du perçage, l'écoulement dans la matière est difficilement observable car il se situe au fond d'un trou borgne de diamètre submillimétrique. L'observation proposée dans les travaux de French et al. (1998) puis de Schneider et al. (2006) consiste à visualiser l'écoulement du bain liquide en sortie de perçage au moment où il est éjecté du trou. Ces observations ont permis d'étudier les phénomènes hydrodynamiques de l'éjection liquide et se sont révélées être très utiles pour la compréhension du procédé.

Dans les vidéos de Schneider et al. (2006), il est bien observé les différentes étapes du processus, à savoir un échauffement jusqu'à vaporisation et ensuite l'éjection du bain liquide à des vitesses de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde. La direction de cette éjection est régie par la pression de la phase vapeur qui s'applique sur la zone irradiée au centre du perçage. La phase liquide est donc éjectée uniquement sur les côtés.

1.2.4.2 Phase gazeuse

Hydrodynamique de la vapeur métallique

Les observations par caméra rapide précédentes (SCHNEIDER, M. et al., 2006) ont aussi permis d'observer l'hydrodynamique de la matière vaporisée. L'observation d'une onde de choc dès les cents premières microsecondes dans le jet de vapeur métallique démontre la nature supersonique de l'écoulement. L'onde de choc est située à environ 2 mm au-dessus de la surface cible. Les vitesses estimées pour cette phase vapeur sont de l'ordre de 900 m/s.

Lorsque le trou s'enfonce, les éjections liquides gênent l'observation de l'écoulement du gaz. On ne sait donc pas si la détente de vapeur dans un trou profond et dans un régime semi-confiné génère encore une onde de choc. La simulation permettrait d'apporter une réponse à cette question.

Les informations sur l'hydrodynamique de la vapeur métallique peuvent renseigner sur les températures en fond de perçage (comme nous le verrons dans le chapitre 2). Cependant, la contribution de la phase gazeuse sur les grandeurs caractéristiques telles que la vitesse de perçage et la largeur des trous est encore mal connue. Un travail de simulation permettrait de mieux appréhender cette contribution

Influence du gaz de protection

Tout comme les autres procédés utilisant les lasers de puissance, un gaz dit « d'assistance » est projeté coaxialement au faisceau laser à travers une buse conique. Ce gaz est en général de l'argon, de l'azote ou de l'oxygène.

Il a été montré (SCHNEIDER, M. et al., 2007) que dans le cas d'un perçage borgne, le gaz n'a pas d'influence sur la vitesse de perçage ou la qualité métallurgique. Il a une fonction de protection des optiques par rapport aux remontées des éjections fluides, mais ne modifie pas les caractéristiques du procédé.

On notera qu'il joue véritablement un rôle d'assistance à l'éjection du liquide au moment de l'ouverture du trou en face arrière ou en configuration de trépanation, où le gaz souffle le bain liquide vers le bas (BERTHE, L. et al., 2009).

1.3 Modélisation analytique du procédé

Dans cette partie, on s'intéressera au modèle analytique généralement utilisé dans la littérature pour comprendre le processus physique de perçage. Ce modèle est aussi à la base des développements de simulations numériques et il est important de s'approprier les équations fondamentales avant de les résoudre.

Associée à ce modèle, la loi de vaporisation implémentée dans les modèles actuels sera aussi décrite.

1.3.1 Modèle du « piston »

Historiquement, le premier modèle analytique du procédé de perçage, qui englobe aussi la physique du soudage, a été proposé dans (VON ALLMEN, M., 1976) et développé dans (SEMAK, V. et A., Matsunawa, 1997). Ce modèle sera appelé dans ces travaux « modèle du piston ».

Il repose sur l'écriture des équations de conservation de l'énergie et de la masse au sein d'une cellule rectangulaire. Cette cellule représente un volume de couche liquide situé au centre du perçage (figure 1.9). Il s'agit d'un modèle analytique 1D stationnaire qui permet de remonter aux grandeurs caractéristiques du procédé à savoir la vitesse de perçage, la vitesse d'éjection liquide et la température de surface. Les équations du modèle seront détaillées dans le chapitre 2.

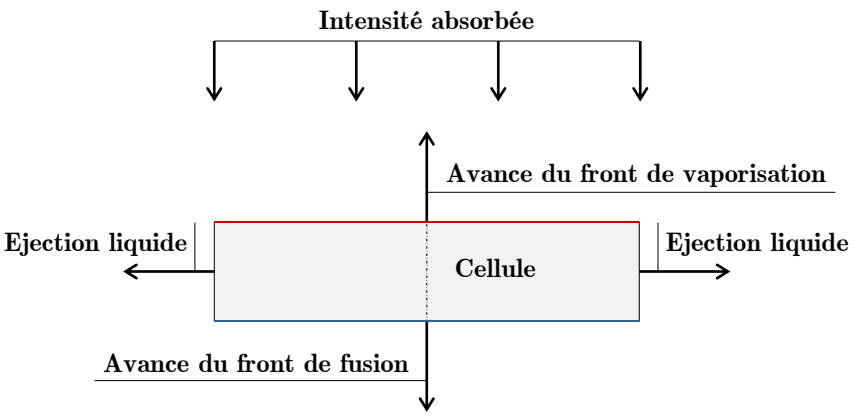

Figure 1.9. Schéma de principe du modèle analytique du « piston ».

Le modèle du piston a été repris dans de nombreux travaux et optimisé. Batteh et al. (1998) utilisent ce modèle stationnaire pour identifier l'influence de l'intensité incidente sur la largeur de zone fondue, la vitesse de perçage et la fraction de matière vaporisée, et ce pour plusieurs matériaux métalliques standards. Il incorpore dans la phase liquide un écoulement laminaire en prenant en compte la viscosité et un profil de vitesse parabolique.

L'hydrodynamique de l'éjection liquide est étudiée dans les travaux de Low et al. (2002) pour des intensités absorbées de l'ordre de la dizaine de MW/cm^2. Par contre, les comparaisons expérimentales sur la vitesse de perçage ne sont faites que sur des intensités inférieures à 2 MW/cm^2, contrairement au perçage laser en régime de percussion.

Les travaux de Ng et al. (2006) reprennent le modèle de Low et y incluent l'effet de la durée d'impulsion et de la profondeur du trou dans l'expression de la pression de recul. La même année, les travaux de thèse de Schneider (2006) incorporent une loi empirique dans le modèle du piston qui prend en compte l'élargissement du trou par rapport au diamètre du faisceau laser. La cellule de couche liquide où est résolu le modèle devient alors trapézoïdale et les résultats permettent de prédire les diamètres d'entrée des trous percés.

Plus récemment, les travaux de Hirano et al. (2011) utilisent les équations de base du modèle du piston en l'appliquant à la découpe laser. Ils incorporent une perte par conduction dans la phase solide plus réaliste qui est prise dépendante du nombre de Péclet. Ce modèle plus réaliste permet d'expliquer l'influence de la longueur d'onde sur la stabilité du front de découpe.

Tous ces travaux utilisent donc le modèle du piston comme base de modélisation. En parallèle de la résolution des équations de conservations, une loi de vaporisation (dans le cas où l'intensité est assez élevée pour dépasser la température de vaporisation) doit être choisie pour faire le lien entre la pression de recul et la température de surface.

1.3.2 Front de vaporisation

La description des mécanismes physiques sur le front de vaporisation est primordiale pour modéliser le procédé de perçage laser en régime de percussion car ces mécanismes contrôlent l'enlèvement de la matière. Nous avons vu que la température augmente jusqu'à atteindre la température de vaporisation à pression ambiante. Les mécanismes intervenants alors sur ce front de vaporisation sont les suivants :

- la vaporisation entraîne une pression mécanique de recul appliquée sur la surface du bain liquide et sa valeur est directement liée à la pression de vapeur saturante ;
- la chaleur latente de vaporisation entraîne une perte énergétique.

Un phénomène dit de recondensation intervient sur une zone proche de la surface. Les agrégats de particules vaporisées sont éjectées dans une direction normale à la surface mais pas toutes à la même vitesse (figure 1.10). Les particules rapides percutent alors celles plus lentes et se recombinent entre elles (elles condensent). Une zone où la distance de collision des particules est inférieure à celle de leur libre parcours moyen apparaît, et est appelée couche de « Knudsen » (KNUDSEN, M., 1915), (YTREHUS, T. et Ostmo, S., 1996).

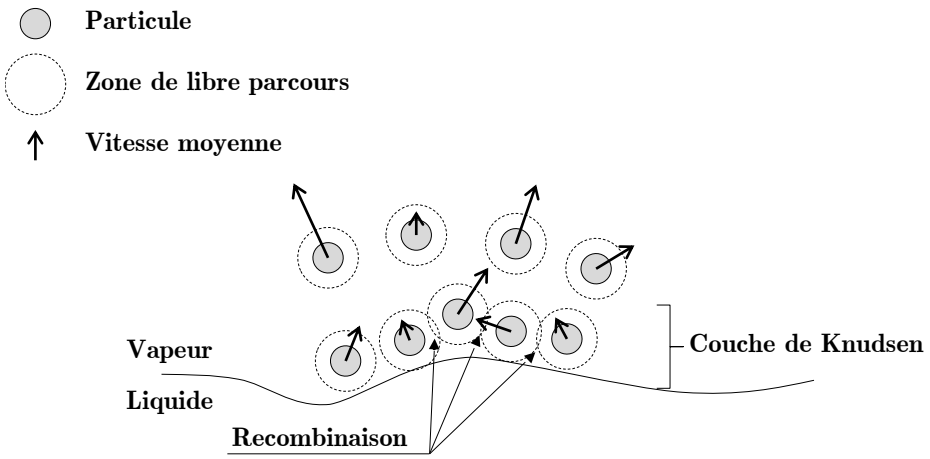

Figure 1.10. Recombinaison des atomes au niveau de la couche de Knudsen.

L'effet de cette zone de recombinaison doit être pris en compte dans les deux mécanismes intervenant sur le front de vaporisation (pression de recul et perte d'énergie).

1.3.2.1 Mise en équation de la pression de recul

La pression de recul est directement liée à la pression de vapeur saturante notée P_{sat}. Ce dernier terme est décrit par l'équation de Clausius-Clapeyron et est liée à la température de surface T_s :

$$P_{sat} = P_{atm} \exp\left(\frac{M_a L_v}{R} \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_s} \right) \right). \tag{1.1}$$

Dans les précédents travaux de la littérature (KNIGHT, C. J., 1979), (SAMOKHIN, A. A., 1990), il est admis que la valeur de la pression mécanique est la moitié de la pression de vapeur saturante, par effet d'action/réaction. Il est mis en place ensuite un coefficient dit de « rétrodiffusion » noté β_r compris entre 0 et 1 pour tenir compte de la présence de la couche de Knudsen. Ce coefficient augmente la pression mécanique en tenant compte de la recondensation et dépend de la dynamique de la phase vapeur via son nombre de Mach noté M_v et son coefficient d'adiabaticité noté γ_v (SAMOKHIN, A. A., 1990) :

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{1-g}{1+g}, \\ \text{avec} \quad g &= \left(1+\gamma_v M_v^2\right)^{-1} \sqrt{\frac{\pi}{10}\gamma_v M_v^2 \left(5+\gamma_v M_v^2\right)}. \end{aligned} \tag{1.2}$$

La pression de recul notée P_{recul} prend alors l'expression suivante :

$$P_{recul} = \frac{\left(1+\beta_r\right)}{2} P_{sat}. \tag{1.3}$$

1.3.2.2 Mise en équation de l'énergie perdue par vaporisation

Le flux de matière vaporisée noté $\dot{M}_{vap}$ doit être déterminé pour connaitre la perte énergétique due à la vaporisation. Cette perte correspond au produit de ce flux de matière par la chaleur latente de vaporisation $L_v \dot{M}_{vap}$.

Pour cela, une loi de conservation des flux de matières condensées et évaporées à l'interface est proposée dans les travaux de (ANISIMOV, S. I., 1968) puis repris par (KNIGHT, C. J., 1979) et (SAMOKHIN, A. A., 1990). L'équilibre thermodynamique est supposé vérifié. De cette loi de conservation, il sort une relation entre le flux de matière vaporisée et la température de surface appelée la relation d'Hertz-Langmuir :

$$\dot{M}_{vap} = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B}} \frac{P_{sat}}{\sqrt{T_s}} \left(1 - \beta_r\right). \tag{1.4}$$

Ces mécanismes qui décrivent les phénomènes physiques sur le front de vaporisation sont indispensables pour la résolution du modèle analytique du piston et les équations (1.3) et (1.4) sont toujours intégrées dans le modèle du piston.

Dans les travaux présentés précédemment, la résolution du modèle est analytique et stationnaire. Les résultats obtenus sont utilisés à des fins de compréhension des phénomènes physiques mais ne peuvent décrire les états transitoires du perçage et l'écoulement des phases liquide et gazeuse, ni prédire les géométries des trous. Une résolution numérique transitoire de ce modèle dans un volume fini est donc nécessaire. La partie suivante présente les travaux numériques marquants qui ont été menés et qui se basent sur les mêmes équations de conservation et les mêmes modèles de vaporisation.

1.4 Modélisation numérique du procédé

Dans cette partie, les travaux marquants de simulation numérique, c'est-à-dire une modélisation du procédé qui prend en compte les phénomènes transitoires et la géométrie des trous, sont présentés. A partir de cet état de l'art, les verrous numériques de la simulation du perçage sont mis en évidence.

1.4.1 Travaux antérieurs

De manière générale, tous les travaux de modélisation de l'interaction laser/matière engendrant la présence d'un bain liquide, qui vaporise ou non, se basent sur la résolution des équations fondamentales du modèle du piston.

Les premiers travaux de Kar et al. (1990) résolvent ces équations fondamentales dans un repère axisymétrique. La partie transitoire est ajoutée au modèle, qui reste néanmoins analytique et n'est pas discrétisée sur un volume. Des profils géométriques de trous sont obtenus mais pas comparés avec les observations expérimentales.

La figure 1.11 reprend le diagramme durée d'interaction / intensité incidente et positionne les travaux marquants de simulation qui résolvent les équations du piston en transitoire et dans un domaine discrétisé. Les travaux modélisant les régimes de soudage sont les plus nombreux (au nombre de six) et certains modèles sont en trois dimensions : (KI, H. et al., 2002), (OTTO, A. et al., 2011) et (TAN, W. et al., 2013). Les autres résolvent les équations dans un repère axisymétrique. L'écoulement de la phase vapeur est modélisé dans ces travaux et est supposé laminaire et incompressible.

Les modélisations du perçage laser en régime de percussion, (KI, H. et al., 2000), (GE, Z. et al., 2012) et (REVUZ, N., 2010), sont moins nombreuses et ne représentent pas les échanges

thermiques au sein de la phase vapeur ainsi que son écoulement. De plus, ces travaux sont construits sur des hypothèses spécifiques :

- dans (KI, H. et al., 2000) et (GE, Z. et al., 2012), le modèle physique est résolu mais la zone liquide n'est pas discrétisée et les transferts d'énergie et de masse y sont résolus dans une considération 1D ;
- dans (REVUZ, N., 2010), la phase liquide est discrétisée mais son épaisseur est supposée constante et connue. De plus, la pression de recul n'est pas couplée à la température et est une donnée d'entrée du calcul.

Les résultats de ces travaux sur le perçage par percussion sont limités par ces hypothèses. Ils ne peuvent prédire la géométrie finale des trous ni les phénomènes locaux d'écoulement de la phase liquide pendant le procédé. Néanmoins, ces hypothèses paraissent nécessaires aux auteurs pour simplifier le modèle physique, alors que celui-ci est résolu complétement dans des régimes de soudage, quelle que soit la stratégie numérique utilisée.

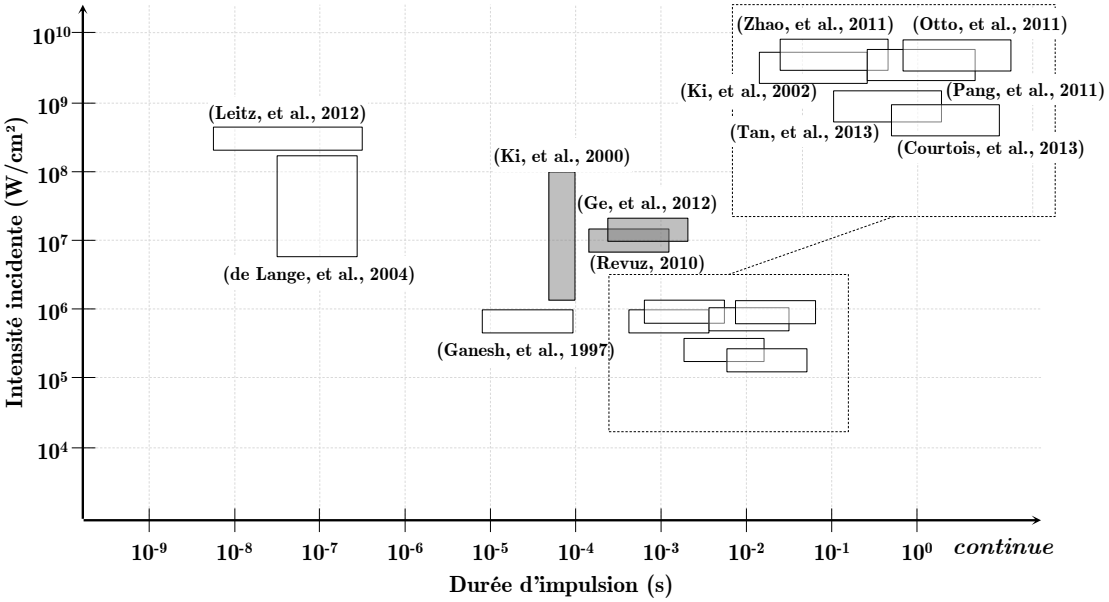

Figure 1.11. Positionnement des travaux marquants de simulation (les simulations de perçage en régime de percussion sont grisées).

La simulation de l'interaction laser/matière entraîne la prise en compte des trois phases solide, liquide et gazeuse et la résolution du modèle physique dans un régime de percussion rend difficile la convergence des simulations. Cela peut être expliqué par l'intensité incidente plus importante dans le cas du perçage par rapport au soudage, ce qui augmente les températures mises en jeu et augmente les vitesses d'écoulement. Les largeurs de bain liquide sont aussi beaucoup plus faibles en perçage (de l'ordre d'une dizaine de micromètres au lieu de cent pour le soudage) et les gradients associés sont donc d'autant plus importants. On notera que ces raisons sont valables aussi pour le micro-usinage, modélisé sans hypothèses fortes dans (LEITZ, KH. et al., 2012) et (DE LANGE, D. F. et al., 2004), mais que ce procédé ne dure que quelques dizaines de nanosecondes et n'entraîne qu'une faible déformation de la matière.

On peut donc conclure que dans le cas du perçage, de forts gradients thermiques, des vitesses d'écoulement élevées et une forte déformation de la matière rendent déterminant le choix des méthodes numériques, et notamment le choix des méthodes de gestion des interfaces.

1.4.2 Gestion de la surface libre

L'interface liquide/vapeur dans le procédé entraîne dans le calcul la présence d'une surface libre. Le problème numérique qui se pose est de pouvoir imposer des conditions limites réalistes sur cette interface comme la pression de recul et le flux laser absorbé. Plusieurs méthodes numériques peuvent être utilisées pour décrire cette interface.

1.4.2.1 Méthodes "eulériennes" ou "front-capturing"

Les méthodes dites « eulériennes » (ou « front-capturing ») consistent à résoudre le problème sur un maillage fixe, tout comme la description eulérienne d'un écoulement fluide. L'interface correspondant à la surface libre est alors décrite de façon volumique et est diffusée sur une certaine épaisseur.

Les méthodes « Level Set » (OSHER, S. et Sethian, J. A., 1988) et « VOF (Volume Of Fluid) ou "Phase Field" » (HIRT, C. W. et Nichols, B. D., 1981) correspondent à cette description et sont les méthodes les plus utilisées actuellement dans les travaux de simulation du soudage/perçage laser.

Le principe de base de ces deux méthodes consiste à faire évoluer une courbe (ou une surface en 3D) suivant la vitesse d'écoulement du fluide considéré. Mais au lieu de modéliser explicitement cette courbe/surface par un ensemble de points connectés ou par un maillage 3d, ces méthodes travaillent sur une représentation implicite de ces objets. Dans le cas de la méthode « Level Set », cette représentation implicite consiste en une fonction dite « distance » à la courbe/surface considérée. La valeur de cette fonction, généralement notée φ, est régie par une équation de transport :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \vec{u}.\overrightarrow{\nabla \varphi} = 0, \tag{1.5}$$

où le vecteur $\vec{u}$ représente la vitesse d'écoulement du domaine. Ainsi, via la valeur de la variable φ , la position de l'interface est connue (figure 1.12).

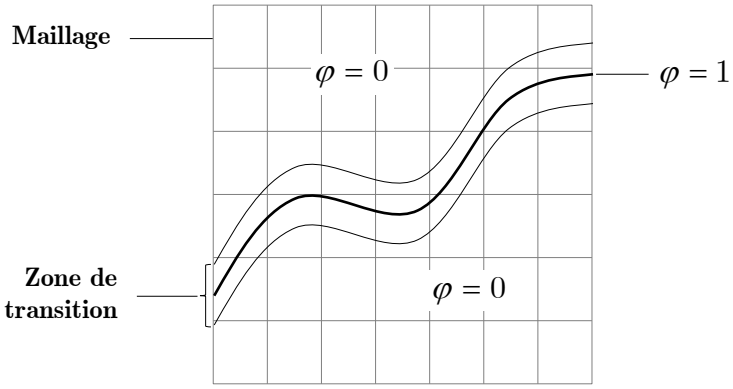

Figure 1.12. Schéma de principe de la méthode Level Set.

Imposer un effort surfacique sur cette interface est alors possible en utilisant les travaux de Brackbill et al. (1992) qui propose de mettre en place dans le modèle un effort volumique prenant une valeur non nulle autour de l'interface, c'est-à-dire lorsque φ se rapproche de la valeur 1. Dans (KI, H. et al., 2005), Ki résume la résolution du modèle physique de perçage/soudage en utilisant une description eulérienne de l'interface liquide/vapeur.

L'avantage majeur de cette méthode est de travailler à maillage fixe et de ne devoir raffiner celui-ci qu'autour de la surface libre. En effet, la largeur de l'interface est dépendante de la taille moyenne des mailles. Un nombre suffisant de nœuds est donc nécessaire pour décrire correctement cette interface et faire en sorte que son épaisseur fictive soit la plus petite possible, ce qui est un désavantage en termes de temps de calcul.

1.4.2.2 Méthodes "lagrangiennes" ou "front-tracking"

Les méthodes dites « lagrangiennes » (ou « front-tracking ») consistent à décrire la surface mobile de façon lagrangienne, c'est-à-dire utiliser un maillage mobile pour suivre l'évolution de la position de la surface. Cette méthode a pour avantage de ne pas diffuser la surface libre comme dans le cas précédent mais la gestion d'un maillage déformable est nécessaire.

Dans le cadre de la simulation du perçage/soudage laser, cette description a été utilisée de façon direct dans les travaux de De Lange et al. (2004) et via une méthode dite « ALE » dans (REVUZ, N., 2010). La formulation Lagrangian-Eulerian Arbitraire (ALE) est en effet une solution qui permet de gérer des maillages mobiles avec des déplacements d'amplitude modérée. Cela a pour effet de diminuer significativement les risques de distorsion de maillage avec l'utilisation des méthodes numériques standard comme les éléments finis. Dans les travaux de Touvrey (2006), une simulation du soudage laser utilisant la méthode ALE et couplée à des algorithmes de remaillage est proposée et réutilisée dans les travaux de Revuz (2010) pour la simulation d'un perçage en régime de percussion.

Cette description lagrangienne de la surface libre a pour avantage de ne pas faire d'hypothèses fortes au niveau de l'interface. Comme la surface libre est décrite à chaque instant de façon explicite, il est possible d'y imposer un flux thermique ou une pression mécanique. Cependant, les quelques modèles recensés dans la littérature utilisant cette description montrent rapidement les limites de cette méthode dans le régime de percussion. Ces simulations

ne peuvent décrire la totalité de l'impulsion car plus le perçage s'enfonce, plus les mailles sont distordues.

Ceci explique aussi pourquoi, à ce jour, la majorité des codes de calcul modélisant la physique de l'interaction laser/matière induisant une fusion et une vaporisation sont basés sur une description eulérienne de l'interface liquide/vapeur.

1.4.3 Gestion du changement de phase solide/liquide

Dans le modèle physique considéré, le changement de phase liquide/solide doit être pris en compte et la méthode numérique associée doit gérer des contrastes de propriétés issues des deux phases en présence.

1.4.3.1 Gestion du contraste de phase

Le premier contraste tient compte de la fusion du matériau qui entraîne la présence d'une phase liquide et d'une phase solide. La simulation des transformations de phase est l'un des aspects clé de la science des procédés thermiques en général.

Le traitement numérique de ces changements de phase peut se faire par deux méthodes, les méthodes dites « moyennées » et les méthodes de suivi de front :

- la méthode moyennée est, à notre connaissance, la seule utilisée dans les modèles de soudage/perçage. Elle consiste à diffuser l'interface de fusion sur une gamme de température, correspondant généralement au liquidus et au solidus du matériau. La méthode dite de « chaleur spécifique équivalente » illustre bien ce principe où la capacité calorifique devient dépendante de la température avec un pic de valeur au niveau de la température de fusion. Cette méthode est largement utilisée dans les simulations car elles peuvent être introduites sans difficulté dans un code numérique. Cependant, elle assure difficilement la conservation de l'énergie (RAPPAZ, M. et al., 1998) et nécessite alors une discrétisation fine autour de l'interface de fusion. La méthode enthalpique, qui est aussi une méthode moyennée est alors privilégiée pour mieux assurer la conservation de l'énergie. L'équation de la chaleur n'est alors plus résolue en température mais en enthalpie et une loi de comportement enthalpie/température doit être choisie ;
- les méthodes de suivi de front consistent à résoudre de façon explicite la condition de Stefan[†] qui décrit le problème de changement de phase en considérant deux phases, notées pour l'exemple α et β, séparées par une ligne de fusion à la température de fusion T_m (figure 1.13). L'évolution du front de fusion est donnée par sa vitesse $\vec{v}_f$:

[†] A l'origine, le physicien J. Stefan a posé cette condition en 1890 en relation à des problèmes de formation de glace (CREPEAU, J. C., 2007).

$$\vec{v}_f = \frac{1}{\rho L_m}\left(k_\alpha \overrightarrow{\nabla T^\alpha} + k_\beta \overrightarrow{\nabla T^\beta}\right), \tag{1.6}$$

avec ρ la masse volumique du domaine global, L_m la chaleur latente de fusion, k_α et k_β les conductivités des domaines respectifs et $\overrightarrow{\nabla T^\alpha}$, $\overrightarrow{\nabla T^\beta}$, les gradients de températures des domaines sur l'interface de fusion.

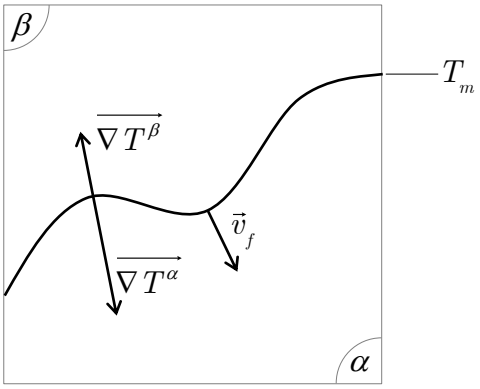

Figure 1.13. Problème de Stefan.

Cette deuxième méthode nécessite d'introduire un maillage évolutif au cours de la simulation pour suivre l'interface liquide/solide, ce qui nécessite de gérer les problèmes de distorsion de maille dans les codes de calcul standards. Pour éviter cette gestion fastidieuse, tous les travaux de simulation du procédé de perçage laser utilisent une méthode moyennée pour décrire le changement de phase de fusion.

1.4.3.2 Gestion du contraste mécanique entre solide et liquide

La modélisation physique du perçage comprend la présence d'au moins deux phases (solide et liquide). La phase solide est immobile et la phase liquide est en mouvement du fait de la pression de recul exercée par le gaz.

Le contraste mécanique entre les phases liquide et solide peut s'illustrer par le rapport des viscosités. En prenant comme viscosité de la phase solide 10^6 Pa.s et celle de la phase liquide 10^{-3} Pa.s, le rapport entre ces deux valeurs donne un contraste de l'ordre de 10^9. La difficulté des calculs numériques présentés réside essentiellement dans la gestion de ce contraste. En effet, que ce soit dans une description « front-capturing » ou « front-tracking », les codes actuels résolvent l'équation de la mécanique des fluides dans le domaine global comprenant le liquide et le solide. Les codes numériques doivent alors assurer la convergence des solveurs fluides malgré la discontinuité des vitesses dans l'écoulement.

Cette discontinuité a d'abord été prise en compte en donnant au domaine de calcul une viscosité dépendante de la température (GANESH, R. K. et Faghri, A., 1997). La viscosité passe d'une valeur assez élevée pour conserver une zone solide immobile à une valeur faible

dans la zone liquide lorsque la température dépasse la température de fusion. La convergence numérique de cette approche est délicate et nécessite un raffinement du maillage au niveau de l'interface de fusion.

Pour pallier à ce problème de convergence due à une viscosité dépendante fortement de la température, les travaux de Voller et al. (1987) proposent de conserver une viscosité constante dans les domaines liquide et solide, et d'ajouter au problème de mécanique une force volumique qui est fonction de la température et qui s'oriente dans le sens contraire de la vitesse dans la phase solide. Cette fonction se base sur une loi de Darcy (généralement utilisée pour les milieux poreux et multiphasiques) qui facilite la convergence des calculs. Il s'agit de la méthode implantée dans tous les codes de calculs actuels traitant de la simulation du soudage et du perçage laser depuis les travaux de Ki et al. (2002) jusqu'à ceux de Courtois et al. (2013). Elle a l'avantage d'être facilement implantable dans les codes de calcul usuels.

Cette approche restant malgré tout volumique, une densité de nœuds importante est nécessaire pour décrire le fort contraste mécanique de ces procédés, et notamment dans le cas du perçage où les vitesses d'écoulement sont 20 à 30 fois plus importantes que dans le soudage.

1.4.4 Verrous scientifiques sur la modélisation

Comme déjà indiqué, très peu de travaux existent sur la modélisation et la simulation du perçage laser. La raison essentielle réside certainement dans le nombre restreint d'applications de ce procédé par rapport au soudage et à la découpe laser. Des différences sont aussi à noter : par rapport au soudage, la modélisation du perçage laser nécessite d'intégrer l'enlèvement de matière par éjection liquide et par rapport à la découpe, la vapeur métallique doit être prise en compte.

Outre ces différences qui apportent une complexité supplémentaire dans la simulation numérique, le perçage laser induit des gradients thermiques plus forts que dans les deux autres procédés. A titre d'exemple, les gradients thermiques dans le cas du perçage sont environ dix fois plus élevés que dans le cas du soudage. La présence de forts gradients nécessitent de raffiner la discrétisation dans les zones concernées, ces zones étant de plus mobiles au cours du procédé (zone liquide et interface liquide/solide).

En raison de cette difficulté, les premières simulations du perçage reposent sur des hypothèses simplificatrices comme la description analytique de l'écoulement en imposant un profil de vitesse dans la zone liquide (KI, H. et al., 2000) et (GE, Z. et al., 2012) ou en imposant un profil de pression pour réduire les instabilités d'écoulement du liquide (REVUZ, N., 2010). Ces hypothèses simplificatrices sont nécessaires d'autant plus que les méthodes numériques standards comme les éléments finis ne facilitent pas les opérations de remaillage. Ces méthodes sont largement utilisées dans les codes de calcul actuels mais paraissent inadaptées au problème de simulation du perçage laser.

Il apparaît ainsi que les verrous scientifiques concernant la simulation du perçage sont les suivants :

- le choix de la méthode numérique sera déterminant pour la capacité du code de calcul à résoudre le modèle physique du piston en régime de percussion ;
- la description lagrangienne, et donc explicite des interfaces, paraît la mieux adaptée pour une résolution complète du modèle du piston.

De nouvelles méthodes numériques permettent de raffiner et de faire évoluer la discrétisation sans nuire à la qualité du maillage. On notera le récent travail de Muhammad et al. (2012) qui proposent une simulation de la découpe laser basée sur la méthode sans maillage SPH (Smooth Particle Hydrodynamics).

Dans ce travail, nous avons aussi utilisé une méthode alternative appelée CNEM. Elle est expliquée dans le paragraphe suivant.

1.5 La méthode CNEM

La méthode CNEM (Constraint Natural Element Method) est une extension de la Méthode des Eléments Naturels (NEM). Elle a été développée au laboratoire PIMM où ces travaux de thèse ont été réalisés. Pour décrire cette méthode, on s'attachera tout d'abord à expliquer le principe de la méthode NEM et de montrer l'apport de son extension.

1.5.1 Principe de la NEM

La NEM a été développée par Braun et al. (1995), Traversoni. (1994) et Sukumar et al. (1998). Il s'agit d'une méthode numérique qui s'apparente à celle des éléments finis (EFs) et qui est à mi-chemin entre les méthodes utilisant un maillage et les méthodes sans maillage.

Tout comme les EFs, la NEM est basée sur une interpolation de champs. Une formulation variationnelle est ensuite mise en place pour construire un système d'équation linéaire à résoudre. La différence avec les EFs se situe au niveau de la fonction d'interpolation.

Dans le cas des éléments finis, la fonction d'interpolation est construite sur les éléments du maillage (par exemple des éléments triangulaires dans le cas 2D). Cette fonction a pour intérêt d'être simple à mettre en œuvre. Son inconvénient principal est que la qualité du maillage intervient dans la qualité de la solution.

Dans le cas des éléments naturels, la fonction de forme utilisée est une fonction de type « voisins naturels (VN) », par exemple les fonctions Sibson (SIBSON, R., 1980) ou Laplace (HIYOSHI, H. et Sugihara, K., 1999). Elles sont définies par des constructions géométriques basées sur le diagramme de Voronoï, qui est le dual de celui de Delaunay (figure 1.14). Pour réaliser une discrétisation d'un domaine fermé, les cellules complètes de Voronoï sont utilisées à l'intérieur de ce domaine alors que celles au bord sont tronquées.

A la différence des fonctions de forme de type EF, les fonctions de type VN se basent sur le voisinage et non sur des éléments connectés arbitrairement. La notion de « voisins naturels » est donc utilisée dans la construction de ces fonctions de forme. Plus de détails sont apportés sur cette notion dans le chapitre 3 dans la partie 3.2.1.1 page 91 du manuscrit.

La figure 1.15 compare pour une même répartition nodale la fonction de forme éléments finis linéaires et la fonction de forme Sibson, associées à un même nœud.

Ainsi, la méthode NEM permet de s'affranchir de l'influence de la qualité du maillage sur la qualité de la solution. En revanche, elle est toujours dépendante de la répartition spatiale des nœuds. Dans les cas où un raffinement dans les zones d'intérêt au cours de la simulation est nécessaire, les additions ou soustractions de nœuds se font indépendamment de la qualité du maillage engendré.

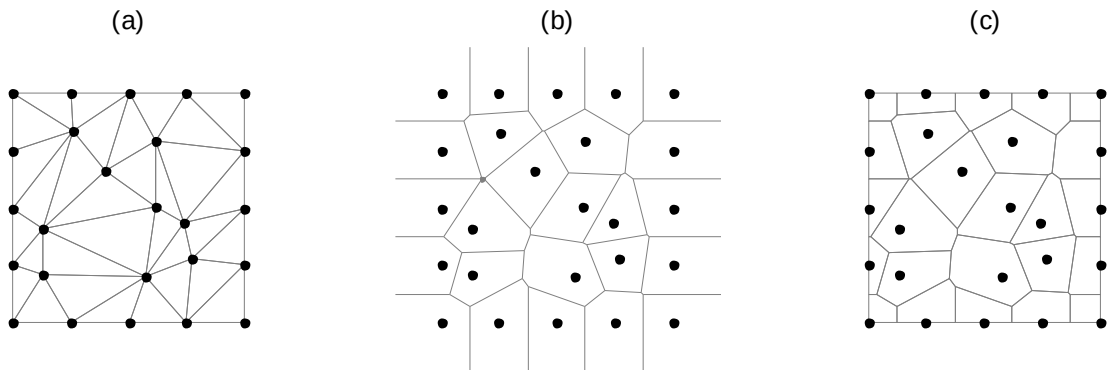

Figure 1.14. Diagramme de Delaunay (a), de Voronoï non tronqué (b) et tronqué (c).

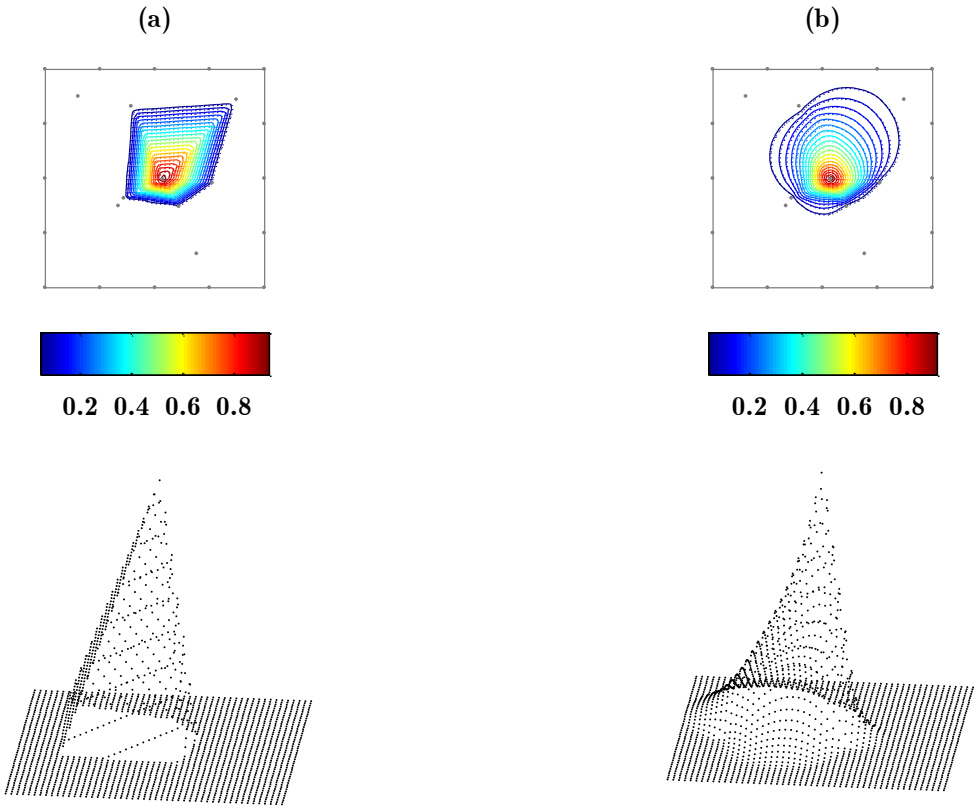

Figure 1.15. Représentation des fonctions d'interpolation pour la MEF (a) et pour la NEM (b).

1.5.2 L'extension CNEM

La CNEM a été développée dans le cadre des travaux de thèse de Yvonnet (2004). L'extension proposée consiste à construire la fonction de forme VN non plus sur un diagramme de Voronoï ouvert mais contraint par son contour (figure 1.16). Le but est d'élargir les possibilités de la méthode aux domaines non-convexes qui ne sont pas pris en compte par la NEM basique (YVONNET, J. et al., 2000) comme le montre l'exemple illustré sur la figure 1.16.

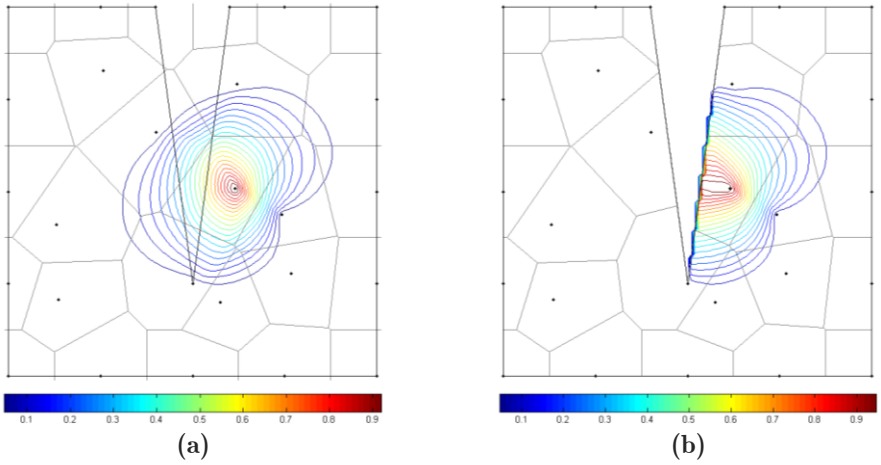

Figure 1.16. Fonction d'interpolation Sibson basée sur un diagramme de Voronoï ouvert (a) [NEM] et sur un diagramme contraint (b) [CNEM].

Le code CNEM développé contient donc les algorithmes de construction de ces fonctions de formes permettant de discrétiser le domaine de calcul par un diagramme de Voronoï contraint et d'interpoler les champs.

On notera que la méthode NEM nécessite une réflexion sur l'intégration spatiale de ces champs interpolés. En effet, la méthode standard dans les éléments finis est l'intégration de Gauss qui est une intégration exacte, moyennant d'avoir le bon nombre de points de Gauss par rapport à l'ordre de la solution. Dans la CNEM, comme dans la NEM, la fonction de forme est une fonction rationnelle et ne peux être intégrée exactement. Un autre schéma d'intégration a été proposé dans (GONZALES, D. et al., 2004) à savoir l'intégration nodale stabilisé « SCNI » défini par Chen et al. (2001). Ce schéma d'intégration consiste à substituer le gradient spatial du champ interpolé par un gradient moyen supposé constant sur la cellule. Ce nouveau schéma permet d'améliorer sensiblement les temps de calcul car l'utilisation de l'intégration de Gauss nécessite un nombre élevé de points afin de minimiser l'erreur d'intégration.

La CNEM permet donc de résoudre un problème sur un domaine convexe ou non-convexe en respectant les conditions limites en surface, exactement comme dans la méthode des EFs. Ces conditions peuvent donc être explicitement imposées, qu'elles soient de type Dirichlet ou de type Neumann.

L'utilisation de cette méthode a permis plusieurs travaux de simulation :

- dans les travaux de Yvonnet et al. (2005), le problème de changement de phase liquide/solide est simulé en utilisant la méthode CNEM. La condition de Stefan est résolue dans un domaine géométriquement découpé en deux par une interface mobile. Cette interface qui représente la ligne de fusion se déplace au sein d'un nuage de nœuds immobile en modifiant localement l'organisation nodale. Les résultats montrent une très bonne concordance sur la position du front entre les solutions analytiques et numériques ;

- des écoulements à surface libre sont aussi modélisés en utilisant la méthode NEM. Ces écoulements peuvent être à faible nombre de Reynolds comme le forgeage métallique (ALFARO, I. et al., 2006) et l'extrusion de composites (GARCÌA, J. A. et al., 2009) mais aussi être à nombre de Reynolds élevé comme l'écoulement d'un volume d'eau soumis à son propre poids (GONZALES, D. et al., 2007).

1.6 Conclusions du chapitre 1

A la vue de l'état de l'art sur la connaissance des phénomènes physiques du procédé, plusieurs verrous sur des mécanismes encore inexpliqués peuvent être discutés en utilisant la simulation numérique :

- l'écoulement des phases liquide et gazeuse au cours du procédé et au fond du perçage n'a pas été observé ;
- les coefficients d'absorption mesurés se révèlent beaucoup plus élevés que les valeurs données pour les matériaux à température ambiante. Plusieurs mécanismes sont proposés pour l'expliquer : la dépendance du coefficient d'absorption à la température, des instabilités hydrodynamiques en surface du liquide qui piègent le faisceau laser, une vapeur métallique absorbante et des multi réflexions au fond du perçage ;
- le cycle de température subie par la matière au cours du perçage doit être évalué afin d'estimer les impacts métallurgiques éventuels. La solidification de la zone liquide entraîne aussi des modifications métallurgiques et engendre la présence de microfissures. Lorsque la structure est revêtue, comme c'est le cas dans les moteurs aéronautiques, les défauts peuvent devenir macroscopiques et se présenter sous forme de délaminage à l'interface des revêtements.

Le modèle du piston pose les équations fondamentales du processus physique de cette interaction laser/matière. Il doit être résolu dans les régimes considérés, ce qui a déjà été fait en régime de soudage et de découpe laser, au moyen de méthodes numériques spécifiques, mais jamais complétement dans le cas du perçage.

Le choix des méthodes numériques utilisées pour résoudre les équations du modèle est fondamental et les descriptions lagrangiennes et explicites des interfaces semblent être les mieux adaptées au problème du perçage. Les méthodes numériques conventionnelles comme les éléments finis ne conviennent pas aux problèmes lagrangiens à cause d'une dégradation de la qualité du maillage. Au contraire, la CNEM a montré sa capacité à résoudre des simulations de procédés avec une description explicite des interfaces et des écoulements à surface libre lagrangiens. C'est donc cette méthode que nous avons retenue.

Les équations du modèle du perçage laser et leur intégration numérique par la méthode CNEM sont présentées dans le chapitre 3. Au préalable, une investigation expérimentale est menée dans le prochain chapitre afin de faire ressortir les paramètres procédés et matériaux influents sur le processus physique. Ces résultats seront utilisés pour valider le code de simulation.

2 Investigation expérimentale

2.1 La machine de perçage 32

2.2 Matériaux homogènes 32

2.2.1 Procédure expérimentale 33

2.2.2 Mesure des diamètres de trous 35

2.2.3 Observation des profils de trous percés 36

2.2.4 Mesure de la vitesse de perçage 37

2.2.5 Discussion 39

2.3 Estimation des pressions de recul 46

2.3.1 Mesures de la vitesse d'éjection liquide 47

2.3.2 Mesure de l'expansion de la phase vapeur 50

2.3.3 Calcul des pressions de recul 51

2.4 Estimation des températures à la surface de la phase liquide 56

2.5 Délaminage dans le cas d'un perçage sur matériau industriel 57

2.5.1 Procédure expérimentale 58

2.5.2 Influence du nombre d'impulsion sur le mécanisme de délaminage 60

2.5.3 Influence du revêtement sur le mécanisme de délaminage 62

2.5.4 Discussion sur le mécanisme de délaminage 64

2.6 Conclusions du chapitre 2 68

Ce chapitre a pour objectif de présenter le travail de préparation à la simulation. Une bonne compréhension en amont des mécanismes physiques par différentes méthodes d'observation expérimentales est primordiale afin de justifier les hypothèses du modèle.

Cette investigation se rapproche au plus près des conditions industrielles de perçage, à savoir un perçage orthogonal ou incliné par rapport à la surface, à une ou plusieurs impulsions et sur différentes structures de matériaux. Elle s'intéresse à l'impact thermomécanique du procédé sur la géométrie percée et à des mesures de grandeurs thermo-hydrodynamiques caractéristiques.

2.1 La machine de perçage

La machine de perçage laser utilisée est une source laser TRUMPF HL201p. Il s'agit d'un laser pulsé de type Nd:YAG qui délivre des puissances crêtes allant de 1 à 18 kW pour des durées d'impulsion allant jusqu'à 1 ms. La distribution spatiale de la source est « top-hat » au plan focal pour un rayon r_{laser} de 160 µm. Cette machine industrielle a une dispersion énergétique de l'ordre de 1 % (BERTHE, L. et al., 2005), (SCHNEIDER, M. et al., 2006) et (SCHNEIDER, M. et al., 2004), ce qui en fait un excellent outil pour réaliser des échantillons à comparer avec la simulation. La distance focale est de 200 mm.

Un gaz d'assistance d'argon est utilisé pour chaque tir laser afin de protéger les optiques des remontées de fluide au cours du procédé. La durée d'impulsion est fixe et prise égale à 1 ms. Au cours de ce travail, seule la configuration en régime de percussion est étudiée à savoir une source laser immobile et un ou plusieurs tirs laser coaxiaux entre eux.

Dans les études qui suivent, le paramètre procédé cité est la puissance crête. On notera que la répartition spatiale du faisceau laser est constante dans la gamme de puissance crête considérée, à savoir de 3 à 18 kW. Ainsi, puissance crête et intensité incidente sont proportionnelles d'un facteur πr_{laser}^2 .

Le tableau 2.1 regroupe les paramètres procédés de cette étude :

Tableau 2.1. Paramètre procédés retenus pour l'étude.

Source laser	TRUMPF HL201p (Nd:YAG)
Puissance crête	De 3 à 18 kW
Diamètre du faisceau au plan focal	320 µm
Durée d'impulsion	1 ms
Gaz d'assistance	Argon

2.2 Matériaux homogènes

Cette première partie concerne les perçages réalisés sur un substrat métallique homogène dans une configuration de perçage orthogonale à la surface cible. L'objectif est double :

- identifier le ou les paramètres du procédé les plus influents sur les caractéristiques géométriques d'un perçage ;
- identifier le ou les paramètres thermophysiques du matériau influents sur la vitesse de perçage.

2.2.1 Procédure expérimentale

2.2.1.1 Matériaux percés

La première analyse morphologique (diamètres et profils) des perçages est réalisée avec le matériau KCN22W. Il s'agit d'un superalliage base cobalt (« Haynes 188 », « HS188 » ou encore « ams5608 » dans la norme anglo-saxonne). Il a été fourni sous forme de tôle d'épaisseur 1,6mm par un partenaire industriel de l'aéronautique. Il s'agit du matériau de base utilisé dans la fabrication des chambres de combustion des moteurs d'avion. Comme il est écrit dans le premier chapitre, les pièces sont percées de plusieurs dizaines de milliers de trous par laser. C'est la raison pour laquelle ce matériau a été étudié. Le tableau 2.2 donne et compare la composition chimique du KCN22W suivant les données du fournisseur de l'alliage, Metavi BRAMI, et suivant les données du logiciel de base de données matériaux CES Edupack. Les compositions sont sensiblement identiques et montrent un alliage à forte teneur en cobalt, en nickel et en chrome.

Tableau 2.2. Composition chimique du KCN22W (pourcentage massique).

	Metavi BRAMI	CES Edupack
Co	base	39
C	0,09	0,1
Cr	20,41	22
Ni	23,88	22
W	14,05	14
Mo	0,25	0
Fe	1,88	3
Mn	1,08	1,25
Si	0,27	0,35

D'autres matériaux seront utilisés pour les mesures de vitesse de perçage. Leurs noms et compositions chimique sont donnés dans le tableau 2.3. Les épaisseurs de ces échantillons seront de l'ordre du centimètre, ou supérieur, pour s'assurer que le perçage reste borgne après une impulsion.

Tableau 2.3. Composition chimique des alliages utilisés (pourcentage massique).

Acier E20	Fe (base) ; C (0,2)
Alu série 5000	Al (base) ; Mg (0,5)
Alu série 6000	Al (base) ; Mg (0,35) ; Si (0,03)
AM1	Ni (base) ; Co (6,5) ; Cr (7,5) ; W (5,5) ; Al (5,1) ; Mo(2,2) ; Ti (1,3)

2.2.1.2 Microscopie optique

Les analyses effectuées dans cette partie sont toutes post-mortem et concernent :

- les diamètres d'entrée et de sortie des trous suivant une observation directe des surfaces ;
- l'observation des profils de trou suivant une coupe longitudinale. Cette section est obtenue par des polissages mécaniques successifs afin d'attendre le plan médian du trou. Cette méthode demande un savoir-faire afin de limiter les défauts de planéité eu cours du polissage. L'erreur relative sur les mesures est malgré tout estimée à plus ou moins 20 % (SCHNEIDER, M. et al., 2010) ;
- la vitesse de perçage. Une méthode alternative aux polissages successifs est utilisée pour cette mesure, appelée méthode DODO (figure 2.1 (c)) (Direct Observation of Drilled hOle) (SCHNEIDER, M. et al., 2010). Cette méthode consiste à assembler par serrage deux parties polies. Après perçage sur le plan de jonction, les deux parties sont séparées, chacune révélant l'intérieur des cavités percées. Cette méthode permet ainsi de visualiser le profil d'un trou rapidement et en évitant les défauts de planéité dus au polissage mécanique, généralement utilisé pour une observation en coupe du trou. L'erreur relative sur les mesures est estimée à plus ou moins 3 %.

La figure 2.1 représente les trois méthodes d'observation utilisées pour cette caractérisation expérimentale. Les échantillons observés ont été validés par comparaison avec plusieurs perçages iso-paramètres (10 échantillons pour chaque paramètre). Les barres d'erreurs représentent la dispersion des résultats pour un paramètre donné.

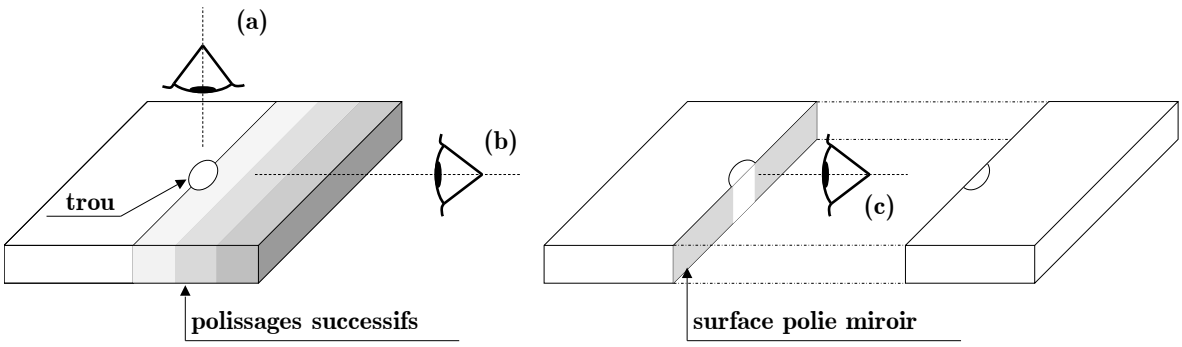

Figure 2.1. Méthodes d'observation pour la caractérisation experiementale.

(a) : Observation des plans supérieurs (face avant) et inférieures (face arrière) de la plaque perpendiculaire à l'axe du faisceau laser.

(b) : Observation d'une coupe dans l'épaisseur de la plaque percée dans le plan médian du trou.

(c) : Observation du plan de jonction de la méthode DODO.

2.2.2 Mesure des diamètres de trous

Les diamètres d'entrée et de sortie des trous ont été observés et mesurés (figure 2.2). Quelle que soit la puissance crête du tir laser, et donc l'intensité incidente, l'entrée et la sortie du trou sont circulaires et par extrapolation, le profil interne de chaque trou est donc un cylindre de révolution dont les extrémités sont les cercles d'entrée et de sortie. Les mesures des diamètres d'entrée et de sortie (figure 2.3) montrent que l'entrée est toujours plus grande que la sortie. On remarque que le diamètre de sortie n'est que légèrement plus grand que celui du faisceau laser (de l'ordre de 350 µm au lieu de 320 µm pour le faisceau laser). L'observation d'un plus grand diamètre en face avant s'explique en observant l'éjection liquide qui se fait par le dessus pendant la quasi-totalité de l'impulsion. Le métal liquide remonte le long des parois du perçage. Cette matière chaude vient éroder thermiquement l'entrée du perçage, augmentant ainsi son diamètre. Les diamètres d'entrée et de sortie augmentent avec l'intensité incidente. Dans la gamme considérée, le diamètre d'entrée varie de 544 µm à 1011 µm et celui de sortie de 333 µm à 416 µm.

Cette évolution est expliquée par une température plus importante lorsque la puissance augmente et donc une pression de recul et une vitesse d'éjection plus grande. Le transfert d'énergie par convection thermique issue de cette éjection liquide sur les côtés est donc plus important. On notera aussi la faible dispersion des mesures (5 %) qui confirme la bonne reproductibilité de la source laser et du procédé.

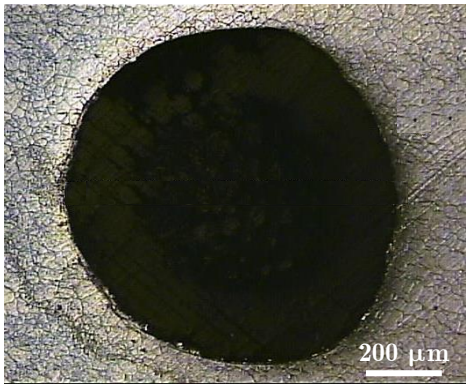

Figure 2.2. Face avant d'un perçage sur le KCN22W ($P_{crête}$ = 16 kW).

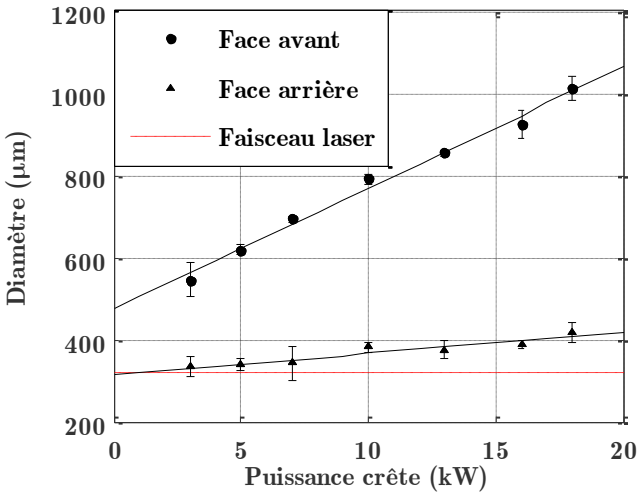

Figure 2.3. Diamètres de trous débouchants en face avant et arrière suivant la puissance crête, obtenus sur des plaques percées de KCN22W.

2.2.3 Observation des profils de trous percés

Les profils de trou sont présentés sur la figure 2.4. Ils confirment l'influence de la puissance sur la géométrie des trous à savoir un diamètre plus important lorsque l'intensité augmente, et ce non seulement au niveau de la surface supérieure mais aussi sur les ¾ de la profondeur du trou. Le débouchage intervient à cette distance expliquant pourquoi on trouve un diamètre de sortie qui est du même ordre que celui du faisceau laser. Une couche de zone fondue resolidifiée sur les parois est observée sur tous les perçages réalisés. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de la dizaine de micromètre et n'évolue pas avec la puissance crête.

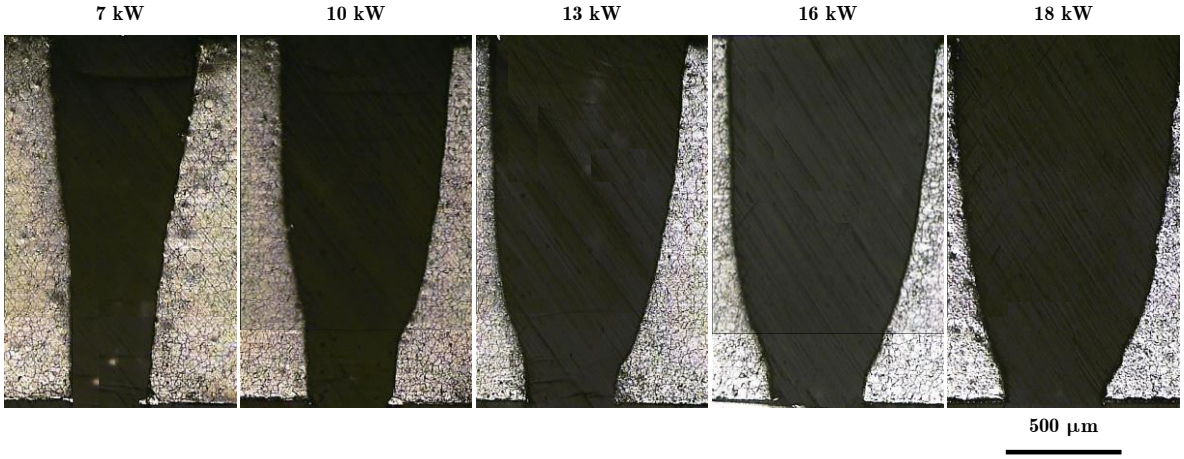

Figure 2.4. Micrographie en coupe de perçages débouchants pour plusieurs puissances crêtes.

La figure 2.5 facilite la lecture et la comparaison des profils pour les puissances considérées. Elle représente une superposition des profils de la figure 2.4.

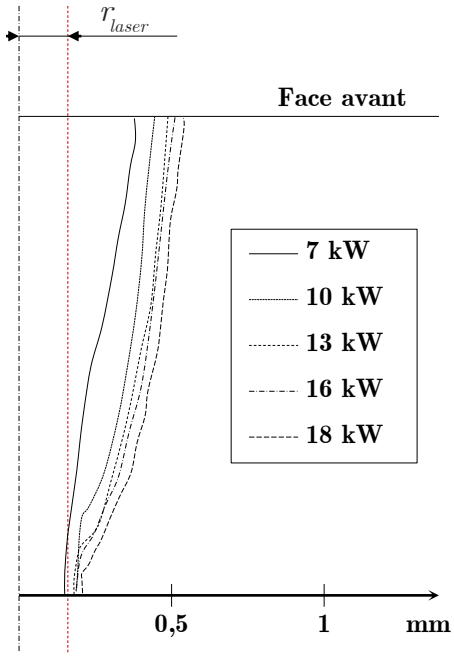

Figure 2.5. Comparaison des profils de trou.

Une analyse fine sur la morphologie d'un perçage en régime de percussion a déjà été réalisée dans (SCHNEIDER, M. et al., 2007). Il a notamment été observé deux types de profils suivant la puissance crête. Pour une puissance inférieure à 5 kW, le profil d'enfoncement s'apparente à un fond de perçage en forme de « V » alors qu'au-delà de 6 kW, le fond du perçage est en forme de « U ». Le mécanisme associé à ce changement de profil suivant la puissance est expliqué par une redistribution de l'énergie déposée sur la surface irradiée due à l'éjection liquide. La chaleur accumulée dans la zone d'irradiation se propage à travers la couche liquide vers la partie solide. Si la vitesse d'éjection liquide augmente, la zone sur laquelle la chaleur est transportée augmente également et donc le diamètre en fond de perçage, on passe alors d'un profil en forme de « V » à un profil en forme de « U ».

2.2.4 Mesure de la vitesse de perçage

Il est généralement admis que le processus physique de perçage par percussion atteint un régime dit « stationnaire » au bout de quelques dizaines de microsecondes. Ainsi, la vitesse moyenne de perçage, c'est-à-dire la vitesse du front de fusion est mesurable en observant les profils de perçage. Cette hypothèse a également pu être vérifiée par une méthode DODO verre/métal (REVUZ, N., 2010). La profondeur du trou divisée par la durée d'impulsion nous donne cette vitesse de perçage moyenne. La figure 2.6 représente un profil d'un trou réalisé au moyen de la méthode DODO.

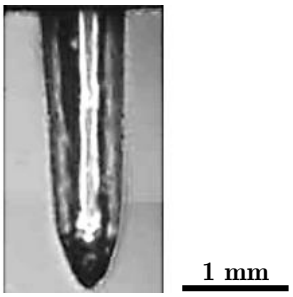

Figure 2.6. Observation d'un profil de trou avec la méthode DODO (SCHNEIDER, M. et al., 2010).

En plus du KCN22W, des mesures ont été réalisées sur un substrat en acier doux (acier E20) et deux alliages d'aluminium (série 5000 et 6000) pour la gamme de puissance considérée dans ces travaux. La figure 2.7 compare ces valeurs de vitesse de perçage et reprend aussi les valeurs mesurées par Revuz (2010) sur un superalliage base nickel utilisé dans la fabrication des moteurs d'avion : l'AM1.

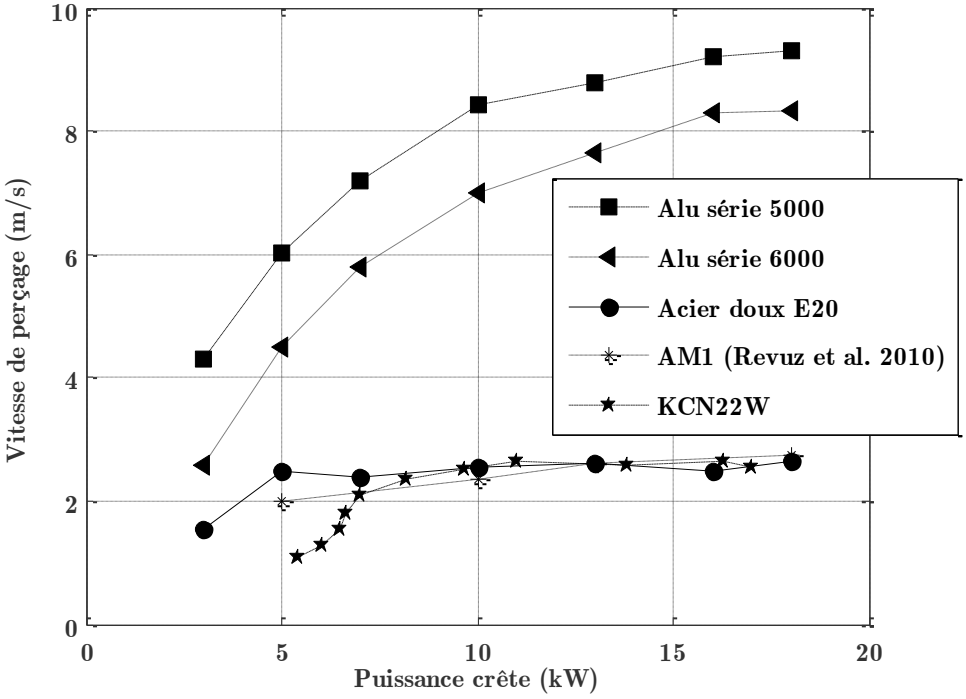

Figure 2.7. Vitesse de perçage suivant la puissance pour deux types de matériaux.

On observe que la vitesse de perçage peut beaucoup varier suivant la nature du matériau. Celle-ci ne dépasse pas les 2,5 m/s pour un matériau à base de fer, de nickel ou de cobalt alors qu'elle augmente jusqu'à 9 m/s pour un alliage à base d'aluminium et pour une puissance de 18 kW. Quatre tendances sur la vitesse de perçage sont observées :

- elle est identique pour les matériaux E20, AM1 et KCN22W ;

- elle est deux à trois fois plus élevée pour les alliages d'aluminium ;
- elle augmente et sature à partir d'une puissance crête de 7 kW pour les matériaux E20, AM1 et KCN22W ;
- elle augmente pour les alliages d'aluminium avec un effet de saturation mais pour des puissances supérieures à 20 kW. On remarque aussi que la série 5000 a une vitesse de perçage 30 % plus importante que celle de la série 6000, sur la gamme de puissance considérée.

2.2.5 Discussion

2.2.5.1 Paramètre procédé influant sur le perçage laser : la puissance crête

Aux vues des observations et des mesures des diamètres et des profils de trou, la puissance crête semble être un paramètre influent du perçage laser sur la morphologie finale. Il sera donc pertinent de faire varier ce paramètre dans le travail de simulation.

2.2.5.2 Paramètres matériau influant sur le perçage laser

Comparaison des grandeurs thermophysiques pour les matériaux considérés

La vitesse de perçage varie du simple au triple en fonction de la nature du matériau (figure 2.7). Nous essayons ici, à partir de bases de données trouvées dans la littérature, d'identifier quels sont les paramètres thermophysiques influents sur la vitesse de perçage laser.

Le tableau 2.4 présente les grandeurs caractéristiques des éléments dominants des alliages considérés dans cette étude. Le fer pour l'acier E20, l'aluminium pour les alliages d'aluminium, le nickel pour l'AM1 et le cobalt pour le KCN22W.

L'aluminium se distingue des autres matériaux sur les grandeurs suivantes :

- La température de fusion à pression ambiante (933 K par rapport à 1800 K en moyenne) ;
- La masse volumique (2380 kg/m^3 par rapport à 7000 kg/m^3 en moyenne) ;
- La conductivité thermique (235 W/(m.K) par rapport à 100 W/(m.K) en moyenne) ;
- La capacité calorifique massique (1180 J/(kg.K) par rapport à 600 J/(kg.K) en moyenne) ;
- L'enthalpie de fusion (397.10^3 J/kg par rapport à 250.10^3 J/kg en moyenne) ;
- Le seuil de vaporisation à pression ambiante (2794 K par rapport à 3200 K en moyenne) ;
- L'enthalpie vaporisation (1080.10^3 J/kg par rapport à 6000.10^3 J/kg en moyenne).

Ces paramètres cités plus haut sont donc susceptibles d'influer significativement sur la vitesse de perçage. On se propose d'utiliser le modèle « du piston » présenté dans le chapitre 1 afin d'étudier la sensibilité des paramètres matériau sur la vitesse de perçage dans ce modèle analytique.

Tableau 2.4. Propriétés thermophysiques pour différents matériaux.

			Fe (E20)	Al	Ni (AM1)	Co (KCN22W)
Seuil de fusion	T_m	K	1811	933	1728	1768
Seuil de vaporisation	T_v	K	3134	2794	3186	3200
Conductivité (phase solide)	k_s	W/(m.K)	82	235	90	100
Conductivité (phase liquide)	k_l	W/(m.K)	74	100	189	120
Capacité (phase solide)	C_p^s	J/(kg.K)	470	900	440	420
Capacité (phase liquide)	C_p^l	J/(kg.K)	440	1180	880	600
Masse volumique (phase solide)	ρ_s	kg/m^3	7870	2700	8902	8840
Masse volumique (phase liquide)	ρ_l	kg/m^3	6980	2380	7810	7750
Diffusivité (phase solide)	κ_s	cm^2/s	0,22	0,96	0,30	0,27
Diffusivité (phase liquide)	κ_l	cm^2/s	0,24	0.35	0,27	0,26
Enthalpie de fusion	L_m	J/kg	247.10^3	397.10^3	297.10^3	275.10^3
Enthalpie de vaporisation	L_v	J/kg	6095.10^3	1080.10^3	6311.10^3	6363.10^3

Utilisation du modèle du piston

Le modèle du piston consiste à écrire la conservation de la masse et de l'énergie sur une cellule cylindrique soumise à une intensité absorbée qui a atteint un régime stationnaire de perçage (figure 2.8). La description du modèle analytique se base sur la révision de ce modèle réalisé dans les travaux de thèse de Hirano (2012). Les paramètres de ce modèle sont donnés dans le tableau 2.5.

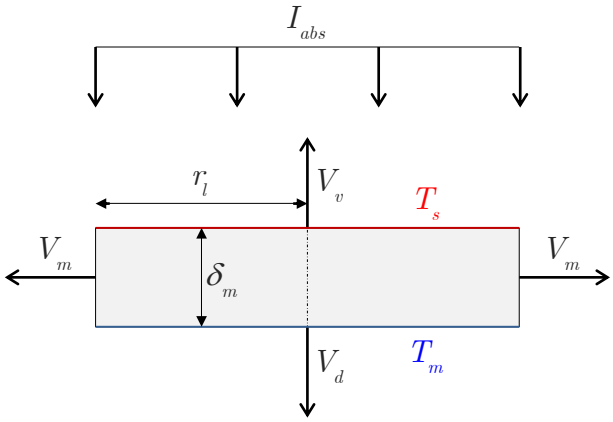

Figure 2.8. Modèle du piston.

Tableau 2.5. Paramètres du modèle du piston.

r_l	Rayon de la cellule (160 µm)
δ_m	Epaisseur de la cellule
V_d	Vitesse de perçage (m/s)
V_m	Vitesse d'éjection liquide (m/s)
V_v	Vitesse d'avance du front de vaporisation (m/s)

La conservation de la masse sur la cellule considérée donne :

$$\rho_s\left(\pi r_l^2\right)V_d = \rho_m\left(2\pi r_l\right)\delta_m V_m + \rho_m\left(\pi r_l^2\right)V_v, \tag{2.1}$$

avec (HIRANO, K., 2012) :

$$\begin{cases} \delta_m = \left(\dfrac{\kappa_l}{V_d}\right)\ln\left(1+\dfrac{\rho_l C_p^l\left(T_s - T_m\right)}{\rho_s\left(C_p^s\left(T_m - T_{amb}\right)+L_m\right)}\right), \\ \kappa_l = \dfrac{k_l}{\rho_l C_p^l}. \end{cases} \tag{2.2}$$

On trouve alors l'expression sur V_d :

$$aV_d^2 - bV_d - c = 0, \tag{2.3}$$

avec :

$$\begin{cases} a = \rho_s r_l, \\ b = \rho_l r_l V_v, \\ c = 2\rho_l V_m \kappa_l \ln\left(1 + \dfrac{\rho_l C_p^l \left(T_s - T_m\right)}{\rho_s \left(C_p^s \left(T_m - T_{amb}\right) + L_m\right)}\right). \end{cases} \tag{2.4}$$

En résolvant l'équation du second degré (2.3), on trouve l'expression suivante pour V_d :

$$V_d = \frac{b + \sqrt{b^2 + 4ac}}{2a}. \tag{2.5}$$

La vitesse de perçage est donc exprimée en fonction des paramètres géométriques et matériaux du modèle mais aussi en fonction de la température de surface T_s et des vitesses V_m et V_v qui doivent être estimées.

La vitesse de l'éjection liquide V_m est estimée en utilisant la relation de Bernoulli, en supposant que la matière liquide est mise en mouvement par la différence entre la pression au fond du perçage et la pression ambiante :

$$V_m = \sqrt{\frac{2\left(P_{recul} - P_{atm}\right)}{\rho_l}}, \tag{2.6}$$

où la pression de recul à la surface P_{recul} est donnée par la loi de vaporisation présentée dans le chapitre 1 :

$$\begin{aligned} P_{recul}\left(T_s\right) &= \frac{1+\beta_r}{2} P_{sat}\left(T_s\right), \\ &= \frac{1+\beta_r}{2} P_{atm} \exp\left(\frac{M_a L_v}{R}\left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_s}\right)\right). \end{aligned} \tag{2.7}$$

Issue du même modèle de vaporisation, la vitesse du front de vaporisation V_v est estimée en fonction de T_s par :

$$\begin{aligned} V_v &= \frac{1}{\rho_l}\dot{M}_{vap}\left(T_s\right), \\ &= \frac{1}{\rho_l}\sqrt{\frac{m}{2\pi k_B}}\frac{P_{sat}\left(T_s\right)}{\sqrt{T_s}}\left(1-\beta_r\right). \end{aligned} \tag{2.8}$$

Toutes les grandeurs précédentes (vitesse de perçage, vitesse d'éjection liquide et vitesse du front de vaporisation) dépendent de la température de surface T_s. Afin de relier cette température à l'intensité absorbée, qui est le paramètre procédé d'entrée du modèle, il est nécessaire d'écrire la conservation de l'énergie au sein de la cellule. Il s'agit de la deuxième étape du modèle du piston.

Soit P_{laser} la puissance délivrée par le laser, P_m la puissance nécessaire pour chauffer la matière et la fondre, P_v, la puissance nécessaire pour vaporiser la matière et P_{perte} la puissance perdue par conduction dans la phase solide :

$$P_{laser} = P_m + P_v + P_{perte}, \tag{2.9}$$

avec :

$$\begin{cases} P_{laser} &= I_{abs}\pi r_l^2, \\ P_m &= \rho_l\left(2\pi r_l\right)\delta_m V_m\left(C_p^s\left(T_m - T_{amb}\right) + L_m + C_p^l\left(\frac{T_s + T_m}{2} - T_m\right)\right), \\ P_v &= \rho_l\left(\pi r_l^2\right)V_v\left(C_p^s\left(T_m - T_{amb}\right) + L_m + C_p^l\left(T_s - T_m\right) + L_v\right), \\ P_{perte} &= \rho_s\left(\pi r_l^2\right)C_p^s\left(T_m - T_{amb}\right)f\left(Pe\right). \end{cases} \tag{2.10}$$

La fonction $f\left(Pe\right)$ est une fonction du nombre de Péclet noté Pe :

$$Pe = \frac{r_l V_d}{\kappa_s}. \tag{2.11}$$

D'après les évaluations numériques dans les travaux de Hirano (2012), cette fonction prend la valeur suivante :

$$f\left(Pe\right) = 4Pe^{-0,84}. \tag{2.12}$$

Ainsi, en combinant ces équations, on détermine la température de surface en fonction de l'intensité absorbée et le problème est résolu.

Résultats sur la vitesse de perçage

Afin, d'étudier la sensibilité de la vitesse de perçage aux paramètres matériau, nous considérons une température de surface constante et injectée dans les équations (2.2), (2.4), (2.7) et (2.8), ce qui permet d'avoir une expression analytique explicite de V_d.

Les résultats du calcul des vitesses de perçage sont représentés en fonctions des différents paramètres matériau (capacité, chaleur latente de fusion et de vaporisation, températures de fusion et de vaporisation, conductivité et masse volumique) sur la figure 2.9, la figure 2.10 et la figure 2.11. Un point situe la valeur du paramètre pour les quatre types de matériaux. Les calculs ont été réalisés pour trois températures T_s imposées constantes : 4000 K, 5000 K et 6000 K. Ces températures correspondent aux ordres de grandeurs estimés des températures de surface en cours de perçage (SCHNEIDER, M. et al., 2011).

Lorsque l'un des paramètres matériau considérés est variable, tous les autres sont supposés constants et prennent la valeur de l'acier E20. La vitesse de perçage de l'aluminium étant trois fois supérieure à celle de l'acier, il est recherché un paramètre matériau susceptible d'accroitre d'autant cette vitesse.

Les observations sont les suivantes :

- le calcul avec la capacité calorifique variable n'est pas représentatif car la vitesse de perçage pour l'aluminium est la plus basse (figure 2.9 (a)), ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales ;
- la chaleur latente de fusion ne joue pas de rôle significatif sur la valeur de vitesse de perçage (figure 2.9 (b)) ;
- la température de fusion va dans le sens des mesures avec une vitesse de perçage pour l'aluminium plus grande que pour les trois autres matériaux (figure 2.9 (c)) ;
- la figure 2.10 présente l'influence couplée du seuil de vaporisation et de l'enthalpie de vaporisation à une température de 6000 K. La vitesse de perçage augmente avec une faible température de vaporisation et une forte chaleur latente de vaporisation, ce qui n'est pas le cas de l'aluminium ;
- la figure 2.11 présente l'influence couplée de la masse volumique et de la conductivité thermique à une température de 6000 K. On constate qu'un matériau à faible masse volumique et à forte conductivité a une vitesse de perçage plus importante. C'est le cas de l'aluminium.

Nous voyons que l'utilisation du modèle du piston ne permet pas de réaliser des calculs quantitatifs précis mais permet d'apprécier la sensibilité de la vitesse de perçage aux paramètres matériau. Malgré le grand nombre de variables, il est possible de ressortir des paramètres influant significativement sur la vitesse de perçage et qui corroborent les mesures.

Pour une même température de surface, la vitesse de perçage augmente avec :

- une température de fusion basse ;
- une conductivité thermique élevée ;
- une masse volumique faible.

Il sera donc intéressant de vérifier ces tendances avec une simulation numérique plus complète.

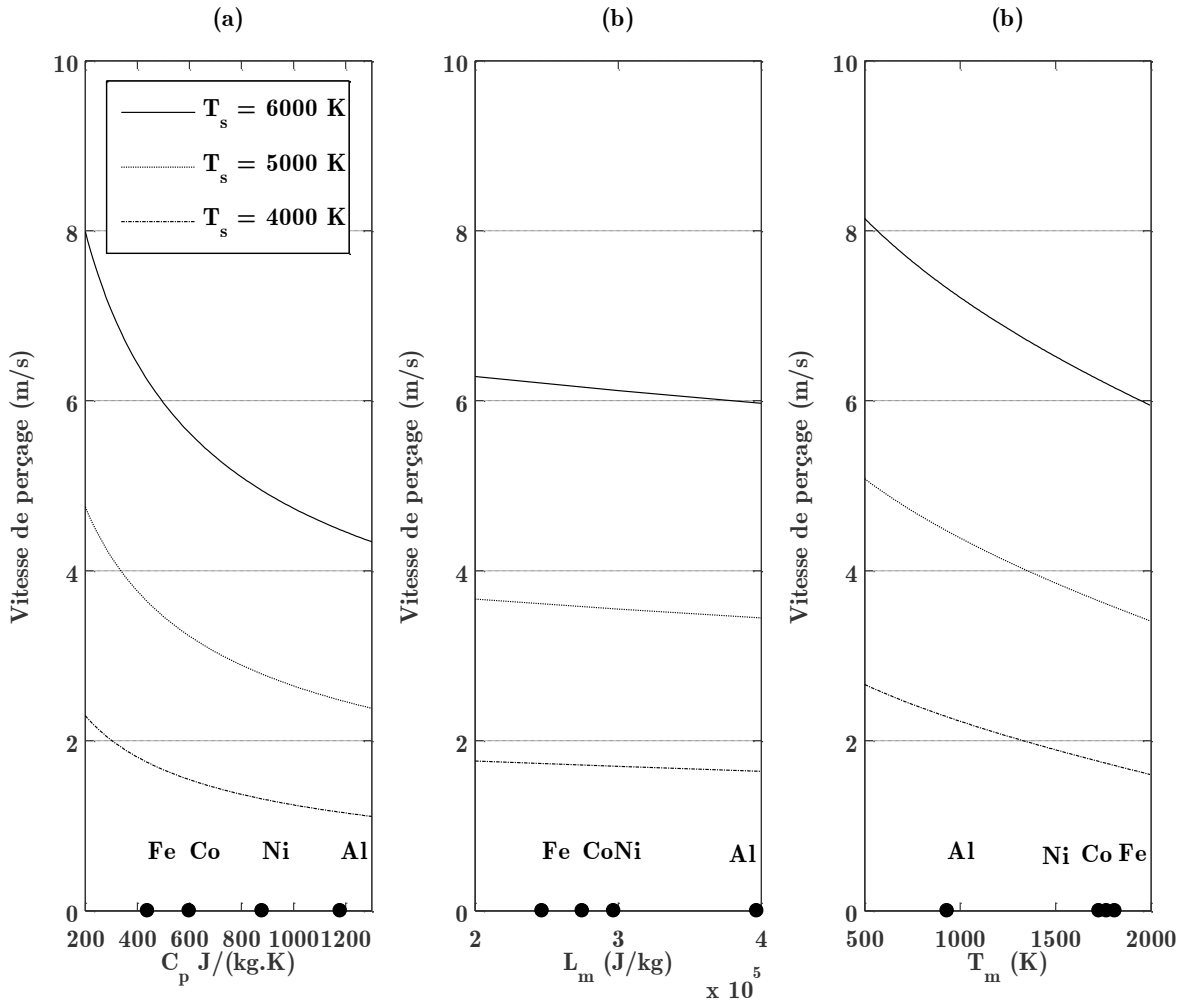

Figure 2.9. Influence des paramètres sur la vitesse de perçage pour trois température de surface.

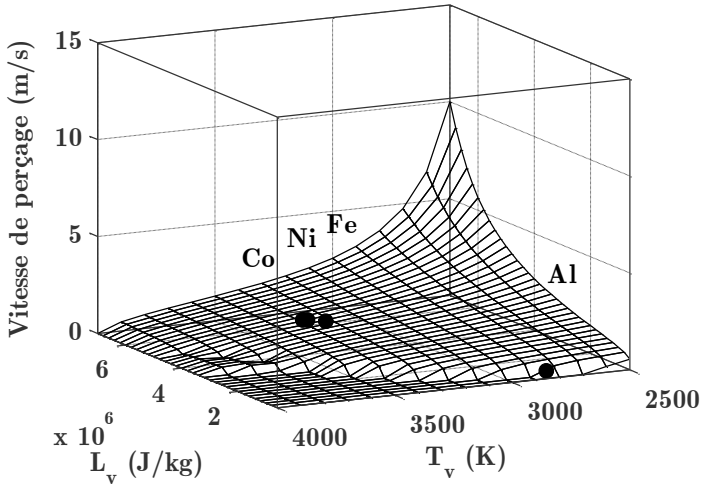

Figure 2.10. Influence couplée du seuil de vaporisation à pression ambiante et de l'enthalpie de changement de phase sur la vitesse de perçage (Température de surface = 6000 K).

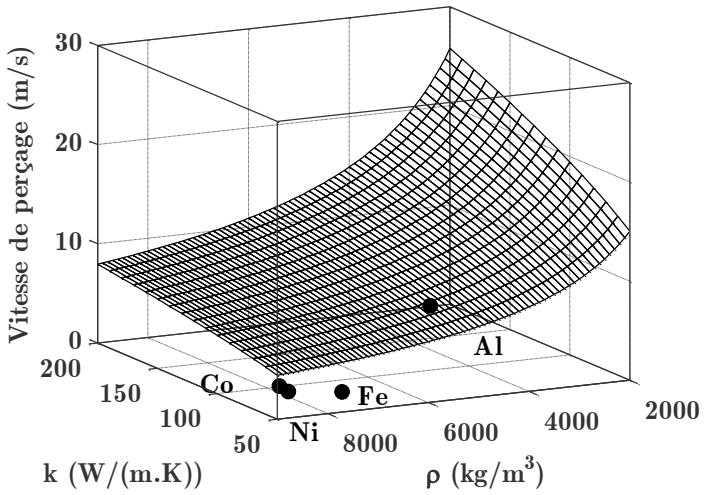

Figure 2.11. Influence couplée de la masse volumique et de la conductivité thermique sur la vitesse de perçage (Température de surface = 6000 K).

2.3 Estimation des pressions de recul

L'objectif de cette partie est d'estimer les valeurs de pression de recul au cours du procédé et pour différentes puissances crêtes. Cette estimation se fait de deux façons, à partir de la mesure de la vitesse d'éjection liquide et à partir de la mesure de l'expansion de la phase vapeur. Le matériau percé est l'acier E20. Ce choix vient du fait que les paramètres thermophysiques du fer sont bien connus et dans une large gamme de température, ce qui facilitera le passage à la simulation.

2.3.1 Mesures de la vitesse d'éjection liquide

2.3.1.1 Visualisation par caméra rapide

L'utilisation d'une caméra rapide afin d'observer les comportements des fluides éjectés a été réalisée pour la première fois dans les travaux de Schneider (2006). L'hydrodynamique de ces éjections donne des informations sur les niveaux de pression intervenant au cours du procédé de perçage.

La mise en place de la caméra est décrite sur la figure 2.12. La caméra utilisée est une Photron RS 250K réglée à une fréquence de 100 000 images/seconde. Un éclairage monochromatique est utilisé pour éviter la saturation des images due au rayonnement intense de la phase vapeur. Cet éclairage est délivré par une diode laser dont la longueur d'onde est de 836 nm. Un filtre interférentiel à cette valeur de longueur d'onde est inséré dans le chemin optique. Les images fournies par la caméra ont une résolution de 128 x 80 pixels. Le déclenchement de la caméra est synchronisé avec le front de montée de la cavité laser, ce qui nous assure une correspondance entre les images et le temps au cours du perçage.

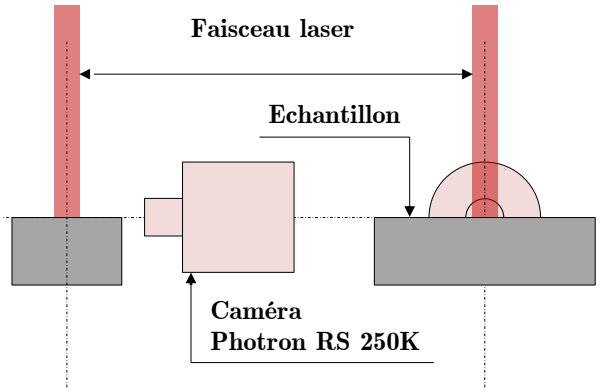

Figure 2.12. Schéma de la procédure expérimentale d'observation par caméra rapide.

2.3.1.2 Procédure de mesures

Afin de mesurer la vitesse d'éjection de la phase liquide, on se propose de suivre le front d'éjection au début du perçage, à savoir entre 50 µs et 90 µs après le début de l'impulsion. La fréquence d'acquisition de la caméra rapide est de 100 kHz, ce qui nous donne 4 images pour le traitement. Un programme a été écrit afin d'automatiser la démarche pour chaque fichier vidéo correspondant à une puissance donnée. La sensibilité à la valeur du seuil a été testée et est représentée par les barres d'incertitudes sur la figure 2.15.

Ces images sont soustraites (figure 2.13 (a)) l'une de l'autre et converties en niveau de gris (figure 2.13 (b)). La fonction Matlab « rgb2gray » permet de réaliser cette conversion en éliminant la saturation tout en conservant la luminance.

Ensuite, un seuillage de la partie droite et de la partie gauche permet de repérer la position du front différencié (figure 2.13 (c)). En traçant cette position sur l'intervalle de temps 50-90 µs (figure 2.14), on obtient une vitesse moyennée sur l'intervalle de temps par régression linéaire.

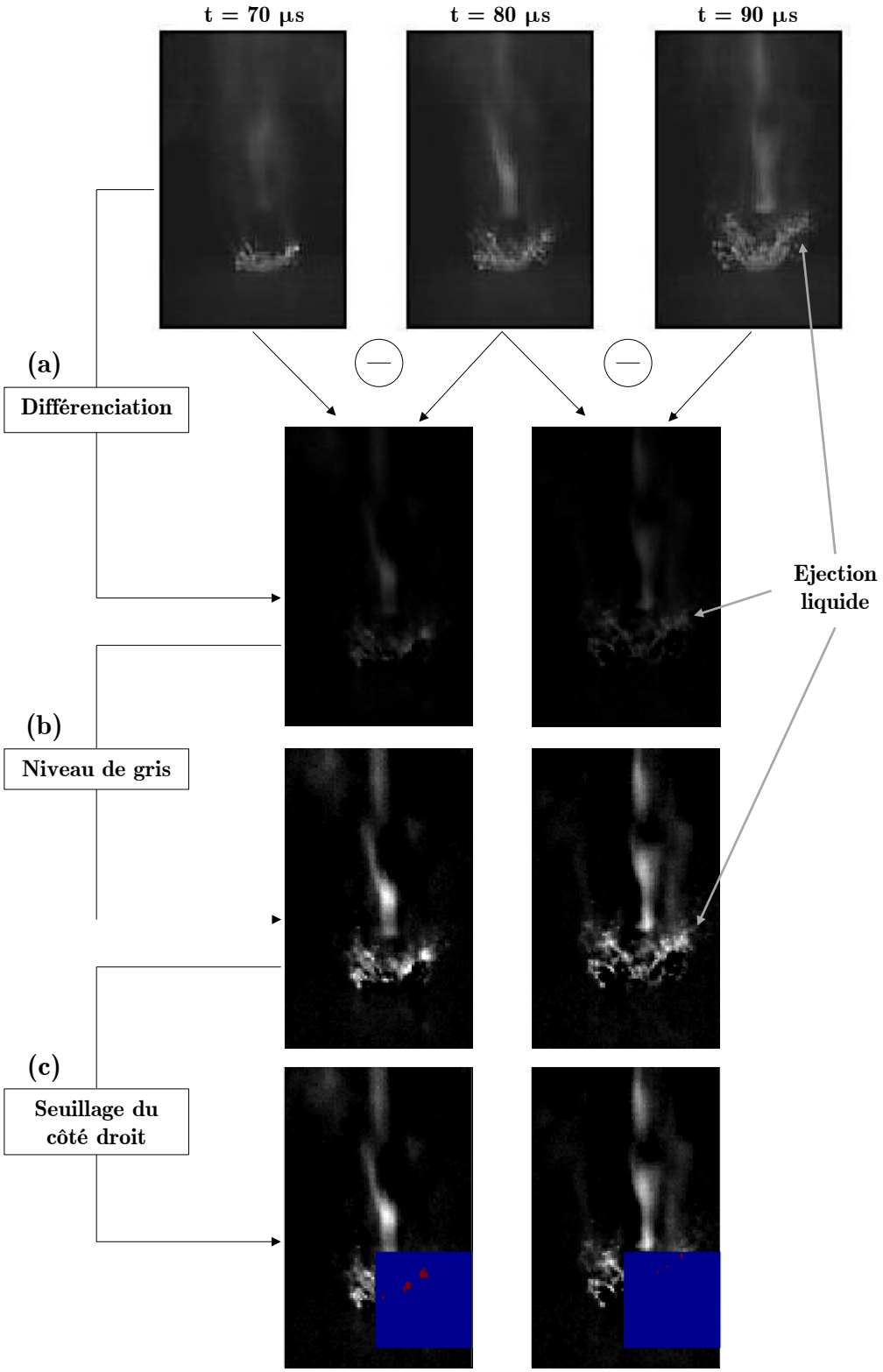

Figure 2.13. Méthode de mesure de vitesse d'ejection (exemple sur un perçage à 10 kW).

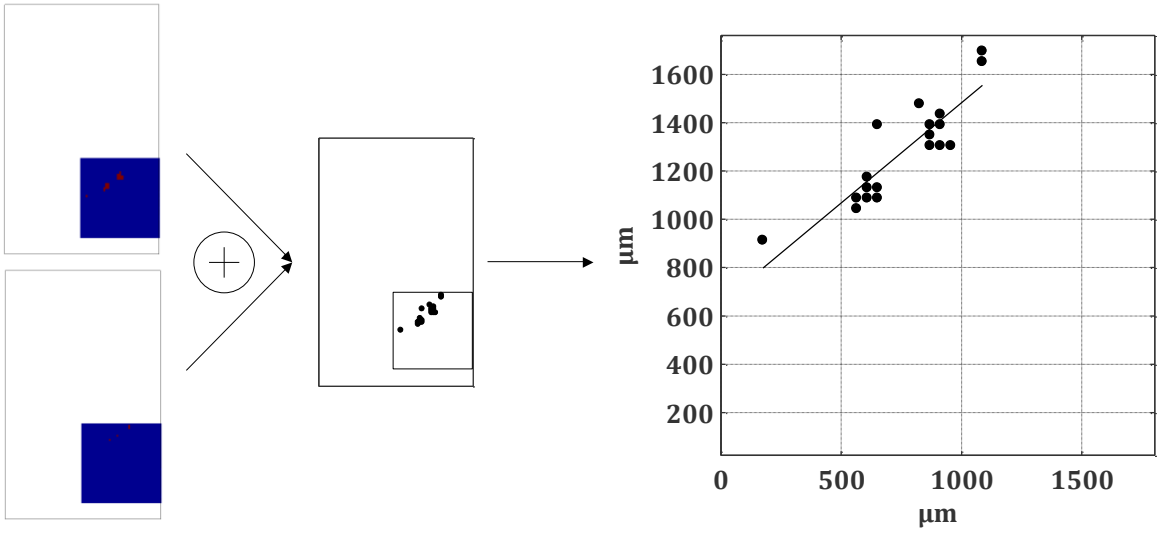

Figure 2.14. Position du front différencié du côté droit entre 70 µs et 90 µs et regression linéaire (exemple sur un perçage à 10 kW).

2.3.1.3 Résultats

La figure 2.15 reporte les mesures de vitesse pour le côté gauche et le côté droit des vidéos d'éjection. La symétrie est vérifiée car les valeurs de vitesse sont sensiblement les mêmes sur toute la gamme de puissance considérée. Les incertitudes issues de différentes valeurs de seuil sont faibles et font ressortir une dépendance linéaire de cette éjection liquide avec la puissance crête. Suivant la même gamme de puissance, N. Revuz dans (REVUZ, N., 2010) montre des valeurs de vitesses sensiblement identiques mais une tendance à saturer à partir de 10 kW.

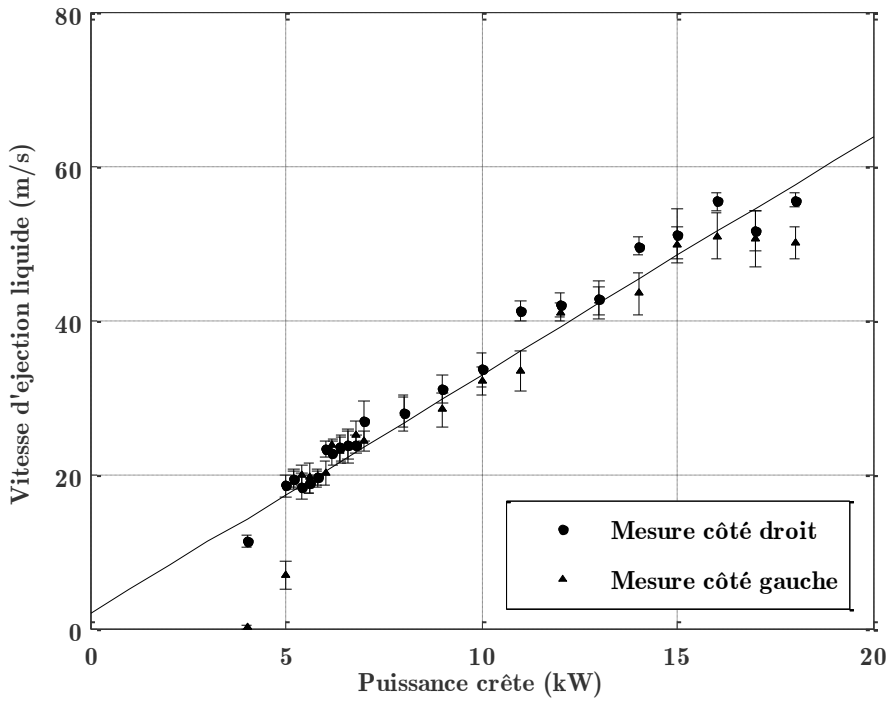

Figure 2.15. Mesure des vitesse d'ejection liquide pour le côté gauche et le côté droit.

2.3.2 Mesure de l'expansion de la phase vapeur

Les travaux de Schneider et al. (2007) ont permis d'observer l'hydrodynamique de la phase vapeur qui se révèle être supersonique, avec une détente caractérisée par une onde de choc (figure 2.16). L'angle d'expansion noté θ de cette phase supersonique est une donnée facilement mesurable.

La caméra utilisée pour ces expérimentations est la Photron SA5 qui permet de réaliser des vidéos à la même fréquence (100 kHz) mais avec une définition plus importante (320×192 pixels). L'objectif des visualisations est d'observer la plume de vapeur, il n'y a donc pas d'éclairage externe et la seule luminescence de la plume suffit pour l'observer.

Les mesures de l'angle d'expansion noté θ sont faites manuellement sur les images et sont des moyennes des mesures prises entre 80 et 150 µs, lorsque le jet est formé et stable avant enfoncement.

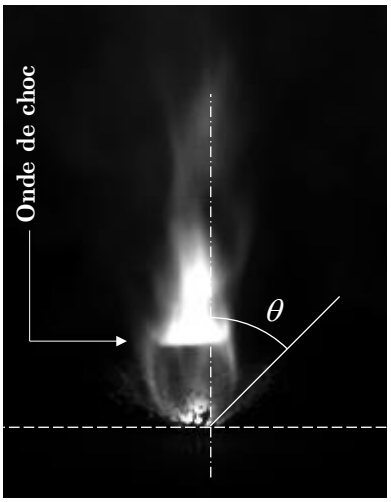

Figure 2.16. Visualisation de la plume de vapeur au cours du perçage.

Les mesures de l'angle θ sont présentées sur la figure 2.17. Sa valeur croit linéairement entre 22° et 58° sur la gamme de puissance considérée. Les incertitudes portées sur le graphique sont les incertitudes de lecture.

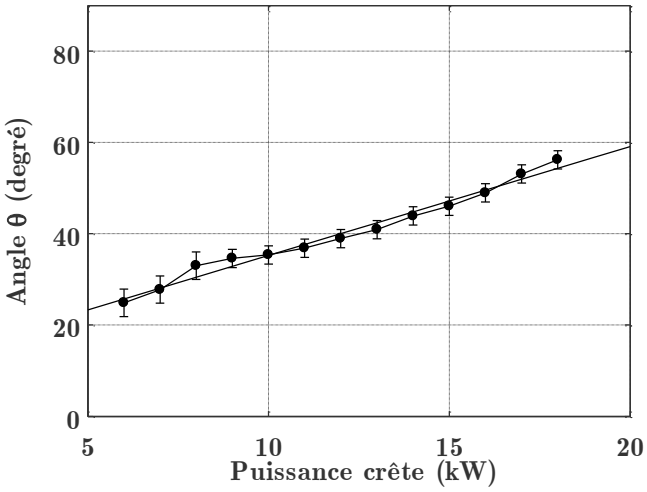

Figure 2.17. Mesure de l'angle d'expansion de la phase vapeur θ.

2.3.3 Calcul des pressions de recul

Il est proposé ici d'utiliser les mesures précédentes de la vitesse du liquide et de l'angle d'expansion en les incorporant dans deux modèles analytiques pour déterminer la pression mécanique de recul.

2.3.3.1 Calcul de la pression dynamique du liquide via la vitesse d'éjection liquide

La couche liquide est considérée comme constituée d'un fluide incompressible soumis à la différence de pression entre celle de recul et l'ambiante (figure 2.18).

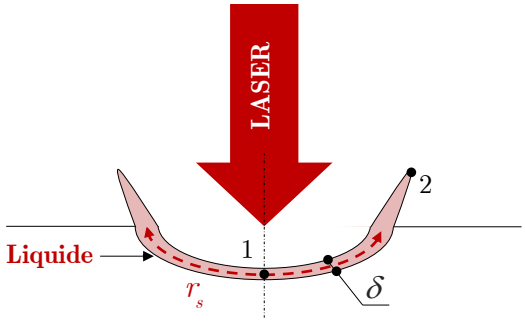

Figure 2.18. Schéma et paramétrisation du modèle de Bernouilli.

La pression au point 1 notée P_1 est la pression recherchée et représente la pression dynamique du liquide.

On suppose qu'au point 2, la pression est égale à la pression ambiante : $P_2 = P_{atm}$. Le terme V_m correspond à la moyenne des mesures de vitesses d'éjection liquide du côté gauche et du côté droit.

L'équation de Bernoulli (2.13) est écrite en tenant compte de la pression dissipée par viscosité noté P_μ. Ces termes dissipatifs ont été estimés selon l'équation (2.14), utilisée dans les travaux de Mas (2003). Ainsi :

$$P_1 = \frac{1}{2}\rho V_m^2 + P_2 + P_\mu, \tag{2.13}$$

avec :

$$P_\mu = \mu \frac{2 r_s V_m}{\delta^2}. \tag{2.14}$$

La figure 2.19 donne les valeurs de P_μ pour une épaisseur de bain liquide δ variant entre 5 µm et 20 µm, une vitesse de bain V_m variant entre 0 et 100 m/s et une demi-longueur de liquide r_s égale à 200 µm (cette valeur correspond au rayon du laser augmenté de 30 %). Les pertes par viscosité ne dépassent pas les 16 bars et uniquement pour des épaisseurs très faibles et des vitesses très élevées par rapport aux mesures. L'ordre de grandeur des pressions en jeu étant de la centaine de bars, ce terme sera négligé par la suite. L'équation utilisée devient donc :

$$P_1 = \frac{1}{2}\rho V_m^2 + P_2. \tag{2.15}$$

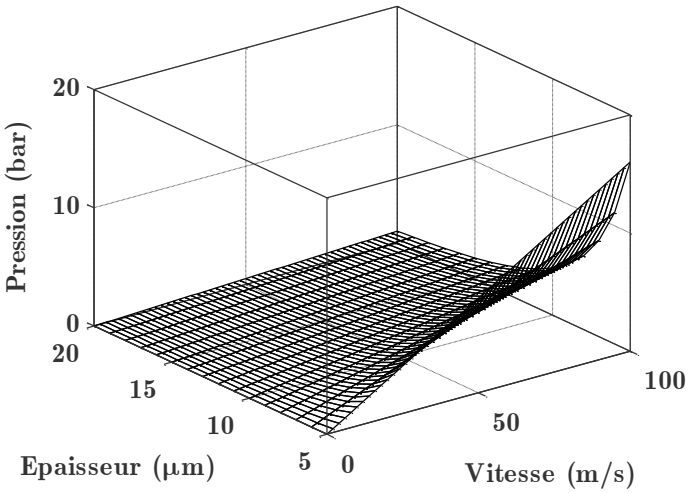

Figure 2.19. Evaluation du terme de perte par viscosité P_μ en bar en fonction de la vitesse d'ejection liquide V_m et de l'épaisseur du bain δ (longueur du film r_s constante et égale à 200 µm).

2.3.3.2 Calcul de la pression dynamique du gaz via l'angle d'expansion

Le modèle proposé ici représente une zone gazeuse compressible et supersonique. Ce gaz est supposé monoatomique. L'expansion du jet supersonique est représentée par l'angle θ au point 2 (figure 2.20).

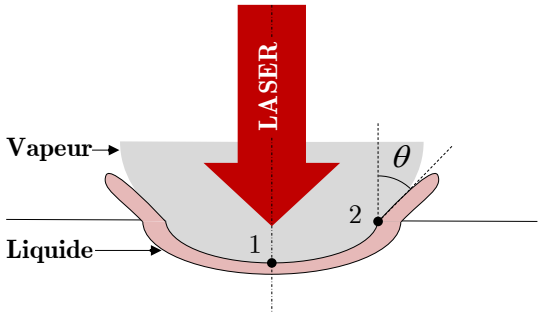

Figure 2.20. Schéma et paramétrisation du modèle d'expansion de la phase vapeur.

On observe que l'expansion du jet se fait avant l'onde de choc dans l'écoulement. Le nombre de Mach au point 1 de la figure 2.20 est théoriquement égal à 1, un écoulement ne pouvant pas dépasser cette vitesse dans un conduit qui n'est pas divergent.

En supposant que cette expansion est isentropique, la loi de Prandtl-Meyer (LIEPMANN, H. W. et Roshko, A., 1957) dit que cet angle dépend des nombres de Mach locaux notés M aux points 1 et 2 et de la nature du gaz suivant :

$$\theta = \nu(M_2) - \nu(M_1), \tag{2.16}$$

avec :

$$\nu\left(M\right) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}\arctan\left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\left(M^2-1\right)}\right)\arctan\left(\sqrt{M^2-1}\right), \tag{2.17}$$

et γ correspond au rapport de la capacité thermique à pression constante sur la capacité thermique à volume constant. Ce terme est supposé constant et égal à $\frac{5}{3}$.

A partir des mesures de l'angle θ, le nombre de Mach au point 2 est calculé par dichotomie (figure 2.21).

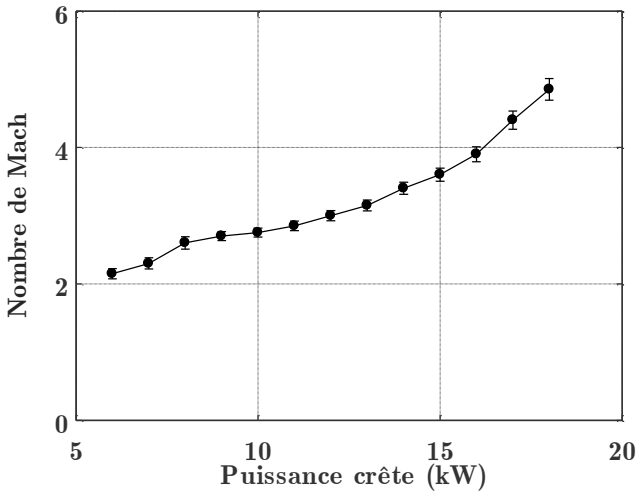

Figure 2.21. Nombre de Mach au point 2.

Enfin, par les relations isentropiques (LIEPMANN, H. W. et Roshko, A., 1957), le rapport entre les pressions dynamiques des points 1 et 2 est égal à :

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} . \tag{2.18}$$

2.3.3.3 Comparaison des résultats sur la pression

Les pressions calculées suivant les deux modèles, notés « Bernoulli » pour le modèle de Bernoulli et « Prandtl Meyer » pour le modèle d'expansion de la vapeur, sont tracées sur la figure 2.22. On suppose que la pression dynamique au sein du liquide et au sein du gaz correspondent à la pression mécanique de recul appliquée en fond de perçage. Ces valeurs sont comparées à des mesures de pressions de recul réalisées au moyen d'un capteur d'effort piézoélectrique, dans les travaux de Kuznetsov (1993) et Revuz (2010) pour des puissances du même ordre. Les mesures réalisées pour des puissances en régime de soudage au moyen d'une technique basé sur la déflection du jet de vapeur (FABBRO, R. et al., 2006) ont également été rajoutées.

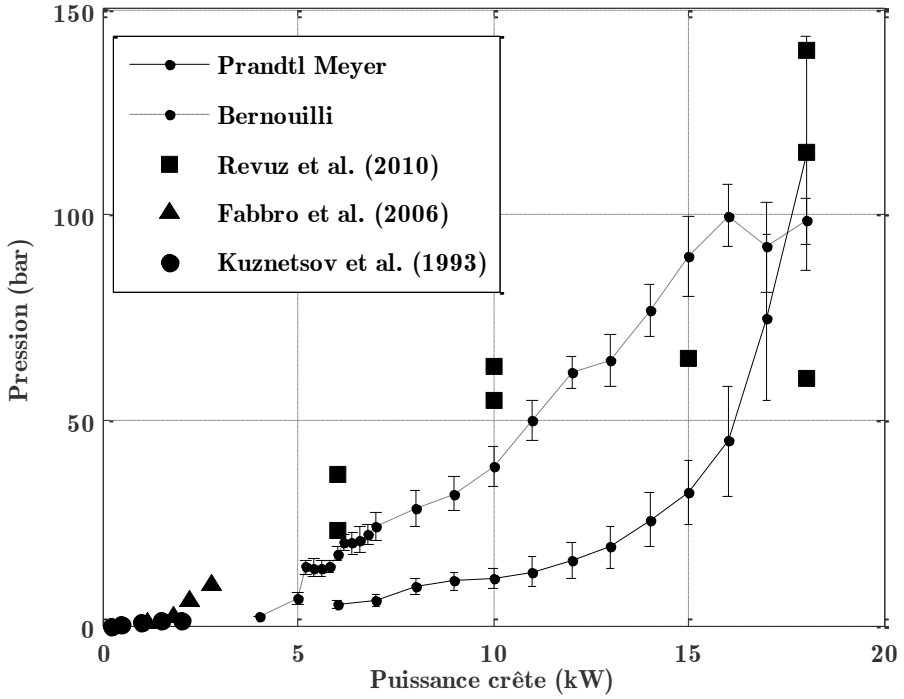

Figure 2.22. Pressions de recul suivant les deux modèles proposés et comparaison avec les travaux de Kuznestov (1993), Fabbro (2006) et Revuz (2010).

Sur toute la gamme de puissance crête considérée, les valeurs obtenues pour les deux méthodes sont dans les mêmes ordres de grandeurs que les mesures de Revuz, Kuznetsov et Fabbro. La pression de recul varie de 5 à une centaine de bars pour la puissance de 18 kW.

Il est à noter la forte différence entre les pressions de recul calculées avec la méthode « Bernoulli » et « Prandtl Meyer ». En effet, pour une puissance de 12 kW, la méthode « Prandtl Meyer » donne une pression de 16 bars alors que la méthode « Bernoulli » donne 61 bars. Des incertitudes dans les hypothèses des deux modèles peuvent expliquer cette différence :

- dans le cas du modèle « Prandtl Meyer », le modèle de la détente du gaz ne prend pas en compte la présence du liquide qui peut modifier le comportement de l'expansion. Cette détente, contrairement au modèle de Prandtl Meyer, n'est donc pas libre. Il peut en résulter une surévaluation de l'angle θ et une sous-évaluation de la pression de recul ;
- dans le cas du modèle « Bernoulli », les pertes de pression par viscosité ont été estimées et sont négligeables. Cependant, le modèle ne tient pas compte de la variation de masse volumique et de viscosité au sein d'une zone liquide extrêmement chaude et qui contient un gradient important de température entre le centre de perçage et sa périphérie (variation d'au moins 1000 K, différence entre les températures de vaporisation et de fusion). Ce modèle néglige aussi l'accélération de la phase liquide induite par frottement avec la phase vapeur supersonique, ce qui peut avoir pour effet de surévaluer la pression de recul.

2.4 Estimation des températures à la surface de la phase liquide

Comme expliqué dans le chapitre 1, l'hydrodynamique du perçage laser dépend de la température de surface. La mesure de cette grandeur est donc primordiale pour la bonne compréhension du phénomène. Malheureusement, sa mesure in-situ est très complexe du fait de la faible surface d'interaction (0,09 mm²) et du temps d'interaction laser/matière lui aussi très faible (de l'ordre de la milliseconde). On notera une alternative proposée dans les travaux de Hirano et al. (2011) où un couplage entre une visualisation par thermographie et une caméra rapide a permis de mesurer des températures de surfaces sur des zones d'interaction de l'ordre du millimètre carré pour des régimes de soudage et de découpe. Ces mesures ont par ailleurs permis de déterminer expérimentalement le seuil de vaporisation du matériau, information qui sera utilisée pour la construction du modèle de vaporisation dans le chapitre 3. Cependant, pour utiliser cette méthode, le bain liquide doit être accessible au champ de la caméra, ce qui n'est pas le cas lors d'un perçage où le fond du perçage est masqué par les remontées des fluides. Etant dans l'incapacité de mesurer la température de surface T_s, nous la déduisons en utilisant les précédentes estimations de la pression de recul P_{recul} via la loi de vaporisation présentée dans le chapitre 1 :

$$T_s = \frac{1}{\frac{1}{T_v} - \frac{R}{M_a L_v} \ln\left(\frac{P_{recul}}{P_{atm}}\right)}. \tag{2.19}$$

La température de surface déduite des deux pressions de recul estimées est comparée à celle prédite par le modèle du piston détaillé précédemment dans la partie 2.2.5.2 page 39 du manuscrit.

La figure 2.23 montre que la température de surface est peu sensible à la valeur de pression et est comprise entre 4000 K et 5500 K. Ce résultat est en bon accord avec les résultats du modèle du piston malgré une surévaluation du modèle analytique. Cette surévaluation peut être expliquée par :

- l'approximation des grandeurs physiques des matériaux qui ont été supposées constantes et sont de toute façon mal connues dans les gammes de températures considérées ;
- la non-prise en compte dans le modèle de l'élargissement du diamètre de perçage par rapport au diamètre du faisceau. Cet élargissement est dû au phénomène de transfert de chaleur par convection qui doit être prise en compte dans le bilan de puissance. Cela a pour effet de diminuer la température de surface.

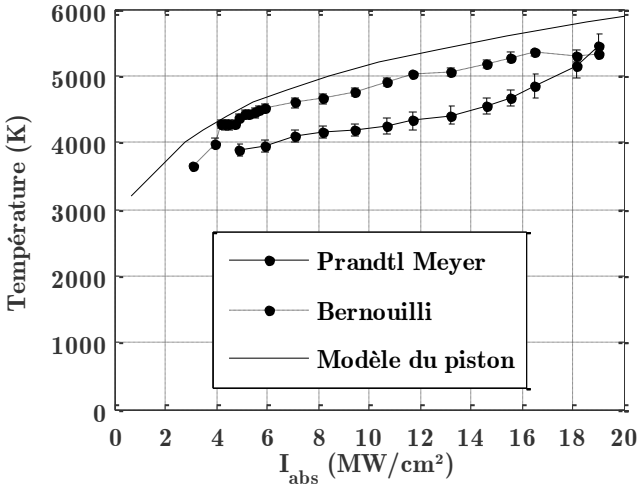

Figure 2.23. Température de surface au point 1 suivant les deux modèles proposés et comparaison avec les résultats du modèle du piston.

2.5 Délaminage dans le cas d'un perçage sur matériau industriel

L'influence du matériau sur l'interaction laser/matière et notamment sur la vitesse de perçage dans le cas d'un matériau homogène a été étudiée. Des estimations de pressions de recul et de température de surface ont été réalisées pour pouvoir comparer les valeurs obtenues

à celles des futurs résultats de simulation. Ces investigations expérimentales amènent déjà plusieurs éléments de réponses aux verrous expérimentaux présentés dans le chapitre 1. Un autre de ces verrous est la compréhension des mécanismes d'endommagement au cours du procédé de perçage, et notamment avec l'utilisation de matériaux revêtus. Dans l'industrie aéronautique, le perçage laser est utilisé sur ces matériaux où le revêtement et le substrat présentent un fort contraste de propriétés thermophysiques.

Cette partie vise à caractériser et comprendre l'impact du perçage laser dans ce cas industriel. Elle reprend les travaux publiés dans (GIRARDOT, J. et al., 2013) sur la compréhension des mécanismes de délaminage de revêtement au cours d'un perçage laser incliné.

2.5.1 Procédure expérimentale

2.5.1.1 Matériau industriel étudié

La structure multicouche percée est un double revêtement du superalliage KCN22W présenté dans la partie précédente. Une tôle de cet alliage d'une épaisseur de 2 mm est recouverte d'une première couche dite « liante ». Il s'agit d'un alliage NiCrAlY, projeté par plasma et dont l'épaisseur est d'environ 0,2 mm. Une seconde couche est ensuite projetée par plasma également. Ce revêtement appelé « barrière thermique » (BT) est une céramique composée d'oxydes de Zirconium-Yttrium (ZrO_2). Son épaisseur est d'environ 0,5 mm (figure 2.24). Les propriétés relatives à la couche de céramique issues des travaux de Kuar et al. (2006) sont données dans le tableau 2.6. La conductivité thermique de la couche céramique, 4,7 W/(m.K), est très inférieure à celle du KCN22W, 80 W/(m.K).

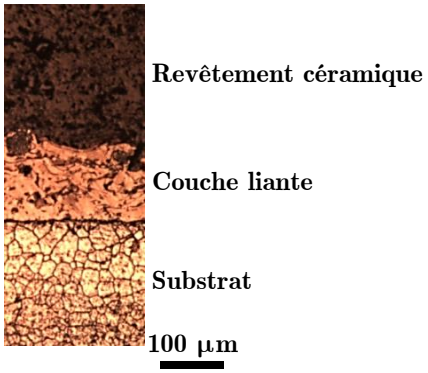

Figure 2.24. Morphologie de la structure multi-couche étudiée.

Tableau 2.6. Propriétés physiques du $Zr0_2$ (KUAR, A. S. et al., 2006).

Température de fusion	K	2600
Conductivité (100°C)	W/(m.K)	4,7
Conductivité (1000°C)	W/(m.K)	5,5
Capacité calorifique	J/(kg.K)	500
Masse volumique	kg/m^3	5900

2.5.1.2 Microscopie optique et visualisation par caméra rapide

Les observations microscopiques se basent sur un polissage successif afin de permettre une observation de la section longitudinale. Ces échantillons sont enrobés à froid afin de limiter l'endommagement de la liaison entre le substrat et le revêtement lors de la polymérisation de la résine d'enrobage.

La méthode DODO n'est dans ce cas pas utilisable car la couche liante ainsi que la barrière thermique sont des matériaux poreux et non homogène. Des injections sont observées sur les échantillons DODO pour le matériau multicouche, ce qui signifie que malgré la pression de serrage appliquée, la continuité de la matière au plan de joint n'est pas assurée.

Afin de réduire les défauts de planéité lors des polissages successifs, des perçages droits ont été réalisés de part et d'autre des échantillons (figure 2.25 (b)) pour servir de témoins de planéité. En vérifiant lors du polissage que les sections de ces deux trous restent identiques, on s'assure une faible déviation du plan d'observation par rapport au plan contenant les axes de perçage. En effet, l'incertitude de mesure sur des perçages inclinés est plus importante que sur des perçages normaux, elle peut atteindre plus ou moins 20 %. Grâce aux trous « témoins », nous retrouvons des incertitudes de mesure de plus ou moins 10 %.

L'influence du nombre d'impulsions est étudiée pour trois angles d'inclinaisons β : 40°, 30° et 20°. Le nombre d'impulsions varie de 1 à 8 et la longueur de fissuration entre le substrat et la barrière thermique est mesurée directement au microscope. La puissance crête est prise constante et égale à 13 kW.

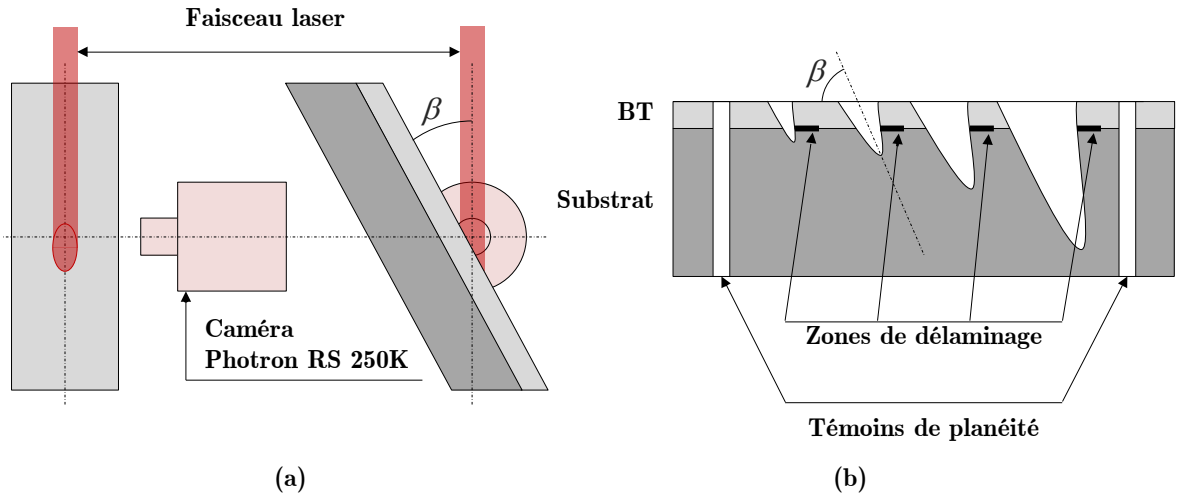

Figure 2.25. Schéma de la procédure expérimentales d'observation par micrographie.

2.5.2 Influence du nombre d'impulsion sur le mécanisme de délaminage

Les observations microscopiques sont présentées pour un angle β de 40° au bout d'une impulsion (figure 2.26), et au bout de trois impulsions laser (figure 2.27). Les observations suivantes sont valables quel que soit l'angle d'incidence.

- la première impulsion produit un trou qui traverse uniquement les deux revêtements (barrière thermique et sous-couche) et atteint le substrat en fond de trou. Le perçage pénètre moins de 100 µm dans ce substrat métallique. Aucun délaminage entre couches n'est observé (figure 2.26) ;
- entre la deuxième et la quatrième impulsion, le perçage se fait uniquement dans le substrat. Le perçage pénètre de 1 mm à chaque impulsion. On remarque que le diamètre du trou dans la BT est plus petit que celui dans le substrat. Le profil du trou est donc modifié à l'interface entre la BT et la tôle métallique (figure 2.27 (a)). Un délaminage apparaît à l'interface liant/céramique et croit avec le nombre d'impulsions (figure 2.27 (b)). La longueur de fissure de délaminage à la deuxième impulsion pour un angle d'inclinaison de 40° est de 0,23 mm et augmente à 0,85 mm à la troisième. La localisation de cette fissuration entre la couche liante et la BT est la même que celle observée par Sezer et al. (2009) sur un matériau similaire avec un substrat en superalliage base nickel. De plus, la morphologie des trous et notamment la largeur de zone fondue resolidifiée est cohérente avec les résultats de Sezer et al. (2006) et de l'ordre de la vingtaine de micromètres ;
- la quatrième impulsion laser correspond à l'ouverture du perçage sur la surface arrière. La partie liquide ne s'éjecte alors plus par le haut du perçage mais par le bas. La longueur de fissure n'augmente plus et garde une valeur sensiblement constante pour les impulsions suivantes.

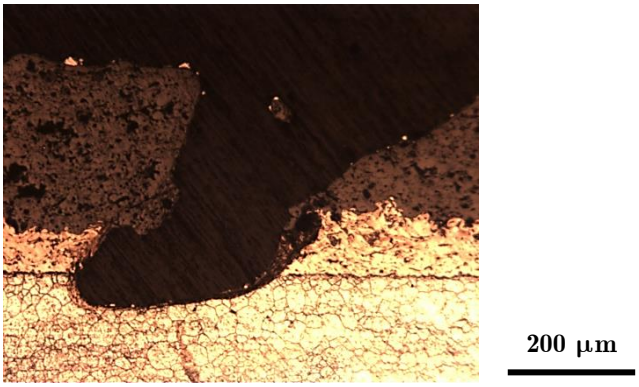

Figure 2.26. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revêtu ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 40°, 1 impulsion).

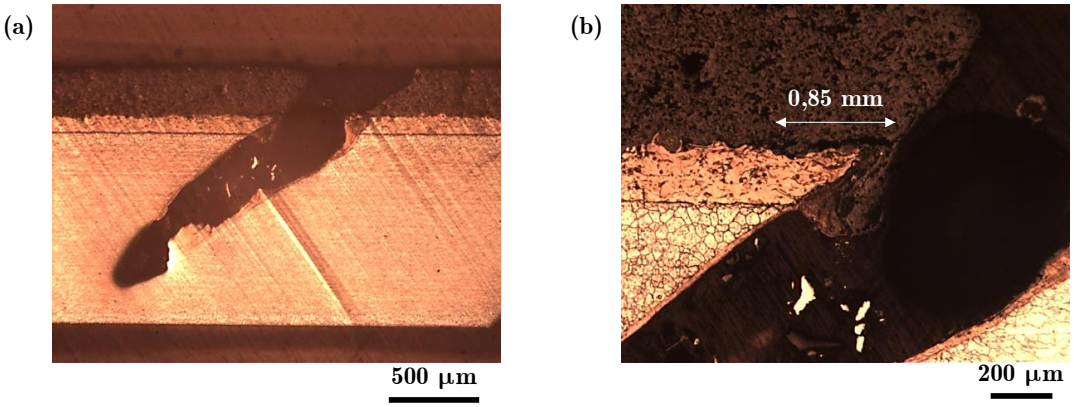

Figure 2.27. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revêtu (a) et détail de la fissure de délaminage (b) ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 40°, 3 impulsions).

La figure 2.28 reporte la longueur de fissure de délaminage suivant le nombre d'impulsion laser et pour les trois angles d'inclinaisons considérés. Ces valeurs correspondent à une moyenne de mesures réalisées sur deux échantillons isoparamètres. Malgré le faible nombre d'échantillons, les tendances observées sont en bon accord avec les résultats des travaux de Kamalu et al. (2002) et de Voisey et al. (2001) basés aussi sur des mesures via une observation en coupe des perçages, sur des superalliages base nickel avec le même revêtement que celui de cette étude.

Au niveau morphologique, le front de fissure n'est pas plan et sa propagation se fait certainement suivant la rugosité de l'interface liant/BT et la porosité de la BT (figure 2.29)[‡]. Cela entraîne une géométrie tortueuse en fond de fissure qui rend difficile la mesure de longueur de délaminage et explique les incertitudes importantes sur la figure 2.28. Dans les précédents

[‡] Des observations et discussions supplémentaires sur la morphologie de la fissuration pourront être trouvées dans les travaux de (GIRARDOT, J. et al., 2013).

travaux de la littérature utilisant une méthode d'observation identique, cette difficulté de mesure n'est jamais mentionnée.

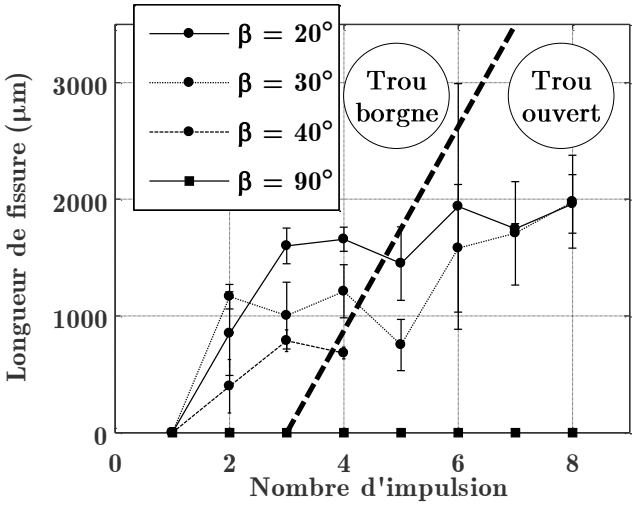

Figure 2.28. Evolution de la longueur de délaminage pour trois angles de perçage (β = 40°, 30° et 20°).

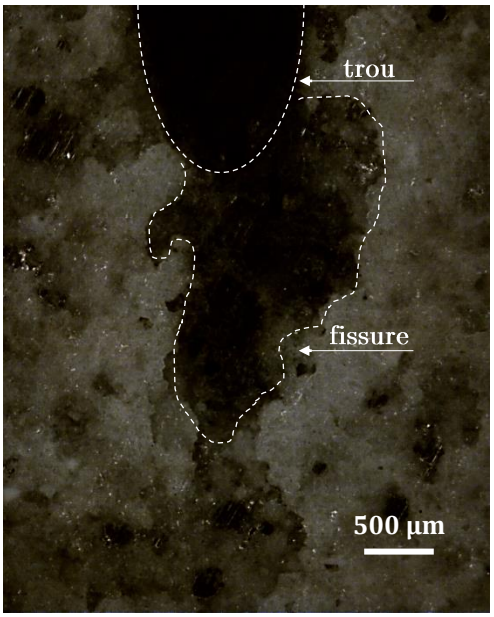

Figure 2.29. Observation micrographique de la fissure après plusieurs polissages successifs dans le sens parallèle à la surace d'impact (GIRARDOT, J. et al., 2013).

2.5.3 Influence du revêtement sur le mécanisme de délaminage

L'objectif de cette partie est d'apporter des éléments de compréhension sur les mécanismes de délaminage et notamment comprendre pourquoi la fissure n'apparaît qu'à la deuxième impulsion, c'est-à-dire au moment où le faisceau atteint le substrat.

Dans ce but, deux configurations ont été observées par caméra rapide :

- un perçage non incliné sur le KCN22W revêtu et non revêtu à 18 kW. Seule la première impulsion est observée. La figure 2.30 compare les deux écoulements fluides durant le début de l'éjection, avant que le trou soit trop profond et que le liquide et le gaz ne se confondent sur les images. On observe bien dans les deux cas une partie gazeuse au centre avec une onde de choc caractéristique d'un écoulement supersonique. Sur les côtés de cette plume de vapeur supersonique, une partie liquide est éjectée ;
- un perçage à la même puissance de 18 kW sur la structure revêtue complète et inclinée à 20°. On observe les trois premières impulsions. La figure 2.31 compare ces éjections pour les trois impulsions à la suite. On retrouve le même comportement sur la première impulsion que sur le perçage non-incliné sur céramique. Pour les deux impulsions suivantes, les phases gazeuse et liquide n'apparaissent plus distinctement.

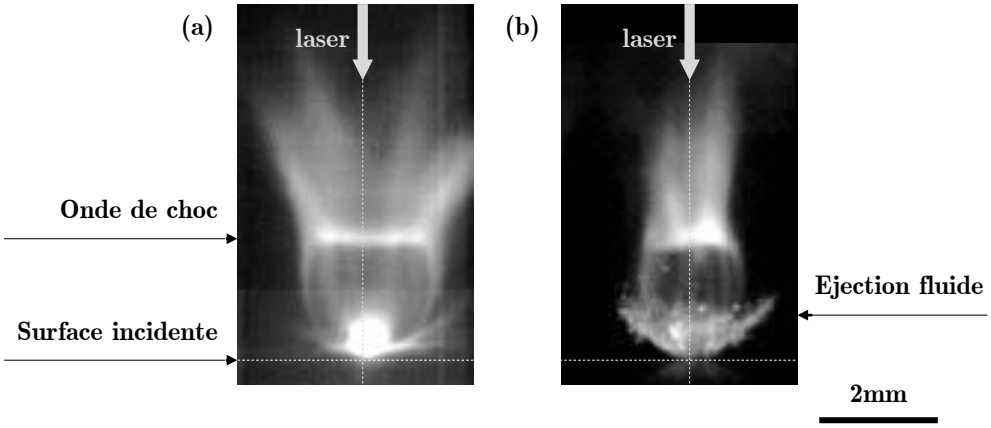

Figure 2.30. Ejection fluide sur KCN22W revetu (a) et non revetu (b)
($P_{crête}$ = 18 kW, β = 90° , 1 impulsion).

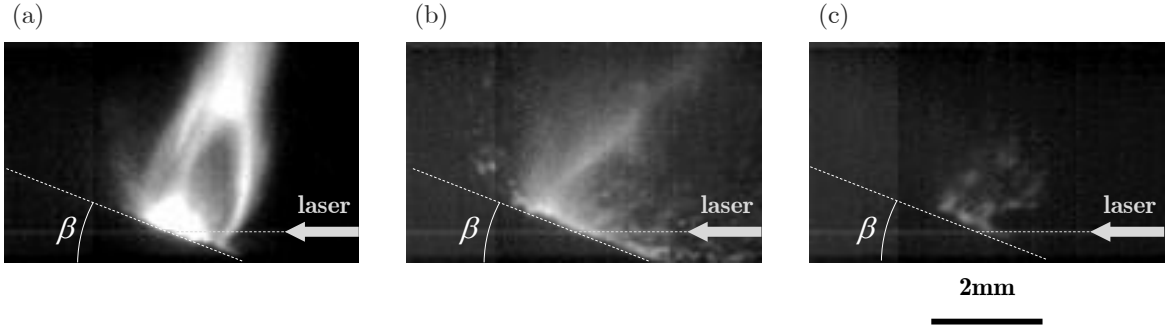

Figure 2.31. Ejection sur KCN22W revetu durant la premiere impulsion (a), la seconde (b) et la troisième (c)
($P_{crête}$ = 18 kW, β = 20°).

Deux remarques importantes sont à noter suite à ces observations :

- sur la première comparaison entre le métal non revêtu et le métal revêtu de céramique, l'angle formé par le jet de vapeur est plus important dans le cas de la céramique que celui formé dans le cas du métal non revêtu. Ceci est directement lié à une température plus importante de la surface irradiée lorsque le laser perce la céramique. Ce résultat est lié à la conductivité 20 fois plus faible de la céramique que celle du substrat (5,5 W/(m.K) à 1000°C) ;
- sur la deuxième visualisation dans le cas de perçages inclinés, la consistance de la matière éjectée n'est pas la même à la première impulsion que pendant les deux suivantes. On confirme par cette observation que le faisceau n'atteint le substrat métallique qu'au cours de la deuxième impulsion.

2.5.4 Discussion sur le mécanisme de délaminage

Une évaluation des champs de température par un travail de simulation dans (VOISEY, K. T. et Clyne, T. W., 2004) montre une discontinuité de champs de température au cours du perçage au niveau de l'interface BT/substrat. Cela corrobore nos observations expérimentales des éjections liquides et expliquerait la différence de diamètre du trou dans la céramique et dans le métal.

En effet, la température d'équilibre du système laser/BT est plus élevée que celle du système laser/métal (figure 2.32 (a)). Lorsque le perçage atteint le substrat (figure 2.32 (b)), cette différence de température provoque un élargissement plus important du diamètre du trou formant une zone avec un rétrécissement brutal du diamètre, zone que l'on appellera « bouchon ». Le système laser/métal retrouve ensuite une température d'équilibre avec un diamètre moins important et s'enfonce dans la matière (figure 2.32 (c)).

Le travail de Kamalu et al. (2002) pose l'hypothèse que cette discontinuité de température est responsable de l'amorce du délaminage à l'interface. Cependant, nos observations expérimentales ont montré qu'aucune fissuration n'apparaît dans un perçage non-incliné malgré la présence de la différence de diamètre caractéristique (figure 2.33). Le fort gradient thermique n'est donc pas responsable à lui seul de l'amorçage du délaminage.

Dans (SEZER, H. K. et Li, L., 2009), le rôle de la contrainte exercée par les remontées du liquide le long de la paroi sur le revêtement est discuté sans pour autant proposer de modèles ni prendre en compte le changement de diamètre de trou. Pourtant, cette hypothèse paraît réaliste surtout au vue de la formation du « bouchon » à l'interface BT/liant (figure 2.32) qui gêne l'écoulement du liquide.

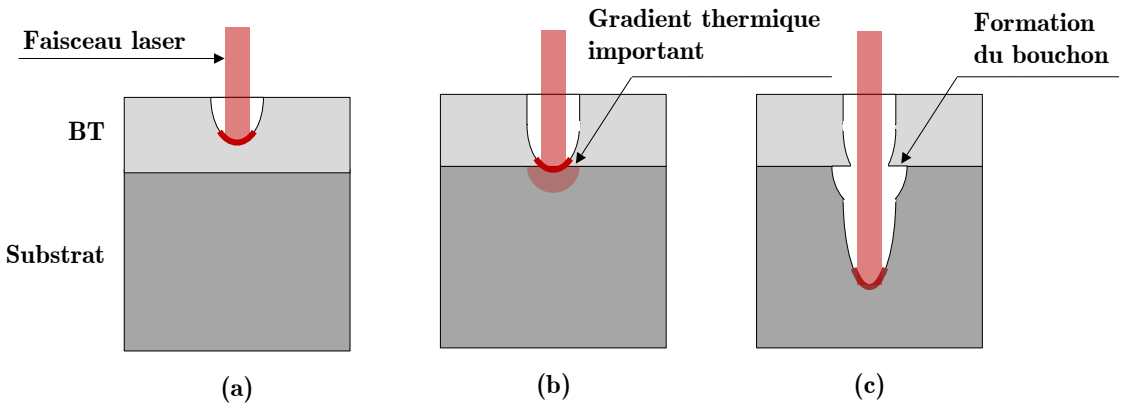

Figure 2.32. Mecanisme de formation du « bouchon ».

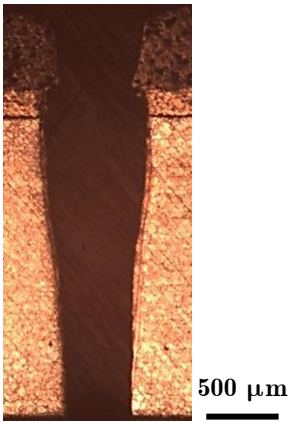

Figure 2.33. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revetu ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 90° , 4 impulsions).

On se propose donc de poursuivre la discussion de Sezer et al. (2009) en distinguant deux sollicitations sur la barrière thermique :

- celle dû au rétrécissement du diamètre entre la BT le substrat qui va gêner l'écoulement de la matière liquide ;
- celle due à la force issue de la pression de la phase gazeuse sur le revêtement céramique.

Le modèle décrivant le délaminage détaillé dans la suite est basé sur une approche mécanique statique et représente les efforts des éjections fluides au cours du perçage sur la barrière thermique. Ce modèle représente un substrat et un revêtement, la partie liante métallique étant supposée homogène avec le substrat. L'effort exercé par les fluides sur le revêtement provient de l'intégration de la pression dynamique du liquide notée P_L et de la pression dynamique du gaz notée P_G (figure 2.34).

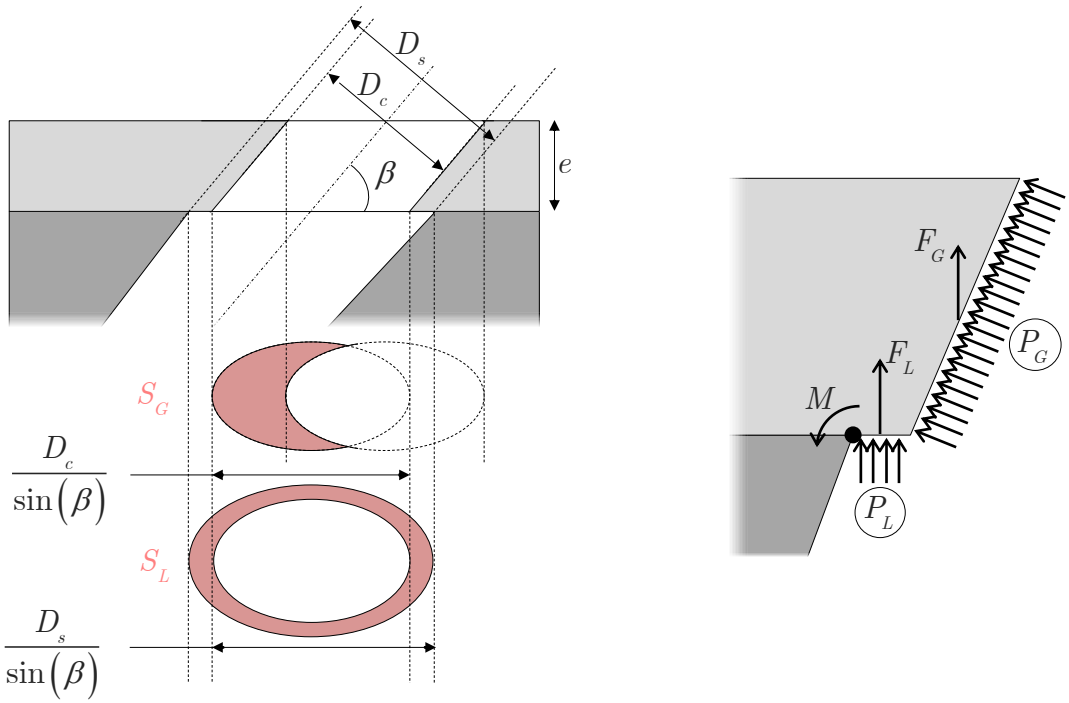

Figure 2.34. Représentation du modèle mécanique de délaminage en configuration inclinée.

Les deux surfaces de projection des pressions P_L et P_G, respectivement notées S_L et S_G, sont écrites en fonction des paramètres géométriques du modèle décrits sur la figure 2.34 et sur le tableau 2.7 :

$$\begin{cases} S_L = \left(\pi \dfrac{D_s}{2\sin(\beta)} \dfrac{D_s}{2}\right) - \left(\pi \dfrac{D_c}{2\sin(\beta)} \dfrac{D_c}{2}\right), \\ \quad = \dfrac{\pi}{4\sin(\beta)}\left(D_s^2 - D_c^2\right), \\ S_G = \pi\left(\dfrac{D_c^2}{4\sin(\beta)}\right) - \dfrac{D_c^2}{2\sin(\beta)}\left(\alpha + \dfrac{\sin(2\alpha)}{2}\right) + \dfrac{eD_c}{2\tan(\beta)}\sqrt{1 - \dfrac{e^2}{D_c^2}\dfrac{\sin(\beta)}{\tan^2(\beta)}}, \end{cases} \tag{2.20}$$

où :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{D_c}{e}\frac{\tan(\beta)}{\sin(\beta)}\sqrt{1 - \frac{e^2}{D_c^2}\frac{\sin(\beta)}{\tan^2(\beta)}}\right). \tag{2.21}$$

Tableau 2.7. Paramètre du modèle en configuration inclinée.

β	Angle d'inclinaison du faisceau laser
e	Epaisseur du revêtement
D_s	Diamètre dans le substrat
D_c	Diamètre dans le revêtement

La surface S_G est issue du calcul de l'intersection de deux ellipses. Ce calcul est détaillé en annexe des travaux de Girardot et al. (2013).

L'effort total résultant F_y est la somme des deux efforts issus des pressions de fluide :

$$F_y = P_L S_L + P_G S_G. \tag{2.22}$$

Le moment issu de l'effort F_y s'exerçant au point d'amorce de la fissure noté M sur la figure 2.34 est :

$$M = P_L S_L \left(\frac{D_c - D_s}{4\sin(\beta)} \right) + P_G S_G \left(\frac{D_c - D_s}{2\sin(\beta)} + \frac{e}{2\tan(\beta)} \right). \tag{2.23}$$

Les valeurs de D_s et D_c sont prises respectivement égales à 700 µm et 500 µm, ce qui correspond aux valeurs estimées expérimentalement. Les valeurs de P_L et P_G correspondent aux grandeurs mesurées dans la partie 2.3 de ce chapitre et sont prises égales à 90 bars pour P_L et 30 bars pour P_G. La figure 2.35 représente l'effort F_y pour l'angle β considéré rapporté sur l'effort F_y à 90°, et le moment M pour l'angle β considéré rapporté sur le moment M à 90°. Trois épaisseurs de revêtement sont utilisées : 100 µm, 200 µm et 900 µm.

Ces deux rapports augmentent de façon exponentielle lorsque l'angle β diminue. Pour un angle β de 10°, le rapport des efforts augmente jusqu'à 8 et le rapport des moments jusqu'à 120.

Les résultats montrent que l'effet mécanique du liquide et du gaz sur l'interface BT/liant augmente fortement avec l'épaisseur du revêtement dès que le faisceau laser n'est plus à 90° de la surface percée. Ce résultat est à corréler avec l'augmentation de la fissure de délaminage. En effet, pour la longueur de fissuration double lorsque l'angle d'inclinaison passe de 40° à 20°, tout comme l'effort appliqué sur le revêtement.

L'augmentation du rapport des moments est particulièrement forte pour un angle d'inclinaison supérieur à 30° (entre 20 et 120 fois plus important qu'à 90°). Ce rapport augmente également avec l'épaisseur de la barrière thermique, ce qui suggère une piste pour le réduire. Il serait intéressant de le vérifier expérimentalement.

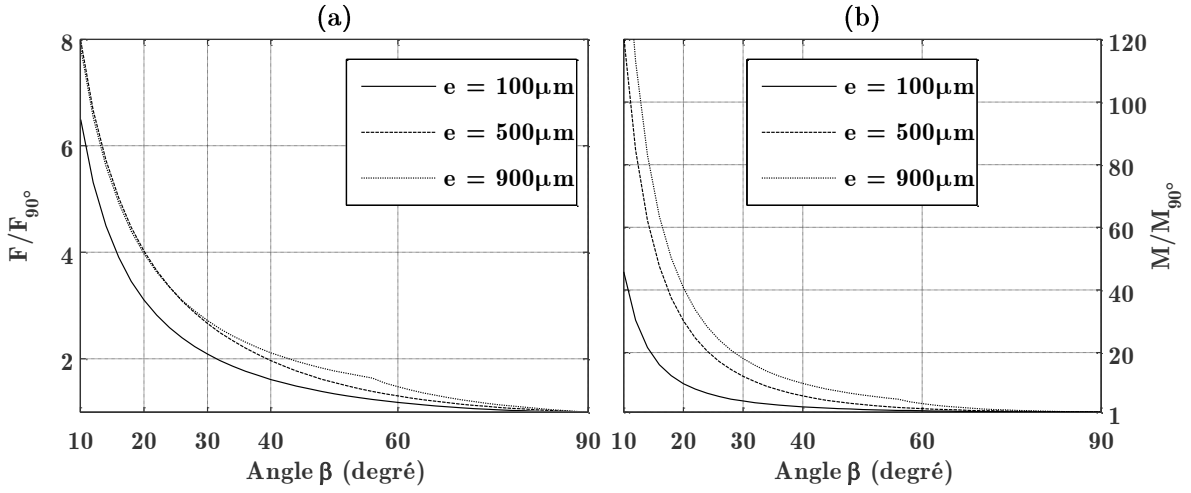

Figure 2.35. Resultats du modèle avec effort (a) et moment (b).

2.6 Conclusions du chapitre 2

Une investigation expérimentale sur matériaux homogène et non-homogène (matériaux revêtus) sur une large gamme de paramètres et de configurations procédés, standard dans l'industrie du perçage laser par percussion, a été réalisée.

Les paramètres procédés et matériau clés influant sur le processus physique de perçage ont été identifiés. La puissance crête, la masse volumique, la conductivité thermique et la température de fusion se révèlent responsables au premier ordre de la variation des grandeurs caractéristiques du procédé et notamment la vitesse de perçage. Ces observations pourront être confirmées avec le code de calcul développé dans ces travaux de thèse (voir chapitre 4). Des méthodes de mesures originales ont été mises en place et ont permis d'estimer plusieurs variables caractéristiques du procédé : géométrie finale avec les diamètres de trou, vitesse de perçage, vitesse d'éjection liquide, pression de recul et température de surface. L'estimation de ces grandeurs au cours du procédé et pour des puissances supérieures à 10 kW n'avait pas été réalisée jusqu'à ce jour et contribue à répondre aux verrous scientifiques sur la connaissance du procédé. Ces valeurs seront comparées aux résultats des simulations (voir chapitre 4).

Dans le cas d'un perçage incliné sur un matériau revêtu d'une couche de céramique, ce qui correspond à la mise en œuvre industrielle, une étude a été menée sur les mécanismes de délaminage entre le substrat et le revêtement induit par le procédé. Ces mécanismes se révèlent directement liés à l'éjection des fluides et aux gradients thermiques. La porosité du revêtement céramique et la rugosité de l'interface sont déterminants sur la morphologie du délaminage. La conception de nouvelles interfaces pour résister aux sollicitations mécaniques dues aux éjections fluides est une approche qui pourra être mise en œuvre. Ces connaissances générales de la physique de l'interaction en régime de perçage sont nécessaires pour construire le modèle. Les hypothèses faites dans ce modèle se basent directement sur cette connaissance expérimentale.

3 Travaux de modélisation

3.1 Modèle Physique 70

3.1.1 Hypothèses du modèle de perçage 70

3.1.2 Mise en équation du problème thermique 72

3.1.3 Mise en équation du problème fluide 83

3.2 Traitement numérique 91

3.2.1 Préliminaires 91

3.2.2 Traitement numérique du problème thermique 93

3.2.3 Traitement numérique du problème fluide 97

3.2.4 Actualisation de la géométrie 99

3.2.5 Schéma incrémental 101

3.2.6 Détails d'implémentation 107

3.3 Validation du code de calcul à l'aide de cas tests 110

3.3.1 Transfert de chaleur au sein d'un fluide en mouvement 110

3.3.2 Suivi d'un front de fusion par une formulation enthalpique 113

3.3.3 Evaporation d'un barreau soumis à un flux de chaleur 117

3.3.4 Cas test de l'écroulement d'un barrage 119

3.3.5 Ecoulement à surface libre soumis à une pression surfacique 126

3.4 Conclusions du chapitre 3 128

3.1 Modèle Physique

3.1.1 Hypothèses du modèle de perçage

Le modèle proposé ici repose sur les mêmes équations et hypothèses que le modèle du piston. Des simulations du soudage et de la découpe résolvent déjà ce même modèle, mais pour des intensités laser plus faibles que pour le perçage. On rappelle que ce modèle est basé sur les équations de conservations de l'énergie et de la quantité de mouvement.

Il est composé d'une partie thermique dans les zones solide et liquide qui prend en compte la diffusion thermique, les échanges avec l'extérieur et le changement de phase, et d'une partie hydrodynamique pour modéliser le mouvement de la zone liquide.

L'objectif de ce modèle est de décrire le perçage non incliné dû à une seule impulsion laser dans un premier temps. Dans ces conditions, le perçage induit des phénomènes axisymétriques autour de l'axe du faisceau laser. On se ramène donc à un problème 2D axisymétrique.

Les observations par caméra rapide montrent que l'écoulement du liquide en sortie de trou est très perturbé. Il sera difficile à modéliser. De plus, le métal liquide étant éjecté hors du trou à grande vitesse (de l'ordre de 30 m/s), il retombe loin de la zone d'impact. On supposera que le liquide situé en dehors du bord du trou ne joue alors pas de rôle déterminant dans l'interaction à l'intérieur du perçage. Ainsi, on choisira dans un souci de simplification de ne pas modéliser la zone liquide éjectée hors du trou.

Les observations ont montré que l'écoulement de la vapeur métallique au cours du procédé atteint des régimes supersoniques (voir le chapitre 2). La contribution des échanges thermomécaniques de la vapeur métallique avec la phase liquide est encore méconnue. L'écoulement de la vapeur étant compressible et à très haute température (de l'ordre de la température de surface (5000 K)), ces échanges seront négligés dans un souci de simplification. Cette hypothèse sera cependant discutée dans le prochain chapitre au vue des résultats obtenus. Néanmoins, la pression de recul issue de la vaporisation à la surface du liquide sera prise en compte. Le mouvement de la phase liquide se fera donc sous l'action de cette pression de recul et sera traité comme un écoulement à surface libre.

Au cours du développement du modèle, la prise en compte de la masse vaporisée dans la vitesse d'avance de la surface libre s'est révélée négligeable. Cela corrobore les remarques du travail de De Lange (2004) où les intensités (et donc la masse vaporisée) sont encore plus importantes (centaine de MW/cm^2). Ainsi, dans un souci de simplification et de gain en temps de calcul (la pris en compte de cette perte de masse entraîne plusieurs opérations d'interpolation, couteuses en temps de calcul), cette perte est négligée sur la vitesse d'évolution du front de vaporisation.

La force de gravité sera aussi négligée car sa contribution est faible devant les pressions mises en jeu.

Les propriétés thermophysiques du fer pur seront utilisées pour les simulations et pour illustrer certains détails du modèle. Le fer pur a été choisi car ses propriétés sont bien connues, que ce soit en phase solide ou en phase liquide pour des températures proches de la fusion.

Le modèle est résolu dans une description lagrangienne et afin d'éviter les problèmes de distorsion du maillage provoqués, la méthode CNEM présentée dans le chapitre 1 est retenue pour le traitement numérique du modèle.

La figure 3.1 représente notre domaine de calcul dans son repère axisymétrique $\left(\vec{r},\vec{z}\right)$. Un faisceau laser suivant la direction $\vec{z}$ est appliqué sur le front de vaporisation. La largeur et la hauteur du domaine d'étude sont prises deux à trois fois plus grandes que le rayon du faisceau laser. Une zone liquide est délimitée par l'interface de vaporisation et par le front de fusion. Ces deux interfaces sont toutes deux mobiles au cours du calcul. Le domaine restant représente la phase solide et est considéré immobile. Les inconnues du problème sont des fonctions de l'espace et du temps :

- la température notée $T\left(r,z,t\right)$ au point de coordonnées $\left(r,z\right)$ à l'instant t ;
- l'enthalpie volumique notée $H\left(r,z,t\right)$ au point de coordonnées $\left(r,z\right)$ à l'instant t ;
- le vecteur vitesse dans la zone liquide noté $\vec{u}\left(r,z,t\right)$ au point de coordonnées $\left(r,z\right)$ à l'instant t ;
- la pression dans la zone liquide notée $p\left(r,z,t\right)$ au point de coordonnées $\left(r,z\right)$ à l'instant t.

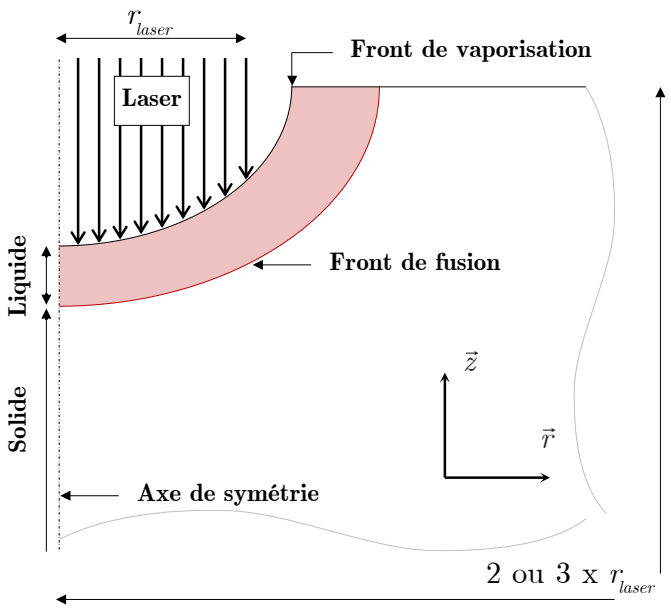

Figure 3.1. Description générale du modèle de perçage.

3.1.2 Mise en équation du problème thermique

Afin de prendre en compte la conservation de l'énergie au cours du calcul, l'équation de la chaleur et les conditions limites sont écrites suivant les hypothèses évoquées précédemment.

3.1.2.1 Equation volumique

L'équation de conservation de l'énergie (premier principe de la thermodynamique) est écrite avec une description lagrangienne et selon une formulation enthalpique (équation (3.1)) pour prendre en compte la chaleur latente de fusion. Le flux de chaleur noté $\vec{q}$ sera explicité avec la loi de Fourier[§] et en notant k la conductivité du domaine, on a :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -\operatorname{div}\left(\vec{q}\right), \\ \vec{q} = -k\overrightarrow{\nabla T}. \end{cases} \tag{3.1}$$

A partir de l'équation (3.1), une formulation variationnelle classique est mise en place. L'équation intégrée sur un volume Ω devient donc quelles que soient la fonction test T^*, la température T et l'enthalpie H thermiquement admissibles :

$$\int_{\Omega} T^* \frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}V = \int_{\Omega} kT^*\nabla^2 T\,\mathrm{d}V. \tag{3.2}$$

Le théorème de la divergence associé au théorème du flux nous donne :

$$\int_{\Omega} T^* \frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}V = -\int_{\Omega} k\overrightarrow{\nabla T^*}.\overrightarrow{\nabla T}\,\mathrm{d}V + \int_{\partial\Omega} kT^*\overrightarrow{\nabla T}.\overrightarrow{\mathrm{d}S}, \tag{3.3}$$

$\partial\Omega$ étant le contour du domaine étudié.

Loi enthalpie/température

Tout comme la méthode dite de « chaleur spécifique équivalente » (voir chapitre 1), une fonction qui relie l'enthalpie et la température est nécessaire. On prendra la fonction linéaire par morceaux suivante :

[§] Une loi de type Fourier est utilisée car les temps caractéristiques du perçage (de l'ordre de 10^{-6} s) sont largement supérieurs au temps de relaxation thermique (de l'ordre de 10^{-12} s (VOLTZ, S. et al., 1997)).

$$H\left(T\right)=\begin{cases}\rho_s C_p^s T & , \forall T < T_{sol}, \\ \rho_l C_p^l \left(T - T_{liq}\right) + \rho_l L_m + \rho_s C_p^s T_{sol} & , \forall T > T_{liq}.\end{cases} \tag{3.4}$$

où ρ_s et ρ_l représentent la masse volumique en phase solide et liquide (7800 et 6980 kg/m^3 pour le fer pur) et C_p^s et C_p^l représentent la capacité calorifique en phase solide et liquide (470 et 444 J/(kg.K) pour le fer pur). T_{sol} et T_{liq} représentent le début et la fin d'un intervalle de température au tour de la température de fusion. Cet intervalle est pris égal à 200 K. Pour le domaine $T_{sol} < T < T_{liq}$, une droite relie les extrémités $H\left(T_{sol}\right)$ et $H\left(T_{liq}\right)$. La figure 3.2 présente la fonction $H\left(T\right)$ pour le fer pur en fonction de la température.

A partir de la fonction $H\left(T\right)$, on obtient par inversion la fonction $T\left(H\right)$ (figure 3.3) ainsi que la pente $T'\left(H\right)$ (figure 3.4). C'est cette dernière fonction, dépendante de l'enthalpie, qui sera utilisée par la suite dans le traitement numérique de l'équation de la chaleur, dans la partie 3.2.2 page 93 du manuscrit. Ces trois fonctions devront au préalable être déterminées pour le matériau considéré avant d'entamer un calcul. On précise que les deux dernières courbes ($T\left(H\right)$ et $T'\left(H\right)$) sont représentées par des fonctions continues dont les paramètres ont été ajustés.

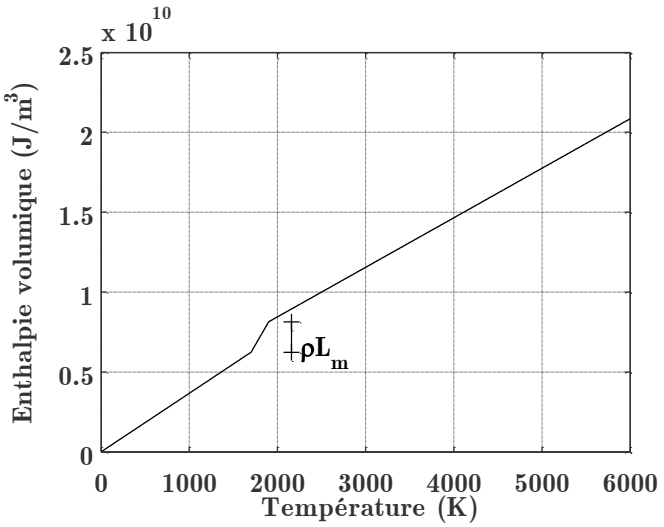

Figure 3.2. Enthalpie en fonction de la température (fer pur).

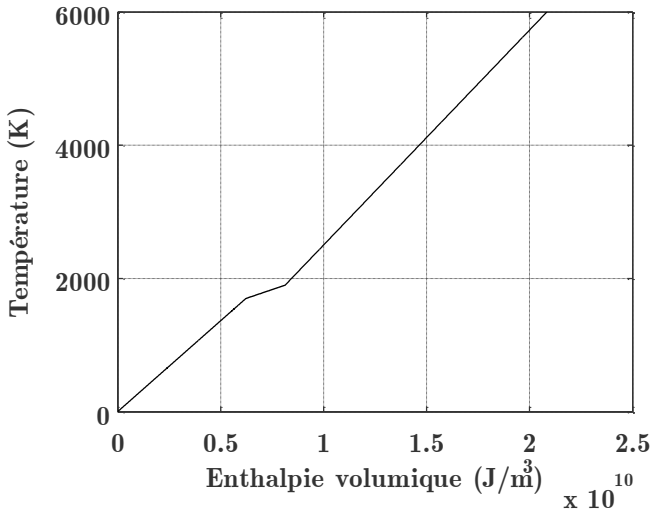

Figure 3.3. Température en fonction de l'enthalpie (fer pur).

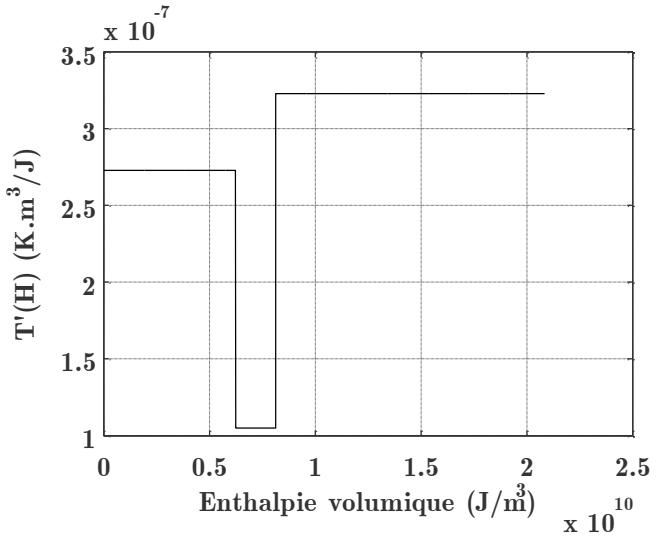

Figure 3.4. Pente de la courbe $T\left(H\right)$ (fer pur).

Conductivité thermique dépendante de la température

La conductivité thermique k dépend de la température suivant une fonction de type « step » implantée dans le code de calcul :

$$\begin{cases} k\left(T\right) = \left(\dfrac{k_s}{1+\exp\left(\alpha\left(T_m - T\right)\right)}\right) + \left(\dfrac{k_l}{1+\exp\left(\alpha\left(T - T_m\right)\right)}\right), \\ \alpha = -\left|\dfrac{4\left(k_l - k_s\right)}{\Delta T}\right|. \end{cases} \tag{3.5}$$

La figure 3.5 montre l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température pour du fer pur. La température de fusion T_m est de 1800 K, la conductivité thermique en phase solide k_s de 70 W/(m.K) et la conductivité thermique en phase liquide k_l égale à 38 W/(m.K). La zone de transition ΔT est prise égale à 200 K.

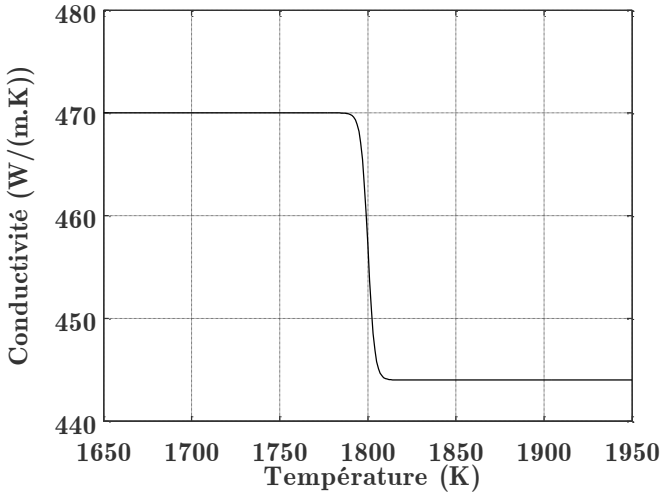

Figure 3.5. Evolution de la conductivité thermique en fonction de la température (fer pur).

3.1.2.2 Conditions limites sur les frontières $\partial\Omega_a$ et $\partial\Omega_p$

La figure 3.6 représente les différents contours et leurs noms associés pour le domaine noté Ω.

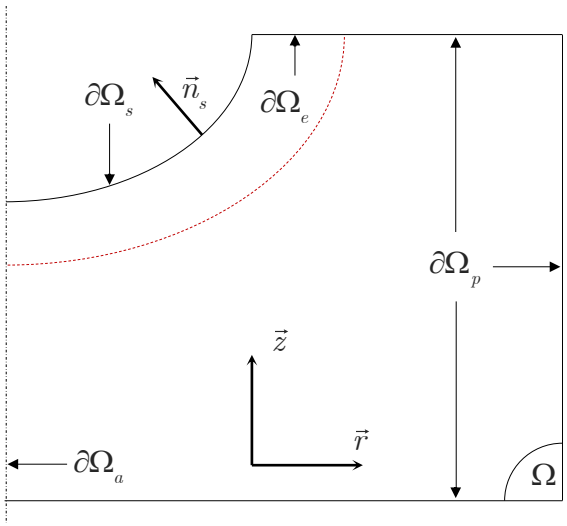

Figure 3.6. Description des contours pour le calcul thermique.

La condition de symétrie sur la paroi $\partial\Omega_a$ (figure 3.6) entraîne une condition de flux nul. Ainsi :

$$\varphi = 0 \text{ sur } \partial\Omega_a. \tag{3.6}$$

Compte tenu des courtes durées de perçage et de la taille de la pièce à percer, on néglige les échanges thermiques avec l'extérieur. Des conditions adiabatiques sont donc supposées pour les parois extérieures $\partial\Omega_p$ (figure 3.6). Ainsi :

$$\varphi = 0 \text{ sur } \partial\Omega_p. \tag{3.7}$$

3.1.2.3 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$, flux d'apport

Dans le modèle développé, le faisceau laser est dirigé suivant la direction $-\vec{z}$ et éclaire la surface $\partial\Omega_s$. La puissance apportée par le laser est absorbée par la zone liquide et est modélisée par un vecteur flux noté $\vec{\varphi}_{laser}(r,t)$ sur cette même surface. Cette fonction dépendante de la coordonnée r et du temps t est calculée via les paramètres procédés de la façon suivante :

$$\vec{\varphi}_{laser} = -f\left(r\right) g\left(t\right) \frac{P_{crête}}{\pi r_{laser}^2} \vec{z}, \tag{3.8}$$

où $P_{crête}$ et r_{laser} sont respectivement la puissance crête de l'impulsion et le rayon du faisceau laser. Le terme $f\left(r\right)$ représente la distribution spatiale du faisceau laser et $g\left(t\right)$ son évolution au cours du temps. Ils sont explicités ci-dessous.

Profil spatial du faisceau laser

La répartition spatiale du faisceau laser est prise en compte par la fonction notée $f\left(r\right)$ dont la valeur est comprise entre 0 et 1 :

$$f\left(r\right) = \exp\left(\frac{-r^N}{2\left(\frac{R_f}{1.177}\right)^N} \right), \tag{3.9}$$

où les paramètres R_f et N sont identifiés pour correspondre à la répartition spatiale réelle du faisceau laser. N prendra la valeur 2 pour une répartition gaussienne parfaite. La figure 3.7 représente les deux types de répartition spatial typique dans les procédés laser (gaussienne et « top-hat ») avec R_f égal à 110 µm pour la gaussienne et R_f égal à 160 µm et N égal à 20 pour le « top-tat ».

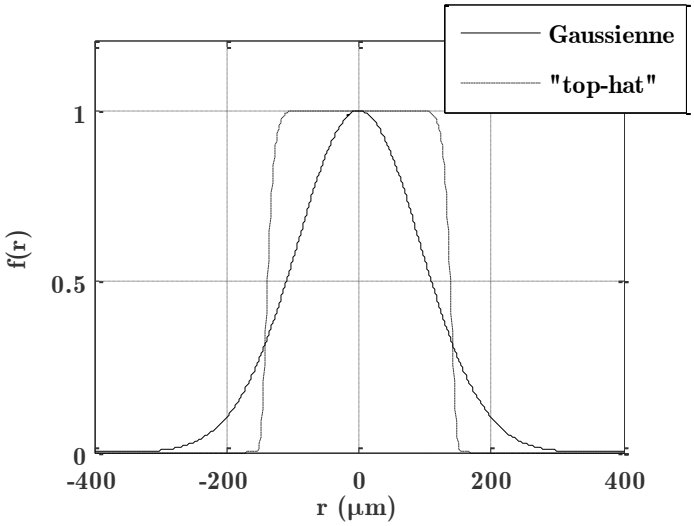

Figure 3.7. Fonctions de répartition implantées dans le code calcul.

Evolution temporelle de l'impulsion laser

Le profil temporel de la source laser est pris en compte par la fonction notée $g\left(t\right)$ dont la valeur est comprise entre 0 et 1. Elle dépendra du temps noté t et sera déterminée à partir des mesures du signal de la cavité de la source laser. En effet, le départ et l'arrêt du faisceau laser ne se font pas instantanément comme le montre la figure 3.8. Il s'agit d'un exemple de profil temporel pour la source laser Trumpf HL201p avec une puissance crête de 10 kW et une impulsion de 500 µs. On observe que les temps de montée et de descente ne sont pas négligeables (45 µs pour la montée et 50 µs pour la descente). Il est donc important de déterminer le profil temporel de la source laser pour chaque puissance crête et durée d'impulsion. La fonction $g\left(t\right)$ utilisée dans le modèle est une combinaison de deux fonctions exponentielles avec des paramètres ajustés pour correspondre au mieux avec les valeurs mesurées :

$$g\left(t\right)=\begin{cases} 0 & \text{si } t<0, \\ 1-\exp\left(\dfrac{-t}{\tau_{montée}}\right) & \text{si } 0\le t\le t_{pulse}, \\ \exp\left(\dfrac{-\left(t-t_{pulse}\right)}{\tau_{descente}}\right) & \text{si } t>t_{pulse}. \end{cases} \tag{3.10}$$

Les valeurs $\tau_{montée}$ et $\tau_{descente}$ représentent respectivement les temps de montée et de descente du profil temporel. Le temps t_{pulse} correspond à la commande d'arrêt du signal. Ces valeurs ont été estimées pour représenter la figure 3.8 et sont données dans le tableau 3.1 :

Tableau 3.1. Paramètre identifiés à partir de la figure 3.8.

$\tau_{montée}$	45 µs
$\tau_{descente}$	50 µs
t_{pulse}	500 µs

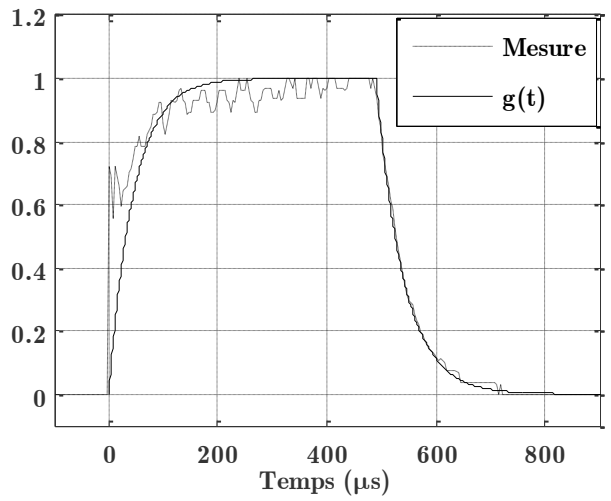

Figure 3.8. Profil temporel mesuré et fonction $g(t)$ utilisé dans le modèle (HL201p, 10 kW, 500 µs).

Coefficient d'absorption en incidence normale

L'absorption partielle du faisceau par le matériau est prise en compte par un coefficient noté A dont la valeur est comprise entre 0 et 1. A est supposé constant durant le perçage et égal aux valeurs expérimentales mesurées dans les travaux de Schneider et al. (2008). Les mesures d'absorption ont été réalisées sur la source laser du laboratoire pour les régimes de perçage considérés. Ces valeurs augmentent avec la puissance crête entre 0.2 et 0.8 dans les régimes de perçage laser. Un tableau de valeur représenté par la courbe de la figure 3.9 est utilisé comme donné d'entrée du modèle.

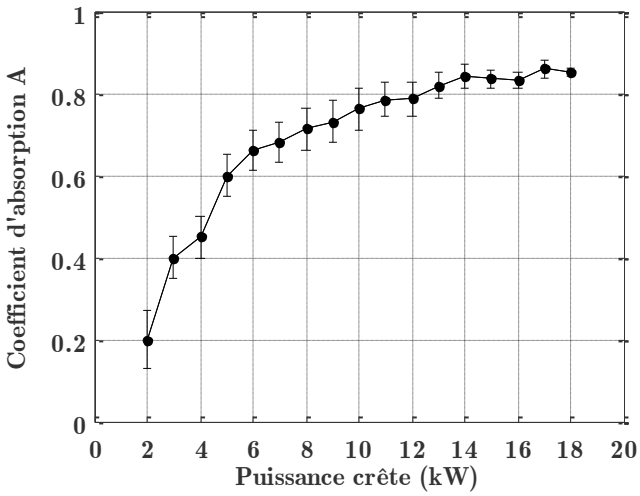

Figure 3.9. Valeurs issues de mesures pour la determination du coefficient d'absorption A.

L'absorption est supposée normale dans ce modèle. L'effet de l'inclinaison locale de la surface par rapport au faisceau laser est négligé car les profils de trou observés par méthode DODO (voir chapitre 2) montre un fond de perçage peu sensible à cet effet. De plus le diamètre de trou étant plus grand que celui du faisceau laser, ce dernier n'est absorbé que dans le fond du perçage et non sur les parois. Afin de prendre en compte l'effet de l'inclinaison locale sur l'absorptivité, la valeur de A pourrait être modifiée à l'aide des équations de Fresnel.

3.1.2.4 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$, flux de perte

Le faisceau laser absorbé représente l'apport d'énergie au système sur la surface libre qui est aussi le front de vaporisation. Le flux perdu par vaporisation doit donc être retranché. Ce flux est par définition le produit de la chaleur latente de vaporisation et du débit de masse vaporisée $L_v \dot{M}_{vap}$.

Le débit $\dot{M}_{vap}$ est donné par la relation d'Hertz-Langmuir (voir chapitre 1) qui est une fonction de la température de surface notée T_s :

$$\dot{M}_{vap}\left(T_s\right) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B}} \frac{P_{sat}\left(T_s\right)}{\sqrt{T_s}}\left(1-\beta_r\right). \tag{3.11}$$

La fonction $P_{sat}\left(T_s\right)$ est l'équation de Clapeyron. Pour un corps considéré pur, on a :

$$P_{sat}\left(T_s\right) = P_{atm} \exp\left(\frac{M_a L_v}{R}\left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_s}\right)\right). \tag{3.12}$$

Le coefficient β_r varie entre 0 et 1 et représente le phénomène de rétrodiffusion qui consiste, pour les particules de métal vaporisées, à se recondenser dans la zone proche de la couche de Knudsen (voir chapitre 1). La figure 3.10 trace les valeurs de $\dot{M}_{vap}$ en fonction de la température, pour du fer pur et pour les trois valeurs de β_r suivantes :

$\beta_r = 1$: toute la matière vaporisée est recondensée et retourne à l'état liquide, la valeur $\dot{M}_{vap}$ est nulle ;

$\beta_r = 0$: aucune particule de vapeur ne se rencontre et il n'y pas phénomène de rétrodiffusion, la valeur $\dot{M}_{vap}$ est maximale ;

$\beta_r = 0.17$: il s'agit de la valeur limite de β_r pour un nombre de Mach dans la phase vapeur supérieur à 1 (SAMOKHIN, A. A., 1990) ce qui est notre cas.

On observe sur cette figure qu'en dessous du seuil de vaporisation qui est de 3200 K pour du fer pur, la valeur de $\dot{M}_{vap}$ est non nulle pour un β_r différent de 1. Cela n'est pas compatible avec notre modèle de perçage et aussi avec les observations expérimentales menées par Hirano et al. (2011). En effet, il a été observé qu'en dessous du seuil de vaporisation, le bain liquide restait immobile et donc que la pression en surface ne dépassait pas ou peu la pression

atmosphérique. Pour pallier à ce problème, une courbe notée « fit » sur la figure 3.10 qui est une spline basée sur l'ajustement entre la courbe à β_r =1 et β_r =0,17 a été mise en place. Cette courbe représente donc la loi $\dot{M}_{vap}\left(T_s\right)$ utilisée dans notre modèle et devra être déterminée pour chaque type de matériau percé.

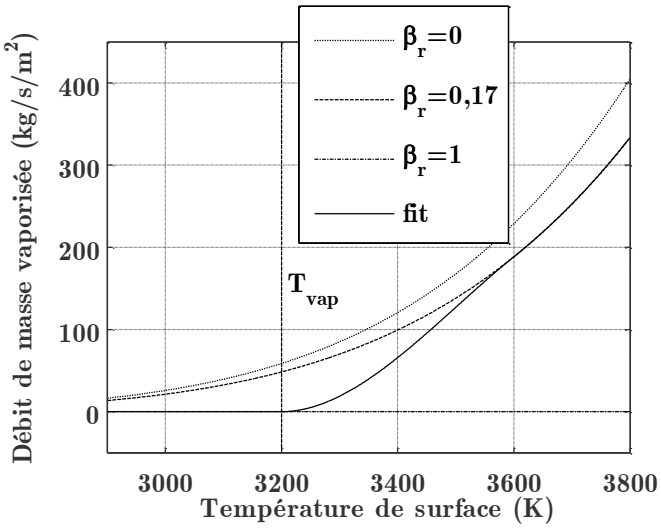

Figure 3.10 Débit de masse vaporisée en fonction de la température de surface (fer pur).

En résumé, la condition limite en flux sur la paroi $\partial\Omega_s$ est donc :

$$\varphi = A\vec{\varphi}_{laser}.\vec{n}_s - L_v\dot{M}_{vap}\left(T_s\right). \tag{3.13}$$

3.1.2.5 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_e$

Le choix de ne pas suivre la zone liquide éjectée hors du trou nécessite une prise en compte particulière du domaine noté $\partial\Omega_e$ représenté sur la figure 3.6. La description lagrangienne de notre modèle impose une gestion de cette condition limite plus délicate qu'une condition libre en vitesse dans une description eulérienne.

Dans les travaux de De Lange et al. (2004), une description totalement lagrangienne est utilisée et la matière éjectée au-delà de la surface extérieure n'est plus prise en compte (figure 3.11). La vitesse est laissée libre sur la surface coupée et le flux laser est appliqué dessus. Cette considération est en toute rigueur fausse mais ne génère pas de différences notables avec une simulation qui ne couperait pas le fluide d'après De Lange et al. (2004). Il est probable que ce raisonnement soit juste dans les régimes considérés dans ses travaux, qui mettent en jeu des durées d'impulsion inférieures à 200 ns. Il a été observé au cours du développement du code de calcul qu'une telle condition de coupure dans un perçage de plus de 200 µs générait des instabilités au niveau de la surface libre.

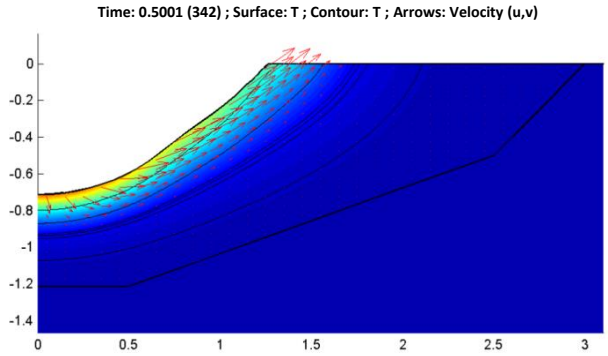

Figure 3.11. Résultat typique de simulation représentant les champs de température et le champ de vitesse dans un domaine coupé au dessus (DE LANGE, D. F. et al., 2004).

A notre connaissance, aucune méthode de coupure de volume liquide avec une description lagrangienne n'a été utilisée dans la littérature. Une méthode est proposée dans ce travail de thèse pour mieux prendre en compte cette coupure du fluide au niveau de l'éjection. Elle consiste à imposer une condition en flux sur le bord $\partial\Omega_e$ dont la valeur correspond à l'état énergétique du pas de temps précédent où la géométrie a été actualisée. La figure 3.12 (a) représente la géométrie au pas de temps t qui a été actualisée (l'actualisation lagrangienne est détaillée dans la partie 3.2.4 page 99 du manuscrit). Une position d'interpolation est mise en place et correspond à la coupure de la matière liquide. Sur cette position sont interpolés les champs de température notés T_e^t.

La nouvelle géométrie au temps $t + \Delta t$ (figure 3.12 (b)) contient explicitement la frontière $\partial\Omega_e$ et sa normale associée notée $\vec{n}_e$. La condition limite sur cette frontière correspond au flux de chaleur à l'intérieur du liquide à l'instant t sur les positions d'interpolation :

$$\varphi = k\overrightarrow{\nabla T_e^t}.\vec{n}_e \quad \text{sur } \partial\Omega_e. \tag{3.14}$$

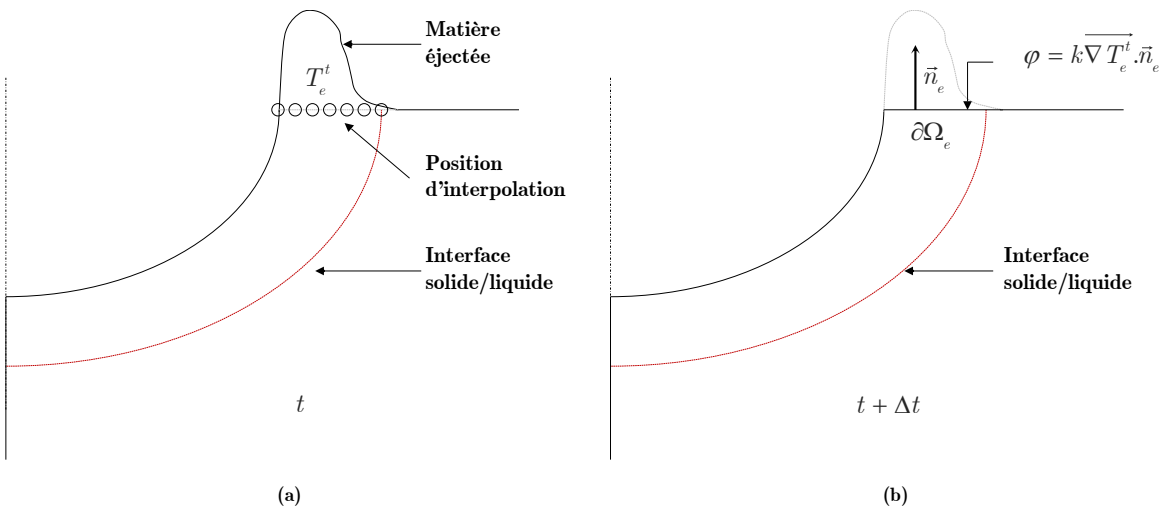

Figure 3.12. Description de la gestion de la coupure du fluide pour l'équation de la chaleur. Géométrie au temps t (a) et temps $t + \Delta t$ (b).

3.1.3 Mise en équation du problème fluide

3.1.3.1 Régime de l'écoulement

Cette première partie consiste à utiliser les informations expérimentales sur l'écoulement au cours du perçage laser afin de justifier des hypothèses prises pour le modéliser.

Calcul du nombre de Reynolds

Le calcul du nombre de Reynolds noté R_e est un indicateur du type d'écoulement (laminaire ou turbulent) et sa valeur est donnée par l'expression suivante :

$$R_e = \frac{\rho U L}{\mu}. \tag{3.15}$$

Où U et L sont respectivement la vitesse caractéristique de l'écoulement et la distance associée au transfert de quantité de mouvement. La valeur L est donc l'épaisseur de bain liquide en cours de perçage qui prendra trois valeurs : 10 µm, 20 µm et 30 µm. Ces valeurs sont représentatives des épaisseurs de la zone liquide resolidifiée observée par micrographie post-mortem (voir chapitre 2).

La figure 3.13 donne la valeur du nombre de Reynolds suivant une vitesse caractéristique U dont la valeur est prise entre 1 et 100 m/s, ce qui correspond aux ordres de grandeurs des vitesses d'éjection liquide en cours de perçage. La masse volumique ρ est égale à 6980 kg/m^3 et la viscosité dynamique μ à 10^{-3} Pa.s.

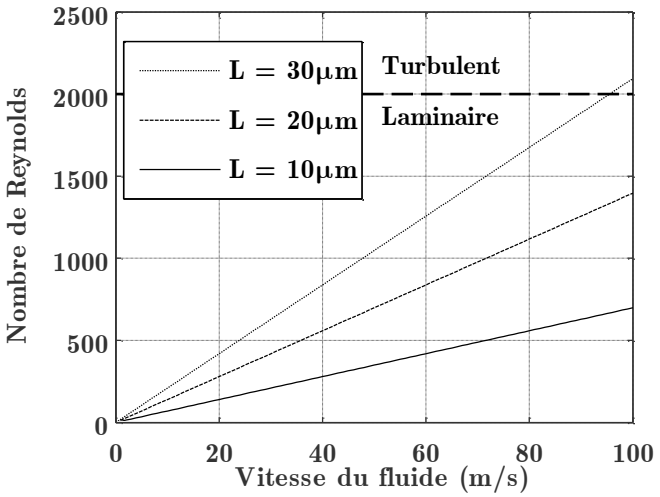

Figure 3.13. Nombre de reynolds en fonction de la vitesse pour plusieurs dimensions caractéristiques.

Si la valeur de transition laminaire/turbulent est prise autour de 2000 (GUYON, E. et al., 2001), on voit que le régime d'écoulement au sein d'un perçage laser pourra être considéré dans un premier temps laminaire et stable. Cependant, il n'existe pas de visualisation locale en cours du perçage de l'écoulement d'un métal en fusion le long d'une paroi. Il ne s'agit donc pour l'instant que d'une hypothèse qui pourra être discutée suivant la comparaison des vitesses d'éjection liquide avec les observations expérimentales.

Discussion sur l'hypothèse d'une lubrification hydrodynamique

L'écoulement observé par caméra rapide montre une couche liquide de faible épaisseur comparée à la profondeur du trou qui s'écoule à grande vitesse le long d'une paroi. On pourra dire aussi que le rayon de courbure général du film fluide est très grand devant l'épaisseur de la couche.

Cette observation suggère l'utilisation d'une hypothèse de lubrification hydrodynamique, notamment utilisé pour modéliser les écoulements dans les paliers hydrodynamiques (FRÊNE, J., 1995) et qui entraîne sur l'écoulement les hypothèses ci-dessous (DOWSON, D., 1962).

On considère un écoulement dans le repère plan $\left(\vec{t},\vec{n}\right)$, où $\vec{n}$ et $\vec{t}$ sont les vecteurs normal et tangent à cet écoulement (figure 3.14), caractérisé par son vecteur vitesse $\vec{u}$. L'hypothèse de lubrification hydrodynamique nous donne dans une base locale $\left(\vec{t},\vec{n}\right)$:

$$\begin{cases} \vec{u} = \begin{pmatrix} u\left(t,n\right) \\ v\left(t,n\right) \approx 0 \end{pmatrix}, \\ \dfrac{\partial u}{\partial n} \gg \dfrac{\partial u}{\partial t}. \end{cases} \tag{3.16}$$

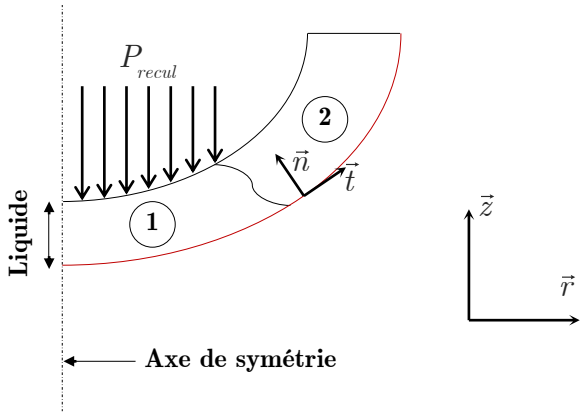

Figure 3.14. Décomposition de l'écoulement au cours du perçage laser en deux parties.

L'avantage principal de cette hypothèse est de modéliser un écoulement unidirectionnel ce qui simplifie l'équation de Navier Stokes.

Dans la zone notée « 2 », cette hypothèse est justifiée car le liquide s'écoule dans la direction tangentielle. Mais dans la zone « 1 », le liquide est mis en mouvement par la pression de recul et l'écoulement n'est pas unidirectionnel. Aussi, l'hypothèse de lubrification hydrodynamique n'a pas été retenue. On remarque aussi qu'à la suite de cette discussion, l'hypothèse d'un écoulement unidirectionnel s'avère trop restrictive pour prendre l'écoulement au centre du perçage. Ceci explique aussi pourquoi les travaux de Ki et al. (2000) et de Ge et al. (2012) ne retrouvent pas des profils de trou concordants avec les observations expérimentales, surtout au niveau du profil du fond de perçage.

Dans la suite de ces travaux de modélisation, les écoulements dans la zone liquide seront donc considérés incompressibles et newtoniens et modélisés avec deux composantes de vitesse dans le plan axisymétrique $\left(\vec{r}, \vec{z}\right)$.

3.1.3.2 Equations volumiques de la mécanique des fluides

Les équations de la mécanique des fluides ne sont présentes que dans la partie liquide de notre modèle. Tout comme la thermique, la description sera lagrangienne et le système d'équation est composé de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (principe fondamentale de la dynamique), de la loi de comportement du fluide (à savoir un fluide newtonien) et de la conservation de la masse dans le cas d'un fluide incompressible :

$$\begin{cases} \rho \dfrac{\mathrm{d}\,\vec{u}}{\mathrm{d}\,t} = \overrightarrow{\mathrm{div}}\left(\overline{\overline{\sigma}}\right), \\ \overline{\overline{\sigma}} = -p\overline{\overline{\delta}} + 2\mu\overline{\overline{D}}, \\ \mathrm{div}\left(\vec{u}\right) = 0, \end{cases} \tag{3.17}$$

avec :

$$\overline{\overline{D}} = \begin{bmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial r} & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial u}{\partial z} + \dfrac{\partial v}{\partial r}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial u}{\partial z} + \dfrac{\partial v}{\partial r}\right) & \dfrac{\partial v}{\partial z} \end{bmatrix}. \tag{3.18}$$

A partir du système d'équation (3.17), une formulation variationnelle classique est mise en place. L'équation intégrée sur un volume Ω devient alors quelles que soient les fonctions test $\vec{u}^*$ et p^* :

$$\begin{cases} \displaystyle\int_\Omega \rho \vec{u}^* \frac{\mathrm{d}\,\vec{u}}{\mathrm{d}\,t}\,\mathrm{d}\,V = \int_\Omega \vec{u}^* \overrightarrow{\mathrm{div}\left(\overline{\overline{\sigma}}\right)}\,\mathrm{d}\,V, \\ \displaystyle\int_\Omega p^* \,\mathrm{div}\left(\vec{u}\right)\mathrm{d}\,V = 0. \end{cases} \tag{3.19}$$

Le théorème de la divergence associé au théorème du flux nous donne :

$$\begin{cases} \displaystyle\int_\Omega \rho \vec{u}^* \frac{\mathrm{d}\,\vec{u}}{\mathrm{d}\,t}\,\mathrm{d}\,V = -\int_\Omega \nabla \vec{u}^* : \overline{\overline{\sigma}}\,\mathrm{d}\,V + \int_{\partial\Omega} \vec{u}^* . \overline{\overline{\sigma}} . \overrightarrow{\mathrm{d}\,S}, \\ \displaystyle\int_\Omega p^* \,\mathrm{tr}\left(\overline{\overline{D}}\right)\mathrm{d}\,V = 0. \end{cases} \tag{3.20}$$

3.1.3.3 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_a$

Pour la description des conditions limites du problème fluide, la figure 3.15 représente les différents contours du domaine Ω où l'équation de Navier Stokes est résolue.

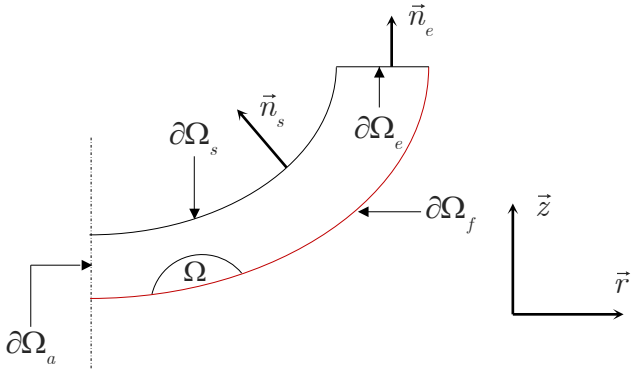

Figure 3.15 Description des contours pour le calcul hydrodynamique.

La condition de symétrie sur la paroi $\partial\Omega_a$ entraîne la condition sur la vitesse suivante :

$$\vec{u}.\vec{r} = 0 \text{ sur } \partial\Omega_a. \tag{3.21}$$

3.1.3.4 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_f$

La paroi $\partial\Omega_f$ représente le front de fusion au cours du perçage. Notre comportement est supposé laminaire et une condition en vitesse nulle est imposée sur cette frontière :

$$\begin{cases} \vec{u}.\vec{r} = 0 \\ \vec{u}.\vec{z} = 0 \end{cases} \text{ sur } \partial\Omega_f. \tag{3.22}$$

3.1.3.5 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_s$

Pression de recul

La première contribution à la condition limite sur la frontière $\partial\Omega_s$ correspond à la pression de recul issue de la vaporisation du bain liquide notée P_{recul}. Cette pression de recul dépend donc de la température locale. En reprenant les équations du chapitre 1, sa valeur est donnée par :

$$P_{recul}\left(T_s\right) = \frac{P_{sat}\left(T_s\right)}{2}\left(1 + \beta_r\right). \tag{3.23}$$

On rappelle que la température T_s correspond à la température sur la frontière $\partial\Omega_s$.

De la même façon que pour l'équation d'Hertz-Langmuir (3.11), on trace la fonction (3.23) (figure 3.16), pour les trois valeurs de β_r caractéristiques (0, 1 et 0,17) pour du fer pur. On remarque qu'en dessous du seuil de vaporisation, la valeur de la pression de recul est inférieure

à la pression atmosphérique. Afin de faire démarrer le mouvement du liquide à partir du seuil de vaporisation et pas avant, un ajustement basé sur une fonction spline est réalisé afin d'obtenir une fonction dépendante de la température qui tend vers $P_{recul}\left(T\right)$ pour un β_r =0,17 lorsque $T > T_{vap}$. Cette courbe est appelée « fit » sur la figure 3.16.

On notera que cette méthode a été utilisée dans les travaux de (PANG, S. et al., 2012) pour modéliser le soudage laser sous pression ambiante, suite aux observations expérimentales décrites plus haut.

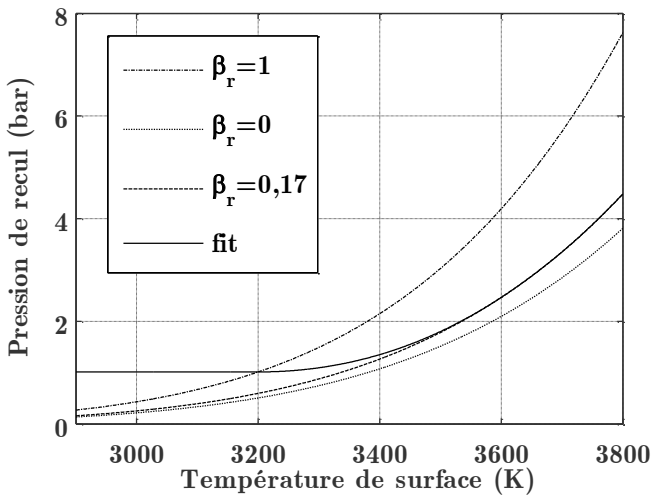

Figure 3.16. Lois de pressions de recul en fonction de la température de surface.

Tension de surface

La surface libre du bain liquide au cours du procédé est soumise aux tensions de surface. On remarque que dans le cas du soudage et de la découpe laser, ces grandeurs ont un rôle fondamentale dans la dynamique du capillaire formé (FABBRO, R. et al., 2006). Dans le cas des régimes de perçage laser, les pressions prépondérantes au sein du trou sont les pressions de recul. En effet, les ordres de grandeurs expérimentaux nous indiquent des valeurs de l'ordre de la centaine de bars (chapitre 1 & 2). L'implantation des tensions de surface ne jouera pas un rôle essentiel dans la zone d'interaction avec le laser mais pourra jouer un rôle de stabilisation géométrique sur les côtés, dans la zone d'éjection (zone notée « 2 »). La mise en place d'une tension de surface est résumée dans (BUSCAGLIA, G. C. et Ausas, R. F., 2011) qui a aussi servi de base à l'intégration de la tension de surface dans deux travaux utilisant la méthode CNEM : (DEFAUCHY, D., 2013) et (TEYSSÈDRE, H. et Gilormini, P., 2013).

La condition en effort surfacique issue de ces tensions de surface sera notée $\vec{F}_\sigma$ et prendra pour expression :

$$\vec{F}_\sigma = \gamma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right).\vec{n}_s, \tag{3.24}$$

où γ est le coefficient de capillarité en N/m qui sera pris constant dans notre modèle et R_1 et R_2 qui sont respectivement les rayons de courbures principal et normal à l'interface $\partial\Omega_s$ qui séparent la phase liquide de la phase vapeur (figure 3.17).

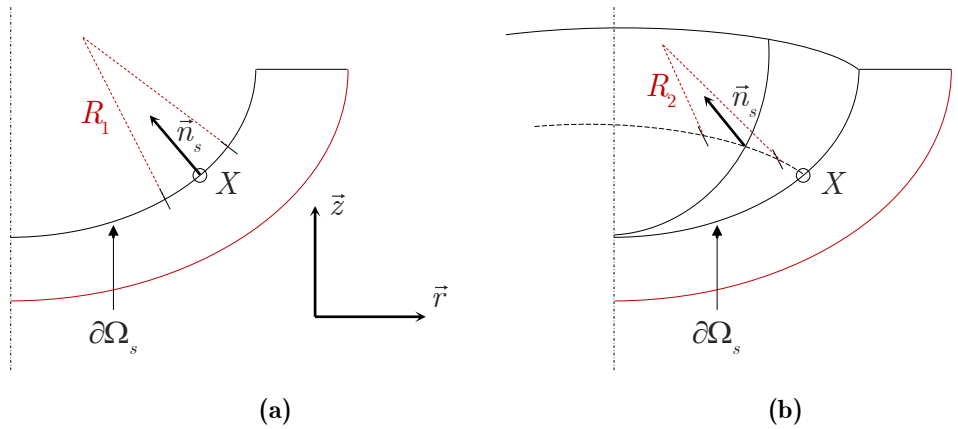

Figure 3.17. Description des deux rayons de courbure associés à la surface libre $\partial\Omega_s$.

Le rayon R_1 est directement obtenu en calculant la courbure dans le plan de travail $\left(\vec{r},\vec{z}\right)$. Le rayon R_2 au point X de coordonnées $\left(r,z\right)$ est quant à lui obtenu suivant l'expression suivante :

$$R_2\left(r,z\right)=\frac{r}{\left(\frac{\mathrm{d}\,z}{\mathrm{d}\,r}\right)}\sqrt{1+\left(\frac{\mathrm{d}\,z}{\mathrm{d}\,r}\right)^2}. \tag{3.25}$$

La condition limite sur $\partial\Omega_s$ est une condition d'effort surfacique :

$$\vec{F}=P_{recul}\left(T_s\right).\vec{n}_s+\vec{F}_\sigma. \tag{3.26}$$

3.1.3.6 Conditions limites sur la frontière $\partial\Omega_e$

La démarche est identique à celle faite pour l'équation de la chaleur. Une description lagrangienne entraîne une gestion du bord coupé et de la même façon que pour le flux de chaleur, la condition limite sur le bord $\partial\Omega_e$ correspond à imposer l'état non plus énergétique mais mécanique au pas de temps précédent. Ainsi, si on considère les champs de vitesse et de pression interpolés sur la position au temps t décrits sur la figure 3.18 (a) $\vec{u}_e^t$ et p_e^t, le tenseur des contraintes $\overline{\overline{\sigma}}_e^t$ s'écrit :

$$\bar{\bar{\sigma}}_e^t = -p_e^t \bar{\bar{\delta}} + 2\mu \begin{bmatrix} \dfrac{\partial u_e^t}{\partial r} & \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial u_e^t}{\partial z} + \dfrac{\partial v_e^t}{\partial r}\right) \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial u_e^t}{\partial z} + \dfrac{\partial v_e^t}{\partial r}\right) & \dfrac{\partial v_e^t}{\partial z} \end{bmatrix}, \tag{3.27}$$

et la condition limite en effort surfacique au pas de temps $t + \Delta t$ est :

$$\vec{F} = \bar{\bar{\sigma}}_e^t . \vec{n}_e \text{ sur } \partial\Omega_e . \tag{3.28}$$

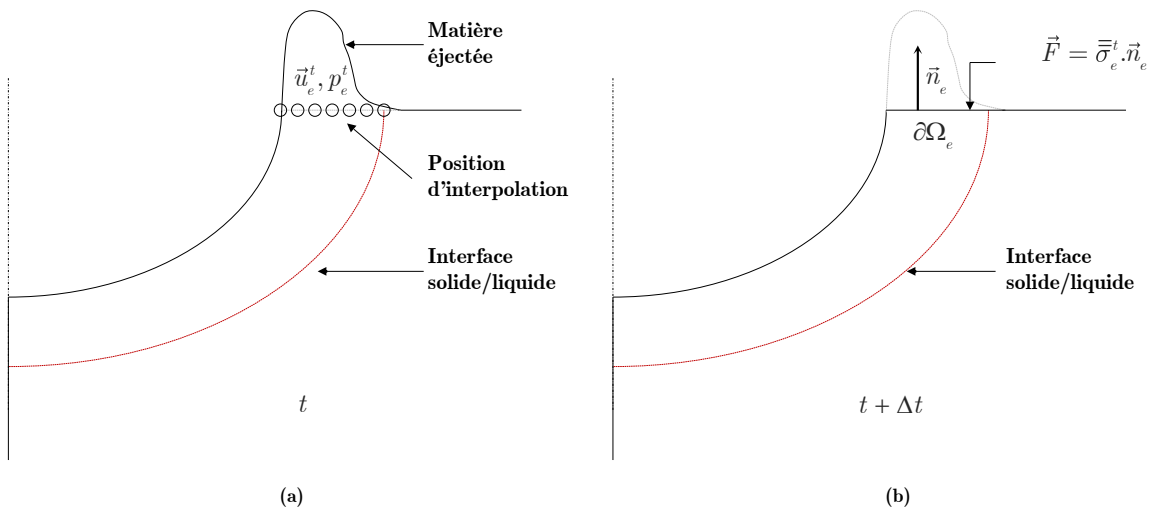

Figure 3.18. Description de la gestion de la coupure du fluide pour l'équation de Navier Stokes. Géométrie au temps t (a) et temps $t + \Delta t$ (b).

3.2 Traitement numérique

Le modèle décrivant le phénomène physique du perçage a été décrit. Il se base sur les équations de la chaleur et de Navier-Stokes. Ces équations doivent être résolues et la méthode numérique choisie est la CNEM, qui nous permet de travailler dans une description lagrangienne en s'affranchissant des problèmes de distorsions de maillage.

3.2.1 Préliminaires

3.2.1.1 Discrétisation spatiale

Tout comme les éléments finis, la CNEM est une méthode approchée utilisant une formulation variationnelle (CHINESTA, F. et al., 2011). Elle permet l'approximation des champs (dans notre cas, la température, l'enthalpie, les vitesses suivant les deux directions et la pression) par une discrétisation spatiale. L'intégration est nodale (chapitre 1).

On posera pour la suite les conventions suivantes :

soit ;

- $x\left(r,z,t\right)$: un champ x considéré dans le domaine physique et axisymétrique $\Omega^2\left(t\right)$ fonction du temps t ;
- x_i : la valeur au nœud i dans la base CNEM du champ $x\left(r,z,t\right)$.

  L'approximation par le schéma CNEM donne :

$$\forall\left(r,z\right)\in\Omega^2\left(t\right),\ x\left(r,z,t\right)=\sum_{i=1}^{V}x_i\left(t\right)\phi_i^C\left(r,z,t\right), \tag{3.29}$$

avec V qui est le nombre de voisins naturels visibles (au sens de la NEM, voir figure 3.19) depuis le point de coordonnées $\left(r,z,t\right)$ et $\phi_i^C\left(r,z,t\right)$ la fonction de forme SIBSON (voir chapitre 1) associée au $i^{ème}$ nœud voisin visible du point $\left(r,z,t\right)$.

On définit alors le vecteur colonne $\mathbf{X}$ composé des valeurs nodales x_i.

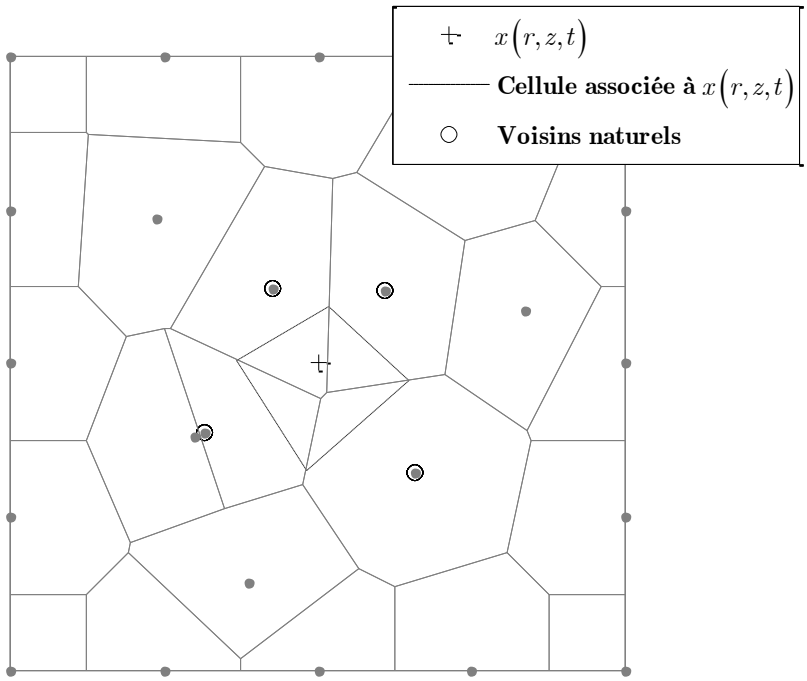

Figure 3.19. Description de la notion de voisins naturels au sens de la NEM.

3.2.1.2 Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle est obtenue à partir d'un schéma d'Euler implicite d'ordre 1. Ainsi, pour un pas de temps Δt, et pour un champ x au point de coordonnées (R,Z) au temps t et (r,z) au temps $t-\Delta t$, on a :

$$\left.\frac{\mathrm{d}\,x}{\mathrm{d}\,t}\right|_t \approx \frac{x(R,Z,t)-x(r,z,t-\Delta t)}{\Delta t}. \tag{3.30}$$

3.2.1.3 Application d'une condition limites de Dirichlet

Dans le modèle du perçage ainsi que dans les différents cas test de la partie 3.3, les différentes conditions de Dirichlet imposées sur certaines limites de nos domaines seront imposées soit sur la température, soit sur la vitesse. Il existe plusieurs façons d'imposer ce type de condition limite dans un problème d'équations différentielles et nous présenterons celle utilisée dans ce travail sur un cas typique.

On écrit le système matriciel final issu d'une formulation variationnelle classique dans un espace de Sobolev usuel :

$$\left[K\right]\mathbf{X} = \mathbf{F}. \tag{3.31}$$

Soit le domaine discrétisé de n nœuds Ω_n et sa frontière associée Γ_n. Les indices i et b représentent respectivement les indices des inconnues nodales et ceux des champs $\mathbf{X}_b$ imposés sur la frontière Γ_b. Le problème est donc de trouver les inconnues $\mathbf{X}_b$ admissibles. L'égalité matricielle (3.31) peut se réécrire de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} K_{ii} & K_{ib} \\ K_{bi} & K_{bb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{X}_i \\ \mathbf{X}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_i \\ \mathbf{F}_b \end{pmatrix}. \tag{3.32}$$

En développant ce système on obtient :

$$\begin{cases} K_{ii}\mathbf{X}_i + K_{ib}\mathbf{X}_b = \mathbf{F}_i & (1), \\ K_{bi}\mathbf{X}_i + K_{bb}\mathbf{X}_b = \mathbf{F}_b & (2). \end{cases} \tag{3.33}$$

En utilisant l'équation (3.33) (1), on obtient le système matriciel final à résoudre :

$$K_{ii}\mathbf{X}_i = \mathbf{F}_i - K_{ib}\mathbf{X}_b. \tag{3.34}$$

L'équation (3.33) (2) étant une relation utilisable pour retrouver les flux $\mathbf{F}_b$.

La relation (3.34) sera ainsi toujours utilisée par la suite pour les problèmes faisant intervenir une condition de Dirichlet.

3.2.2 Traitement numérique du problème thermique

3.2.2.1 Mise en place du système d'équations

En reprenant la formulation faible (3.3) page 72 du manuscrit, en substituant les champs H, T et T^* par l'approximation du schéma CNEM et en utilisant le schéma temporel d'Euler implicite, le système d'équation suivant associé au volume de n nœuds Ω_n est obtenu :

$$\left[M\right]\frac{\mathbf{H}^{t+\Delta t} - \mathbf{H}^t}{\Delta t} + \left[K\right]\mathbf{T}^{t+\Delta t} = \mathbf{F}, \tag{3.35}$$

où $\mathbf{T}$ et $\mathbf{H}$ sont les colonnes contenant les températures et les enthalpies nodales inconnues. Si l'on note ϕ la fonction de forme Sibson (voir chapitre 1) associée à ces deux champs, on peut exprimer $\left[K\right]$, $\left[M\right]$ et $\mathbf{F}$ avec :

$$\forall \left(i,j\right) \in \left[\!\left[1,n\right]\!\right]^2,\ K_{ij} = \int_{\Omega_n} k_i \overrightarrow{\nabla \phi_i}.\overrightarrow{\nabla \phi_j}\,\mathrm{d}V, \tag{3.36}$$

$$M_{ij} = \begin{cases} \int_{\Omega_n} \phi_i \phi_j \,\mathrm{d}V & \text{si } i = j, \\ 0 & \text{si } i \neq j, \end{cases} \tag{3.37}$$

$$F_i = \int_{\partial\Omega_n} k_i \overrightarrow{\nabla T_i^{t+\Delta t}}\overrightarrow{\mathrm{d}S}. \tag{3.38}$$

3.2.2.2 Conditions limites

En reprenant la notation des contours du domaine de la figure 3.6, le vecteur $\mathbf{F}$ du système (3.35) devient :

$$\forall i \in \left[\!\left[1,n\right]\!\right],\ F_i = \begin{cases} 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_a, \\ 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_p, \\ \int_{\partial\Omega_s} \left(\vec{\varphi}_{laser}.\vec{n}_s - L_v \dot{M}_{vap}\left(T_i\right)\right)\mathrm{d}S & \text{si } i \in \partial\Omega_s, \\ \int_{\partial\Omega_e} \left(k_e \overrightarrow{\nabla T_e^t}.\overrightarrow{n_e}\right)\mathrm{d}S & \text{si } i \in \partial\Omega_e. \end{cases} \tag{3.39}$$

Le terme $\dot{M}_{vap}\left(T_i\right)$ introduit un couplage en température et donc une non-linéarité. En effet, ce flux dépend de la température $\mathbf{T}^{t+\Delta t}$ et il a été observé qu'étant données les fortes variations de température, notamment au début du procédé, une gestion ségrégée de ce couplage (la température est alors estimée au pas de temps précédent) entraînait une divergence de la valeur de la température de surface. Ainsi, la loi $\dot{M}_{vap}\left(T\right)$ représentée sur la figure 3.10 a été linéarisée par n_m morceaux et est notée en minuscule pour la différencier de la fonction exacte.

Soit $T\big|_{n_j}$ la gamme de température comprise dans le $j^{ème}$ morceau linéarisé, alors :

$$\forall T \in T\big|_{n_j},\ \dot{m}_{vap}\left(T\right) = a_j T + b_j. \tag{3.40}$$

La figure 3.20 reprend les valeurs physiques du fer pur et montre cette linéarisation. Le pas de découpage noté δT a été pris égal à 100 K.

Ainsi, le vecteur $\mathbf{F}$ devient :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}' - \left(\left[A\right]\mathbf{T}^{t+\Delta t} + \mathbf{B}\right), \tag{3.41}$$

avec :

$$\forall i \in [\![1,n]\!], \qquad F'_i = \begin{cases} 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_a \\ 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_p, \\ \int\limits_{\partial\Omega_s} \left(\vec{\varphi}_{laser}.\vec{n}_s\right) \mathrm{d}\,S & \text{si } i \in \partial\Omega_s, \\ \int\limits_{\partial\Omega_e} \left(k_e \overrightarrow{\nabla T_e^t}.\overrightarrow{n_e}\right) \mathrm{d}\,S & \text{si } i \in \partial\Omega_e, \end{cases} \tag{3.42}$$

$$B_i = \begin{cases} \int\limits_{\partial\Omega_s} b_i\left(T_i^t\right) \mathrm{d}\,S & \text{si } i \in \partial\Omega_s, \\ 0 & \text{si } i \notin \partial\Omega_s. \end{cases} \tag{3.43}$$

$$\forall \left(i,j\right) \in [\![1,n]\!]^2, \qquad A_{ij} = \begin{cases} \int\limits_{\partial\Omega_s} a_i\left(T_i^t\right) \mathrm{d}\,S & \text{si } \left\{i = j,\ i \in \partial\Omega_s\right\}, \\ 0 & \text{si } \left\{i = j,\ i \notin \partial\Omega_s\right\}, \\ 0 & \text{si } i \neq j. \end{cases} \tag{3.44}$$

a et b représentent respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de chaque branche de $\dot{m}_{vap}\left(T\right)$. Leurs valeurs sont estimées en utilisant les champs de température au pas de temps précédent. On notera que la matrice $\left[A\right]$ est une matrice diagonale.

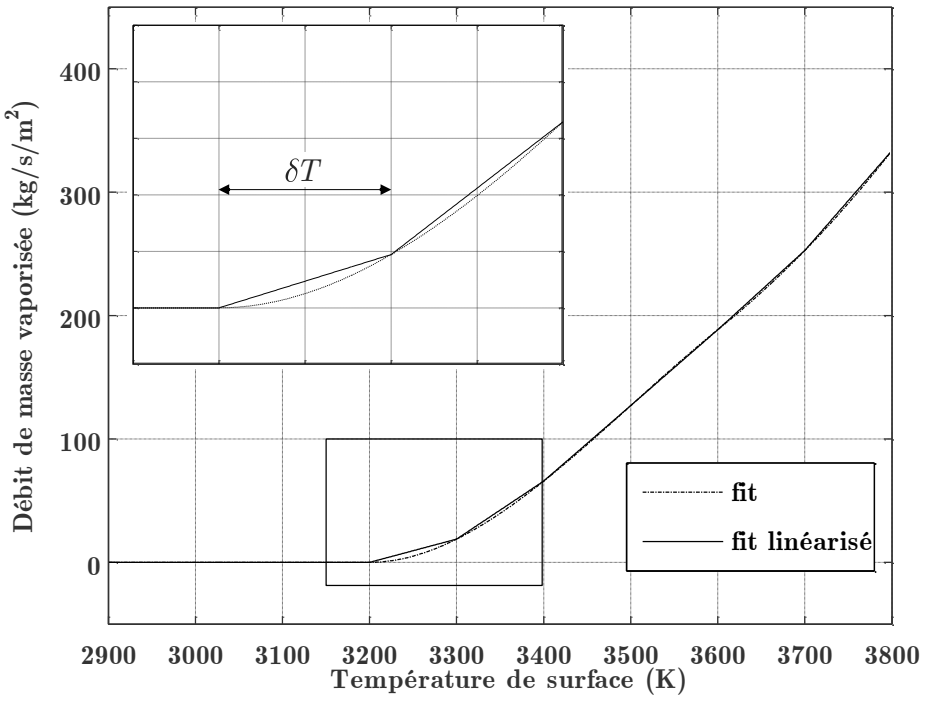

Figure 3.20. Linéarisation de la loi de vaporisation (fer pur).

3.2.2.3 Linéarisation du problème thermique

La linéarisation du problème thermique est nécessaire pour sa résolution (RAPPAZ, M. et al., 1998). Il a été choisi de conserver l'enthalpie comme variable et de linéariser la température à l'aide du développement de Taylor suivant :

$$\mathbf{T}^{t+\Delta t} = \mathbf{T}^{t} + \left.\frac{\mathrm{d}\,\mathbf{T}}{\mathrm{d}\,H}\right|_{t} \left(\mathbf{H}^{t+\Delta t} - \mathbf{H}^{t}\right). \tag{3.45}$$

L'équation (3.35) est donc réécrite en fonction de la seule variable $\Delta\mathbf{H}$ et en tenant compte de la condition limite précédente :

$$\begin{cases} \left[\left[M\right]\dfrac{1}{\Delta t} + \left[D\right]\right]\Delta\mathbf{H} = \mathbf{F}' - \mathbf{B} - \left[\left[\alpha\right] + \left[K\right]\right]\mathbf{T}^{t}, \\ \Delta\mathbf{H} = \mathbf{H}^{t+\Delta t} - \mathbf{H}^{t}, \end{cases} \tag{3.46}$$

avec :

$$\forall\left(i,j\right)\in\left[\!\left[1,n\right]\!\right]^2,\ \mathrm{D}_{ij}=T'\left(H_i^t\right)a_{ij}+\int_{\Omega_n}T'\left(H_i^t\right)k_i\overrightarrow{\nabla\phi_i}.\overrightarrow{\nabla\phi_j}\,\mathrm{d}V. \tag{3.47}$$

Il suffit alors de faire une « remontée isenthalpique », à savoir prendre la nouvelle température $\mathbf{T}^{t+\Delta t}$ à partir de la fonction $T\left(H\right)$ (figure 3.21).

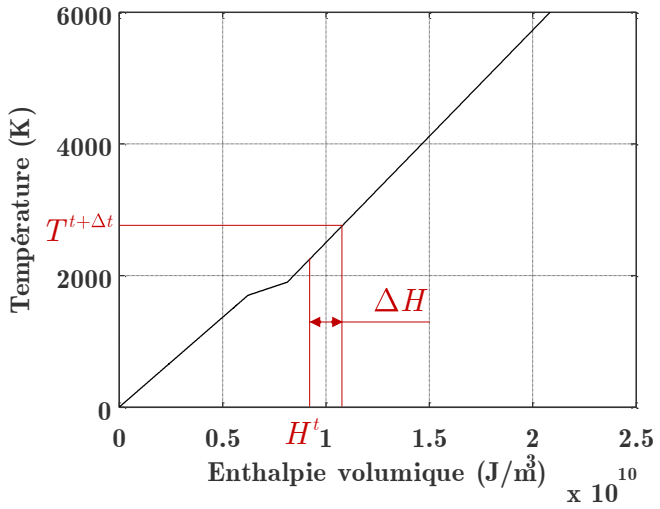

Figure 3.21. Remontée isenthalpique.

3.2.3 Traitement numérique du problème fluide

En reprenant la formulation faible (3.20) page 86 du manuscrit, en substituant les champs $\vec{u}$ p, $\vec{u}^*$ et p^* par l'approximation du schéma CNEM et en utilisant le schéma temporel d'Euler implicite, le système d'équation suivant associé au volume de n nœuds Ω_n est obtenu :

$$\left[\left[M\right]\frac{1}{\Delta t}+\left[K\right]\right]\mathbf{U}^{t+\Delta t}=\begin{pmatrix}\mathbf{F}^r\\ \mathbf{F}^z\\ 0\end{pmatrix}+\left[M\right]\frac{\mathbf{U}^t}{\Delta t}, \tag{3.48}$$

où $\mathbf{U}$ est un vecteur contenant à la suite les vitesses nodales suivant $\vec{r}$, les vitesses nodales suivant $\vec{z}$ et les pression nodales. La fonction de forme Sibson associée aux vitesses est notée ϕ. La pression est supposée constante par cellule via une fonction de Heaviside notée ψ. Gonzalez et al. (2007) ont montré que cette combinaison de différentes fonctions d'interpolation ne satisfait pas rigoureusement la condition de stabilité de Ladyzhenskaya-Babuska-Brezzi (LADYZHENSKAYA, O. A., 1969), mais que néanmoins aucun mode parasite n'a été détecté. On supposera que ces conclusions s'appliquent dans le cas de la CNEM. Ainsi on peut écrire :

$$\forall\left(r,z\right)\in\Omega^2\left(t\right),\ p\left(r,z,t\right)=\sum_{i=1}^{n}p_i\left(t\right)\psi_i\left(r,z,t\right),$$
$$\text{avec } \psi_i(r,z,t)=\begin{cases}1 & \text{si } \left(r,z\right)\in\left(\Omega_i^c\right)^2,\\ 0 & \text{si } \left(r,z\right)\notin\left(\Omega_i^c\right)^2.\end{cases} \tag{3.49}$$

Le domaine Ω_i^c représente la cellule de Voronoï associée au nœud i.

On exprime alors $\left[K\right]$, $\left[M\right]$ et $\mathbf{F}$:

$$\forall\left(i,j\right)\in\left[\!\left[1,n\right]\!\right]^2,\ M_{ij}=\begin{bmatrix}\int_{\Omega_n}\phi_i\phi_i\mathrm{d}V & 0 & 0\\ 0 & \int_{\Omega_n}\phi_i\phi_i\mathrm{d}V & 0\\ 0 & 0 & 0\end{bmatrix}, \tag{3.50}$$

$$K_{ij}=\int_{\Omega_n}\begin{bmatrix}2\mu\left(\phi_{i,x}\phi_{j,x}+\dfrac{\phi_{i,y}\phi_{j,y}}{2}+\dfrac{\phi_i\phi_j}{r^2}\right) & \mu\phi_{i,y}\phi_{j,x} & -\left(\phi_{i,x}+\dfrac{\phi_i}{r}\right)\psi_j\\ \mu\phi_{i,x}\phi_{j,y} & 2\mu\left(\dfrac{\phi_{i,x}\phi_{j,x}}{2}+\phi_{i,y}\phi_{j,y}\right) & -\phi_{i,y}\psi_j\\ -\psi_i\left(\phi_{j,x}+\dfrac{\phi_j}{r}\right) & -\psi_i\phi_{j,y} & 0\end{bmatrix}\mathrm{d}V, \tag{3.51}$$

$$\forall i\in\left[\!\left[1,n\right]\!\right],\ F_i^r=\begin{cases}0 & \text{si } i\in\partial\Omega_a,\\ 0 & \text{si } i\in\partial\Omega_p,\\ \int_{\partial\Omega_s}\left(P_{recul}\left(T_i\right).\vec{n}_s+\vec{F}_\sigma\right).\vec{r}\ \mathrm{d}S & \text{si } i\in\partial\Omega_s,\\ \int_{\partial\Omega_e}\left(\overline{\overline{\sigma_e^t}}.\vec{n}_e\right).\vec{r}\ \mathrm{d}S & \text{si } i\in\partial\Omega_e,\end{cases} \tag{3.52}$$

$$F_i^z = \begin{cases} 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_a, \\ 0 & \text{si } i \in \partial\Omega_p, \\ \int\limits_{\partial\Omega_s} \left(P_{recul}\left(T_i\right).\vec{n}_s + \vec{F}_\sigma \right).\vec{z} \ \mathrm{d}S & \text{si } i \in \partial\Omega_s, \\ \int\limits_{\partial\Omega_e} \left(\overline{\overline{\sigma}}_e^t.\vec{n}_e \right).\vec{z} \ \mathrm{d}S & \text{si } i \in \partial\Omega_e, \end{cases} \tag{3.53}$$

La condition en pression $P_{recul}\left(T_i\right)$ dépendante de la température est estimée en utilisant les champs de température de la dernière résolution de l'équation de la chaleur. Pour plus de précision, on se réfèrera à la partie détaillant le schéma incrémental du modèle (3.2.5).

3.2.4 Actualisation de la géométrie

3.2.4.1 Description lagrangienne

Le choix de la CNEM comme méthode numérique pour résoudre le modèle permet d'écrire les équations de conservation dans une description lagrangienne. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la distorsion du maillage ne joue plus sur la qualité de l'interpolation avec la CNEM et les opérations de remaillage sont ainsi grandement facilitées. Il est donc possible de suivre l'écoulement de la matière avec un maillage mobile. L'approche lagrangienne facilite aussi la résolution car les problèmes de thermique et de mécanique des fluides deviennent linéaires car les termes de convection (et d'advection pour la mécanique des fluides) sont inclues dans les dérivées temporelles totales des champs.

Les travaux de Gonzales et al. (2007) et de Garcia et al. (2009) ont permis de montrer que l'utilisation d'une description dite « lagrangienne actualisée » pour résoudre des problèmes d'écoulements laminaires à surface libre permettait d'obtenir de bons résultats. On notera cependant que la méthode utilisée dans ces deux travaux n'est pas exactement la CNEM mais l'α-NEM, toujours basée sur l'interpolation de Sibson mais qui n'est pas contrainte à un domaine considéré. Cette différence fera que certains cas tests déjà résolus avec l'α-NEM seront testés à nouveau, notamment pour les problèmes d'écoulements.

Par ailleurs, l'utilisation de la CNEM permet de gérer la surface libre via une méthode de suivi de front (front-tracking).

3.2.4.2 Actualisation

Dans une description lagrangienne, les nœuds suivent la matière. La position des nœuds est alors réactualisée par la méthode dite « lagrangien actualisé ». Le schéma d'actualisation d'un point de coordonnées $\left(R,Z\right)^{t+\Delta t}$ est un schéma d'Euler « avant » d'ordre 1 :

$$\left(R,Z\right)^{t+\Delta t} = \left(R,Z\right)^{t} + \vec{u}^{t}\Delta t, \tag{3.54}$$

où $\vec{u}$ est la vitesse du liquide au point $\left(R,Z\right)^{t}$.

L'intégration spatiale utilisée dans la CNEM est l'intégration appelée SCNI (chapitre 1). Cette intégration est nodale et permet de conserver les champs de température, d'enthalpie, de vitesse et de pression lors de l'actualisation. Dans (GONZALES, D. et al., 2007), il est précisé que lors d'une intégration au moyen de points de gauss, une projection des champs sur la nouvelle base est nécessaire car l'actualisation est nodale.

Le choix d'un schéma d'Euler « avant » rend l'actualisation explicite et peut engendrer des fortes distorsions de la frontière, rédhibitoire dans la méthode CNEM. Toujours dans les travaux de Gonzales, il a été proposé une méthode d'actualisation itérative (présentée sur la figure 3.22) pour diminuer ces distorsions

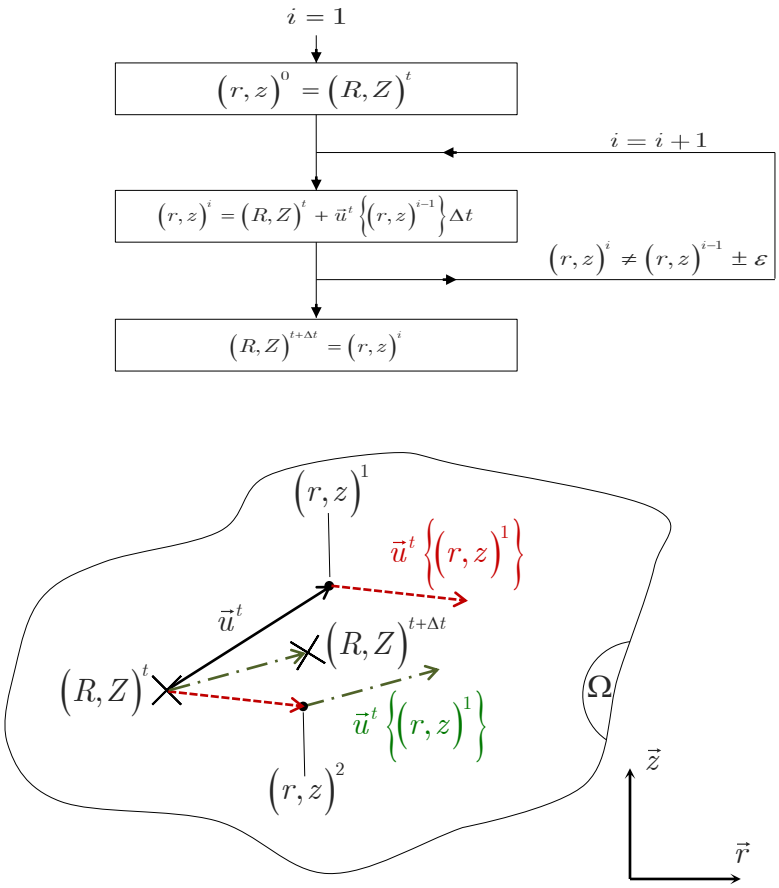

Figure 3.22. Méthode d'actualisation itérative.

Le terme $\vec{u}^t\left\{(r,z)^{i-1}\right\}$ est la projection du champ de vitesse calculé $\vec{u}^t$ sur la position $(r,z)^{i-1}$.

Cette méthode d'actualisation itérative a été implémentée dans le code de calcul. Elle nécessite plusieurs opérations de projection de champs et est donc plus couteuse en temps de calcul qu'une actualisation simple d'Euler « avant » mais reste malgré tout moins dépendante de la valeur du pas de temps.

3.2.5 Schéma incrémental

La figure 3.23 représente les étapes du schéma incrémental du code de calcul.

Les étapes de maillage concernent directement les fonctions CNEM et donne accès au diagramme contraint de Voronoï (chapitre 1), aux fonctions d'interpolation et aux matrices élémentaires utilisées pour l'assemblage.

Les étapes concernant l'assemblage sont détaillées dans les sous-chapitres précédents pour les physiques correspondantes.

Les étapes de résolution des systèmes assemblés seront détaillées dans la partie concernant le type de solveur utilisé (§ 3.2.5.4 page 106 du manuscrit).

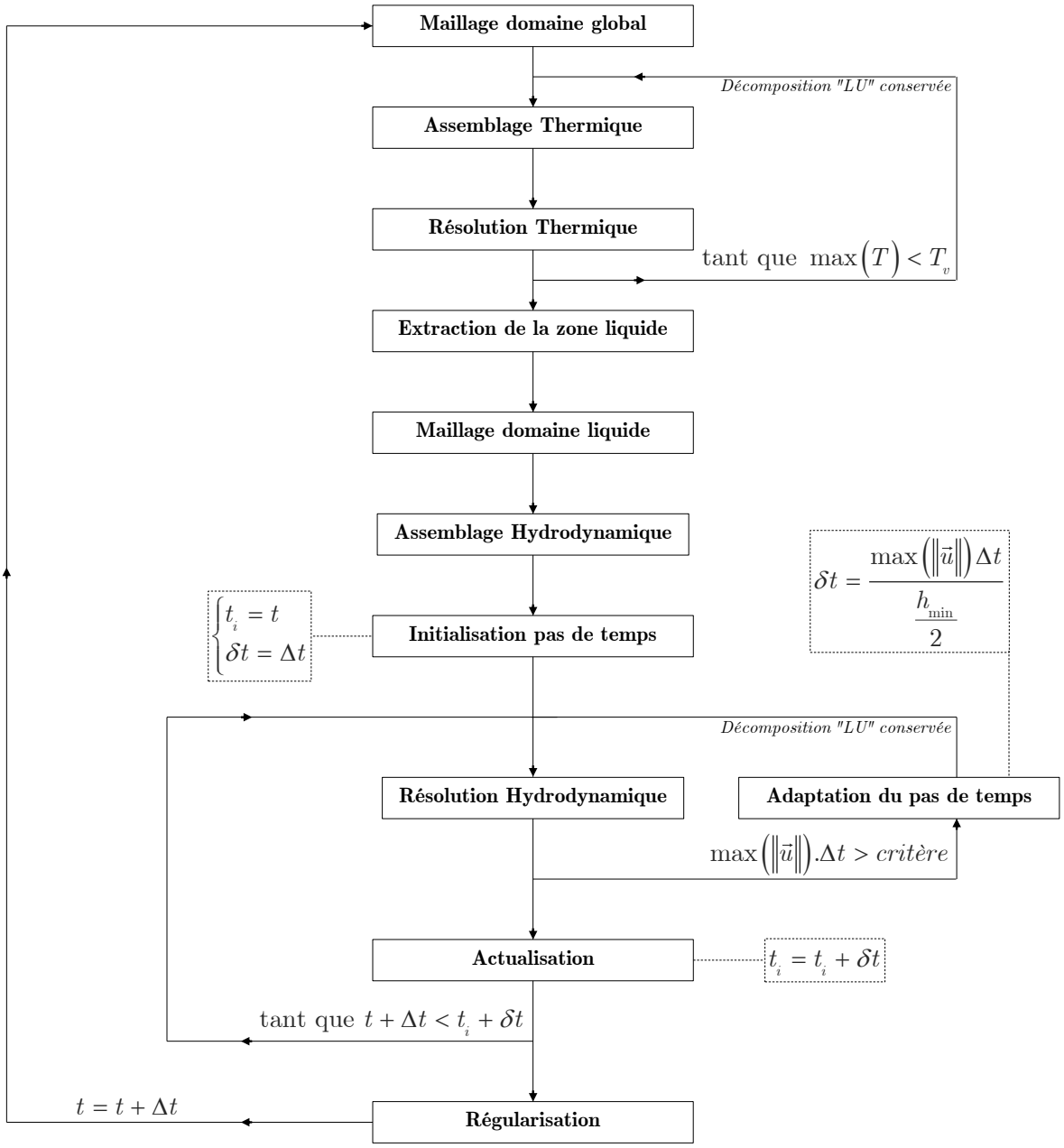

Figure 3.23. Schéma incrémental.

3.2.5.1 Extraction de la zone liquide

L'une des difficultés importantes dans la simulation des procédés laser est la gestion du contraste mécanique entre les phases liquide et solide. On rappelle que dans notre cas, le contraste mécanique est de l'ordre de 10^9 (la viscosité du liquide est prise égale à 10^{-3} Pa.s et celle du solide à 10^6 Pa.s). Il est donc difficile de décrire l'écoulement d'une phase liquide dont

sa vitesse est de l'ordre de plusieurs dizaines de m/s et qui a une épaisseur de l'ordre de 10 µm avec une phase solide immobile.

La partie « extraction de la zone liquide » du schéma incrémental (figure 3.23) consiste dans un premier temps à repérer l'isotherme de fusion au sein du champ de température précédemment calculé. La figure 3.24 (a) présente la configuration d'un perçage et le diagramme de Voronoï du domaine global. La position de l'isotherme indique la frontière liquide/solide et une gestion des contours intervient dans un second temps pour préparer le maillage de la zone liquide uniquement. La figure 3.24 (b) montre le nouveau diagramme de Voronoï de la zone liquide, support de la résolution de la mécanique des fluides. Les nœuds présents dans la zone liquide du domaine global conservent leurs positions ainsi que leur température et leur vitesse du pas de temps précédent dans le nouveau domaine. La frontière de ce domaine est composée de la surface libre, de l'isotherme de fusion et de l'axe de symétrie.

Cette étape, grandement facilitée par les avantages de la CNEM, nous permet de rendre compte exactement du contraste mécanique. La modélisation d'une zone pâteuse à l'interface pourra être envisagée en incorporant une loi de viscosité en fonction de la température. Il a été choisi dans un premier temps, au vu de la dynamique très forte du procédé, de ne pas en tenir compte.

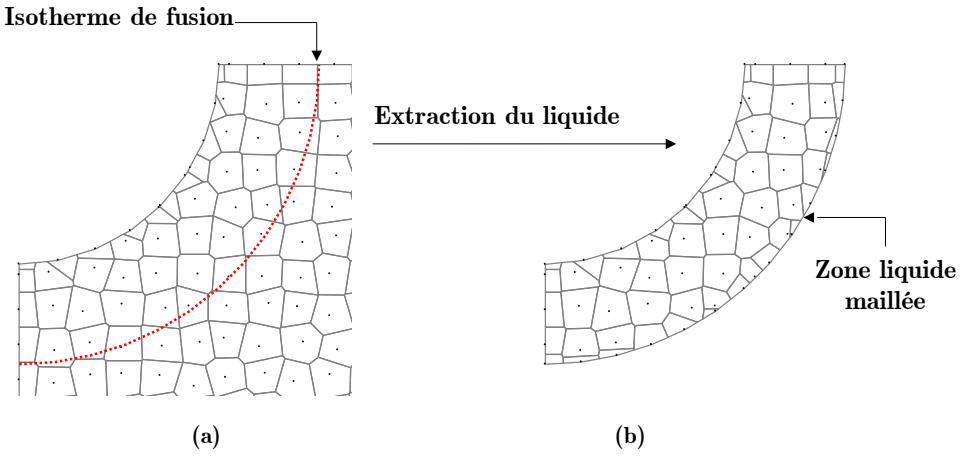

Figure 3.24. Description de l'extraction du liquide par repère de l'isotherme (a) et reconstruction du diagrame de Voronoï dans la zone liquide (b).

On notera le travail de Yvonnet et al. (2005) qui résout la condition de Stefan sur une interface mobile. Il s'agit du deuxième type de méthode pour traiter un problème à changement de phase à savoir les méthodes de suivi de front (« front tracking »). Incorporer cette méthode dans notre code de calcul est possible mais complique la mise en œuvre. De plus, cette condition rend le problème thermique non linéaire et des itérations sont nécessaires pour la résoudre. Il a donc été décidé de ne pas utiliser la relation de Stefan.

3.2.5.2 Choix du pas de temps

Pas de temps global Δt

On observe sur le schéma incrémental que le couplage multiphysique est géré de façon ségrégée. C'est-à-dire que la thermique et l'hydrodynamique, pour un pas de temps donné, sont résolus à la suite. Dans notre cas, la thermique est d'abord résolue et le champ de température est utilisé pour résoudre le champ de vitesse et de pression.

Bien que les équations de conservations soient écrites chacune avec un schéma temporel implicite, cette ségrégation des couplages multiphysiques oblige à conserver un pas de temps raisonnablement faible. Le pas de temps global de notre calcul noté Δt est fixe durant la simulation et est choisi afin de décrire correctement la forte variation de température au début du perçage.

On notera cependant que le choix du paramètre de taille moyenne entre nœud noté h et celui du pas de temps global noté Δt doit respecter la condition de stabilité suivante :

$$h \leq \sqrt{\frac{k_l}{\rho_l C_p^l} \Delta t}. \tag{3.55}$$

Il s'agit d'une condition de stabilité standard lorsque l'on utilise un schéma temporel explicite. La loi qui relie la pression à la température est une loi en exponentielle sur racine et donc très sensible aux variations de température de surface. La condition décrite plus haut est en fait une condition sur la qualité du champ de température à chaque pas de temps afin que la température soit suffisamment convergée pour ne pas entraîner une pression en surface trop perturbée. Le tableau 3.2 présente pour les puissances crêtes utilisées dans les calculs du chapitre 4 les paramètres de maille et de pas de temps associés.

Des calculs ont été réalisés pour tester la convergence sur la température de surface en faisant varier la taille de maille. Les résultats ont montré que l'algorithme a un comportement satisfaisant vis-à-vis des convergences spatiales et temporelles.

Tableau 3.2. Paramètres de calculs.

Puissance crête (kW)	Taille de maile (µm)	Pas de temps global (ns)
3	1	30
5	1	20
7	0,7	20
10	0,5	10
12	0,5	10

Pas de temps local δt

Le schéma d'actualisation (équation (3.54)) est quant à lui un schéma explicite et peut engendrer des croisements de nœuds notamment au niveau du contour du domaine lorsque la vitesse du fluide devient trop grande. Cela nécessite donc un pas de temps plus petit que Δt. Un pas de temps local noté δt est alors mis en place qui engendre plusieurs boucles « résolution du problème hydrodynamique / actualisation ». Comme le montre la figure 3.23, lorsque les itérations atteignent le temps $t + \Delta t$, le calcul reprend son pas de temps initial et, après une étape de « régularisation », débute la boucle de calcul pour le pas de temps $t + \Delta t$.

Ce critère est atteint si la distance parcourue via la vitesse maximale $\vec{u}_{\max}$ ne dépasse pas la moitié de la distance minimum entre deux nœuds du maillage notée $h_{\min}$. Si cette condition est remplie, le pas de temps local devient δt tel que :

$$\delta t = \frac{\max\left(\left\|\vec{u}\right\|\right)\Delta t}{\frac{h_{\min}}{2}}. \tag{3.56}$$

Dans les simulations effectuées dans ces travaux et présenté dans le chapitre 4, le rapport $\Delta t \setminus \delta t$ ne dépasse la valeur pas 6.

3.2.5.3 Raffinement adaptatif

Un raffinement adaptatif a été mis en place dans le code de calcul. Il se base sur la température en chaque nœud et propose une densité nodale importante dans la zone liquide. La densité de nœud diminue ensuite progressivement lorsque les températures diminuent et se trouve en dessous de la température de fusion (zone solide éloignée). La méthode de raffinement implémentée dans le code de calcul consiste à rajouter un nœud au milieu du segment repéré par le critère mis en place et qui dépend de la température. Une interpolation des champs nécessaires (à savoir T, H, $\vec{u}$ et p) pour le calcul de la prochaine boucle est réalisée. Dans son travail de thèse, Yvonnet (2004) propose une méthode de raffinement basée sur la construction du diagramme de Voronoï et des indicateurs d'erreurs. Il s'agit d'une piste qui pourra être envisagée en vue d'optimiser notre modèle. Cependant, le raffinement proposé apporte déjà une densité nodale suffisante pour décrire les gradients thermiques et mécaniques là où ils sont les plus importants.

3.2.5.4 Lissage de la surface libre

Le lissage de la surface libre intervient à la fin de chaque pas de temps global. Son utilisation s'est vue justifiée par les deux points suivants :

i) Le caractère explicite du schéma d'Euler pour l'actualisation de la géométrie, malgré l'actualisation itérative et la gestion adaptative du pas de temps au moyen du critère (3.56), rend l'évolution de la surface assez instable. Il est à noter que le contour utilisé pour contraindre le maillage CNEM ne doit pas contenir de croisement de nœuds ;

ii) Le champ de pression appliqué sur le bain liquide est directement lié à la température de surface T_s par la loi de pression $P_{recul}\left(T_s\right)$. Celle-ci est une loi en $\exp\left(1/T\right)$ et augmente d'autant les erreurs d'approximation sur la température de surface. Ainsi, le champ de pression appliqué n'est jamais régulier et peut engendrer des distorsions importantes de la surface libre. Ce phénomène a déjà été discuté dans des travaux précédents ((REVUZ, N., 2010) et (DE LANGE, D. F. et al., 2004)). Pour pallier à ce problème, Revuz (2010) impose une répartition spatiale gaussienne de la pression et De Lange (2004) propose une stabilisation artificielle de la surface libre.

Le lissage proposé dans ce modèle est une moyenne glissante d'ordre 2. Il a pour conséquence de positionner les nœuds de la surface lissée au milieu des précédents segments (figure 3.25 (a)). Ce lissage reste cohérent puisque il n'impose pas à la géométrie une position inconnue et les champs sont projetés exactement au centre des segments.

Les nœuds sont ensuite répartis de façon homogène et linéaire avec la taille de maille imposée comme espace entre chaque nœud (figure 3.25 (b)).

Cette méthode de lissage s'est révélée nécessaire et suffisante pour conserver l'intégrité de la surface libre au cours des simulations.

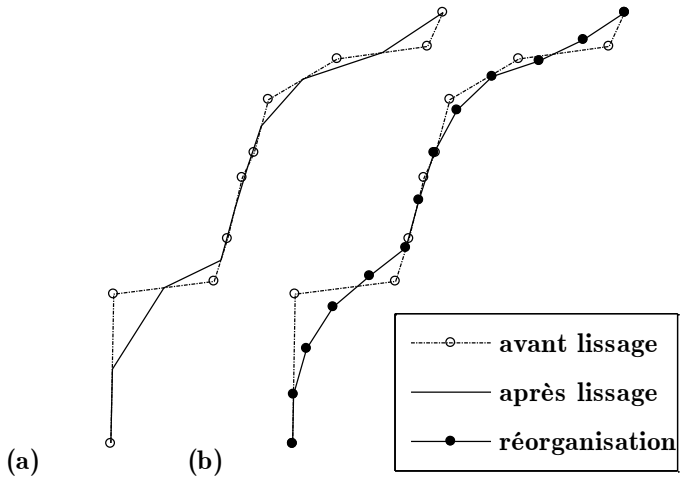

Figure 3.25. Exemple d'un traitement de lissage d'une surface générée aléatoirement.

(a) : lissage par moyenne glissante.

(b) : ajustement de la position des nouveaux nœuds.

3.2.6 Détails d'implémentation

3.2.6.1 Remarques sur l'axisymétrie avec la CNEM

A notre connaissance, il n'a pas été réalisé de calcul numérique en axisymétrique et utilisant la méthode CNEM dans la littérature. Au cours du développement du code de calcul, il s'est révélé que l'axisymétrie nécessite une gestion délicate quant à son utilisation avec la CNEM.

Intégration volumique

Dans le code de calcul, l'intégration volumique se fait sur les centres de gravité de la cellule de Voronoï. Ainsi, l'intégrale d'une fonction quelconque $f\left(r,z\right)$ sur le volume d'une cellule de Voronoï axisymétrique Ω_c donne :

$$\int_{\Omega_c} f\left(r,z\right)\mathrm{d}V = 2\pi R_i f\left(R_i,Z_i\right)S_c, \tag{3.57}$$

où les coordonnées $\left(R_i,Z_i\right)$ sont celles du centre de gravité de la cellule. S_c est sa section. Tout comme pour les éléments finis qui intègrent sur des points de Gauss, les nœuds situés sur l'axe n'entraînent donc pas une intégrale nulle.

Cas particulier de la mécanique des fluides

L'axisymétrie dans le problème de la mécanique des fluides entraîne un facteur $1/r$ dans certains termes de la matrice de raideur (3.51). La fonction inverse est une fonction rationnelle.

La fonction d'interpolation Sibson utilisée dans le code CNEM est aussi une fonction rationnelle mais l'erreur numérique sur la solution du calcul engendrée par l'intégration stabilisé SCNI reste négligeable dans un repère cartésien 2D et est même égale à l'erreur machine dans le cas d'un problème linéaire (YVONNET, J., 2004).

Dans le cas de l'axisymétrie, la fonction inverse tend à augmenter significativement cette erreur numérique d'intégration. Une intégration sur plusieurs points de Gauss dans la cellule a été testée sans pour autant diminuer l'erreur.

Pour s'affranchir de ce problème, le domaine de calcul sera donc décalé de 10 µm par rapport à l'axe de symétrie afin d'augmenter artificiellement la valeur de r (figure 3.26). Les conditions sur l'axe ne sont pas modifiées dans le calcul thermique et fluide.

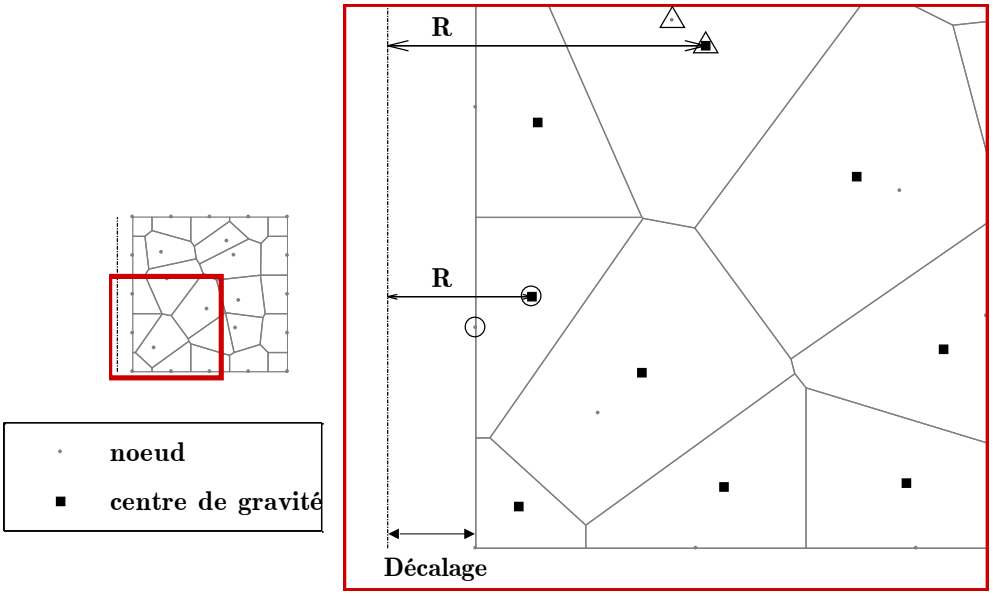

Figure 3.26. Gestion de l'axisymétrie avec la CNEM.

3.2.6.2 Choix du solveur

Le solveur utilisé pour résoudre les systèmes d'équation (3.46) et (3.48) sera identique. Le solveur direct automatique de Matlab a été choisi. Il s'agit de la fonction noté « \ ». Cette résolution a pour avantage de donner la solution exacte du problème posé, en effectuant une décomposition LU de la matrice $\left[A\right]$ d'un problème d'inconnues $\mathbf{X}$:

$$\left[A\right]\mathbf{X} = \mathbf{B}. \tag{3.58}$$

Matlab choisit la factorisation optimale en fonction du conditionnement de notre problème pour aboutir à cette décomposition.

Dans notre problème, la matrice $\left[A\right]$ est symétrique aux arrondis prés. Il a été observé qu'utiliser la symétrisée de cette matrice diminuait d'au moins 50 % les temps de résolution. En effet, le solveur de Matlab ne repère pas une matrice parfaitement symétrique et lance des diagnostiques pour des problèmes non-symétriques, ce qui augmente considérablement le temps de résolution (de l'ordre d'un facteur 10).

La symétrisation du système (3.58) donne :

$$\left[A\right]\mathbf{X} = \mathbf{B} \Leftrightarrow \frac{1}{2}\left[\left(A + A^{\mathrm{t}}\right)\right]\mathbf{X} = \mathbf{B}. \tag{3.59}$$

Afin d'optimiser les temps de calcul, la décomposition LU est conservée dans la boucle de résolution du problème hydrodynamique.

3.3 Validation du code de calcul à l'aide de cas tests

Afin de valider la bonne implantation numérique des différents équations du modèle, plusieurs cas tests sont simulés et comparés avec des solutions analytiques quand cela est possible ou avec la résolution du même problème avec le logiciel commercial COMSOL, qui est un code utilisant la méthode des éléments finis.

Il est nécessaire de valider la prise en compte des échanges énergétiques suivants :

- Les échanges par convection ;
- Le changement de phase liquide/solide ;
- Le changement de phase liquide/vapeur.

La prise en compte des échanges de quantité de mouvement et de leurs conditions limites sera aussi validée :

- Ecoulement à surface libre ;
- Application d'une pression sur un liquide ;
- Prise en compte des tensions de surface ;
- Coupure du fluide en lagrangien.

3.3.1 Transfert de chaleur au sein d'un fluide en mouvement

L'objectif est de vérifier la bonne représentation des échanges convectifs dans le cas d'une approche lagrangienne.

Le modèle est le suivant : un barreau de rayon R =1 cm et de hauteur h =20 cm à la température initiale de 393 K. On impose alors aux extrémités une température T_c de 4000 K et T_0 de 393 K. Les conditions limites sur les bords verticaux du cylindre sont supposés adiabatiques. De plus, un écoulement de la matière suivant $\vec{z}$ à la vitesse U de 1 mm/s considérée constante dans tout le domaine est imposé afin de créer un échange convectif (figure 3.27).

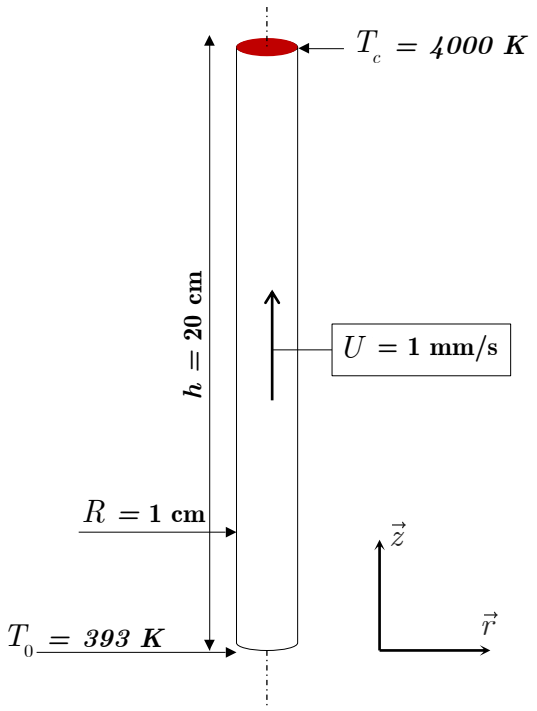

Figure 3.27. Barreau soumis à un gradient de température et un écoulement constant.

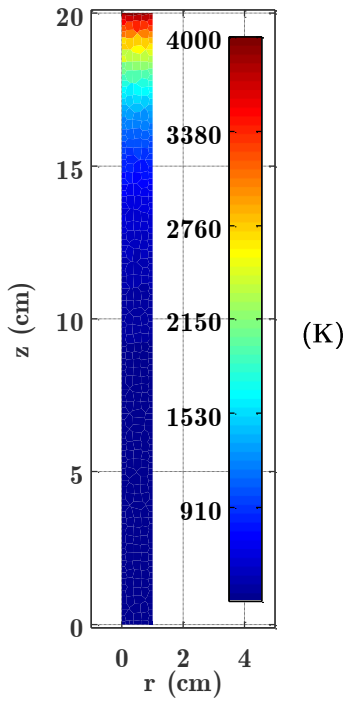

Figure 3.28. Champ de température au bout de 400 itérations.

3.3.1.1 Solution analytique stationnaire du problème

Le problème atteint un état stationnaire qui est décrit par la résolution de l'équation de la chaleur en 1D :

$$\rho C_p U \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \tag{3.60}$$

avec les conditions limites suivantes :

$$\begin{cases} T\left(z=0\right) = 393 \text{ K}, \\ T\left(z=h\right) = 4000 \text{ K}. \end{cases} \tag{3.61}$$

La solution de l'équation (3.60) nous donne :

$$\forall z \in \left[0,h\right],\ T_\infty\left(z\right) = T_0 + \frac{\left(T_c - T_0\right)}{\exp\left(Pe\right)-1}\left(\exp\left(Pe\frac{z}{h}\right)-1\right), \tag{3.62}$$

avec Pe le nombre de Péclet :

$$Pe = \frac{\rho C_p U h}{k}. \tag{3.63}$$

3.3.1.2 Détails de la simulation numérique

Le calcul se base sur la résolution de l'équation de la chaleur en axisymétrie décrite précédemment. Initialement, les nœuds sont répartis de façon aléatoire. Ils sont ensuite déplacés à chaque pas de temps suivant la vitesse U. Le contour correspond à celui du barreau initial et reste fixe, les nœuds sortant au-dessus étant supprimés et les nœuds arrivant par le bas ont une température égale à T_0. Le pas de temps pris pour cette simulation est $\Delta t = 1$ s. Le tableau 3.3 donne les grandeurs utilisées pour le calcul.

Tableau 3.3. Données d'entrée.

Masse volumique ρ	7000 kg/m^3
Capacité calorifique C_p	444 J/(kg.K)
Conductivité thermique k	80 W/(m.K)
Vitesse de la matière U	1 mm/s
Hauteur du domaine h	20 cm
Pas de temps Δt	1 s
Température initiale T_0	393 K
Température de surface imposée T_c	4000 K
Nombre de Nœuds n	400

On notera que le nombre de Péclet Pe vaut alors 38,85, ce qui est très supérieur à 1. Le rôle de la convection de la matière est donc prédominant pour décrire le champ de température dans le barreau.

3.3.1.3 Comparaison des résultats des calculs

La figure 3.28 montre le champ de température dans le domaine axisymétrique au bout de 400 itérations quand le régime est stationnaire. Les isothermes sont bien horizontales et on peut donc bien comparer la solution stationnaire avec le champ de température calculé pour chaque itération le long de l'axe de symétrie. La figure 3.29 montre la température le long de l'axe pour différentes itérations et la figure 3.30, l'erreur relative par rapport à la solution stationnaire.

On voit que le profil de température tend bien vers la solution stationnaire analytique. L'écart relatif diminue jusqu'à se stabiliser à une erreur par rapport à la solution de l'ordre de 1 % au bout de 250 itérations. On peut donc considérer que les échanges par convection thermique sont bien pris en compte dans le calcul.

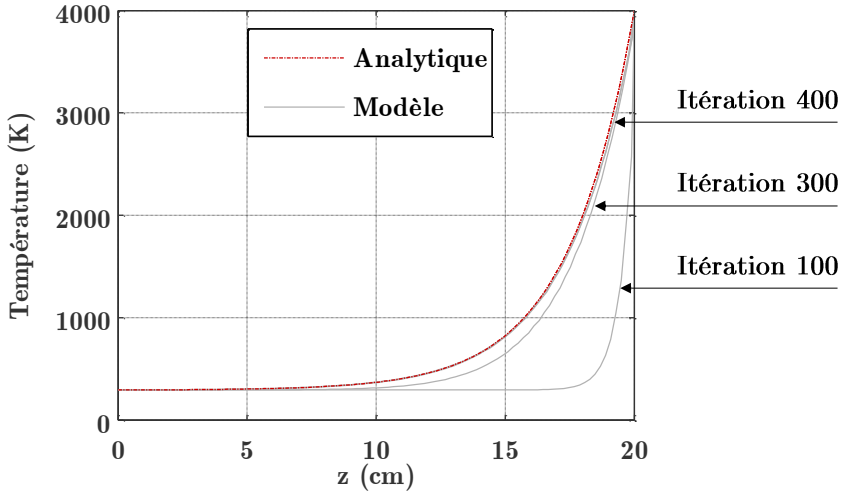

Figure 3.29. Comparaison des températures le long de l'axe de symétrie.

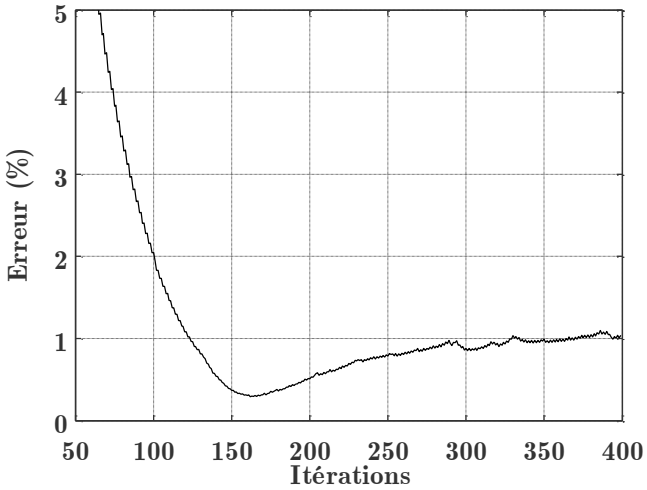

Figure 3.30. Erreur relative par rapport à la solution stationnaire pour chaque itération.

3.3.2 Suivi d'un front de fusion par une formulation enthalpique

L'objectif est de valider la mise en œuvre de la formulation enthalpique de l'équation de la chaleur et donc la prise en compte du changement de phase liquide/solide.

Le modèle reprend la géométrie du barreau avec un rayon R de 15 µm et une hauteur h de 100 µm à la température initiale de 0 K. Les parois verticales sont toujours supposées adiabatiques pour correspondre au modèle 1D. On impose alors à une extrémité une température T_c de 4000 K. La masse volumique est supposée constante dans les deux phases et notée ρ.

3.3.2.1 Solution analytique du problème

La solution analytique 1D et transitoire de ce problème est décrite dans (CARSLAW, H. S. et Jaeger, J. C., 1959) ainsi que d'autres problèmes thermiques élémentaires.

Soient les diffusivités dans la zone liquide et solide κ_l et κ_s telles que :

$$\begin{cases} \kappa_l = \dfrac{k_l}{\rho_l C_p^l}, \\ \kappa_s = \dfrac{k_s}{\rho_s C_p^s}. \end{cases} \tag{3.64}$$

La position du front de fusion en fonction du temps $X_f(t)$ est donnée par la relation suivante :

$$X_f(t) = 2\lambda\sqrt{\kappa_l t}. \tag{3.65}$$

Les champs de température dans la zone liquide et solide T_l et T_s en fonction du temps t et de la position x sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} T_l(x,t) = T_c - \dfrac{T_c - T_m}{\operatorname{erf}(\lambda)} \operatorname{erf}\left(\dfrac{x}{2\sqrt{\kappa_l t}}\right), \\ T_s(x,t) = \dfrac{T_m}{\operatorname{erfc}\left(\lambda\sqrt{\dfrac{\kappa_l}{\kappa_s}}\right)} \operatorname{erfc}\left(\dfrac{x}{2\sqrt{\kappa_s t}}\right), \end{cases} \tag{3.66}$$

où λ est déterminée en résolvant par dichotomie l'équation suivante :

$$\frac{\exp\left(-\lambda^2\right)}{\operatorname{erf}\left(\lambda\right)} - \frac{k_s\sqrt{\kappa_l}}{k_l\sqrt{\kappa_s}}\frac{T_m}{\left(T_c - T_m\right)}\frac{\exp\left(-\lambda^2\dfrac{\kappa_l}{\kappa_s}\right)}{\operatorname{erfc}\left(\lambda\sqrt{\dfrac{\kappa_l}{\kappa_s}}\right)} = \frac{\lambda L_m\sqrt{\pi}}{C_p^l\left(T_c - T_m\right)}. \tag{3.67}$$

3.3.2.2 Détail de la simulation numérique

Le calcul se base sur la résolution de l'équation de la chaleur en axisymétrique décrite avec la formulation enthalpique. Les nœuds sont répartis de façon aléatoire. Le pas de temps pris pour cette simulation est Δt =50 ns. Le tableau 3.4 donne les grandeurs utilisées pour le calcul. On notera que les valeurs des conductivités k_l et k_s ont été choisies éloignées (k_l =30 W/(m.K) et k_s =82 W/(m.K)) afin d'avoir un changement de pente significatif sur le profil de température au niveau de la température de fusion T_m.

Tableau 3.4. Données d'entrée.

Masse volumique [solide et liquide] ρ	7000 kg/m^3
Capacité calorifique [solide] C_p^s	470 J/(kg.K)
Capacité calorifique [liquide] C_p^l	444 J/(kg.K)
Conductivité thermique [solide] k_s	82 W/m.K
Conductivité thermique [liquide] k_l	30 W/(m.K)
Température de fusion T_m	1800 K
Chaleur latente de fusion L_m	272.10^3 J/kg
Pas de temps Δt	50 ns
Température initiale T_0	393 K
Température de surface imposée T_c	4000 K
Nombre de Nœuds n	1500

3.3.2.3 Comparaison des résultats des calculs

La figure 3.31 représente le maillage CNEM ainsi que la position du front de fusion des modèles analytique et numérique au bout de 50, 150 et 300 itérations. On rappellera que le front de fusion de la simulation numérique est constitué d'isovaleurs du champ de température interpolées sur le maillage.

Ce premier résultat montre une bonne concordance entre les deux modèles. La figure 3.32 représente l'erreur relative de la position de ce front de fusion sur les 400 itérations. Cette erreur est de l'ordre de 1 à 2 % en valeur absolue ce qui est raisonnable pour valider la prise en compte dans notre modèle de la position du front de fusion. Les profils de températures

présentés sur la figure 3.33 montrent aussi une bonne concordance avec la solution analytique. Le changement de pente est bien significatif sur ces profils au niveau de la température de fusion.

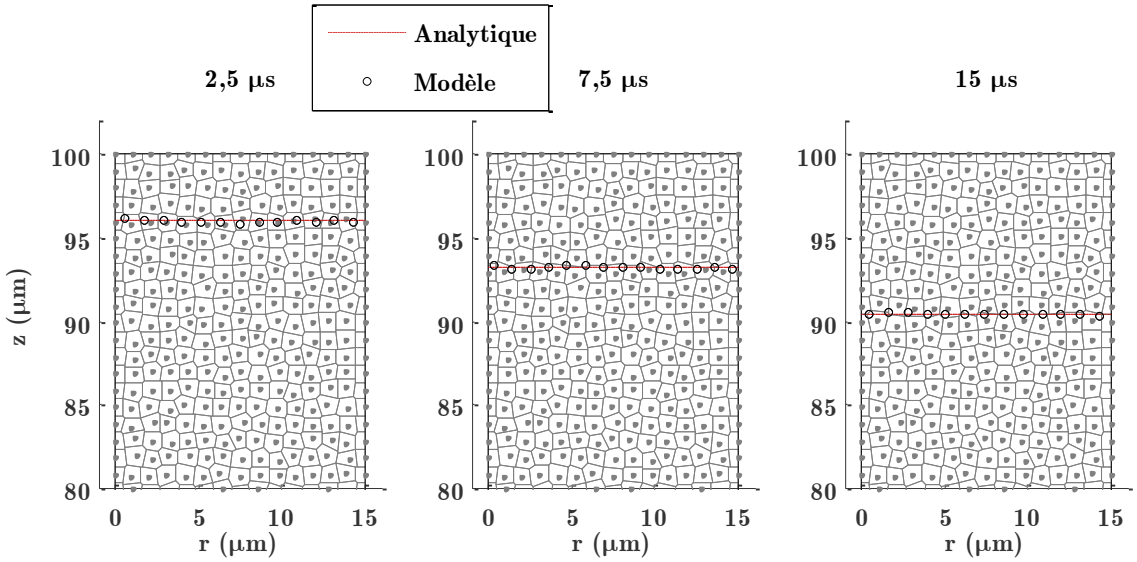

Figure 3.31. Comparaison de la solution analytique et de la CNEM sur la position du front de fusion à plusieurs itérations.

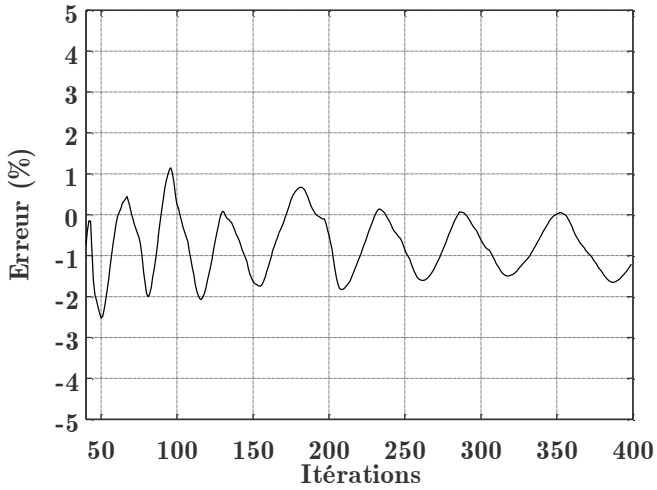

Figure 3.32. Erreur sur la position du front de fusion.

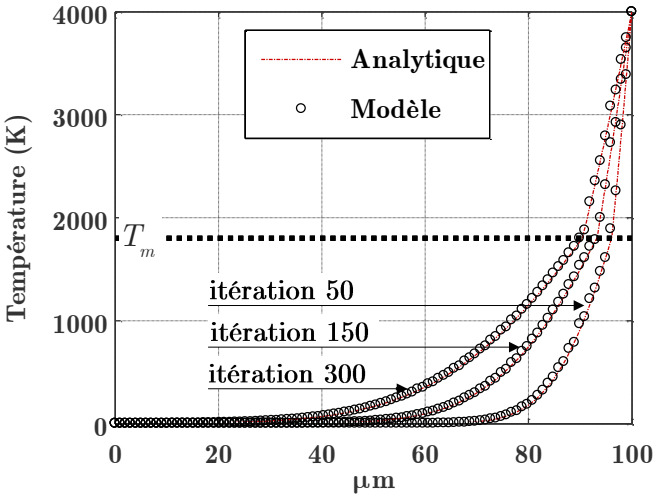

Figure 3.33. Comparaison de la solution analytique et de la CNEM sur les températures à plusieurs itérations.

3.3.3 Evaporation d'un barreau soumis à un flux de chaleur

L'objectif est de vérifier la prise en compte du changement de phase liquide/vapeur.

Le modèle reprend la géométrie du barreau (figure 3.27) avec un rayon R de 20 µm, une hauteur h de 400 µm et applique cette fois un flux φ_c sur la face supérieure. Une température T_0 est imposée sur la face inférieure. Les ordres de grandeurs du flux seront ceux de l'intensité au cours d'un perçage laser.

Pour ce modèle de validation, deux flux seront testés : 1 MW/cm² et 10 MW/cm². Le modèle de vaporisation est pris en compte et la surface va se déplacer via la perte de masse vaporisée, suivant la relation d'Hertz-Langmuir (3.11). La fusion de la matière est aussi prise en compte.

Un calcul sous COMSOL du même problème a été réalisé afin de comparer nos résultats.

3.3.3.1 Solution analytique stationnaire du problème

La solution analytique en régime stationnaire de la température de surface T_s est accessible par la résolution du bilan de puissance suivant (FABBRO, R., 2010) :

$$\varphi_c = \frac{\dot{M}_{vap}\left(T_s\right)}{\rho_l}\left(\rho_s C_p^s\left(T_m - T_0\right) + \rho_l C_p^l\left(T_s - T_m\right) + \rho_l\left(L_v + L_m\right)\right). \tag{3.68}$$

On notera que la loi $\dot{M}_{vap}\left(T_s\right)$ est la relation qui relie la masse vaporisée à la température de surface. Tout comme dans notre modèle, on injectera donc dans l'équation (3.68) la relation d'Hertz-Langmuir. La résolution de cette équation est réalisée par dichotomie.

3.3.3.2 Détail de la simulation numérique

Les paramètres utilisés dans le modèle sont regroupés dans le tableau

Tableau 3.5. Données d'entrée.

Masse volumique [solide et liquide] ρ	7874 kg/m^3
Capacité calorifique [solide] C_p^s	444 J/(kg.K)
Capacité calorifique [liquide] C_p^l	407 J/(kg.K)
Conductivité thermique [solide] k_s	80,2 W/(m.K)
Conductivité thermique [liquide] k_l	74,8 W/(m.K)
Température de fusion T_m	1808 K
Température de vaporisation T_v	3200 K
Chaleur latente de fusion L_m	272.10^3 J/kg
Chaleur latente de vaporisation L_v	6095.10^3 J/kg
Pas de temps Δt	100 ns
Température initiale T_0	293 K
Nombre de Nœuds n	2060

3.3.3.3 Comparaison des résultats des calculs

La figure 3.34 présente les résultats de température de surface pour un calcul réalisé avec notre modèle, celui réalisé avec COMSOL ainsi que la solution à l'état stationnaire. Les résultats sont en bonne concordance avec ceux issus de COMSOL, qui traite le couplage aux conditions limites de façon globale (non ségrégée). A cause de la perte d'énergie par vaporisation, la température atteint une valeur de saturation qui correspond bien à la solution stationnaire analytique pour les deux intensités.

La figure 3.35 trace l'épaisseur du bain liquide au cours du temps pour notre modèle et COMSOL. Pour les deux flux considérés, les résultats sont identiques. Les oscillations observées sur les résultats de COMSOL proviennent du fait que la position de l'interface de fusion n'est pas explicite et est représentée par les nœuds proches de cette interface. Comme nous le renseignent les observations de ce type de problèmes, l'épaisseur de bain liquide est bien plus importante dans le cas d'une faible intensité (1 MW/cm²) et les temps de montée en température sont plus faibles que pour ceux de l'épaisseur de bain liquide (FABBRO, R., 2010).

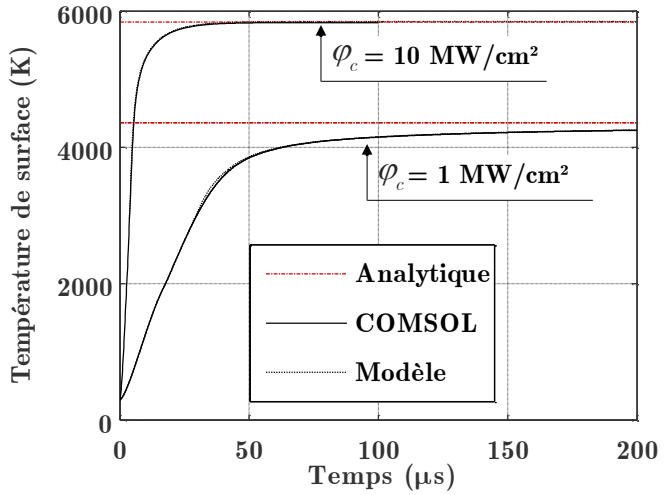

Figure 3.34. Comparaison des résultats de notre modèle sur la température de surface avec la solution analytique et COMSOL.

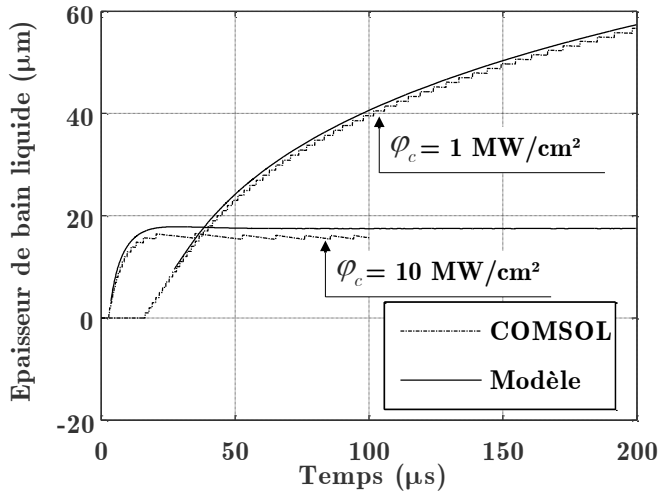

Figure 3.35. Comparaison des résultats de notre modèle sur l'épaisseur de bain liquide avec COMSOL.

3.3.4 Cas test de l'écroulement d'un barrage

L'objectif dans ce paragraphe est de vérifier l'implantation de la mécanique des fluides transitoire en lagrangien, la gestion de la surface libre et les étapes de régularisation du maillage.

On validera dans un second temps la prise en compte de la coupure de liquide.

Le modèle consiste en un volume d'eau immobile au temps initial, soumis à la gravité notée $\vec{g}$ et dont l'écoulement suit les conditions de glissement sur une paroi verticale et une paroi horizontale (figure 3.36). Aucune pression de surface n'est appliquée sur les parois, sauf dans le

cas de la validation de la coupure lagrangienne. Le volume d'eau est considéré plan (le repère sera noté $\left(\vec{x},\vec{y}\right)$) et est à l'état initial un carrée de 57,15 mm de côté. Cette dimension correspond au montage expérimental dans (MARTIN, J. C. et Moyce, W. J., 1952) qui consiste en un montage à échelle réduite d'un canal et d'une paroi qui retient l'eau et faisant office de barrage. Lorsque que l'on retire cette paroi, l'effondrement du volume dans le canal est observé avec une caméra.

La simulation de l'écroulement d'un barrage a été utilisée dans les travaux de Gonzales et al. (2007) pour vérifier l'implantation des mêmes équations mais en utilisant la méthode α-NEM. Les résultats de notre modèle seront comparés aux mesures disponibles dans les travaux de Martin et al. (1952).

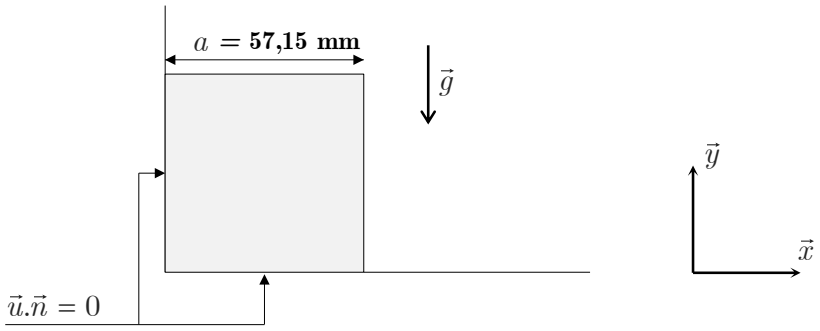

Figure 3.36. Schéma du modèle d'écroulement de barrage.

3.3.4.1 Détail de la simulation numérique

La force volumique liée à la gravité est ajoutée dans le modèle physique par l'intermédiaire d'un vecteur $\mathbf{G}$ tel que le système à résoudre devienne :

$$\left[\left[M\right]\frac{1}{\Delta t}+\left[K\right]\right]\mathbf{U}^{t+\Delta t}=\begin{pmatrix}\mathbf{F}^{x}\\ \mathbf{F}^{y}\\ 0\end{pmatrix}+\left[M\right]\frac{\mathbf{U}^{t}}{\Delta t}+\left[M\right]\mathbf{G}, \tag{3.69}$$

avec :

$$\forall i\in\left[\!\left[1,n\right]\!\right],\ \ G_{i}=\begin{pmatrix}0\\ \vec{g}.\vec{y}\\ 0\end{pmatrix}. \tag{3.70}$$

Les détails du modèle sont décrits dans le tableau 3.6.

Tableau 3.6. Données d'entrée.

Masse volumique ρ	1000 kg/m^3
Viscosité dynamique μ	10^{-3} Pa.s
Accélération de la pesanteur $\left\|\vec{g}\right\|$	9,81 m/s^2
Pas de temps Δt	1,5 ms
Nombre de Nœuds n	3600

3.3.4.2 Comparaison entre les résultats du calcul et les mesures

La figure 3.37 montre l'évolution de la surface libre en fonction de l'espace et du temps. Le volume liquide soumis à son propre poids s'écoule sans frottement le long de la paroi horizontal et s'étale sur près de 200 mm au bout de 0,15 secondes. Les champs de vitesse et de pression au bout de 0.075 secondes sont présentés sur la figure 3.38. La vitesse en bout de fluide est de l'ordre de 1 m/s et le champ de pression de l'ordre de 500 Pa. Ces résultats sont cohérents par rapport aux résultats de Gonzales et al. (2007) obtenus avec l'α-NEM.

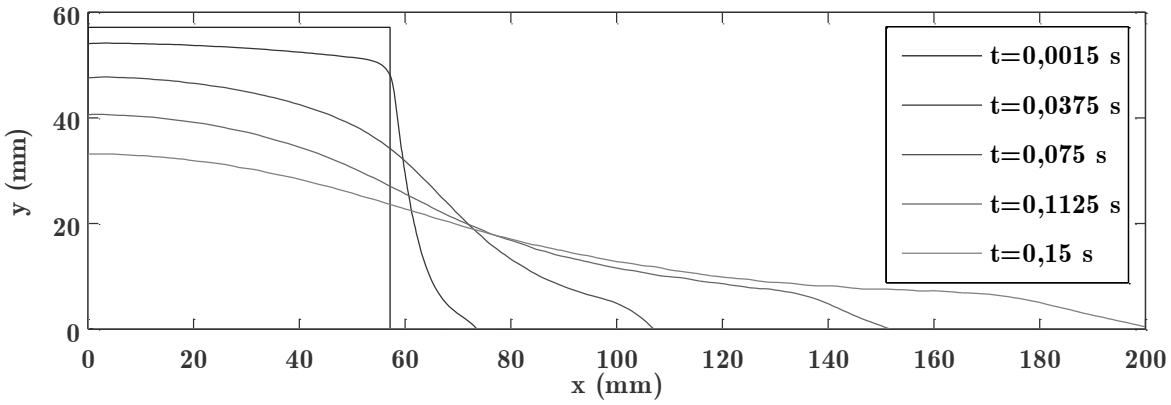

Figure 3.37. Evolution de la surface libre à plusieurs temps de calcul.

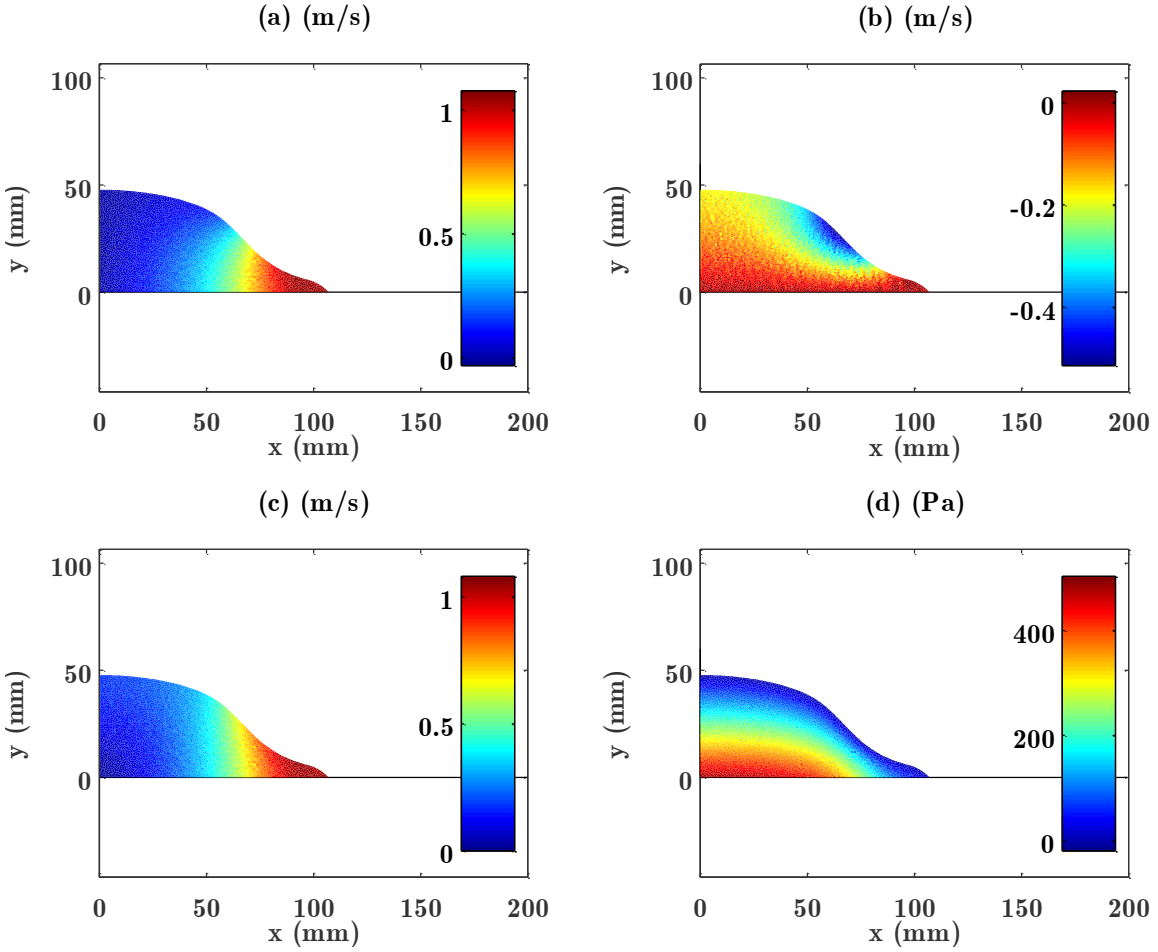

Figure 3.38. Champ de vitesse suivant $\vec{x}$ (a), $\vec{y}$ (b), la norme $\|\vec{u}\|$ (c) et le champ de pression p (d) (t =0.075 s.).

L'évolution de la géométrie se fait par des étapes de régularisation et notamment une étape de lissage de la surface libre. Il est donc important de vérifier que ces étapes ne modifient pas significativement le volume du liquide. A l'instar des résultats de Martin et al. (1952), on définit le temps caractéristique sans dimensions t^* en fonction de la gravité $\vec{g}$, de la dimension a et du temps t :

$$t^* = t\sqrt{\frac{\|\vec{g}\|}{a}}. \tag{3.71}$$

La figure 3.39 montre l'erreur relative sur le volume en fonction de t^*. Cette erreur reste inférieure à 2 % au cours du calcul. Cela montre que notre gestion de l'actualisation de la géométrie respecte l'hypothèse d'incompressibilité.

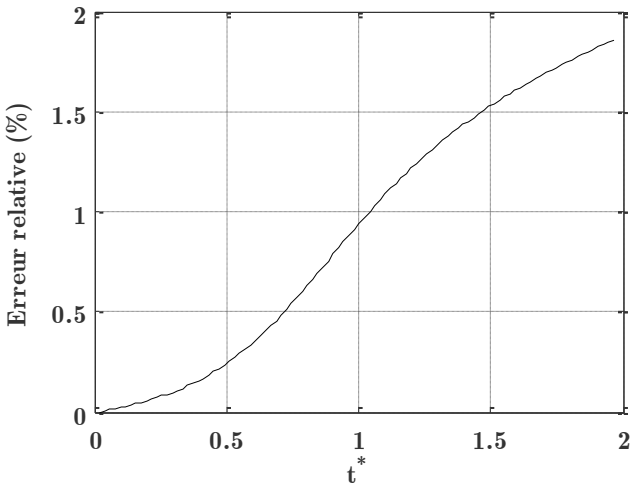

Figure 3.39. Erreur relative sur le volume au cours du calcul.

La figure suivante (figure 3.40), compare la position adimensionnée du front avant notée y^* avec les observations expérimentales :

$$y^* = \frac{y}{a}. \tag{3.72}$$

Les résultats de la simulation montrent la même évolution spatiale de la surface libre dans le temps que les mesures, avec un décalage sur la position du front avant. Ce décalage peut être expliqué par la condition limite de glissement « parfait » sur la paroi horizontale. En effet, des frottements à cet endroit doivent intervenir dans l'écoulement et freiner l'avancée du front. La bonne représentation du front permet de conclure sur la bonne implantation de la mécanique des fluides et la gestion de la surface libre.

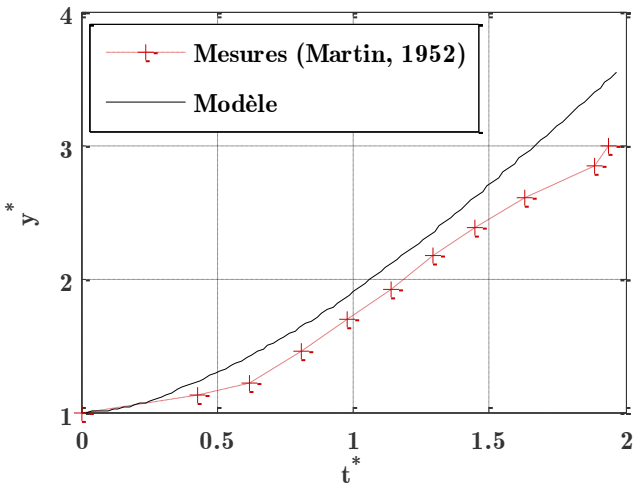

Figure 3.40. Comparaison sur la position du front avant avec les mesures.

3.3.4.3 Comparaison dans le cas d'une coupure de fluide

Afin de valider la mise en œuvre de la coupure lagrangienne détaillée dans la partie 3.1.3.6 page 89 du manuscrit, une condition limite de coupure a été mise en place pour le problème de « l'écroulement d'un barrage » décrit précédemment. Les paramètres sont identiques à ceux du précédent calcul, hormis la prise en compte de cette condition limite de coupure. Dans ce cas, elle prend la forme d'une pression appliquée sur la section de coupure (voir la condition limite 3.28 page 90 du manuscrit).

La figure 3.41 compare l'évolution de la surface libre avec et sans coupure. On voit qu'à l'abscisse x =100 mm, la condition de coupure n'affecte pas la position de l'interface. Autrement dit, la condition limite prend bien en compte le fait que le fluide s'échappe sur le côté, comme pour le modèle sans coupure.

L'erreur relative au cours du calcul sur la position de la surface libre avec et sans coupure est tracée sur la figure 3.42. Cette erreur est donnée en fonction de l'abscisse curviligne relative (comprise entre 0 et 1). On voit que cette erreur reste inférieure à 2 % sur plus de 80 % de la longueur totale de la surface. Au-delà de 80 %, l'erreur augmente jusqu'à 10 %. Il faudra en tenir compte au moment des interprétations des résultats de simulation de perçage.

Cependant, dans le cas du perçage laser, la géométrie de l'interface liquide/vapeur au niveau de l'éjection dépend largement d'autres paramètres physiques (notamment l'angle d'éjection de la phase vapeur) et n'est pas importante pour la compréhension du procédé. L'erreur due à la coupure lagrangienne mise en évidence dans cette partie ne devrait donc pas entraîner de divergence importante dans le calcul de perçage.

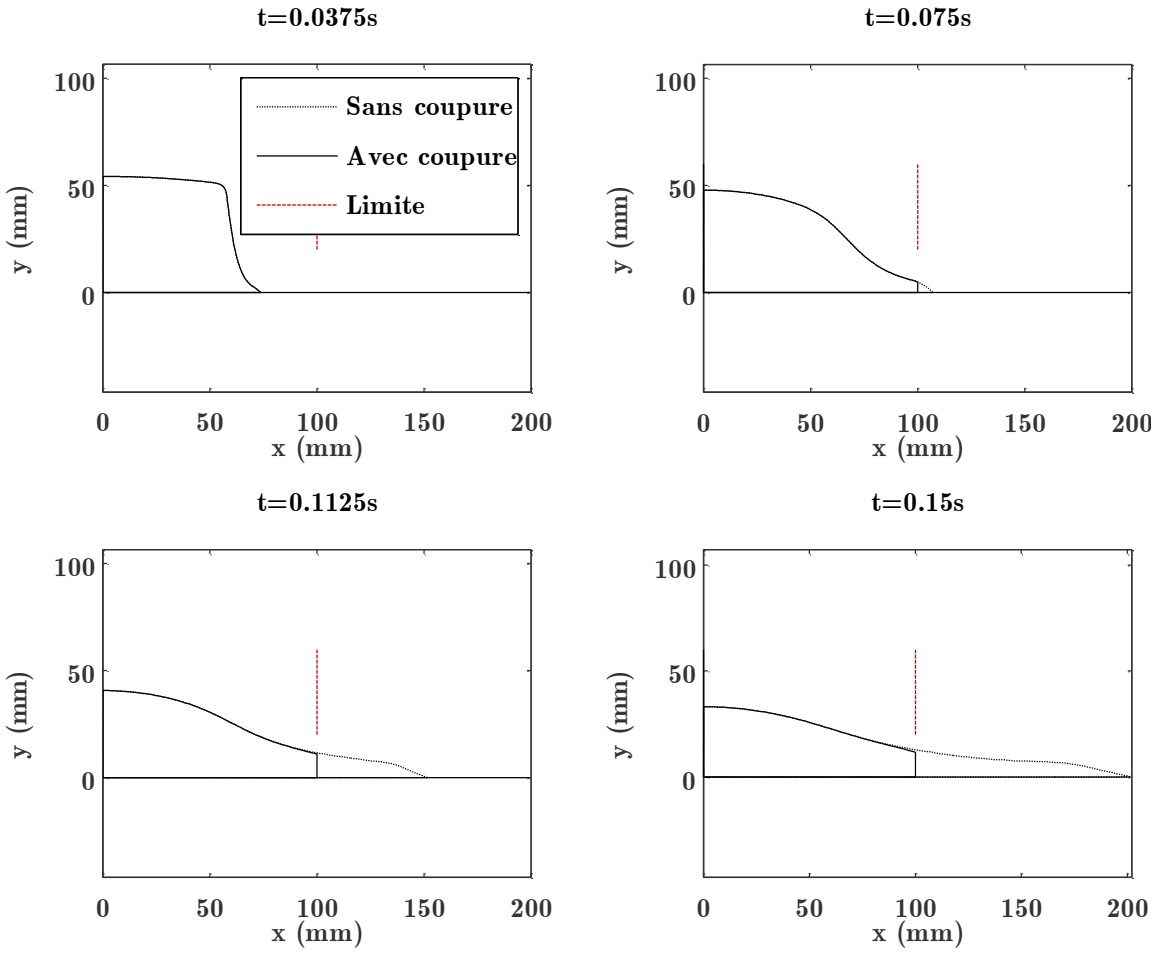

Figure 3.41. Comparaison de l'évolution du domaine liquide dans les modèles avec et sans coupure.

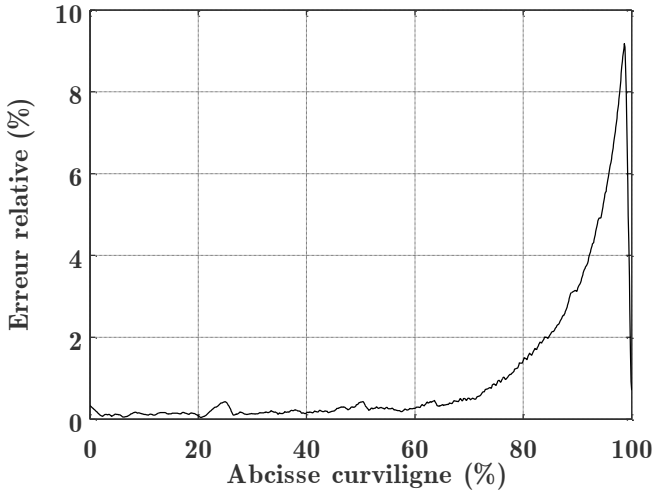

Figure 3.42. Erreur relative par rapport au calcul sans coupure sur la position de la surface libre.

3.3.5 Ecoulement à surface libre soumis à une pression surfacique

Le cas test suivant a pour objectif de vérifier l'implantation d'une tension de surface et d'une pression de surface en général. Ce problème théorique traite de la fermeture d'un capillaire cylindrique infini. Il a été utilisé par Kroos et al. (1993) pour modéliser la dynamique au sein d'un capillaire pendant un soudage laser.

Le volume d'eau immobile à l'état initial est un demi-tube infini de rayon intérieur r_0 et extérieur R_0. Il est soumis aux tensions de surface extérieures et intérieurs F_1 et F_2. Le rayon intérieur qui évolue au cours du temps sera noté r_1 (figure 3.43).

La configuration de départ est caractérisée par le coefficient C :

$$C = \frac{R_0}{r_0} - 1. \tag{3.73}$$

Trois configurations seront étudiées et les résultats seront comparés avec ceux obtenus sous COMSOL. Les valeurs de C seront C =1, C =2 et C =5, soit trois valeurs initiales de r_0.

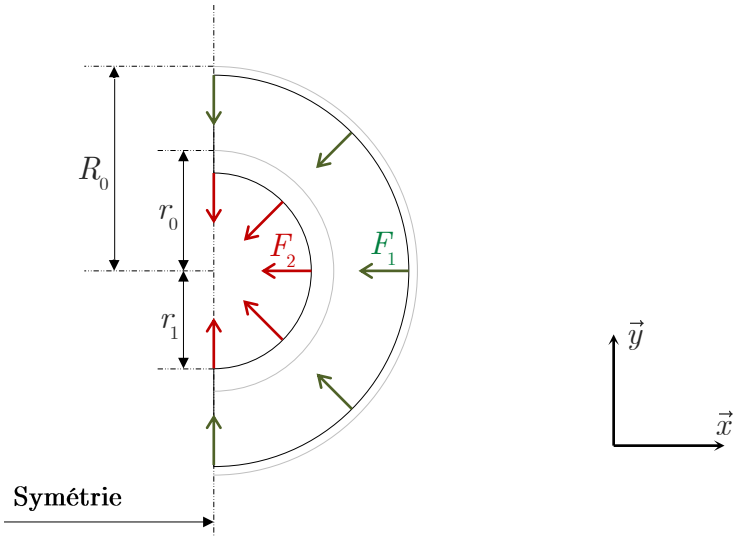

Figure 3.43. Schéma du modèle de fermeture de capillaire.

3.3.5.1 Détail de la simulation numérique

Les paramètres utilisés dans le modèle sont regroupés dans le tableau 3.7.

Tableau 3.7. Données d'entrée.

Masse volumique ρ	1000 kg/m^3
Rayon intérieur r_0	100 µm
Viscosité dynamique μ	10^{-3} Pa.s
Coefficient de capillarité γ	1 N/m
Pas de temps Δt	0,1 µs
Nombre de Nœuds n	7000

3.3.5.2 Comparaison des résultats des calculs

Le temps t^* sans dimension du problème est posé (KROOS, J. et al., 1993) en fonction du temps de calcul t :

$$t^* = \frac{t}{\sqrt{\frac{\rho r_0^3}{\gamma}}}. \tag{3.74}$$

La figure 3.44 montre une bonne concordance avec le logiciel élément finis de référence COMSOL. L'implantation des tensions de surface dans notre modèle et d'une condition en effort en général est donc validée.

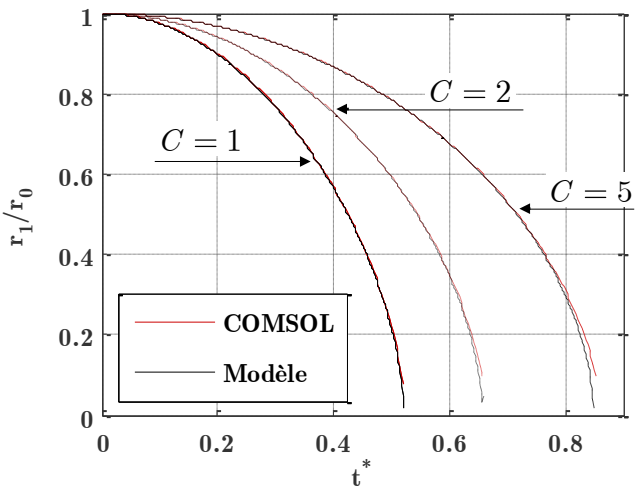

Figure 3.44. Comparaison entre les réusltats de COMSOL et notre modèle.

3.4 Conclusions du chapitre 3

Ce chapitre a présenté en détail le modèle physique retenu pour décrire le perçage laser, ainsi que les hypothèses associées. L'implantation de ce modèle dans le code de calcul au moyen de la méthode CNEM est décrite. Celle-ci est validée au moyen de plusieurs cas tests ayant une solution analytique ou ayant été résolus avec un code éléments finis du commerce servant de référence (COMSOL). Ces tests sont concluants et le code de calcul créé permet de simuler dans une description lagrangienne :

- des échanges transitoires de diffusion et de convection (vérification par rapport à une solution analytique stationnaire) ;
- un changement de phase transitoire liquide/solide (vérification par rapport à une solution analytique) ;
- un changement de phase transitoire liquide/vapeur (vérification par rapport à une solution numérique et une solution analytique stationnaire) ;
- un écoulement à surface libre coupé ou non-coupé et soumis à des efforts surfaciques (vérification par rapport à des mesures).

L'implantation numérique du modèle est donc vérifiée. Il est prêt maintenant pour simuler un perçage laser.

4 Résultats et Discussions

4.1 Résultats des simulations 130

4.1.1 Préliminaires 130

4.1.2 Calcul à 7 kW de puissance crête 132

4.1.3 Influence de la puissance crête sur le perçage laser 136

4.1.4 Comparaison 138

4.1.5 Résumé des résultats de simulation 141

4.2 Discussions 142

4.2.1 Influence de la répartition spatiale sur la géométrie du fond de perçage 142

4.2.2 Rôle du gaz dans le processus physique 146

4.3 Cycles thermiques dans la matière liquide et solide 154

4.3.1 Cycles thermiques dans la phase liquide 156

4.3.2 Cycles thermiques dans la phase solide 157

4.4 Conclusions du chapitre 4 159

Ce chapitre discute des résultats des calculs obtenus par le modèle décrit dans le chapitre 3, pour des régimes d'interaction de perçage laser par percussion. Des comparaisons avec les mesures du chapitre 2 sont réalisées ce qui nous permet de valider ou d'infirmer des hypothèses de notre modèle.

Les calculs ont été effectués sur un poste de travail « HP Z800 » qui contient un biprocesseur « Intel(R) Xeon(R) CPU » d'une fréquence de 2,40 GHz avec 24 Go de mémoire vive. Le système d'exploitation utilisé est Windows 64 bits. Le code de calcul a été créé au moyen du logiciel Matlab R2010b. Les routines CNEM sont disponibles sur le site de la CNEM (ILLOUL, L. et Lorong, P.) et sont écrites en C++.

4.1 Résultats des simulations

4.1.1 Préliminaires

4.1.1.1 Paramètres matériau du modèle

Tout comme dans le chapitre 3 lors de la présentation du modèle, les calculs de simulation ont été réalisés en utilisant les paramètres thermophysiques du fer pur, donnés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 4.1. Propriétés thermophysiques du fer pur utilisées dans les calculs.

Masse volumique (phase solide)	7874 kg/m^3
Masse volumique (phase liquide)	6800 kg/m^3
Conductivité (phase solide)	70 W/(m.K)
Conductivité (phase liquide)	38 W/(m.K)
Capacité calorifique (phase solide)	450 J/(kg.K)
Capacité calorifique (phase liquide)	824 J/(kg.K)
Chaleur latente de fusion	272.10^3 J/kg
Chaleur latente de vaporisation	6095.10^3 J/kg
Température de fusion	1800 K
Température de vaporisation	3200 K
Viscosité dynamique	3,7.10^{-3}Pa.s
Coefficient de tension de surface	1.8 N/m
Masse molaire	5,58.10^{-2} kg/mol
Masse atomique	9,3.10^{-26} kg

4.1.1.2 Paramètres procédés des simulations

La gamme de puissance crête de la source laser correspond à celle de la machine HL201p utilisée dans le chapitre 2 à savoir allant de 3 à 18 kW.

La répartition spatiale du faisceau est un « top-hat » (figure 4.1) caractérisée par son coefficient $f\left(r\right)$ dans le modèle (équation 3.9 page 77 du manuscrit), et ses paramètres N et R_f :

$$\begin{cases} N = 6, \\ R_f = 140\ \mu\text{m}. \end{cases} \tag{4.1}$$

Cette répartition reste constante dans la profondeur. On pourra par la suite envisager de mettre en place une loi représentant la défocalisation du faisceau, qui dans notre cas reste faible sur une distance inférieure au millimètre (la profondeur de champ est d'environ 2 mm).

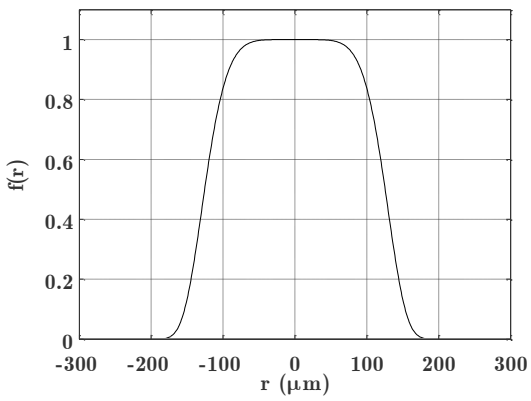

Figure 4.1. Profil spatial utilisé dans les calculs.

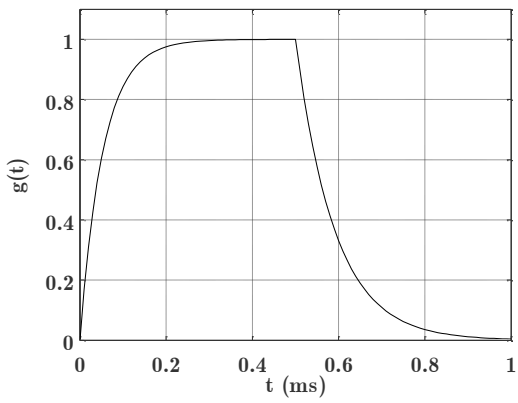

Figure 4.2. Profil temporel utilisé dans les calculs.

Le profil temporel (figure 4.2) est caractérisé par le coefficient $g\left(t\right)$ et ses paramètres $\tau_{montée}$, $\tau_{descente}$ et t_{pulse} :

$$\begin{cases} \tau_{montée} = 54\ \mu\text{s}, \\ \tau_{descente} = 90\ \mu\text{s}, \\ t_{pulse} = 500\ \mu\text{s}. \end{cases} \tag{4.2}$$

En résumé, les paramètres procédés d'entrée sont : la puissance crête, le rayon du faisceau, la durée d'impulsion, le coefficient d'absorption, les répartitions spatiales et temporelles de l'impulsion laser. Tous ces paramètres, ainsi que les données matériaux sont issus de mesures ou de données de la littérature. Aucun ajustement de paramètres n'est réalisé au cours du calcul.

4.1.2 Calcul à 7 kW de puissance crête

Le résultat de simulation d'un perçage à une puissance crête de 7 kW est présenté en détail dans cette partie. Les remarques faites sur ce calcul sont identiques à celles des simulations effectuées à d'autres puissances laser. La valeur de 7 kW a été choisie car elle correspond au centre de la gamme de puissance de la machine utilisée.

La largeur et la hauteur initiales du domaine de calcul sont 400 et 800 µm. Le coefficient d'absorption A est égale à 0,68.

4.1.2.1 Résultats sur les profils de perçage

La figure 4.3 représente l'évolution du profil de perçage au cours du calcul, de 50 µs à 300 µs, par pas de 50 µs. Le faisceau laser est représenté sur chaque figure afin d'apprécier sa largeur et sa répartition énergétique suivant l'axe horizontal. La zone fondue en mouvement est représentée en rouge claire et l'interface liquide/solide en rouge foncé.

Le modèle décrit correctement l'ouverture du trou pendant les cinquante premières microsecondes où le diamètre d'entrée du trou s'élargie et passe de 0 à 100 µm. La largeur du bain liquide se stabilise dans les vingt premières microsecondes et reste constante à une valeur de l'ordre de 10 µm. La température de surface est alors de 4800 K.

A partir de 100 µs, le profil du fond de perçage se stabilise et s'enfonce. Le diamètre d'entrée reste constant jusqu'à 150 µs et égal à 130 µm. Un régime de percussion quasi-stationnaire est atteint et la température maximale et la vitesse de perçage sur l'axe de symétrie, tracées au centre de la figure 4.3, montrent bien cette saturation à une valeur de 5100 K et 2,1 m/s à 150 µs.

A partir de 200 µs, on observe une diminution du diamètre d'entrée du perçage. Le trou se rebouche et passe d'un rayon d'entrée de 150 µm à 150 µs à 110 µm à 300 µs. Le faisceau laser est alors absorbé en partie sur le bord supérieur du trou qui se referme, et le calcul s'arrête car des instabilités hydrodynamiques apparaissent.

Le profil de fond de perçage se forme au bout d'une centaine de microseconde et reste identique dans la suite du calcul. Sa forme consiste en une surélévation au centre par rapport à la périphérie du fond de perçage. La répartition spatiale « top-hat » semble jouer un rôle dans la création de ce profil en induisant une température de surface constante sur le fond du perçage. La pression appliquée sur le bain liquide est alors aussi constante le long de l'axe horizontal et met en mouvement la matière lorsqu'elle décroit, c'est-à-dire à la périphérie du faisceau. Cet effet sera discuté dans la partie 4.2.1 « Influence de la répartition spatiale sur la géométrie du fond de perçage ».

Les parties suivantes présentent les champs de température et de vitesse qui permettent d'apporter plus d'informations à ces premières observations issues du résultat de simulation.

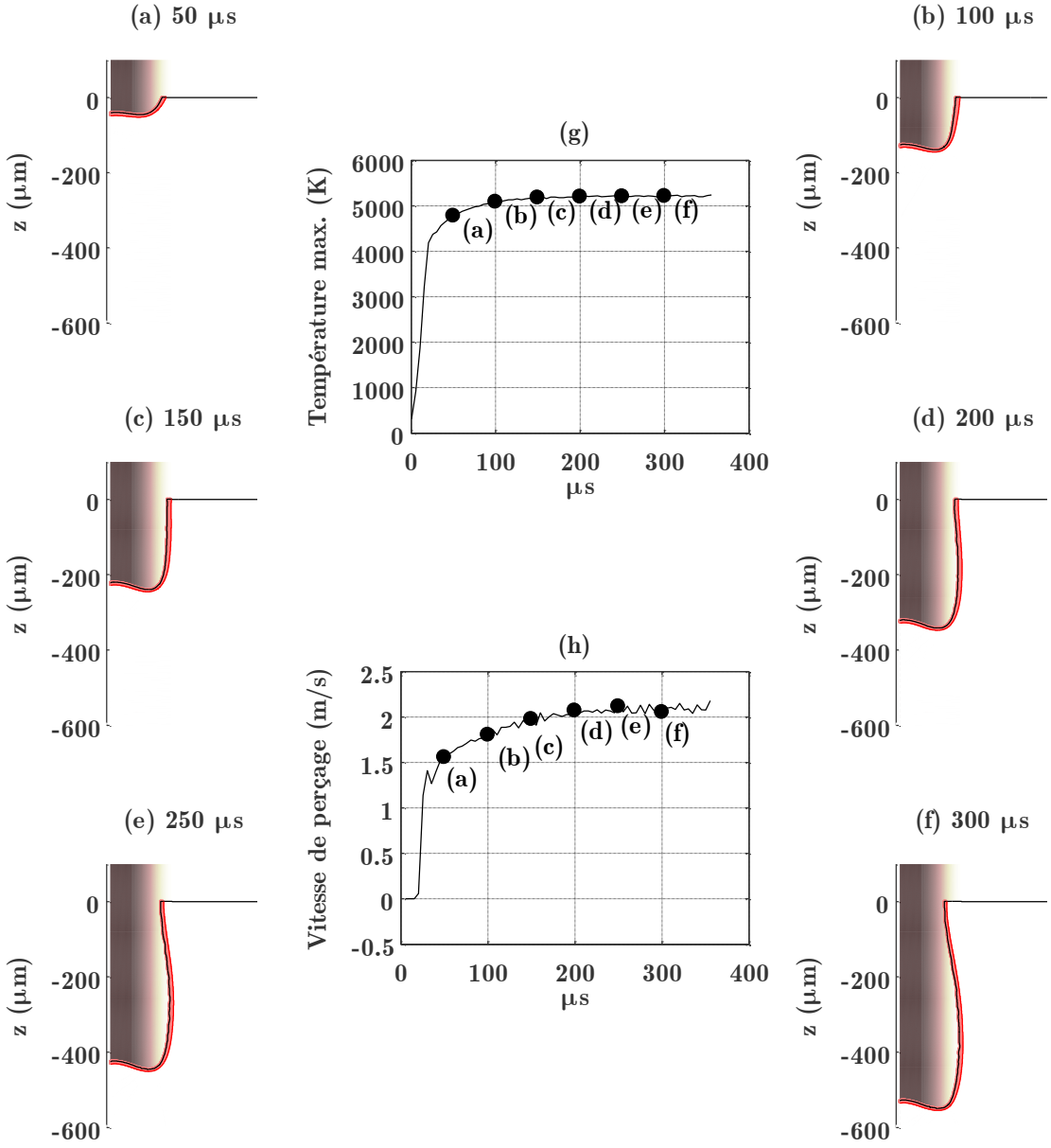

Figure 4.3. Profil de perçage avec la zone liquide au cours du calcul entre 50 µs et 300 µs ($P_{crête}$ =7 kW).

4.1.2.2 Résultats sur les champs de température

La figure 4.4 représente le champ de température au bout de 150 µs. A cet instant-là, le régime quasi-stationnaire est atteint. La ligne de fusion est toujours représentée par une ligne rouge.

La zone irradiée en fond de perçage est la zone la plus chaude avec une température maximale de 5178 K. Cette température diffuse sur une distance de l'ordre de 20 µm dans la matière liquide. Le gradient thermique en fond de perçage dans la zone liquide est alors estimé à 1,7.10^8 K/m.

La chaleur diffuse aussi dans la phase solide et une zone de l'ordre de 50 à 100 µm est affectée thermiquement. A delà de cette distance, la matière solide reste à température ambiante et un gradient de température dans la phase solide peut être estimé à 2,1.10^7 K/m. Sur les bords du trou, la température diminue au fur et à mesure de la remontée liquide. Les valeurs sur les parois sont alors de l'ordre de 2500 K en surface.

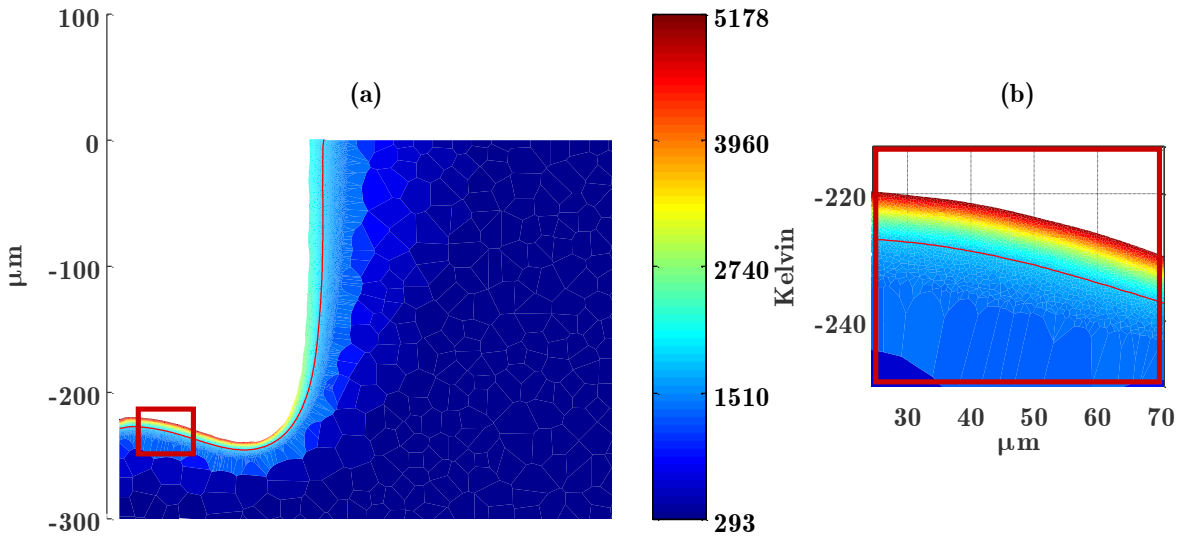

Figure 4.4. Champ de température à 150 µs ($P_{crête}$ = 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »).

4.1.2.3 Résultats sur l'écoulement du liquide

La figure 4.5 représente la norme de la vitesse du liquide au bout de 150 µs. La ligne de fusion est aussi représentée par une ligne rouge sur la figure.

La vitesse est à son maximum aux extrémités du faisceau laser et sur les bords du perçage. Sa valeur maximale est de 40 m/s. L'écoulement est quasi nul au centre du trou. L'effet de la viscosité est visible par le gradient de vitesse entre le bord du trou et la vitesse nulle à l'interface de fusion (figure 4.5 (b)).

Afin d'apprécier l'écoulement de la phase liquide, la figure 4.6 représente les vecteurs vitesses du domaine de calcul au niveau du haut du perçage à 100 µs, c'est-à-dire dans la phase de création du trou, où il peut y avoir des changements dans l'écoulement.

Cet écoulement suit la direction curviligne du film fluide. L'effet de la viscosité est de nouveau observable avec l'intensité de l'écoulement qui décroit dans l'épaisseur de la couche liquide pour devenir nulle à l'interface de fusion. On notera que la condition de coupure du liquide n'entraîne aucune instabilité sur la surface libre du perçage et pas de perturbation dans l'écoulement.

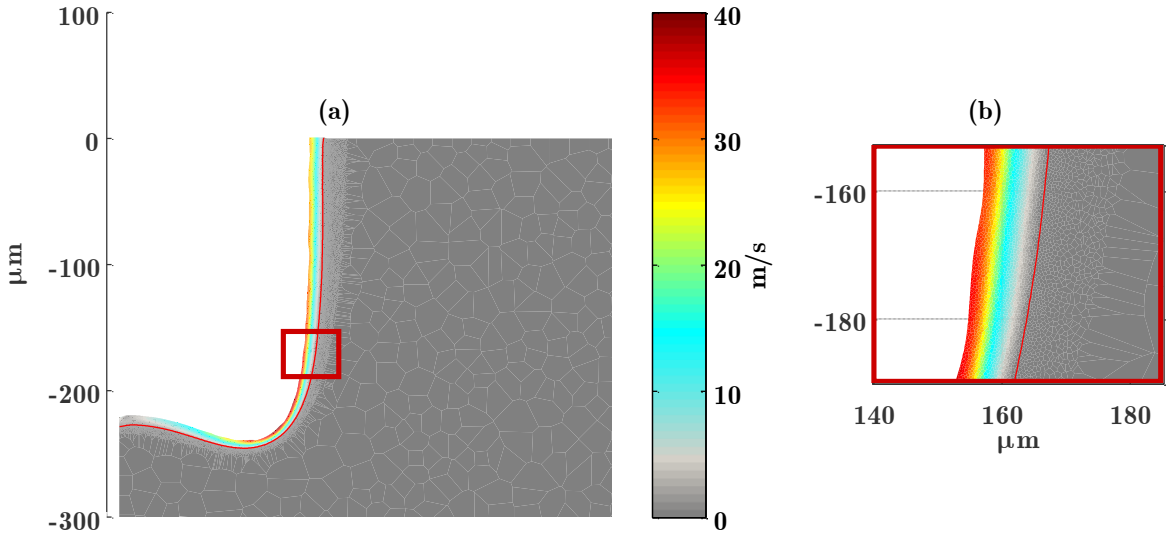

Figure 4.5. Norme du champ de vitesse à 150 µs ($P_{crête}$ = 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »).

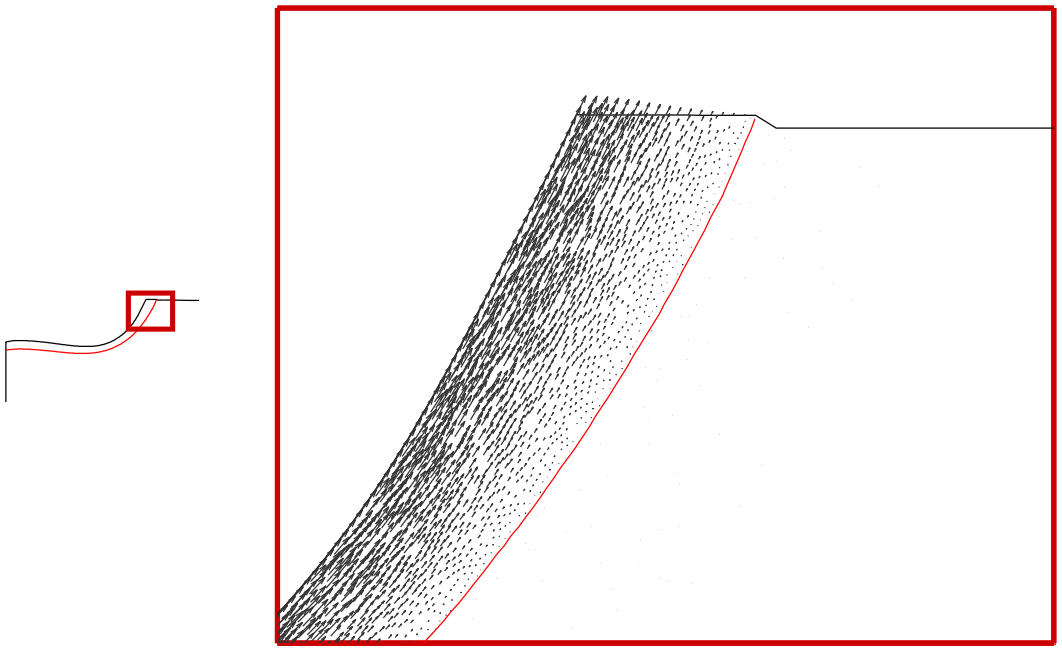

Figure 4.6. Détail de l'écoulement du liquide au niveau du haut du perçage à 100 µs ($P_{crête}$ = 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »).

4.1.2.4 Résumé des observations pour un perçage à 7 kW de puissance

A partir de ces premières observations, plusieurs remarques peuvent être faites :

- le code de calcul permet de résoudre le modèle physique dans les régimes de perçage. Les résultats donnent alors des informations, à tout moment du perçage, sur la morphologie du trou, la température et la vitesse d'écoulement dans tout le domaine considéré (liquide et solide) ;
- le trou se forme mais le calcul ne peut aller jusqu'au bout de la durée d'impulsion imposée car une fermeture du diamètre d'entrée est observée ;
- cette observation remet en cause le modèle et certaines de ses hypothèses qui seront discutées dans la partie 4.2 « Discussions ». Pour mieux évaluer la fiabilité de notre modèle, une comparaison avec des grandeurs caractéristiques du perçage mesurées est faite dans la partie suivante.

4.1.3 Influence de la puissance crête sur le perçage laser

La figure 4.7 trace en fonction du temps la température maximale sur la surface, la vitesse d'éjection liquide, la vitesse de perçage instantanée et la largeur de zone fondue sur l'axe de symétrie. Les puissances crêtes utilisées pour le calcul sont : 3 kW, 5 kW, 7 kW, 10 kW et 12 kW.

Sur le graphique figure 4.7 (a), on observe que quelles que soient les puissances considérées, la température maximale est atteinte en surface et augmente avec la puissance crête. Plus cette puissance est élevée, plus le régime quasi-stationnaire se met en place rapidement. En effet, pour 5 kW, le régime stationnaire peut être considéré atteint à 200 µs alors qu'il est atteint à moins de 100 µs pour une puissance de 12 kW.

Sur le graphique figure 4.7 (b), la vitesse d'éjection liquide atteint un maximum dans le temps pour toutes les puissances considérées. La valeur de ce maximum augmente avec la puissance. Une chute de la vitesse d'éjection liquide apparaît ensuite et cette chute est plus rapide pour les fortes puissances. Le moment d'apparition de la perte de vitesse ne correspond pas au moment de la fermeture du trou. Cet effet sera discuté plus tard.

Sur le graphique figure 4.7 (c), le régime quasi-stationnaire est observable sur la vitesse de perçage qui atteint aussi une valeur limite plus rapidement pour les fortes puissances. Plus la puissance est élevée, plus la valeur de saturation est grande.

Sur le graphique figure 4.7 (d), l'épaisseur de zone fondue au centre du perçage atteint lui aussi le régime quasi-stationnaire. Sa dépendance à la puissance est faible avec des valeurs qui varient entre 7 et 11 µm, en accord avec les observations. On retrouve aussi la tendance observée expérimentalement à savoir une largeur de bain plus grande avec des puissances plus faibles.

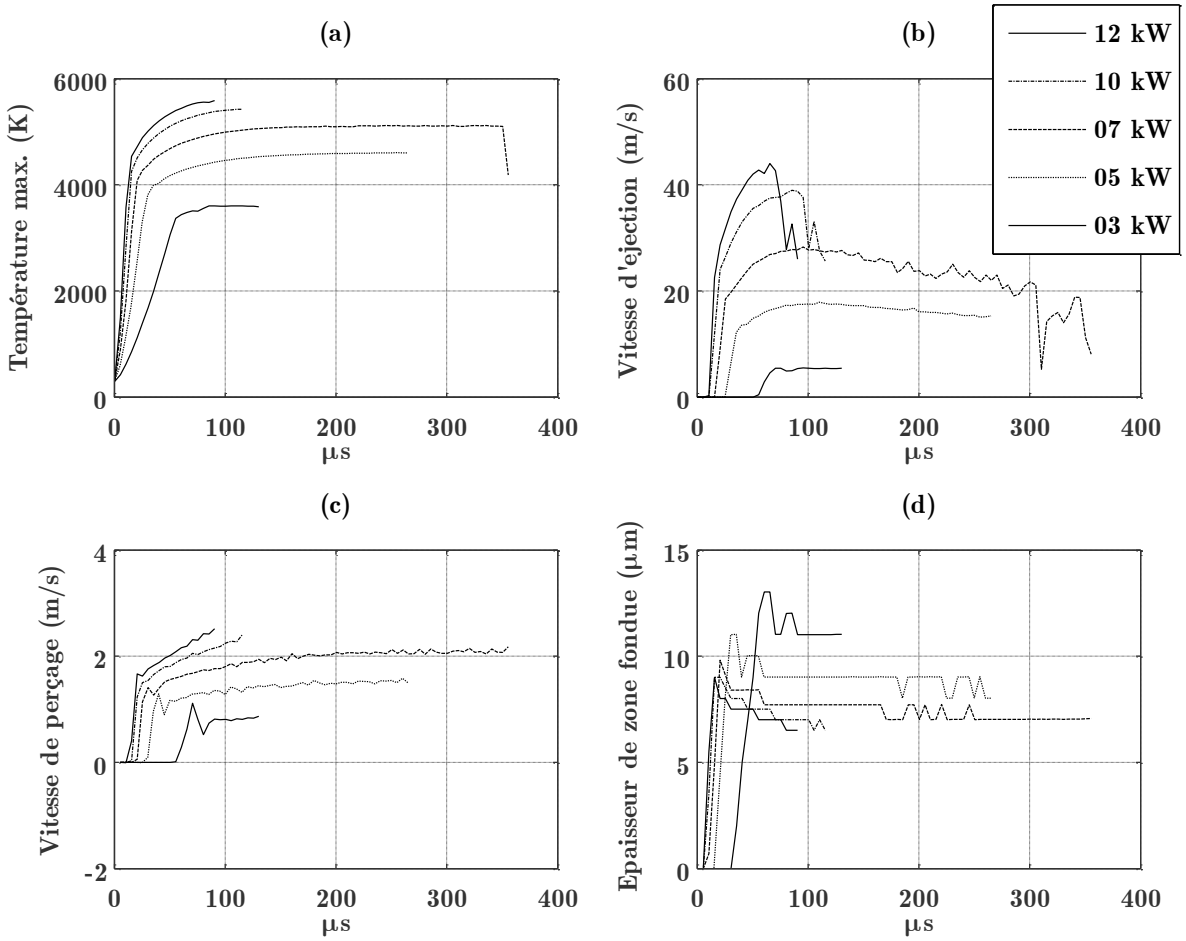

Figure 4.7. Température (a), vitesse d'ejection (b) et de perçage (c) et épaisseur de zone fondue (d) en fonction du temps pour chaque puissances considérées.

La figure 4.8 représente les diamètres d'entrée des trous au cours du perçage. On observe l'ouverture du trou qui augmente plus rapidement pour les fortes puissances. La fermeture prématurée intervient à partir de la centaine de microsecondes. L'ouverture du trou se fait très rapidement. En effet, le diamètre passe de 0 à plus de 250 µm en quelques microsecondes pour des puissances supérieures à 3 kW.

Les puissances utilisées pour les simulations ne dépassent pas 12 kW. La raison vient du fait que des instabilités apparaissent dans le bain liquide pour des puissances supérieures à 12 kW (figure 4.9) et le code de calcul n'est plus capable de décrire correctement les contours du domaine. On remarque aussi que les résultats de simulation sont donnés pour des durées de plus en plus courtes à mesure que la puissance augmente. Cet effet sera discuté dans la partie 4.2.2 « Rôle du gaz dans le processus physique ».

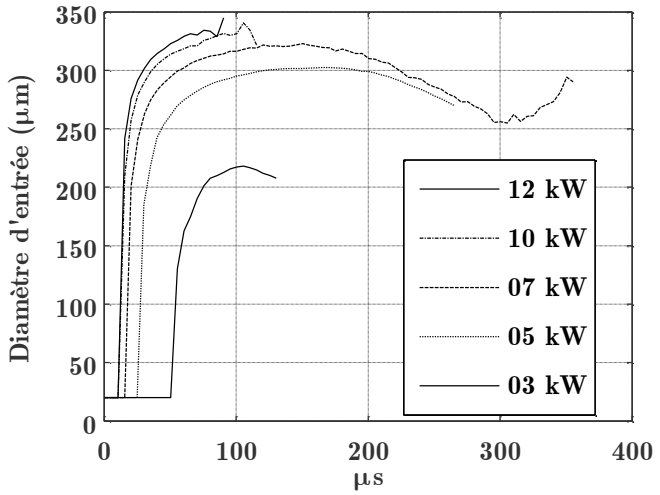

Figure 4.8. Evolution du diamètre d'entrée des trous en fonction du temps pour chaque puissances considérées.

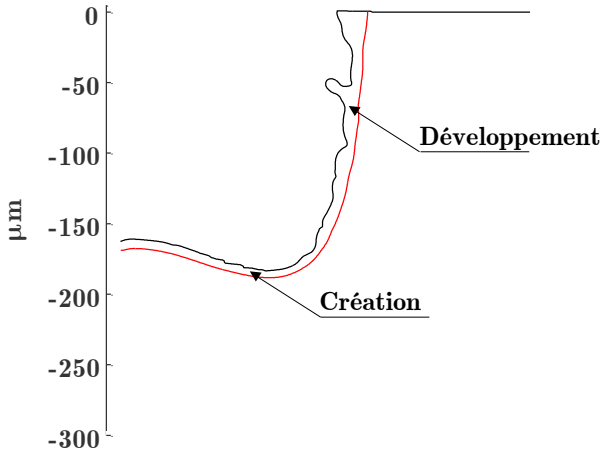

Figure 4.9. Création et propagation d'instabilités sur le bain liquide

($P_{crête}$ = 12 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »).

4.1.4 Comparaison

Les mesures décrites dans le chapitre 2 ont été réalisées entre 80 et 150 µs après le début de l'impulsion. Les simulations décrivent le perçage au moins jusqu'à ces durées et une comparaison avec les mesures est donc possible.

On cherche donc à comparer :

- la température de surface estimée expérimentalement à la température moyenne calculée de la surface irradiée ;
- la vitesse d'éjection liquide mesurée à la vitesse maximale calculée sur le bord supérieur du perçage ;
- la vitesse de perçage moyenne mesurée à la vitesse de perçage instantanée dans le calcul ;
- la morphologie des trous observée par micrographie à celle des simulations.

La figure 4.10 présente pour un acier E20, les courbes de mesures des températures de surface, de vitesse d'éjection liquide, de vitesse de perçage et de diamètres d'entrée en fonction de l'intensité absorbée. Les résultats de notre modèle sont comparés à ces valeurs ainsi qu'aux résultats donnés par le modèle analytique du « piston ».

Sur le graphique figure 4.10 (a), par rapport aux mesures de température, les résultats de notre modèle, tout comme le modèle de piston, sont surestimées de 10 %. Les tendances sont retrouvées, avec une évolution qui sature pour les fortes puissances.

Sur le graphique figure 4.10 (b), concernant les vitesses d'éjection liquide, les valeurs calculées par notre modèle sont en bonne adéquation avec les mesures. La donnée de simulation correspond à la vitesse maximale calculée au cours du temps. On remarque que le modèle du piston qui considère une cellule fluide non visqueuse surestime ces vitesses de fluide. La prise en compte de la viscosité ainsi que la résolution du modèle en géométrie 2D axisymétrique permet de retrouver les bonnes vitesses d'éjection liquide.

Sur le graphique figure 4.10 (c), les résultats sur la vitesse de perçage sont en bonne concordance avec les mesures. Contrairement au modèle du piston, la simulation prédit un effet de saturation sur la plage d'intensité à partir de 6 MW/cm^2, en bon accord avec les mesures.

Sur le graphique figure 4.10 (d), les comparaisons sur les diamètres d'entrée montrent une différence importante. Les résultats de simulations donnent des diamètres deux fois inférieurs à ceux mesurés expérimentalement. Cette différence est aussi illustrée par la figure 4.11 qui compare une micrographie DODO d'un perçage débouchant au profil de perçage obtenue au bout de 300 µs à une puissance crête de 7 kW.

Concernant la fermeture des trous, en observant les champs de température, on remarque que les parois refroidissent jusqu'à une température proche de la limite de fusion du fait de la diffusion de la chaleur dans la zone solide. L'apport d'énergie par convection du fluide chaud qui remonte le long des parois n'est donc pas suffisant pour maintenir le trou ouvert. Ce phénomène de fermeture est observé en perçage (SCHULZ, W. et al., 2013) mais à des profondeurs de perçage beaucoup plus grandes (de l'ordre de 10 mm) et au bout de plusieurs impulsions (plus de 8 impulsions). Cette fermeture est donc prématurée et il n'est pas possible de continuer le calcul au-delà de 300 µs pour un perçage à 7 kW. Ce problème est discuté dans la partie suivante 4.2.

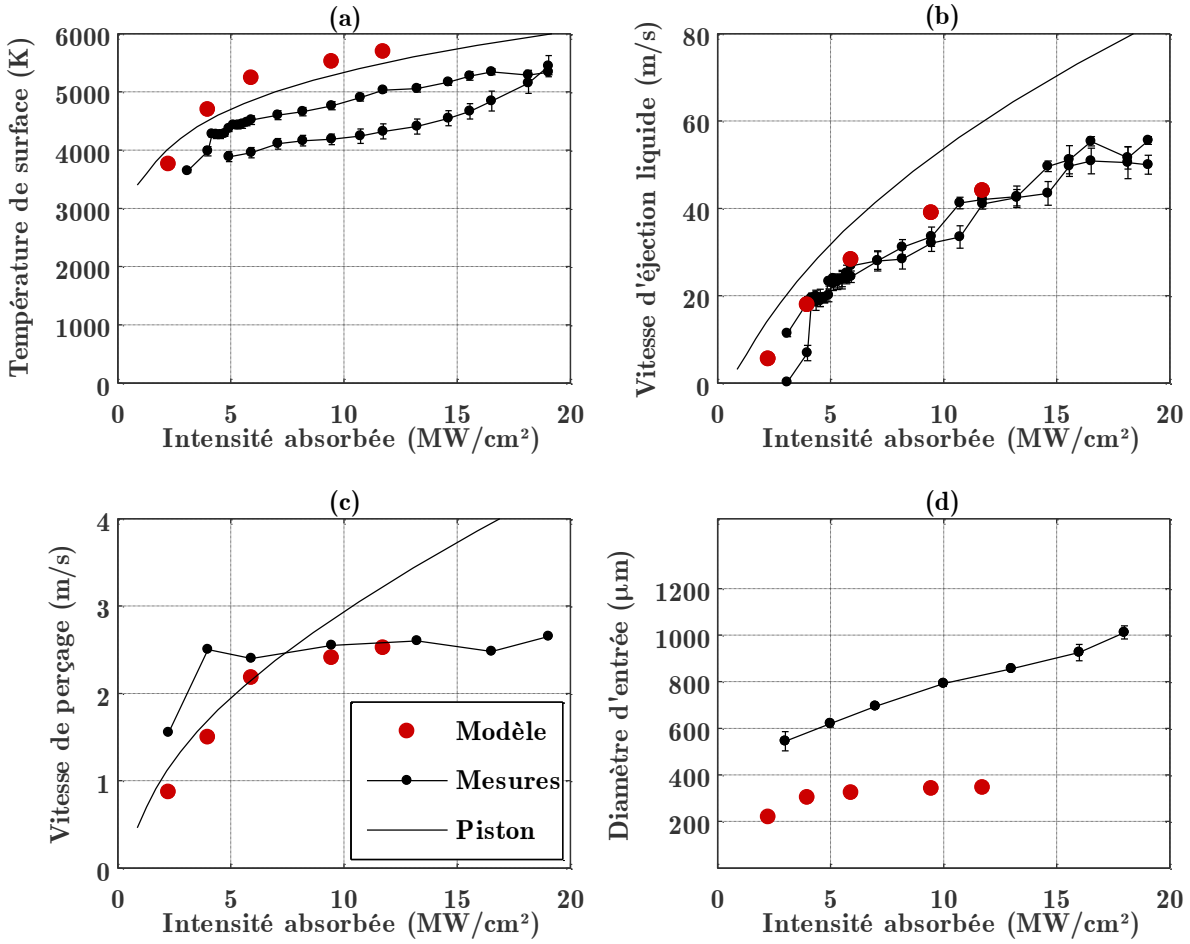

Figure 4.10. Comparaison des grandeurs avec les mesures.

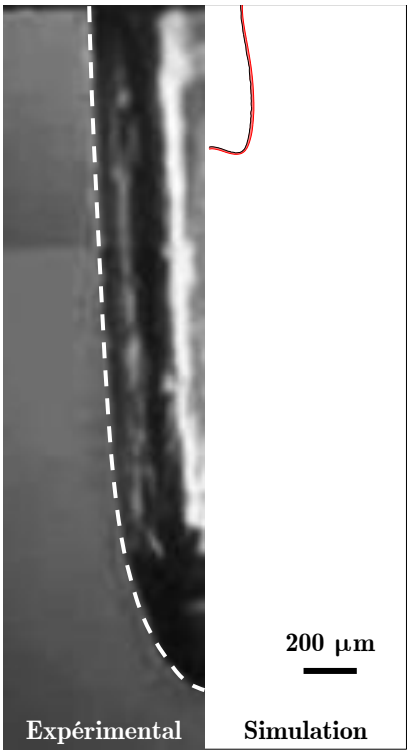

Figure 4.11 Comparaison des profils de perçage (t = 300 µs, $P_{crête}$ = 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »).

4.1.5 Résumé des résultats de simulation

Les résultats du modèle sont en bon accord avec les tendances des mesures de température, vitesse de perçage et d'éjection liquide. Le régime quasi-stationnaire de percussion est prédit par le calcul. Il est important de souligner que tous les paramètres du modèle sont issus de la littérature et qu'il n'y a aucun ajustement de paramètres pour faire correspondre les résultats de simulation à l'expérience. Les écarts peuvent être expliqués notamment par les incertitudes sur les paramètres thermophysiques, ainsi que sur la valeur du coefficient d'absorption, qui devront être mieux connus si on désire être plus précis sur ces grandeurs.

Le modèle actuel ne permet pas de simuler un perçage de plus 300 µs et des puissances supérieures à 12 kW. En effet, une fermeture prématurée du trou et des instabilités hydrodynamiques de la surface sont observées au-delà. D'autres défauts de comparaison sont à noter :

- la vitesse d'éjection liquide chute au bout d'une centaine de microseconde, ce qui n'est pas observé expérimentalement. De plus, ce résultat supposerait que l'enlèvement de matière décroit avec le temps alors que le régime quasi-stationnaire de percussion est atteint, ce qui est contradictoire ;
- la géométrie surélevée du fond de perçage ne correspond pas aux profils des trous borgnes observés par micrographie et méthode DODO.

4.2 Discussions

Les défauts de comparaisons observés dans la partie précédente sont discutés dans cette partie en s'appuyant sur les hypothèses du modèle afin de proposer un enrichissement de la simulation.

4.2.1 Influence de la répartition spatiale sur la géométrie du fond de perçage

4.2.1.1 Description du « ménisque »

La surélévation au niveau du fond de perçage observée dans les simulations est en désaccord avec les vues en coupe des échantillons DODO (figure 4.11).

La figure 4.12 compare le profil de perçage pour différente puissance crête. Lorsque la puissance augmente, le perçage est accentué sur les côtés de la zone d'irradiation ce qui créé la surélévation au centre de trou, que l'on nommera « ménisque ».

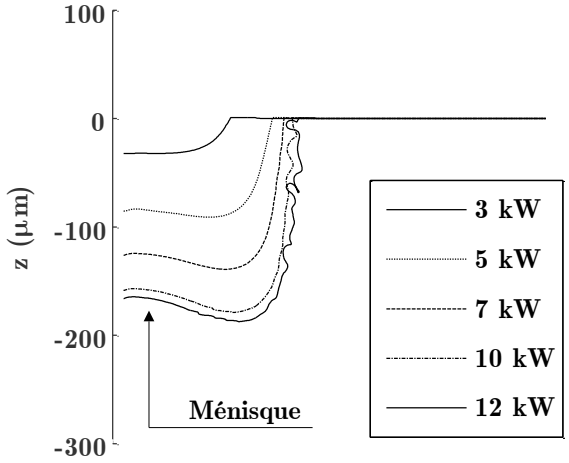

Figure 4.12. Comparaison des profils à 100 µs pour les puissances considérées.

La raison de la présence de ce ménisque dans la simulation vient du couplage entre la répartition spatiale constante (« top-hat ») du faisceau laser et un écoulement du liquide plus ou moins rapide. Le flux laser, constant sur la zone irradiée, engendre une température de surface constante (figure 4.13) et donc une pression de recul aussi constante sur le rayon du faisceau laser. Le moteur de l'écoulement étant la différence de pression, le bain liquide n'est entraîné qu'à la périphérie de l'irradiation où la différence de pression est grande. La matière au centre ne bouge pas ou peu. Cet effet est d'autant plus marqué que la puissance du faisceau laser est élevée car la différence de pression est plus grande

Ce résultat suggère de remettre en cause l'hypothèse d'une répartition « top-hat » du faisceau. Afin de vérifier cette hypothèse, la tache focale est observée en positionnant une

caméra CCD coaxialement au faisceau (figure 4.14). La caméra récupère ainsi l'image de la tâche focale incidente à l'échantillon.

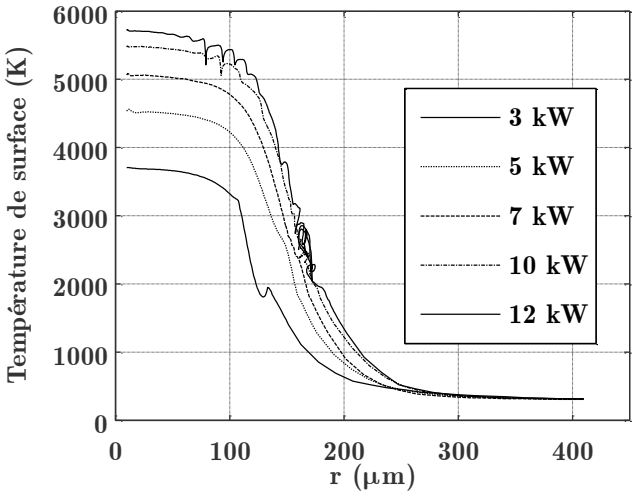

Figure 4.13. Température de surface suivant l'axe horizontale $\vec{r}$, pour différentes puissances.

Une surintensité est observée au centre de la tâche focale, ce qui ne correspond pas à la répartition spatiale actuelle. Une nouvelle fonction de profil spatiale $f\left(x\right)$ basée sur le produit d'une gaussienne et d'un « top-hat » est proposée et ajuste beaucoup mieux les mesures. La fonction est donnée par :

$$f\left(x\right) = \exp\left(\frac{-x^2}{2\left(\frac{R_1}{1{,}177}\right)^2}\right)\exp\left(\frac{-x^N}{2\left(\frac{R_2}{1{,}177}\right)^N}\right), \tag{4.3}$$

avec les valeurs des coefficients suivants, déterminés en ajustant le profil expérimental :

$$\begin{cases} R_1 = 190\ \mu\text{m}, \\ R_2 = 180\ \mu\text{m}, \\ N = 30. \end{cases} \tag{4.4}$$

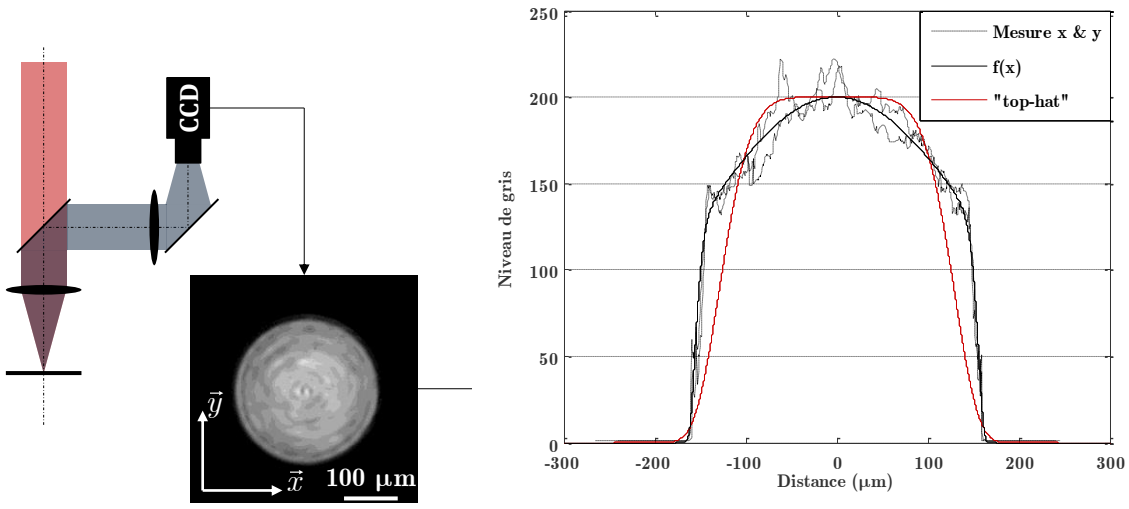

Figure 4.14. Schéma du montage de l'analyseur et résultat du profil spatial de la source laser.

4.2.1.2 Calcul avec la nouvelle répartition spatiale du faisceau

En reprenant le même calcul pour une puissance crête de 7 kW, l'ancienne fonction $f\left(x\right)$ est remplacée par la nouvelle.

La figure 4.15 compare les profils de perçage à 70 µs et on observe que le ménisque n'est plus présent. La figure 4.16 nous assure que la répartition spatiale ne modifie que le profil et pas les grandeurs caractéristiques au cours du temps. Seul le diamètre d'entrée du perçage se révèle 20 % plus élevé par rapport aux résultats avec l'ancienne répartition spatiale ce qui va dans le sens d'un meilleure correspondance avec les profils de trou (figure 4.11). La montée en puissance suivant l'axe horizontal est plus élevée que dans le cas de la répartition « top-hat » permet d'expliquer ce résultat. Ainsi, l'intensité déposée à la périphérie du faisceau est plus élevée. Cependant, le changement de répartition spatiale du faisceau ne permet pas encore d'expliquer les grandes différences observées entre la simulation et les mesures pour les diamètres d'entrée.

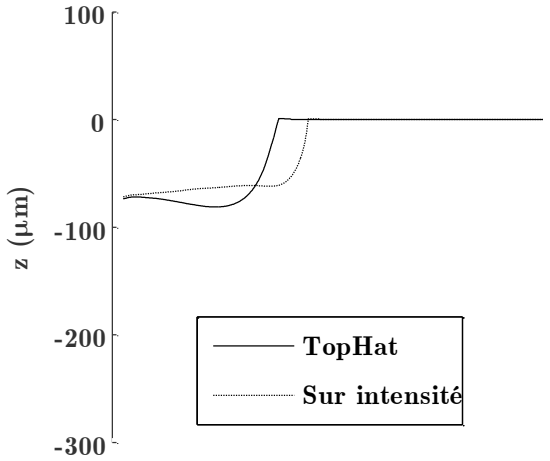

Figure 4.15. Comparaison des profils pour deux repartitions spatiales de faisceau au bout de 70 µs ($P_{crête}$ = 7 kW).

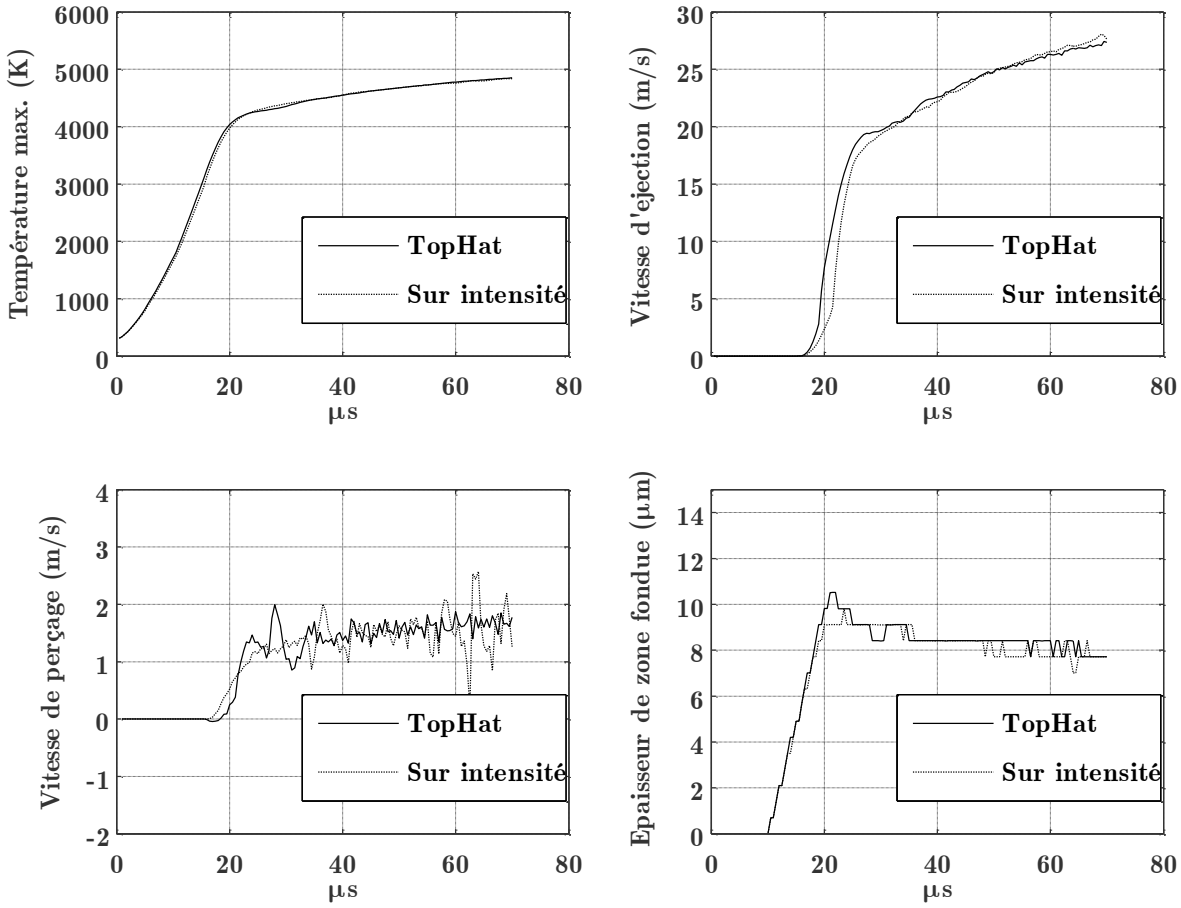

Figure 4.16. Comparaison des grandeurs caractéristiques pour deux repartitions spatiales de faisceau.

On notera qu'avec ce nouveau profil, des instabilités apparaissent au-delà de 70 µs, ce qui bloque le calcul. Les résultats précédents confirment que la répartition spatiale du faisceau laser joue un rôle prédominant dans le perçage laser sur la géométrie du profil de trou de perçage. Cependant une détente radiale de la phase gazeuse en fond de perçage est aussi possible étant donnée son écoulement supersonique. Cette détente peut aussi jouer sur le profil. Il devient donc nécessaire, vu le problème de fermeture prématurée, de se poser la question du rôle du gaz dans le processus de perçage.

Vues les observations faites sur le dernier résultat de calcul, il apparaît que la répartition spatiale du faisceau laser joue un rôle important sur la forme finale du profil du trou et notamment sur la zone irradiée. Cette influence n'a jamais été mise en évidence par les simulations numériques faites en perçage laser, ce qui peut venir des hypothèses trop simplificatrices de ces modèles. Concernant les simulations du soudage laser qui sont plus complètes, les intensités sont trop faibles pour qu'un ménisque apparaisse. Une répartition spatiale en « top-hat » parfait donne donc un profil sans ménisque dans (TOUVREY, C., 2006).

4.2.2 Rôle du gaz dans le processus physique

Le modèle actuel ne représente l'effet de la vapeur que par la pression de recul issue de la vaporisation. D'autres contributions de la vapeur métallique sont négligées et discutées pour expliquer :

- la chute de la vitesse d'éjection liquide au bout d'un certain temps ;
- la fermeture prématurée du trou ;
- les instabilités observées à forte puissance.

4.2.2.1 Théorie

Le rôle de la vapeur dans le bilan énergétique du procédé

La plume de vapeur est le premier milieu d'interaction avec le faisceau laser. Des phénomènes d'absorption, de diffusion et de diffraction sont mis en jeu au cours de la traversée du faisceau. L'intensité de ces phénomènes dépend de la longueur d'onde du rayonnement ainsi que de la taille des particules présentes dans la vapeur (figure 4.17).

Pour l'absorption du faisceau, la théorie du Bremsstrahlung inverse nous indique que le coefficient d'absorption suit une loi en λ^2, où λ est la longueur d'onde du faisceau laser ((JOHNSTON, T. W. et Dawson, J. M., 1973)). Ceci explique que, dans le cas du soudage utilisant une source CO_2 ($\lambda = 10{,}6$ µm), l'absorption par la plume de vapeur est beaucoup plus grande qu'avec l'utilisation des lasers Nd:YAG ($\lambda = 1{,}06$ µm). Ainsi, l'effet absorbant dans le cas du perçage laser est négligeable.

Au moment où le perçage laser progresse dans la matière, une diffusion du faisceau peut avoir lieu en direction des bords du trou. De manière générale, la diffusion d'un rayonnement devient non négligeable lorsque la taille des particules est de l'ordre de la longueur d'onde. Ces particules sont issues principalement d'agrégats de particules fines et de particule de métal en

fusion (GRESES, J. et al., 2004). La taille de ces agrégats est évaluée entre quelques dizaines de nanomètres et quelques micromètres. Cette diffusion du faisceau n'est donc plus négligeable dans le cas d'un perçage avec une source laser Nd:YAG et est estimée dans les travaux de Greses et al. (2004) à quelques dixièmes de l'intensité incidente.

Enfin, la plume de vapeur étant très peu absorbante à la longueur d'onde du Nd:YAG, sa température est donc de l'ordre de la température de surface du capillaire, à savoir entre 4000 K et 5000 K dans le cas du perçage. Cette masse chaude rayonne et échange de l'énergie avec les bords du trou.

Ainsi, que ce soit par diffusion du faisceau ou par rayonnement, la phase vapeur peut apporter de l'énergie sur les parois du trou. Cette chaleur additionnelle à celle du faisceau déposée au fond du perçage peut être nécessaire pour empêcher la fermeture prématurée du trou et participer à l'élargissement du diamètre d'entrée.

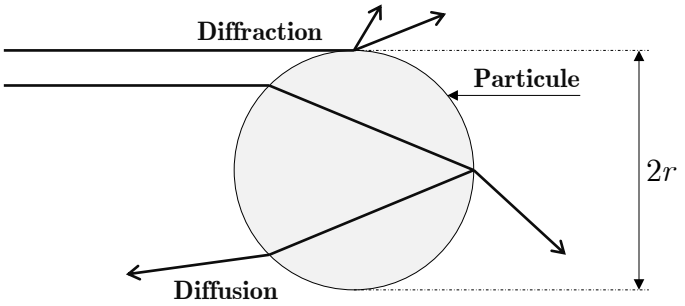

Figure 4.17 Mécanisme d'interaction entre un rayonnement et une particule de rayon r.

Le rôle de la vapeur dans l'écoulement du liquide

Les observations expérimentales nous ont montré que la vitesse du gaz au cours du perçage était de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde (SCHNEIDER, M., 2006). Ce fluide supersonique soumis à de fortes pressions remonte le long des parois au cours du perçage. Le gaz interagit alors de façon mécanique avec le bain liquide par deux effets :

- un effet d'entraînement via un effort de friction tangent à l'interface liquide/solide ;
- une pression normale à l'interface qui comprime le film fluide et l'éjecte vers le haut.

Cette interaction mécanique peut être un moteur additionnel de l'écoulement à celui de la pression de recul en fond de perçage et permettre ainsi d'accélérer le film fluide qui remonte le long des parois. De plus, les simulations montrent aussi beaucoup d'instabilités de la surface libre en cours de calcul ce qui entraîne des croisements de nœuds à l'interface. En réalité, cette surface n'est pas libre et la pression exercée sur le liquide par le gaz dans le trou pourrait jouer un rôle d'atténuateur de ces instabilités.

4.2.2.2 Calcul pour des perçages à faibles rapports d'aspect

D'après les discussions précédentes, il apparaît que la contribution thermomécanique du gaz n'est pas une quantité négligeable lorsque le volume de la phase vapeur au sein du perçage devient important. C'est-à-dire des perçages où la profondeur percée est du même ordre que le diamètre du trou.

On se propose dans cette partie de discuter l'affirmation ci-dessus et de vérifier si notre modèle peut être prédictif dans le cas de perçage à faible rapport d'aspect, c'est-à-dire au début de l'impulsion. On définit pour la suite le rapport d'aspect comme étant le rapport de la profondeur sur le diamètre des trous.

Des perçages ont été réalisés sur une autre source laser, la Trumpf TRUEDISK 10002, qui permet d'obtenir un faisceau deux fois plus large et donc de diminuer encore plus le rapport d'aspect des trous percés. On passe donc d'un faisceau de 300 µm à un faisceau de 600 µm de diamètre. Ainsi, l'intensité incidente, à 10 kW de puissance crête, est quatre fois plus faible que sur le HL201p.

Le profil temporel a été mesuré pour une impulsion de 500 µs (figure 4.18). Les paramètres d'ajustement sont les suivants :

$$\begin{cases} \tau_{montée} = 54\ \mu\text{s}, \\ \tau_{descente} = 90\ \mu\text{s}, \\ t_{pulse} = 500\ \mu\text{s}. \end{cases} \tag{4.5}$$

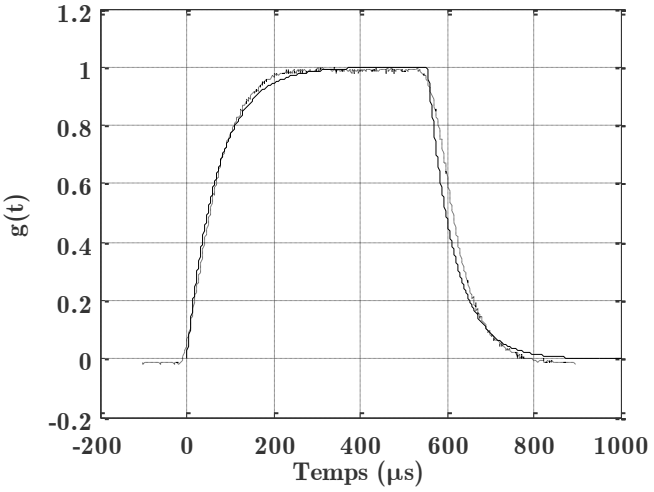

Figure 4.18. Mesure du profil temporel et ajustement de la fonction $g(t)$.

Le profil spatial sera choisi « top-hat » avec les coefficients suivants :

$$\begin{cases} N = 6, \\ R_f = 280\ \mu\text{m}. \end{cases} \tag{4.6}$$

Deux puissances de 5 kW et 10 kW ont été testées sur l'acier E20, pour une durée d'impulsion de 500 µs. La figure. 4.19 compare les profils observés expérimentalement et ceux obtenus par le modèle.

Les rapports d'aspects obtenus sont inférieurs à 1 (0,3 pour 5 kW de puissance et 0,5 pour 10 kW). Les profils sont concordants, on retrouve une profondeur de perçage dans les bons ordres de grandeurs (150 µm pour 5 kW et 280 µm pour 10 kW). Les largeurs de la zone fondue resolidifiée sont aussi du même ordre de grandeur.

Le profil de perçage dans le cas de la simulation n'est pas assez lissé et cela doit probablement provenir d'une répartition spatiale du faisceau laser qui ne doit pas être un « top-hat » parfait et doit aussi contenir une surintensité au centre du faisceau (voir la discussion de la partie 4.2.1 « Influence de la répartition spatiale sur la géométrie du fond de perçage »).

A partir de ces résultats non exhaustifs, on montre qu'il est possible d'être prédictif sur la morphologie des trous pour des perçages à faible rapport d'aspect, ce qui englobe les régimes de perçage par percussion à faible durée d'impulsion, ceux de micro-usinage et de texturation. On illustre aussi avec ces résultats la contribution du gaz dans le procédé qui est grandissante avec le rapport d'aspect du trou.

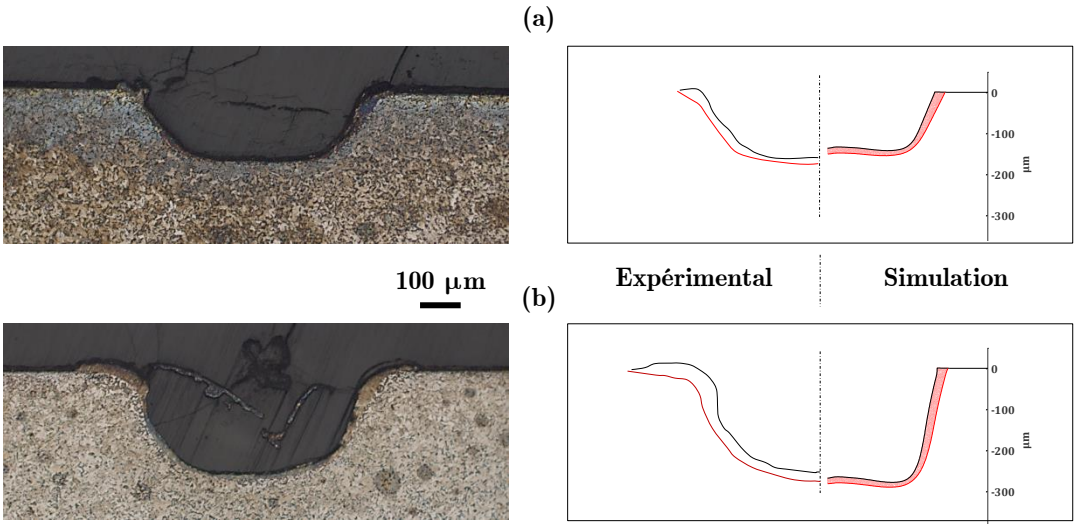

Figure. 4.19. Micrographie en coupe transverse et comparaison des profils avec les résultats de simualtion ($P_{crête}$ = 5 kW (a), $P_{crête}$ = 10 kW (b), t_{pulse} = 500 µs).

4.2.2.3 Prise en compte du rayonnement du gaz

Dans cette dernière partie, nous reprenons les discussions sur le rôle du gaz dans le bilan énergétique et notamment son échange par rayonnement avec la phase liquide. Il est proposée une modification du modèle de perçage pour intégrer cet effet dans le code de calcul. On néglige encore dans cette nouvelle modélisation les aspects de diffusion du faisceau sur les parois ainsi que l'interaction mécanique du gaz avec le liquide.

Modification de la condition en flux

En supposant que l'énergie rayonnée sur les parois du trou provient de celle perdue par vaporisation au centre du perçage, on propose d'ajouter une condition en flux sur les parois du trou. Cette condition en flux prendra la forme suivante :

$$\alpha\eta\left(\max\left(T_s\right)-T_s\right), \tag{4.7}$$

où T_s correspond à la température de surface.

Le coefficient η (W.m^{-2}.K^{-1}) est un coefficient thermique fictif qui permet de quantifier le transfert de chaleur du gaz vers le fluide. Il est fonction du débit de masse vaporisée $\dot{M}_{vap}$, et est déterminé de la façon suivante :

$$\eta=\frac{L_v\dot{M}_{vap}\left(T_{\max}\right)}{T_{moyen}}, \tag{4.8}$$

avec les valeurs de $T_{\max}$ et T_{moyen} suivantes :

$$\begin{cases} T_{\max} = 4500 \text{ K}, \\ T_{moyen} = 2000 \text{ K}. \end{cases} \tag{4.9}$$

Le coefficient α n'a pas d'unité et prend une valeur arbitraire entre 0 et 1. Il correspond à la proportion d'énergie perdue par vaporisation récupérée sur les bords du perçage.

On rajoute donc cette condition de flux à la condition limite (3.13) page 81 du manuscrit :

$$\varphi=\vec{\varphi}_{laser}.\vec{n}_s-L_v\dot{M}_{vap}\left(T_s\right)+\alpha\eta\left(\max\left(T_s\right)-T_s\right) \qquad \text{sur } \partial\Omega_s. \tag{4.10}$$

Résultats

Le même modèle est donc repris avec une puissance crête de 7 kW ainsi que la répartition spatiale de départ (répartition « top-hat » parfaite). On suppose que 50 % de l'énergie perdue par vaporisation est récupérée sur les parois par rayonnement. α prend donc la valeur 0,5.

La figure 4.21 compare le profil de perçage de 100 µs à 350 µs, par pas de 50 µs, entre le calcul sans et avec la condition limite (4.7) de récupération de l'énergie vaporisée.

Dans le modèle avec la condition en flux supplémentaire, la fermeture prématurée du perçage n'a plus lieu (figure 4.24) et le diamètre d'entrée (figure 4.22) augmente globalement de façon linéaire à partir de 100 µs. La figure 4.23 nous assure que cette nouvelle condition limite n'a pas modifiée les grandeurs caractéristiques au cours du perçage.

Cependant le calcul ne peut aller plus loin que 350 µs car des instabilités apparaissent dans le bain liquide au niveau des parois du trou. Ces instabilités sont directement liées à la perte de vitesse d'éjection liquide qui chute encore plus bas que dans le calcul sans la condition supplémentaire. Cet effet peut être expliqué de la manière suivante : la condition en flux sur les parois apporte l'énergie nécessaire au système pour ne pas se refermer prématurément mais entraîne aussi un épaississement de la zone liquide. Le nombre de Reynolds de l'écoulement augmente (figure 4.20) et les instabilités se propagent plus facilement. Cette discussion renforce l'hypothèse du rôle mécanique de l'entraînement du gaz.

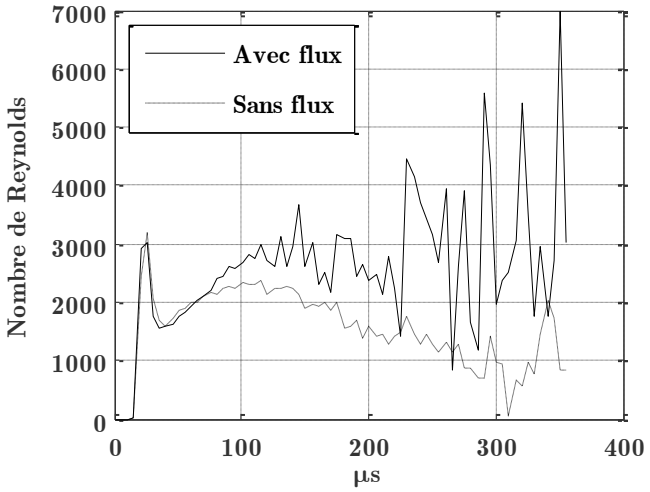

Figure 4.20. Comparaison du nombre de Reynolds pour les calculs avec et sans la condition limite de récupération.

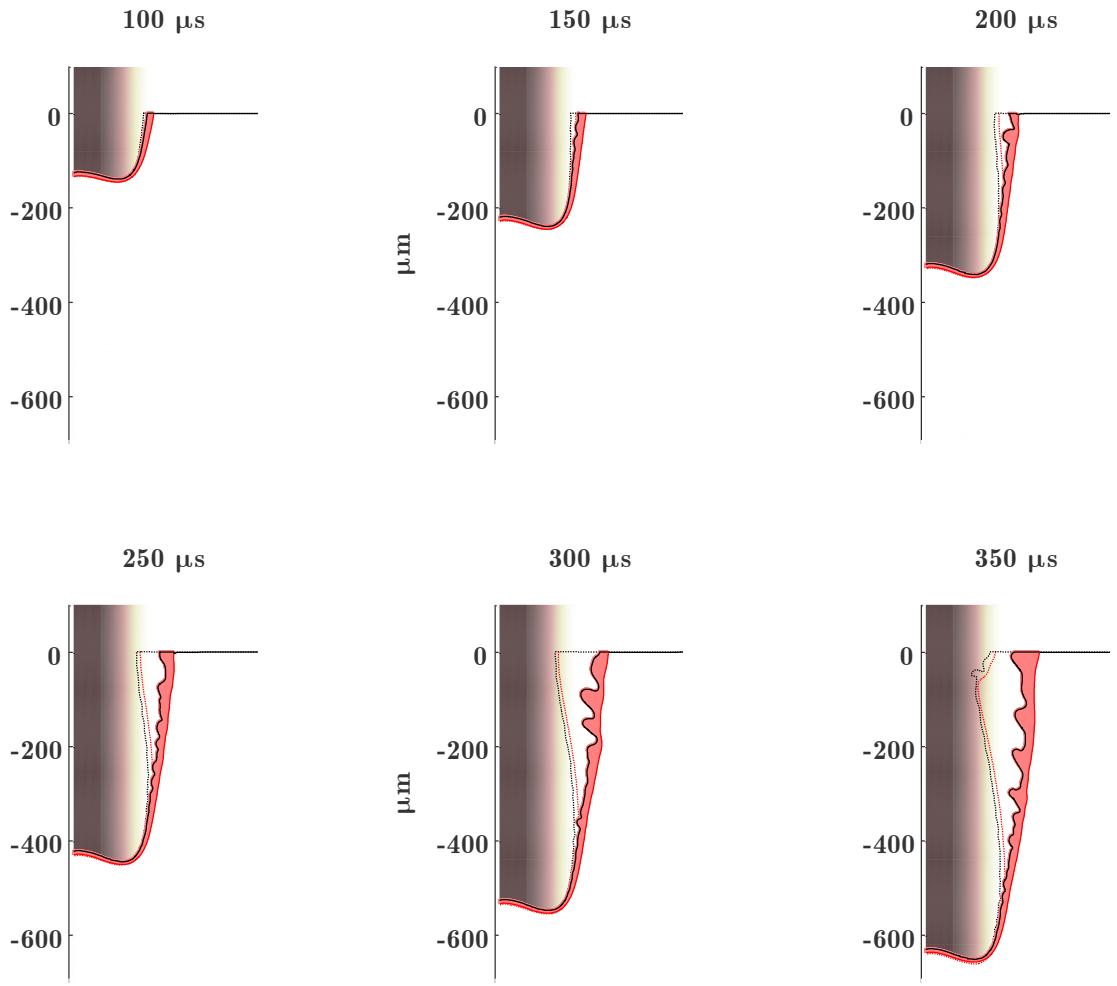

Figure 4.21. Profil de perçage entre 100 µs et 350 µs avec la prise de la condition limite de flux sur les parois (profil « sans flux » en pointillé).

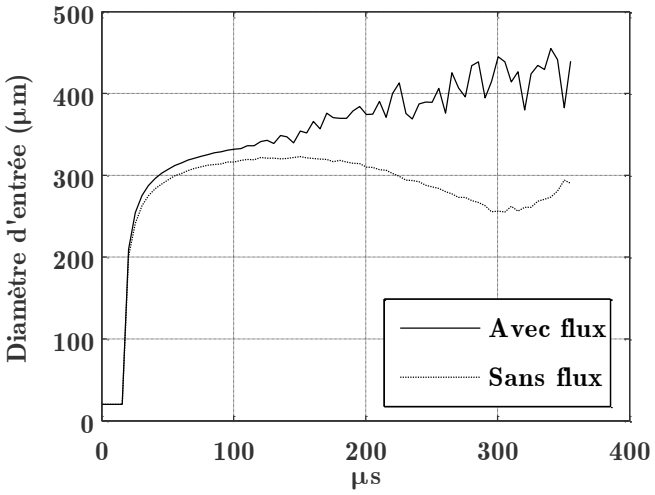

Figure 4.22. Comparaison des diamètres d'entrée pour les calculs avec et sans la condition limite de récupération.

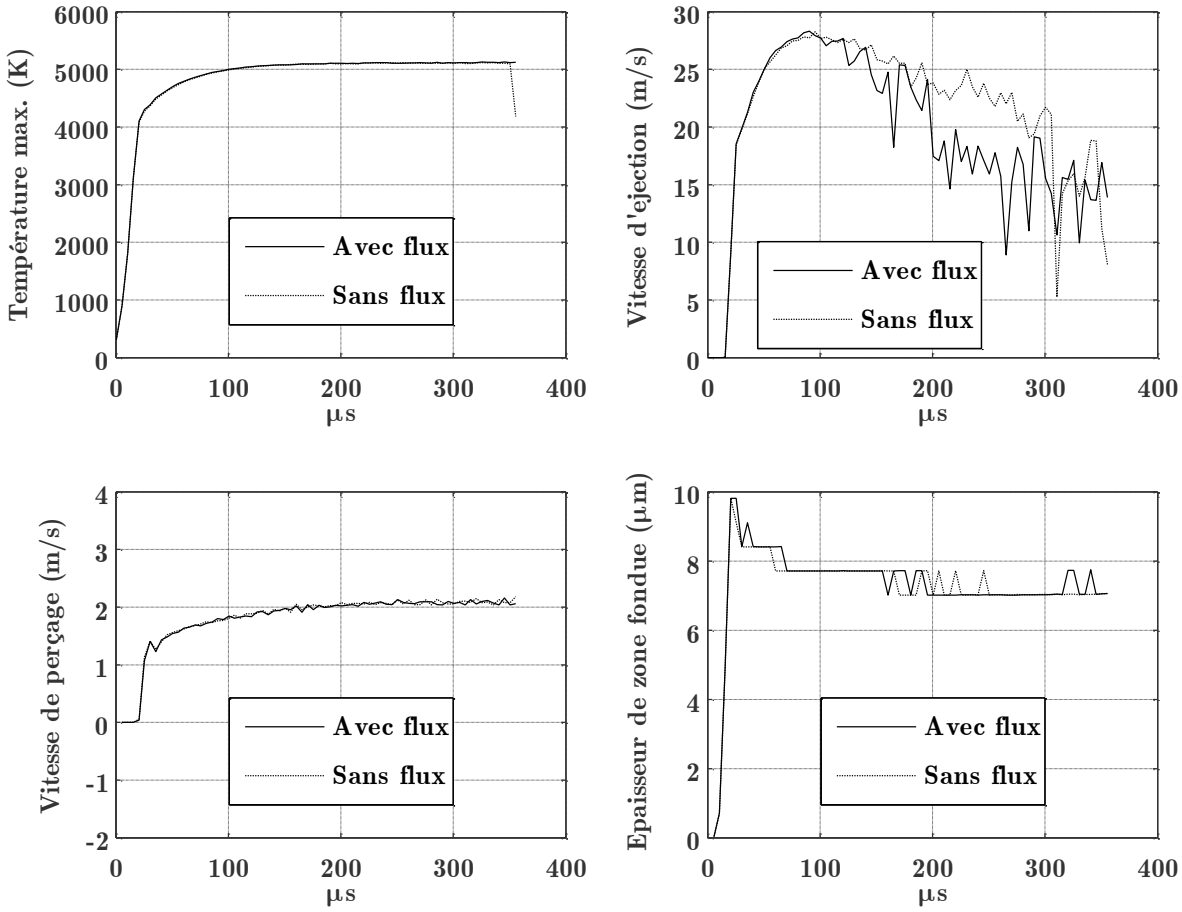

Figure 4.23. Comparaison des grandeurs caractéristiques pour les calcul avec et sans la condition limite de récupération.

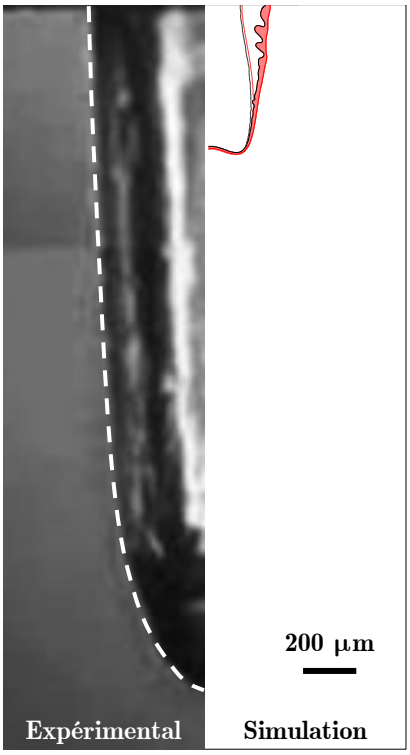

Figure 4.24. Comparaison des profils de perçage (profil « sans flux » en pointillé).

4.3 Cycles thermiques dans la matière liquide et solide

Cette partie vise à exploiter les résultats des simulations pour étudier les changements métallurgiques subits par la matière au cours du perçage. Le matériau choisi pour cette discussion est l'acier E20.

De façon générale, les modifications métallurgiques observées après un perçage laser se traduisent par une couche dite « fondue resolidifiée » d'une vingtaine de micromètres d'épaisseur. Sur les matériaux percés dans ce travail de thèse, aucune autre zone affectée thermiquement (ZAT) n'a été observée.

Pour utiliser les résultats de simulations, on se propose de simuler l'arrêt du laser et le refroidissement de la matière par conduction thermique de la zone solide à partir du calcul à 7 kW de puissance crête. Comme on ne peut pas modéliser un perçage complet d'une milliseconde, on supposera que les cycles thermiques subis par la matière sont les mêmes que ceux au cours d'un perçage de 150 µs.

La figure 4.25 représente le profil calculé de ce perçage au bout de 150 µs juste avant l'arrêt du faisceau laser. Des points de mesures sont insérés dans le domaine de calcul pour représenter la température en fonction du temps. Les grandeurs thermophysiques utilisées sont toujours celles du fer pur, qui sont proches de l'acier E20 à haute température (acier hypoeutectoïde). Ces points de mesures sont placés de telles sortes que trois points seront dans la phase liquide

au moment de l'arrêt du laser (la température de fusion est égale à 1800 K) et onze points dans la phase solide où la température est supérieure au seuil d'austénitisation Ac1, qui vaut 1000 K dans notre cas. Cette valeur est déterminée à partir du diagramme TRC de l'acier C50 (figure 4.26).

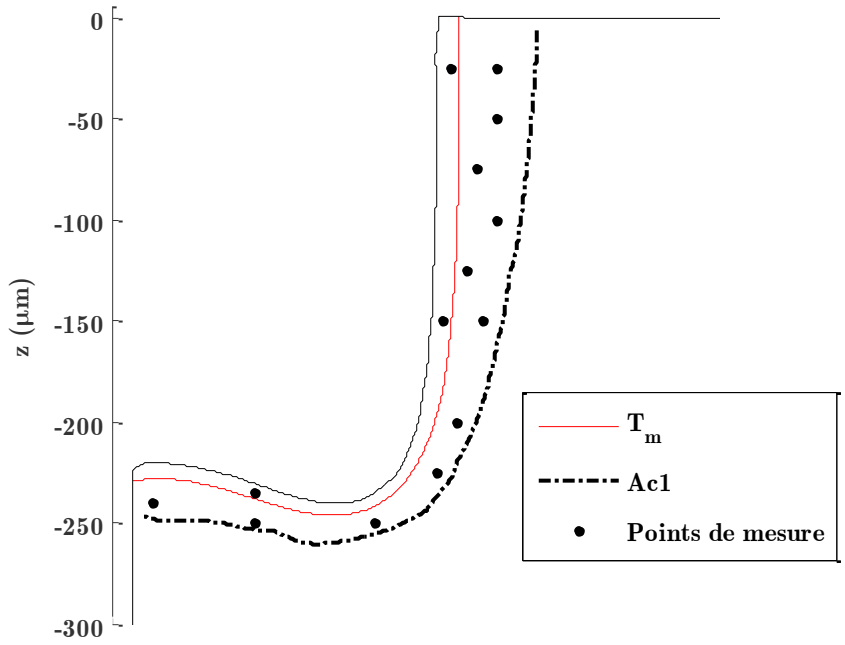

Figure 4.25 Profil de perçage de 7 kW à 150 µs avec les isothermes de fusion T_m et d'austénitisation Ac1.

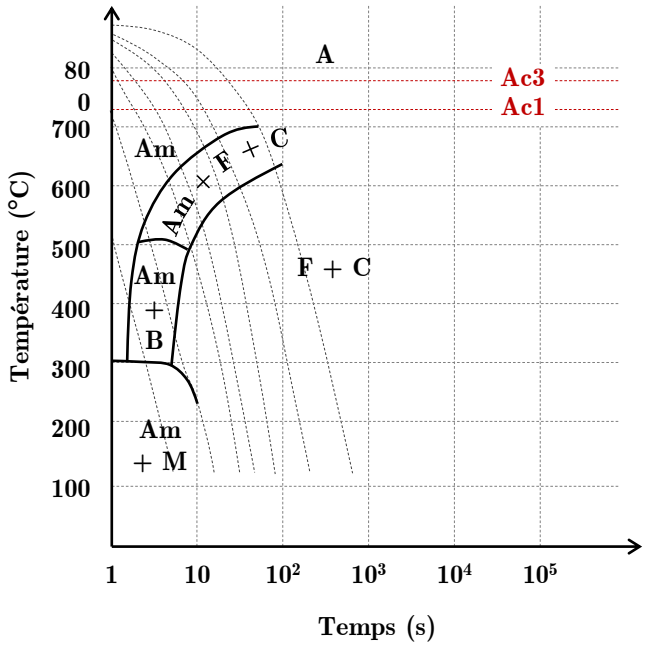

Figure 4.26 Diagramme TRC d'un acier C50 (MURRY, G., 2007)
(A = austénite, Am = austénite métastable, F = ferrite, C = carbure, B = bainite, M = martensite).

4.3.1 Cycles thermiques dans la phase liquide

La figure 4.27 présente les cycles thermiques dans la phase liquide pendant le perçage et le refroidissement jusqu'à revenir à la température ambiante. Les températures dépassent toutes la température de fusion. Il y a donc transformation de la matière et on s'intéressera à la cinétique de refroidissement. Celle-ci est du même ordre de grandeur quelle que soit la position du point de mesure. Au moment de l'arrêt du laser ($t = 150$ µs), la température chute à 400 K en 650 µs. La vitesse de refroidissement est donc de 215.10^3 K/s.

Le diagramme TRC nous indique qu'une telle vitesse de refroidissement fige brutalement la structure austénitique lors de la solidification et prédit une phase martensitique à la température ambiante. La zone fondue resolidifiée observé sur les perçages d'acier austénitiques est donc, d'après les prédictions du diagramme TRC et des cycles thermiques de la simulation, une phase martensitique.

Cette zone martensitique est plus fragile mécaniquement que le matériau de base. Cette fragilité pourrait expliquer les microfissures observées le long des profils dans la zone liquide resolidifiée.

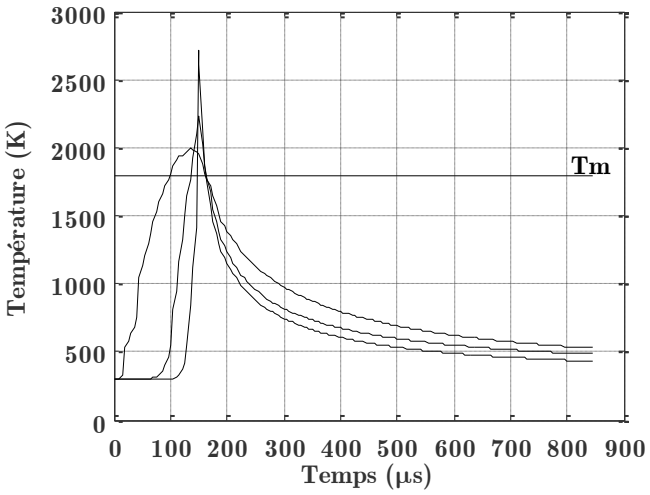

Figure 4.27. Evolutions de température pour les points de mesure dans la zone liquide.

4.3.2 Cycles thermiques dans la phase solide

La figure 4.28 présente les cycles thermiques dans la phase solide pendant le perçage et le refroidissement jusqu'à revenir à la température ambiante. Les températures dépassent toutes la température Ac1. Les vitesses de refroidissement sont plus faibles que dans la phase liquide (138.10^3 K/s) mais restent néanmoins suffisantes pour figer une phase austénitique et la transformer en une phase martensitique à basse température.

Sachant, que les vitesses de refroidissement sont suffisamment élevées, la question qui se pose dans cette partie est de savoir si, au cours du chauffage de la zone solide, le temps de diffusion des atomes de carbone est suffisamment grand pour permettre leur diffusion dans la phase austénitique.

Pour vérifier cela on calcul, pour chacun des points de mesure de la zone solide, la durée pendant laquelle la température est supérieure à Ac1. Ces durées sont données sur la figure 4.29 (a) et sont comprises entre 40 µs et 190 µs. La distance de diffusion des atomes de carbone dans la phase austénitique notée X est alors approximée par la relation suivante (DUBOUCHET, C., 1993) :

$$X = \sqrt{2\tilde{D}t}. \tag{4.11}$$

$\tilde{D}$ représente le coefficient de diffusion moyen dû à l'ensemble du cycle thermique induit dans le matériau pendant le temps t . Il est déterminé en sommant les contributions d'intervalles de temps (dans notre cas le pas de temps Δt de la simulation) dans lesquels on peut considérer une température moyenne fixe T_i :

$$\begin{aligned}\tilde{D} &= \sum_i D_i \frac{\Delta t}{t}, \\ &= \frac{D_0 \Delta t}{t} \sum_i \exp\left(-\frac{E_d}{RT_i}\right).\end{aligned} \tag{4.12}$$

Le coefficient de diffusion D_i à la température T_i suit une loi d'Arrhenius avec : D_0 le coefficient de diffusion du carbone dans l'austénite à température ambiante (10^{-5} m²/s) et E_d l'énergie d'activation de diffusion (134.10^3 J/mol).

La figure 4.29 (b) donne les distances de diffusion obtenues. Elles sont comprises entre 0,05 µm et 0,2 µm. Pour que cette distance de diffusion soit suffisante pour générer un effet de trempe, la taille moyenne des grains de ferrite doit être inférieure à cette distance. Dans le cas de l'acier E20, la taille moyenne de ces grains est de l'ordre de plusieurs micromètres. Cette distance est cinq fois supérieure à celle de diffusion des atomes de carbone. Ainsi, la phase martensitique n'apparait pas au moment du refroidissement. La théorie prédit donc qu'aucune ZAT ne peut être localisée dans la zone solide, ce qui corrobore les observations expérimentales.

De manière plus générale, il est probable que les cycles thermiques en perçage étant très rapide, les distances de diffusion des espèces chimiques soient toujours très petites et donc insuffisantes pour permettre des transformations de phase. Les cycles thermiques prédits par la simulation permettent d'estimer ces temps de diffusion.

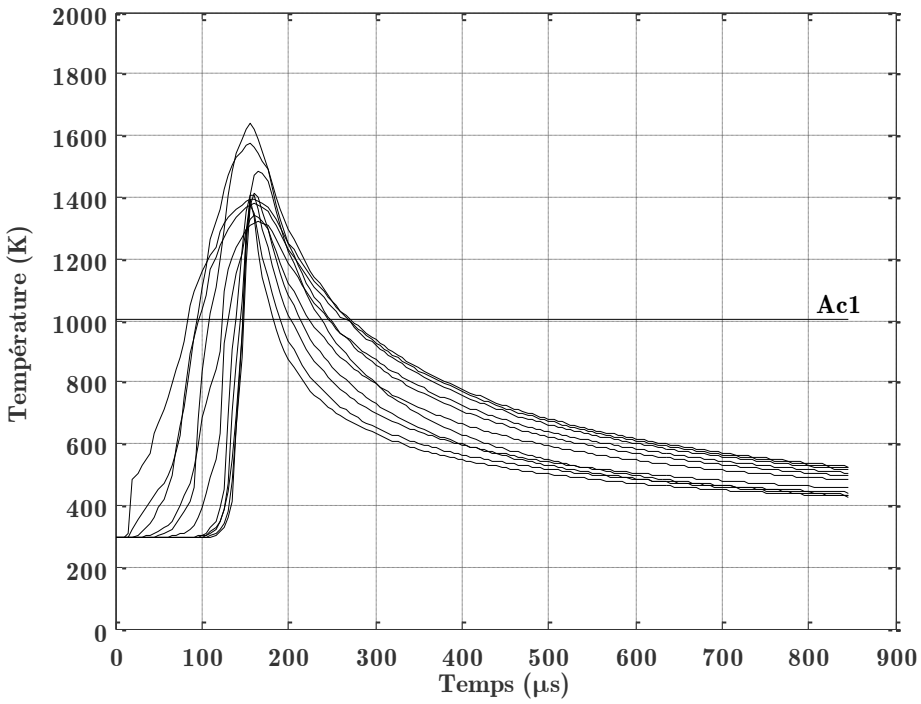

Figure 4.28. Profil de température suivant le temps pour les points de mesure dans la zone solide.

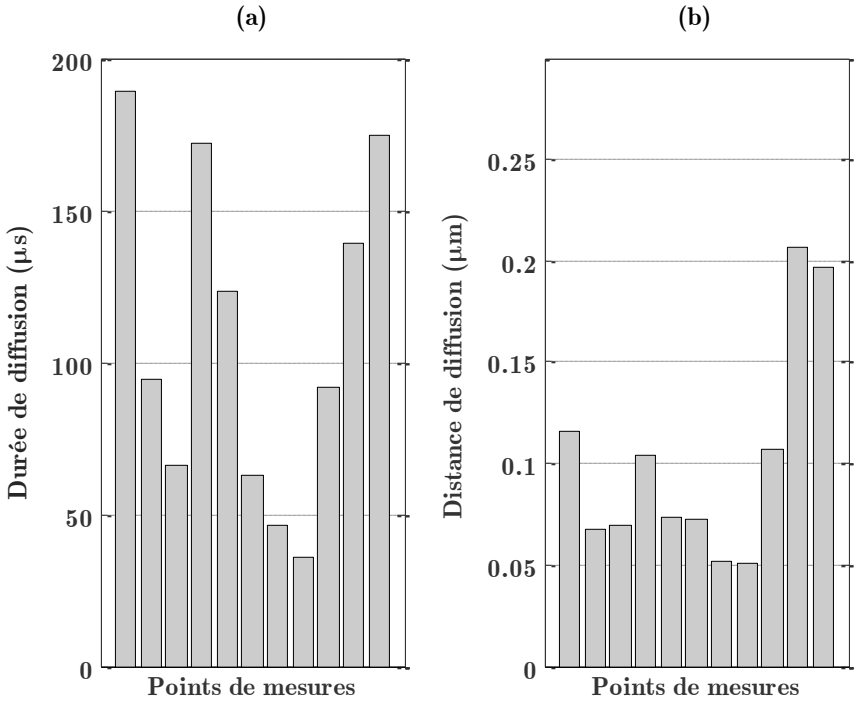

Figure 4.29. Durée (a) et distance (b) de diffusion des atomes de carbone pour les points de mesure dans la zone solide.

4.4 Conclusions du chapitre 4

Ce dernier chapitre présente les résultats de simulation du perçage laser obtenus avec le code développé au cours de la thèse.

Il est possible de simuler le perçage laser au cours des 300 premières microsecondes et pour des puissances crêtes inférieures à 12 kW. La simulation prédit de manière très satisfaisante au regard des observations et mesures :

- la géométrie du trou ;
- la température de surface :
- la pression de recul ;
- la vitesse d'éjection liquide ;
- la vitesse de perçage.

Il est important de souligner qu'aucun paramètre du modèle n'a été ajusté. La bonne représentation du procédé montre que les principaux phénomènes physiques intervenant au cours du perçage laser sont bien pris en compte. Mais le succès vient également du choix de la CNEM comme méthode numérique de résolution.

Des écarts entre simulation et expérience ont néanmoins montré certaines limites dans la modélisation. En effet, la présence d'un ménisque en fond de perçage et une fermeture

prématurée du trou sont observées au bout de quelques centaines de microsecondes qui a pour effet d'arrêter le calcul.

Ces écarts ont été attribués à deux effets :

(1) la non-prise en compte des échanges thermomécaniques de la phase vapeur avec la zone liquide ;
(2) la mauvaise représentation de la distribution spatiale du faisceau laser.

Pour le point (1), un flux de chaleur sur toute la surface du liquide en contact avec la vapeur a été incorporé pour représenter la contribution du gaz à l'échauffement des parois du perçage. Cette représentation permet de ne plus obtenir de fermeture prématurée. Cependant, le perçage s'arrête toujours au bout de 300 microsecondes à cause d'instabilités fortes dues à la diminution de la vitesse d'éjection liquide. Ceci suggère que la vapeur a un rôle non négligeable sur l'entraînement du liquide vers le haut. La prise en compte de cette contribution dans le modèle devrait permettre d'améliorer cette situation.

Pour le point (2), il a été montré que l'intégration d'une surintensité dans la répartition spatiale du faisceau laser permettait de faire disparaitre le ménisque non réaliste et d'augmenter le diamètre de perçage.

Enfin, les cycles thermiques dans la matière liquide et solide ont donné des informations importantes sur les changements métallurgiques de la matière au cours du procédé. Les distances de diffusion des atomes de carbone dans la zone proche de la phase liquide sont inférieures à 200 nm ce qui est trop faible pour voir apparaitre une transformation métallurgique macroscopique dans le cas d'un perçage d'un acier.

Conclusions générales et Perspectives

Conclusions générales

Ce travail de thèse a permis de construire un outil de simulation numérique résolvant un modèle du perçage laser en régime de percussion dans un volume 2D axisymétrique. Le choix de la méthode CNEM s'est révélé judicieux au regard des résultats obtenus.

Ainsi, au travers de ce travail, plusieurs développements numériques originaux ont été mis en œuvre :

- la description d'une condition limite ouverte en lagrangien qui nécessite une « coupure » du domaine liquide a été validée au moyen du cas test de l'écroulement d'un barrage. Ce développement n'a, à notre connaissance, jamais été mis au point auparavant et est fondamental pour un procédé d'enlèvement de matière comme le perçage laser, où les volumes éjectés sont difficiles à décrire ;
- la gestion des instabilités dues au couplage entre la pression de recul et la température de surface. Un critère de stabilité sur le choix du pas de temps et de la taille de maille et un lissage de la surface libre ont été mis en place pour s'affranchir de ces fortes instabilités, rédhibitoires pour la simulation.

Un travail expérimental a aussi permis de développer des outils d'observation et de mesures :

- observations et mesures par caméra rapide des vitesses d'éjection liquide et des angles d'expansion de la vapeur métallique au moyen d'algorithmes de traitement d'image ;
- observations de la morphologie d'un délaminage entre la sous-couche métallique et le revêtement céramique, notamment dans le plan parallèle à la surface absorbante.

Enfin, plusieurs résultats et discussions sur les verrous scientifiques du procédé ont été proposés dans ce travail de thèse :

- l'influence de certains paramètres matériaux sur la vitesse de perçage (la température de fusion, la conductivité thermique et la masse volumique) ;
- l'estimation des grandeurs caractéristiques du procédé : température de surface, pression de recul, vitesse d'éjection liquide ;
- la mise en évidence du rôle des pressions des fluides sur le délaminage entre revêtement/substrat au cours d'un perçage incliné ;
- le rôle de la répartition spatiale du faisceau laser sur la morphologie du fond de perçage ;
- le double rôle de la phase vapeur métallique dans l'échauffement des bords de perçage et l'entraînement du liquide ;

Perspectives

Les perspectives de ce travail se répartissent en trois groupes :

(1) exploitation du code de calcul comme outil de compréhension et d'optimisation du perçage laser ;
(2) amélioration de la modélisation du perçage laser et plus généralement de l'interaction laser/matière ;
(3) amélioration de la simulation numérique.

En ce qui concerne le point (1), il serait intéressant d'étudier l'impact des différentes propriétés thermophysiques des matériaux sur le procédé et en particulier le cas du perçage de multimatériaux. Le cas des alliages base nickel ou base cobalt revêtus de barrière thermique céramique est évidemment la première étude à mener. Les simulations pourraient tester différents designs d'interfaces en faisant varier l'épaisseur de la céramique ou en mettant des revêtements à gradients de composition. Le but de ces simulations serait de prédire le diamètre du trou dans le métal de base et de chercher à réduire son effet néfaste sur le délaminage. On peut également utiliser le code de calcul pour analyser l'impact de paramètres procédés tels que la présence d'une défocalisation du faisceau laser ou faire varier l'intensité laser et la durée d'impulsion pour explorer d'autres régimes d'interaction laser/matière tels que ceux du micro-usinage ou de la texturation. Nous avons en effet vu que la simulation était prédictive sur les morphologies de perçage à faibles rapports d'aspect.

Concernant le point (2), la modélisation proposée dans ce travail prend en compte la majorité des phénomènes clés du perçage. Les études menées ont néanmoins montré qu'incorporer un modèle thermo-hydrodynamique de la phase vapeur était nécessaire pour un perçage de plus de 300 µs et empêcher ainsi une fermeture prématurée du trou. Par ailleurs, des lois d'absorption peuvent être testées dans la simulation pour apporter des informations sur ces mécanismes.

Concernant le point (3), si l'on souhaite utiliser à terme le code de simulation pour optimiser le perçage laser dans des conditions industrielles, il est nécessaire de mettre en place une résolution numérique en trois dimensions. Ceci permettrait de simuler les configurations où le faisceau laser est incliné par rapport à la surface du matériau. Il faudra aussi réduire les temps de calcul en améliorant notamment les algorithmes de remaillages et « d'extraction du liquide », parties les plus gourmandes en temps de calcul.

Références

ALFARO, I., J. YVONNET, E. CUETO et al. 2006. Meshless methods with application to metal forming. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **195**, pp.6661-6675.

ANISIMOV, S. I. 1968. Vaporization of metal obsorbing laser radiation. *Sov. Phy. JETP.* **27**, pp.182-183.

BATTEH, J., M. CHEN, et J. MAZUMDER. 1998. A stagnation flow analysis of keyhole formation in laser drilling. *Proc. of the ASME heat transfer division.* **4**, pp.29-36.

BERTHE, L., M. MULLER, M. SCHNEIDER, et M. NIVARD. 2009. Laser drilling in percussion regime : study of the scale time of the breakthrough. *Proc. at ICALEO.*

BERTHE, L., M. SCHNEIDER, R. FABBRO, et M. NIVARD. 2005. General study of laser matter interaction in laser drillig in percussion regime. *Proc. at Laser In Manufacturing.*

BRACKBILL, J. U., Kothe, D. B. et C. ZEMACH. 1992. A continuum method for modeling surface tension. *J. of Computational Physics.* **100**, pp.335-354.

BRAUN, J. et M. SAMBRIDGE. 1995. A numerical method for solving partial differential equations on highly irregular evolving grids. *Nature.* **376**, pp.655-660.

BUSCAGLIA, G. C. et R. F. AUSAS. 2011. Variational formulations for surface tension, capillarity and wetting. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **200**, pp.3011-3025.

CARSLAW, H. S. et J. C. JAEGER. 1959. *Conduction of heat in solids.* press, Oxford at the clarendon.

CHEN, J. S., C. T. WU, S. YOON, et Y. YOU. 2001. A stabilized conforming nodal integration for Galerkin mesh-free method. *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **50**, pp.435-466.

CHINESTA, F., S. CESCOTTO, E. CUETO, et P. LORONG. 2011. *Natural element method for the simulation of structures and processes.*

COURTOIS, M., M. CARIN, P. LE MASSON, et S. GAIED. 2013. A two-dimensional axially-symmetric model of keyhole and melt pool dynamics during spot laser welding. *Revue de métallurgie.* **110**, pp.165-173.

CREPEAU, J. C. 2007. Josef Stefan: His life and legacy in the thermal sciences. *Experimental Thermal and Fluid Science.* **31**(7), pp.795-803.

DAUSINGER, F. et J. SHEN. 1993. Energy coupling efficiendy in laser surface treatment. *ISIJ International.* **33**, pp.925-933.

DE LANGE, D. F., A. SCHOONDERBEEK, et Maijer J. 2004. Melt ejection during laser drilling. *Proc. at ICALEO.*

DEFAUCHY, D. 2013. *Simulation du procédé de fabrication directe de pièces thermoplastiques par fusion laser de poudre.* Thesis manuscript - Arts et Métiers ParisTech.

DOWSON, D. 1962. A generalized reynolds equation for fluid-film lubrification. *Int. J. Mech. Sci.* **4**, pp.159-170.

DUBOUCHET, C. 1993. *Traitements thermomécaniques de surfaces métalliques à l'aide de lasers CO2 continus et de laser impulsionnel.* Thesis manuscript, Université de Paris-Sud Orsay.

FABBRO, R. 2010. *Processus physiques dans l'interaction laser/matériau.* Cours de l'école des Arts et Métiers ParisTech.

FABBRO, R., S. SLIMANI, F. COSTE et al. 2006. Analysis of basic processes inside the keyhole during deep penetration Nd:YAG CW laser welding. *Proc. at ICALEO.*

FABBRO, R., S. SLIMANI, I. DOUDET et al. 2006. Experimental study of the dynamical coupling between the induced vapour plume and the melt pool for Nd-Yag CW laser welding. *J. Phys. Appl. Phys.* **39**, pp.394-400.

FRENCH, P. W., D. p. HAND, C. PETERS et al. 1998. Investigation of th Nd:YAG laser percussion drilling process using high speed filming. *Proc. at ICALEO.*

FRÊNE, J. 1995. *Butées et paliers hydrodynamiques.* Techniques de l'ingenieur, traité Génie Mécanique.

GANESH, R. K. et A. FAGHRI. 1997. A generalized thermal modeling for laser drilling process - I. Mathematical modeling and numerical methodology. *Int. J. Heat Mass Transfer.* **40**(14), pp.3351-3360.

GANESH, R. K. et A. FAGHRI. 1997. A generalized thermal modeling for laser drilling process - II. Numerical simulation and results. *Int. J. Heat Mass Transfer.* **40**(14), pp.3361-3373.

GARCIA, J. A., Ll. GASCON, E. CUETO et al. 2009. Meshless methods with application to liquid composite molding simulation. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **198**, pp.2700-2709.

GARCÌA, J. A., Ll. GASCÒN, E. CUETO et al. 2009. Meshless methods with application to liquid composite molding simulation. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **198**, pp.2700-2709.

GE, Z., G. YU, K. HE et al. 2012. Three dimensional transient numerical simulation of gaussian laser beam drilling process. *Proceedings at ICTAM.*

GIRARDOT, J., M. SCHNEIDER, L. BERTHE, et V. FAVIER. 2013. Investigation of delamination mechanisms during a laser drilling on a cobalt-base superalloy. *J. of Materials Proc. Tech.* **213**(10), pp.1682-1691.

GONZALES, D., E. CUETO, F. CHINESTA, et M. DOBLARÉ. 2007. A natural element updated lagrangian strategy for free surface fluid dynamics. *Journal of computational physics.* **223**, pp.127-150.

GONZALES, D., E. CUETO, M. A. MARTINEZ, et M. DOBLARÉ. 2004. Numerical integration in natural neighbour galerkin methods. *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **60**, pp.2077-2104.

GRESES, J., P. A. HILTON, C. Y. BARLOW, et W. M. STEEN. 2004. Plume attenuation under high power Nd:yag laser welding. *Journal of Laser Application.* **16**(1), pp.9-15.

GUYON, E., J. P. HULIN, et L. PETIT. 2001. *Hydrodynamique physique.* Editions, EDP Sciences / CNRS.

HIRANO, K. 2012. *Study on striation generation process during laser cutting of steel.* Thesis manuscript - Arts et Métiers ParisTech.

HIRANO, K. et R. FABBRO. 2011. Possible explanations for different surface quality in laser cutting with 1 and 10 µm beams. *Journal of laser applications.* **24**, p.012006.

HIRANO, K., R. FABBRO, et M. MULLER. 2011. Experimental determination of temperatrue threshold for melt surface deformation during laser interaction on iron at atmosphere pressure. *Journal of Physics D : Applied Physics.* **44**, p.435402.

HIRT, C. W. et B. D. NICHOLS. 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamic of free boundaries. *J. of Computational Physics.* **39**(1), pp.201-225.

HIYOSHI, H. et K. SUGIHARA. 1999. Two generalizations of an interpolant based on voronoï diagrams. *International Journal of Shape Modeling.* **5**(2), pp.219-231.

ILLOUL, A. L. 2008. *Mise en oeuvre de la méthode des éléments naturels contrainte en 3D, application au cisaillage adiabatique.* Thesis manuscript, Arts et Métiers ParisTech.

ILLOUL, L. et P. LORONG. *CNEM's page.* [online]. Available from World Wide Web: <http://plateformesn-m2p.ensam.eu/SphinxDoc/cnem/index.html#>

JOHNSTON, T. W. et J. M. DAWSON. 1973. Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas. *Phys. Fluid.* **16**(722).

KAMALU, J., P. BYRD, et A. PITMAN. 2002. Variable angle laser drilling of thermal barrier coated nimonic. *J. Material and Processing Technology.* **122**, pp.355-362.

KAMINSKI, M. 2007. *Modélisation de l'endommagement en fatigue des superalliages monocristallins pour aubes de turbines en zone de concentration de contrainte.* Thesis manuscript, Engineering school of Mines ParisTech.

KAR, A. et J. MAZUMDER. 1990. Two dimensional model for material damage due to melting and vaporization during laser irradiation. *J. appl. Phys.* **68**, pp.3884-3891.

KI, H., P. S. MOHANTY, et Mazumder J. 2000. Modelling of high-density laser material interaction using level set method. *Journal of physics D : Applied Physics.* **34**, pp.364-372.

KI, H., P. S. MOHANTY, et J. MAZUMDER. 2002. Modeling of laser keyhole welding: Part II. Simulation of keyhole evolution, velocity, temperature profile and experimental verification. *Metallurgical and materials transactions A.* **33A**, pp.1831-1842.

KI, H., P. S. MOHANTY, et J. MAZUMDER. 2002. Multiple reflection and its influence on keyhole evolution. *J. Laser Applications.* **14**(1), pp.39-45.

KI, H., P. S. MOHANTY, et J. MAZUMDER. 2005. A numerical method for multiphase incompressible thermal flows with solid-liquid and liquid-vapor phase transformations. *Numerical heat transfer, part B.* **48**, pp.125-145.

KI, H., Mohanty P. S., et J. MAZUMDER. 2002. Modeling of laser keyhole welding: Part I. mathematical modeling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple

reflections, and free surface evolution. *Metalurgical and materials transactions A*. **33A**, pp.1817-1830.

KNIGHT, C. J. 1979. Theoretical modelling of rapide surface vaporization with back pressure. *AIAA Journal*. **17**, pp.78-1220.

KNUDSEN, M. 1915. Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des quecksilbers. *Ann. Phys. Chem.* **47**, pp.697-708.

KOESTER, J. C., E. SNITZER, C. J. CAMPBELL, et M. C. RITTLER. 1962. Experimental laser retina coagulator. *J. opt. Soc. Am.* **52**.

KROOS, J., U. GRATZKE, M. VICANEK, et G. SIMON. 1993. Dynamic behaviour of the keyhole in laser welding. *J. Phys. D : Appl. Phys.*. **26**, pp.481-486.

KUAR, A. S., B. DOLOI, et B. BHATTACHARYYA. 2006. Modeling and analysisof pulsed Nd:YAG laser machining characteristics during micr-drilling of zirconia (ZrO2). *Int. J. of Machine Tools & Manufacture*. **46**, pp.1301–1310.

KUZNETSOV, L. I. 1993. Recoil moment at a solid surface during developed laser ablation. *Quantum electron*. **20**, pp.1191-1195.

LADYZHENSKAYA, O. A. 1969. *The mathematical theory of viscous incompressible flow*. New York: Gordon and Breach, 2nd edition.

LE GUEN, E., R. FABBRO, M. CARIN et al. 2011. Analysis of Hybrid Nd:Yag laser-MAG arc welding processes. *Optics and Laser Technology*. **43**(7), pp.1155-1166.

LEITZ, KH., H. KOCH, A. OTTO, et M. SCHMIDT. 2012. Numerical simulation of process dynamics during laser beam drilling with short pulses. *Appl. Phys. A*. **106**(4), pp.885-891.

LIEPMANN, H. W. et A. ROSHKO. 1957. *Element of gas dynamics*. John Wiley & Sons, Inc.

LOW, D. K. Y., L. LI, et P. J. BYRD. 2002. Hydrodynamic Physical Modeling of laser drilling. *Journal of manufacturing science and engineering*. **122**, pp.852-862.

MAIMANN, T. 1960. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*. **187**.

MARTIN, J. C. et W. J. MOYCE. 1952. Part IV. An Experimental Study of the Collapse of Liquid Columns on a Rigid Horizontal Plane. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. **244**, pp.312-324.

MAS, C. 2003. *Modélisation du procédé de découpe de métaux par laser*. Thesis manuscript, Université Paris VI.

MATTEÏ, S., J. M. JOUVARD, M. MOSTAFA et al. 2012. Comparison of keyhole characteristics obtained by two experimental methods: the "direct observation of drilled hole method" and the "sandwich method". *Proc. at ICALEO*.

MUHAMMAD, N., B. ROGERS, et L. LI. 2012. Three-phase 3D modelling of a laser cutting process using smoothed particle hydrodynamics (SPH). *Proc. at ICALEO*.

MURRY, G. 2007. Les aspects métallurgiques du refroidissement après austénitisation. *Traitements et matériaux.*

NG, G. K. L., P. L. CROUSE, et L. LI. 2006. An analytical model for laser drilling incorporating effects of exothermic reaction, pulse width and hole geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer.* **49**, pp.1358-1374.

OSHER, S. et J. A. SETHIAN. 1988. Front propagation with curvature dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *J. Computational physics.* **79**, pp.12-49.

OTTO, A., H. KOCH, KH. LEITZ, et M. SCHMIDT. 2011. Numerical simulation - A versatile approach for better understanding dynamics in laser material processing. *Physics Procedia.* **12**, pp.11-20.

PANG, S., L. CHEN, J. ZHOU et al. 2011. A three-dimensional sharp interface model for self-consistent keyhole and weld pool dynamics in deep penetration laser welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(025301).

PANG, S., K. HIRANO, R. FABBRO, et T. JIANG. 2012. Modeling keyhole and weld pool dynamics of laser welding under variable ambient pressure. *Proc. at ICALEO.*

RAPPAZ, M., M. BELLET, et M. DEVILLE. 1998. *Modélisation numérique en science et génie des matériaux.* romandes, Presses polytechniques et universitaires.

REVUZ, N. 2010. *Etude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par perçage laser.* Thesis manuscript, Engineering school of Mines ParisTech.

SAMOKHIN, A. A. 1990. First-order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter. *Proc. at Institute of General Physics.* **13**, pp.1-161.

SCHNEIDER, M. 2006. *Perçage profond par laser: analyse des processus physiques.* Thesis manuscript, french university of Paris 6.

SCHNEIDER, M., L. BERTHE, R. FABBRO, et M. MULLER. 2008. Measurement of laser absorptivity for operating parameters characteristic of laser drilling regime. *Journal of physics D : Applied Physics.* **41**(155502).

SCHNEIDER, M., L. BERTHE, M. MULLER, et R. FABBRO. 2010. A fast method for morphological analysis of laser drilling holes. *Journal of Laser Application.* **22**, pp.127-131.

SCHNEIDER, M., R. FABBRO, L. BERTHE, et M. MULLER. 2007. Gaz investigation on laser drilling. *Journal of Laser Application.* **19**, p.165.

SCHNEIDER, M., R. FABBRO, L., Landai, L. BERTHE et al. 2004. Parametric study of drilling with new innovative laser source: application to percussion regime. *proc. at ICALEO.*, pp.540-546.

SCHNEIDER, M., J. GIRARDOT, et L. BERTHE. 2011. Recoil pressure and surface temperature in laser drilling. *Proceedings at ICALEO.*

SCHNEIDER, M., M. MULLER, R. FABBOR, et L. BERTHE. 2006. New experimental approach to study laser matter interaction during drilling in percussion regime. *proc. at Laser Advanced Materials Processing.*

SCHNEIDER, M., M. MULLER, R. FABBRO, et L. BERTHE. 2007. Study of hole properties in percussion regime with a new analysis method. *J. of Laser Micro/Nanoengineering.* **2**(2), pp.128-132.

SCHULZ, W., U. EPPELT, et R. PROPAWE. 2013. Review on laser drilling 1. fundamentals, modeling and simulation. *Journal of laser applications.* **25**(1), p.012006.

SEMAK, V. et Matsunawa A. 1997. The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing. *J Phys. D: App. Phys.* **30**, pp.2541-2552.

SEMAK, V., B. DAMKROGER, et S. FEMPKA. 1999. Temporal evolution of the temperature field in the beam interaction zone during laser material processing. *J. of Phys. D: Appl. Phys.* **32**, pp.1819-1825.

SEZER, H. K. et L. LI. 2009. Mechanisms of acute angle laser drilling induced thermal barrier coating delamination. *J. of Manufacturing Science Engineering.* **131**.

SEZER, H. K., L. LI, M. SCHMIDT et al. 2006. Effect of beam angle on HAZ, recast and oxide layer characteristics in laser drilling of TBC nickel superalloys. *IJ of Machine Tools & Manufacture.* **46**, pp.1972-1982.

SIBSON, R. 1980. A vector identity for the Dirichlet tesselation. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society.* **87**, pp.151-155.

SUKUMAR, N., B. MORAN, et T. BELYTSCHKO. 1998. The natural element method in solid mechanics. *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **43**, pp.839-887.

TAN, W., N. S. BAILEY, et Y. C. CHIN. 2013. Investigation of keyhole plume and molten pool based on a three-dimensional dynamic model with sharp interface formulation. *J. Phys. D: Appl Phys.* **46**(055501).

TEYSSÈDRE, H. et P. GILORMINI. 2013. Extension of the natural element method to surface tension and wettability for the simulation of polymer flows at the micro and nano scales. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **200**, pp.9-16.

TOUVREY, C. 2006. *Etude thermohydraulique du soudage impulsionnel de l'alliage TA6V.* Thesis manuscript - Université de Provence.

TRAVERSONI, L. 1994. Natural neighbor finite elements. *Proc. at Int. Conf. on Hydraulic Enginnering Software, Hydrosoft.* **2**, pp.291-297.

VOISEY, K. T., C.F. CHENG, et T. W. CLYNE. 2000. Quantification of melt ejection phenomena during laser drilling. *MRS Spring Meeting.* **617**.

VOISEY, K. T. et T. W. CLYNE. 2004. Laser drilling of cooling holes trough plasma sprayed thermal barrier coatings. *Surface and Coatings Technology.* **176**, pp.296-306.

VOISEY, K. T., J. A. THOMPSON, et T. W. CLYNE. 2001. Damage caused during laser drilling of thermal spray TBCs on superalloy substrates. *Proceedings at ICALEO.*

VOLLER, V. R. et C. PRAKASH. 1987. A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems. *Int. J. Heat Mass Transfer.* **30**(8), pp.1709-1719.

VOLTZ, S., M. LALLEMAND, et J. B. SAULNIER. 1997. Analyse de la conduction de la chaleur aux temps ultr-courts dans un solide par la thermodynamique irréversible étendue et la dyamique moléculaire. *Rev. Gén. Therm.* **36**, pp.826-835.

VON ALLMEN, M. 1976. Laser drilling velocity in metals. *J. of Applied Physics.* **47**(12).

YTREHUS, T. et S. OSTMO. 1996. Kinetic theory approach to interphase processes. *Int. Journal of Multiphase flow.* **22**, pp.133-155.

YVONNET, J. 2004. *Nouvelles approches sans maillage basées sur la méthode des élements naturels pour la simulation numérique des procédés de mis en forme.* Thesis manuscript - Arts et Métiers ParisTech.

YVONNET, J., F. CHINESTA, Ph. LORONG, et D. RYCKELYNCK. 2005. The constrained natural element method (CNEM) for treating thermal models involving moving interfaces. *Int. J. of Thermal Sciences.* **44**, pp.559-569.

YVONNET, J., D. RYCKELYNCK, P. LORONG, et F. CHINESTA. 2000. A new extension of the natural element method for non-convex and discontinuous problems: the constrained natural element method (C-NEM). *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **60**, pp.1451-1474.

Table des illustrations

Figures du chapitre 1

Figure 1.1. 1960 : première source laser, réalisée par T. Maiman. 7

Figure 1.2. 2013 : Source laser pulsée Nd:YAG FLS A de chez LASAG (Rofin) pouvant délivrer plusieurs dizaines de kilowatts de puissance crête pendant 20 ms à 500 Hz. 7

Figure 1.3. Schéma de principe d'une turbine de moteur d'avion et détails d'une aube de turbine (a) et d'un chambre de combustion (b). 8

Figure 1.4. Schéma de principe d'un perçage incliné d'un angle β sur un matériau revêtu. 9

Figure 1.5. Positionnement des principaux procédés utilisant les lasers de puissance. 10

Figure 1.6. Schéma des configurations de perçage en percussion (a) et en trépanation (b). 11

Figure 1.7. Schéma de principe du processus physique de perçage laser. 12

Figure 1.8. Valeurs d'absorption issues des mesures sur un acier E20 (SCHNEIDER, M. et al., 2008). 13

Figure 1.9. Schéma de principe du modèle analytique du « piston ». 16

Figure 1.10. Recombinaison des atomes au niveau de la couche de Knudsen. 17

Figure 1.11. Positionnement des travaux marquants de simulation (les simulations de perçage en régime de percussion sont grisées). 20

Figure 1.12. Schéma de principe de la méthode Level Set. 22

Figure 1.13. Problème de Stefan. 24

Figure 1.14. Diagramme de Delaunay (a), de Voronoï non tronqué (b) et tronqué (c). 27

Figure 1.15. Représentation des fonctions d'interpolation pour la MEF (a) et pour la NEM (b). ... 28

Figure 1.16. Fonction d'interpolation Sibson basée sur un diagramme de Voronoï ouvert (a) [NEM] et sur un diagramme contraint (b) [CNEM]. 29

Figures du chapitre 2

Figure 2.1. Méthodes d'observation pour la caractérisation experiementale. 34

Figure 2.2. Face avant d'un perçage sur le KCN22W ($P_{crête}$ = 16 kW). 35

Figure 2.3. Diamètres de trous débouchants en face avant et arrière suivant la puissance crête, obtenus sur des plaques percées de KCN22W. 36

Figure 2.4. Micrographie en coupe de perçages débouchants pour plusieurs puissances crêtes. 36

Figure 2.5. Comparaison des profils de trou. 37

Figure 2.6. Observation d'un profil de trou avec la méthode DODO (SCHNEIDER, M. et al., 2010). 38

Figure 2.7. Vitesse de perçage suivant la puissance pour deux types de matériaux. 38

Figure 2.8. Modèle du piston. 41

Figure 2.9. Influence des paramètres sur la vitesse de perçage pour trois température de surface. ...45

Figure 2.10. Influence couplée du seuil de vaporisation à pression ambiante et de l'enthalpie de changement de phase sur la vitesse de perçage (Température de surface = 6000 K). 46

Figure 2.11. Influence couplée de la masse volumique et de la conductivité thermique sur la vitesse de perçage (Température de surface = 6000 K). 46

Figure 2.12. Schéma de la procédure expérimentale d'observation par caméra rapide. 47

Figure 2.13. Méthode de mesure de vitesse d'ejection (exemple sur un perçage à 10 kW). 48

Figure 2.14. Position du front différencié du côté droit entre 70 µs et 90 µs et regression linéaire (exemple sur un perçage à 10 kW). 49

Figure 2.15. Mesure des vitesse d'ejection liquide pour le côté gauche et le côté droit. 50

Figure 2.16. Visualisation de la plume de vapeur au cours du perçage. 51

Figure 2.17. Mesure de l'angle d'expansion de la phase vapeur θ. 51

Figure 2.18. Schéma et paramétrisation du modèle de Bernouilli. 52

Figure 2.19. Evaluation du terme de perte par viscosité P_μ en bar en fonction de la vitesse d'ejection liquide V_m et de l'épaisseur du bain δ (longueur du film r_s constante et égale à 200 µm). 53

Figure 2.20. Schéma et paramétrisation du modèle d'expansion de la phase vapeur. 53

Figure 2.21. Nombre de Mach au point 2. 54

Figure 2.22. Pressions de recul suivant les deux modèles proposés et comparaison avec les travaux de Kuznestov (1993), Fabbro (2006) et Revuz (2010). 55

Figure 2.23. Température de surface au point 1 suivant les deux modèles proposés et comparaison avec les résultats du modèle du piston. 57

Figure 2.24. Morphologie de la structure multi-couche étudiée. 58

Figure 2.25. Schéma de la procédure expérimentales d'observation par micrographie. 60

Figure 2.26. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revêtu ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 40°, 1 impulsion). 61

Figure 2.27. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revêtu (a) et détail de la fissure de délaminage (b) ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 40°, 3 impulsions). 61

Figure 2.28. Evolution de la longueur de délaminage pour trois angles de perçage (β = 40°, 30° et 20°). 62

Figure 2.29. Observation micrographique de la fissure après plusieurs polissages successifs dans le sens parallèle à la surace d'impact (GIRARDOT, J. et al., 2013)..... 62

Figure 2.30. Ejection fluide sur KCN22W revetu (a) et non revetu (b) ($P_{crête}$ = 18 kW, β = 90° , 1 impulsion). 63

Figure 2.31. Ejection sur KCN22W revetu durant la premiere impulsion (a), la seconde (b) et la troisième (c) ($P_{crête}$ = 18 kW, β = 20°)..... 63

Figure 2.32. Mecanisme de formation du « bouchon ». 65

Figure 2.33. Micrographie d'un perçage sur KCN22W revetu ($P_{crête}$ = 13 kW, β = 90° , 4 impulsions)..... 65

Figure 2.34. Représentation du modèle mécanique de délaminage en configuration inclinée. 66

Figure 2.35. Resultats du modèle avec effort (a) et moment (b). 68

Figures du chapitre 3

Figure 3.1. Description générale du modèle de perçage..... 71

Figure 3.2. Enthalpie en fonction de la température (fer pur)..... 73

Figure 3.3. Température en fonction de l'enthalpie (fer pur). 74

Figure 3.4. Pente de la courbe $T\left(H\right)$ (fer pur)..... 74

Figure 3.5. Evolution de la conductivité thermique en fonction de la température (fer pur)..... 75

Figure 3.6. Description des contours pour le calcul thermique. 76

Figure 3.7. Fonctions de répartition implantées dans le code calcul..... 77

Figure 3.8. Profil temporel mesuré et fonction $g\left(t\right)$ utilisé dans le modèle (HL201p, 10 kW, 500 µs). 79

Figure 3.9. Valeurs issues de mesures pour la determination du coefficient d'absorption A 79

Figure 3.10 Débit de masse vaporisée en fonction de la température de surface (fer pur). 81

Figure 3.11. Résultat typique de simulation représentant les champs de température et le champ de vitesse dans un domaine coupé au dessus (DE LANGE, D. F. et al., 2004). 82

Figure 3.12. Description de la gestion de la coupure du fluide pour l'équation de la chaleur. Géométrie au temps t (a) et temps $t+\Delta t$ (b)..... 83

Figure 3.13. Nombre de reynolds en fonction de la vitesse pour plusieurs dimensions caractéristiques. 84

Figure 3.14. Décomposition de l'écoulement au cours du perçage laser en deux parties. 85

Figure 3.15 Description des contours pour le calcul hydrodynamique. 87

Figure 3.16. Lois de pressions de recul en fonction de la température de surface. 88

Figure 3.17. Description des deux rayons de courbure associés à la surface libre $\partial\Omega_s$ 89

Figure 3.18. Description de la gestion de la coupure du fluide pour l'équation de Navier Stokes. Géométrie au temps t (a) et temps $t+\Delta t$ (b). 90

Figure 3.19. Description de la notion de voisins naturels au sens de la NEM. 92

Figure 3.20. Linéarisation de la loi de vaporisation (fer pur). 96

Figure 3.21. Remontée isenthalpique. 97

Figure 3.22. Méthode d'actualisation itérative. 101

Figure 3.23. Schéma incrémental. 102

Figure 3.24. Description de l'extraction du liquide par repère de l'isotherme (a) et reconstruction du diagrame de Voronoï dans la zone liquide (b). 103

Figure 3.25. Exemple d'un traitement de lissage d'une surface générée aléatoirement. 107

Figure 3.26. Gestion de l'axisymétrie avec la CNEM. 108

Figure 3.27. Barreau soumis à un gradient de température et un écoulement constant. 111

Figure 3.28. Champ de température au bout de 400 itérations. 111

Figure 3.29. Comparaison des températures le long de l'axe de symétrie. 113

Figure 3.30. Erreur relative par rapport à la solution stationnaire pour chaque itération. 113

Figure 3.31. Comparaison de la solution analytique et de la CNEM sur la position du front de fusion à plusieurs itérations. 116

Figure 3.32. Erreur sur la position du front de fusion. 116

Figure 3.33. Comparaison de la solution analytique et de la CNEM sur les températures à plusieurs itérations. 117

Figure 3.34. Comparaison des résultats de notre modèle sur la température de surface avec la solution analytique et COMSOL. 119

Figure 3.35. Comparaison des résultats de notre modèle sur l'épaisseur de bain liquide avec COMSOL. 119

Figure 3.36. Schéma du modèle d'écroulement de barrage. 120

Figure 3.37. Evolution de la surface libre à plusieurs temps de calcul. 121

Figure 3.38. Champ de vitesse suivant $\vec{x}$ (a), $\vec{y}$ (b), la norme $\|\vec{u}\|$ (c) et le champ de pression p (d) (t =0.075 s.). 122

Figure 3.39. Erreur relative sur le volume au cours du calcul. 123

Figure 3.40. Comparaison sur la position du front avant avec les mesures. 124

Figure 3.41. Comparaison de l'évolution du domaine liquide dans les modèles avec et sans coupure. 125

Figure 3.42. Erreur relative par rapport au calcul sans coupure sur la position de la surface libre. 125

Figure 3.43. Schéma du modèle de fermeture de capillaire. 126

Figure 3.44. Comparaison entre les réusltats de COMSOL et notre modèle. 127

Figures du chapitre 4

Figure 4.1. Profil spatial utilisé dans les calculs. 131

Figure 4.2. Profil temporel utilisé dans les calculs. 131

Figure 4.3. Profil de perçage avec la zone liquide au cours du calcul entre 50 µs et 300 µs ($P_{crête}$=7 kW). 133

Figure 4.4. Champ de température à 150 µs ($P_{crête}$= 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »). 134

Figure 4.5. Norme du champ de vitesse à 150 µs ($P_{crête}$= 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »). 135

Figure 4.6. Détail de l'écoulement du liquide au niveau du haut du perçage à 100 µs ($P_{crête}$= 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »). 135

Figure 4.7. Température (a), vitesse d'ejection (b) et de perçage (c) et épaisseur de zone fondue (d) en fonction du temps pour chaque puissances considérées. 137

Figure 4.8. Evolution du diamètre d'entrée des trous en fonction du temps pour chaque puissances considérées. 138

Figure 4.9. Création et propagation d'instabilités sur le bain liquide ($P_{crête}$= 12 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »). 138

Figure 4.10. Comparaison des grandeurs avec les mesures. 140

Figure 4.11 Comparaison des profils de perçage (t= 300 µs, $P_{crête}$= 7 kW, r_{laser} =150 µm, « top-hat »). 141

Figure 4.12. Comparaison des profils à 100 µs pour les puissances considérées. 142

Figure 4.13. Température de surface suivant l'axe horizontale $\vec{r}$, pour différentes puissances. 143

Figure 4.14. Schéma du montage de l'analyseur et résultat du profil spatial de la source laser. 144

Figure 4.15. Comparaison des profils pour deux repartitions spatiales de faisceau au bout de 70 µs ($P_{crête}$ = 7 kW). 145

Figure 4.16. Comparaison des grandeurs caractéristiques pour deux repartitions spatiales de faisceau. 145

Figure 4.17 Mécanisme d'interaction entre un rayonnement et une particule de rayon r 147

Figure 4.18. Mesure du profil temporel et ajustement de la fonction $g(t)$ 148

Figure. 4.19. Micrographie en coupe transverse et comparaison des profils avec les résultats de simualtion ($P_{crête}$ = 5 kW (a), $P_{crête}$ = 10 kW (b), t_{pulse} = 500 µs).....149

Figure 4.20. Comparaison du nombre de Reynolds pour les calculs avec et sans la condition limite de récupération. 151

Figure 4.21. Profil de perçage entre 100 µs et 350 µs avec la prise de la condition limite de flux sur les parois (profil « sans flux » en pointillé). 152

Figure 4.22. Comparaison des diamètres d'entrée pour les calculs avec et sans la condition limite de récupération. 153

Figure 4.23. Comparaison des grandeurs caractéristiques pour les calcul avec et sans la condition limite de récupération. 153

Figure 4.24. Comparaison des profils de perçage (profil « sans flux » en pointillé). 154

Figure 4.25 Profil de perçage de 7 kW à 150 µs avec les isothermes de fusion T_m et d'austénitisation Ac1.....155

Figure 4.26 Diagramme TRC d'un acier C50 (MURRY, G., 2007) (A = austénite, Am = austénite métastable, F = ferrite, C = carbure, B = bainite, M = martensite). 156

Figure 4.27. Evolutions de température pour les points de mesure dans la zone liquide.....157

Figure 4.28. Profil de température suivant le temps pour les points de mesure dans la zone solide. 158

Figure 4.29. Durée (a) et distance (b) de diffusion des atomes de carbone pour les points de mesure dans la zone solide. 159

Publications

Publications dans des revues internationales

GIRARDOT, J., M. SCHNEIDER, L. BERTHE, et V. FAVIER. 2013. Investigation of delamination mechanisms during a laser drilling on a cobalt-base superalloy. *J. of Materials Proc. Tech.* **213**(10), pp.1682-1691.

Congrès internationaux avec actes

GIRARDOT, J., L. ILLOUL, P. LORONG et al. 2012. Simulation of the laser drilling process with the c-nem method. *Proc. at ICALEO.*

GIRARDOT, J., M. SCHNEIDER, L. BERTHE, et V. FAVIER. 2012. Delamination induced by laser drilling on a base cobalt superalloy. *Proc. at ICALEO.*

GUINARD, C., V. GUIPONT, M. JEANDIN, J. GIRARDOT et al. 2012. Study of delamination induced by laser drilling of thermally-sprayed tbc interfaces. *Proc. at International Thermal Spray Conference.*

SCHNEIDER M., J. GIRARDOT, L. BERTHE. 2011. Recoil pressure and surface temperature in laser drilling. *Proc. at ICALEO.*

Congrès nationaux avec actes

GIRARDOT, J., L. ILLOUL, P. LORONG et al. 2013. Procédé de percage laser : comparaison entre des données experimentales et une simualtion basée sur la méthode CNEM. *Congrès Français de Mécanique.*

GIRARDOT, J., L. ILLOUL, P. LORONG et al. 2012. Simulation numérique du percage laser par la méthode CNEM. *Séminaire européen Laser'Ap 7.*

GIRARDOT, J., N. Ranc, M. Schneider, V. FAVIER. 2012. Modélisation du procédé de perçage laser (interaction laser/matière à bas flux). *Workshop IRM/DSP.*

GIRARDOT, J., M. SCHNEIDER, L. BERTHE, et V. FAVIER. 2012. Décollement de barrière thermique induit par perçage laser. *MECAMAT.*

Interaction laser/ matière en régime de perçage par percussion

Analyse experimentale, Modélisation et Simulation numérique

RESUME : Le perçage par laser est le procédé majoritairement utilisé pour la fabrication des trous de refroidissement des pièces « haute pression » des moteurs d'avion. La maîtrise de ce procédé, afin de limiter les écarts de géométrie des trous ainsi que les défauts microstructuraux induits, est une problématique qui a un fort enjeu industriel. L'interaction entre un faisceau laser et une matière métallique absorbante dans les régimes de perçage laser implique des phénomènes thermiques et hydrodynamiques dont le rôle sur le perçage n'est pas encore complétement expliqué. Ces travaux de thèse apportent des éléments de réponse par une approche de simulation numérique. Une investigation expérimentale couvrant une large gamme de paramètres opératoires et plusieurs méthodes expérimentales originales d'observations in situ et post-mortem ont été mises en œuvre. Le modèle physique du perçage laser qui a été retenu pour la simulation intègre les changements de phase solide/liquide et liquide/vapeur, la mobilité des interfaces, l'éjection de la phase liquide et les échanges de chaleur par conduction et convection. Il est résolu en 2D axisymétrique via un code de calcul développé entièrement durant la thèse. Les paramètres et données d'entrée du modèle sont tous issus de la littérature et/ou de mesures. Les simulations réalisées ont permis de prédire la plupart des mesures sans aucun ajustement de paramètres. Les écarts observés ont donné des informations inédites sur la contribution de la répartition spatiale du faisceau laser et de la phase vapeur sur la géométrie des trous. L'étude des cycles thermiques a permis de mieux comprendre les transformations métallurgiques induites au bord du trou.

Mots clés : perçage, laser, percussion, simulation, CNEM, changements de phase, délaminage.

Laser/matter interaction in percussion drilling regime

Experimental investigation, Modelisation and Numercial simulation

ABSTRACT : The laser drilling process is the main process used in machining procedures on aeronautic engines, especially in the cooling parts of the engine. The industrial stake is to reduce geometrical deviations of the holes and defects during production. The interaction between a laser beam and an absorbent metallic matter in the laser drilling regime involve thermal and hydrodynamical phenomenon. Their role on the drilling is not yet completely understood. This thesis work is attached to give some responses to these questions with a simulation approach. An experimental investigation was first set up in order to estimate the velocity of the liquid, the vapor pressure and the temperature of the surface and to characterize the influence of the laser power and some material properties on the drilling. The physical model of the laser drilling used for simulations include solid/liquid and liquid/vapor phase transformations, the liquid ejection and the convective and conductive thermal exchanges. It is solved using a homemade calculation code and 2D axisymmetric formulation, developed during the thesis. Simulations results predicted most of measurements without identifying any parameters. The deviations between experiments and simulations gave new discussions on the influence of the laser beam space repartition and on the contribution of the metallic vapor phase on the hole geometry. The thermal cycles were studied clarifying the metallurgical transformations induced at the edge of the hole.

Key words : drilling, laser, percussion, simulation, CNEM, phase change, delamination.

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY